УДК 534.222.2

## Ф. А. ЖИВОПИСЦЕВ, К. В. ШИТИКОВА

## ДИНАМИЧЕСКАЯ ДЕФОРМИРУЕМОСТЬ ЯДРА И ЕЕ ВЛИЯНИЕ НА СТРУКТУРУ ФОТОПОГЛОЩЕНИЯ И НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЯ

§ 1. Динамическая деформируемость ядра и ее влияние на структуру сечения фотопоглощения и на характеристики фоторасщепления. Процесс зацепления за более сложные состояния (как коллективной, так и неколлективной природы) приводит к ситуации, когда к заполненной оболочке добавляется некоторое число квазичастиц, достаточное для того, чтобы сферическая форма ядра стала неустойчивой (по отношению к изменению свойств поверхности и т. д.). При этом разрушается замкнутая оболочка, что и обусловливает увеличение деформируемости остова ядра в высоковозбужденном состоянии. Деформируемость ядра в определенном состоянии очень чувствительна к примесям других сложных конфигураций к данной простейшей конфигурации с теми же самыми моментами количества движения и четности. У ядер с замкнутыми оболочками в высоковозбужденных состояниях существует весьма большое число различных конфигураций.

Возбужденные частицы и дырки сверх замкнутой оболочки приводят к существенному изменению свойств ядра-остова, особенно для легких ядер - к нарушению сферической симметрии самосогласованного поля ядра, действующего на нуклоны [1]. Мы используем для средних и тяжелых ядер более слабое предположение об изменении жесткости ядра в возбужденном состоянии. Необходимость такого рассмотрения определяется тем, что расчеты на базисе состояний {ph, ph+коллективные возбуждения} не могут в деталях объяснить промежуточную структуру гигантских резонансов и энергетические спектры нуклонов [2, 3]. Вычисления с целью объяснения увеличения деформируемости ядра примесями сложных конфигураций становятся практически почти неосуществимыми из-за их громоздкости. Поэтому в рамках коллективной модели делается предположение о значительном изменении жесткости ядра в высоковозбужденном дипольном состоянии [4]. Такую ситуацию можно приближенно описать появлением динамических поверхностных колебаний с частотой

$$\omega_{\lambda} = \sqrt{C_{\lambda}'/B_{\lambda}'},$$

причем средняя деформация ядра, связанная с потерей жесткости в высоковозбужденном состоянии, определяется соотношением

$$\beta_{\lambda}^{\prime^{2}} = |\langle ph \ 1^{-} | \widehat{\beta} | ph \ 1^{-} \rangle|^{2} = \frac{2\lambda + 1}{2} \frac{1}{\sqrt{B_{\lambda}^{\prime} C_{\lambda}^{\prime}}},$$

где  $C_{\lambda}$  характеризует жесткость ядерной поверхности,  $B'_{\lambda}$  — массовый коэффициент,  $\lambda$  — мультипольность поверхностных колебаний. В пред-

10

положении значительной потери жесткости ядра р высоковозбужденном дипольном состоянии производился расчет сечений фотопоглощения для сферических ядер <sup>60</sup>Nb, <sup>90</sup>Zr и <sup>208</sup>Pb ( $T_{<}$  и  $T_{>}$ ). Базисные состояния выбирались так же, как в [3].

Расчетные формулы, учитывающие связь с коллективным возбуждением, выбирались в соответствии с выражениями, приведенными в [5]. Критерием подбора параметров в рамках исследуемой проблемы (ωλ и βλ) было требование соответствия расчетного центра тяжести дипольных переходов экспериментальному. На рис. 1 приведены типичные результаты расчетов для исследуемых ядер на частично-дырочном басисе (a), на расширенном базисе (ph, ph+коллективное возбуждение), в котором не учитывается динамическая деформируемость в высоковозбужденном состоянии (б), а также с учетом последней (в). Расчет для 60Ni проведен для двух ветвей гигантского резонанса T < и T> с учетом связи с динамическими фононами 2+ и (2+)<sup>2</sup>. Для <sup>90</sup>Zr рассчитывалось сечение фотопоглощения Т> с учетом связи с динамическими фононами (2+)<sup>2</sup> и 3-. Для <sup>208</sup>Pb аналогичный последнему расчет произведен для ветви гигантского резонанса T <. Экопериментальные кривые взяты из работ [6, 7]. В таблице приведены параметры  $\beta_{\lambda}$  и ћω' для исследуемых ядер. Для более полного сравнения с экспериментальными данными мы произвели усреднение некоторых типичных результатов по формуле Лоренца:

$$\sigma_{\gamma}(E) = \sigma_{\gamma}(E_{i}) \frac{E_{i}^{2}\Gamma_{i}^{2}}{(E^{2} - E_{i}^{2})^{2} + E_{i}^{2}\Gamma_{i}^{2}},$$
(1)

где  $\sigma_{\gamma}$  — сечение;  $E_i$ ,  $\Gamma_i$  — энергия отдельного уровня и его ширина. Типичные результаты и их сравнение с экспериментом показаны на рис. 2.

Ядро	hω <sub>2</sub> . ΜэΒ	β2	hω <sub>3</sub> , ΜэΒ	β <sub>3</sub>
<sup>60</sup> Ni <sup>99</sup> Zr <sup>208</sup> Pb	0,20 0,25 0,50	0,6 0,25 0,25	0,30 0,26	0, 36 0, 38

Полученные результаты свидетельствуют о том, что гипотеза об изменении жесткости ядра при возбуждении дипольного состояния (значительная деформируемость) позволяет во многих деталях описать промежуточную структуру дипольного гигантского резонанса (T < u  $T_>$ ) для средних и тяжелых ядер.

Кроме того, исследовался вопрос о влиянии динамической деформируемости ядра на характеристики фоторасщепления атомных ядер. На рис. З приведены результаты расчетов для ядра <sup>60</sup>Ni ( $T_>$ ) с учетом динамической деформируемости ядра в высоковозбужденном состоянии с динамическим фононом ( $2^+$ )<sup>2</sup>. На том же рисунке для сравнения представлены спектры фотопротонов, полученные в *ph*-приближении и без учета динамической деформируемости. Из рассмотрения рис. З видно, что учет динамической деформируемости в возбужденном состоянии сказывается лишь в некотором обогащении структуры спектра и перераспределении интенсивностей по сравнению с расчетами, в которых учитывалась связь с низшими коллективными состояниями. Центр тяжести спектров не смещается в сторону меньших энертий протонов

даже при таком значительном уменьшении кулоновского барьера, которое следует из динамической деформируемости. Таким образом, даже такое сильное предположение, как предположение о значительной потере жесткости ядра (динамическая деформируемость), не улучшает согласие теории И эксперимента в объяснении спектров фотонуклонов; спектры в целом, несмотря на более богатую структуру, остаются примерно такими же жесткими, как и в phприближении. Кроме того, как видно из приведенных выше рисунков, наш расчет не отражает статистического хаэкспериментальных рактера спектров фотонуклонов, где на однородном фоне выделяются лишь сравнительно небольшие пики.

Объяснение вышеупомянутых трудностей, по всей видимости, следующее. Во всех описанных ранее моделях рассматривается вылет фотонуклонов из входных высоковозбужденных состояний, формирующих структуру сечения фотопоглощения независимо от того, являются ли они частично-дырочными или учитывается связь с более сложными состоя-



Рис. 2. Дипольный резонанс в  ${}^{90}$ Zг( $T_{>}$ ) (связь с динамическим фононом  $(2^+)^2$ ). Пунктириая линия соответствует усреднению с шириной 0,5 кэВ, сплошная — экспериментальным данным



Рис. 1. Дипольный резонанс в  $^{60}$ Ni( $T_{<}$ ): *рh*-приближение (*a*), связь с фононом 2<sup>+</sup> без учета (б) и с учетом (в) динамической деформируемости



Рис. 3. Спектры фотопротонов  ${}^{60}\text{Ni}(T_{>})$ . Частично — дырочное приближение (а), связь с фононом  $(2^+)^2$  (б) и связь с фононом  $(2^+)^2$  с учетом динамической деформируемости (в)

ниями. Но распад высоковозбужденных состояний (15-30 M<sub>3</sub>B) на основные или слабовозбужденные уровни конечного ядра не может: дать значительного числа, например, протонов низких энергий (4-8 МэВ). Кроме того, малая плотность входных состояний и состояний: конечного ядра в этом случае не может обеспечить статистический характер спектра. Противоположная ситуация наблюдается в теории испарения нуклонов из состояний составного ядра, когда первичная: энергия возбуждения распределяется по большому числу одночастичных степеней свободы. Такое «разбазаривание» первичной энергии возбуждения ведет к тому, что теория в состоянии описать лишь малоэнергетическую часть спектра фотонуклонов; более того, выход фотонуклонов из состояний равновесия составного ядра, предсказываемый испарительной теорией, примерно на порядок меньше экспериментальнонаблюдаемого [8]. Отметим еще и то обстоятельство, что в силу чрезвычайно большой плотности «перемешанных» состояний статистического равновесия составного ядра теория не в состоянии объяснить отдельные флуктационные максимумы, наблюдаемые в спектрах фотонуклонов. Возникает вопрос о роли промежуточных состояний статистической природы типа 2p2h, 3p3h и т. д. (группа состояний  $n_1$ ) в формировании фотонуклонов.

§ 2. Микроскопическая теория предравновесного распада и спектра. фотонуклонов для средних и тяжелых ядер. В объяснении характеристик фоторасщепления атомных ядер большое значение имеет подавляющая по численности группа статистических (испарительных) состояний n<sub>1</sub> (2p2h, 3p3h и т. д.). Вследствие слабой связи с входными состояниями и чрезвычайно большой плотности эта группа состояний обусловливает необратимый процесс предравновесного распада [9, 10], т. е. зацеплений за более и более сложные состояния с возможным испусканием нуклонов на каждой стадии вплоть до состояний статистического равновесия. Поглощение у-кванта и распад возбужденных состояний можно графически изобразить следующим образом:



На каждой стадии процесса зацеплений за более сложные состояния происходит последовательное увеличение числа частиц и дырок в ядре ( $\Delta n = +2$ , n = p + h, p - число частиц, <math>h - число дырок). Пунктирная стрелка на диаграмме отражает тот факт, что испускание нуклонов, а также кластеров в соответствии с законами сохранения может происходить на каждой стадии процесса. Мы предполагаем, что испускание нуклонов из испарительных конфигураций (2p2h) высоковозбужденного ядра позволит объяснить как мягкую, так и жесткую часть спектра фотонуклонов.

В соответствии с положениями экситонной модели [9, 10] расчетная формула для реакций (у, N) имеет вид [11]:

$$I(\varepsilon_p) = \frac{\mu_p (2s_p + 1)}{\pi^2 \hbar^3} \varepsilon_p \sigma_c(\varepsilon_p) \sum_i \sigma_v^i \frac{\rho_{1p2h}(v_i)}{\rho_{2p2h}(E_i)}, \qquad (2)$$

где  $E_i$  — энергия возбуждения *i*-того дипольного уровня исходного ядра;  $\sigma_{\gamma}^i$  — сечение фотовозбуждения данного уровня;  $\sigma_c$  — обратное сечение образования составного ядра;  $v_i$  — энергия возбуждения остаточного ядра;  $s_p$ ,  $\mu_p$ ,  $\varepsilon_p$  — спин, масса и энергия вылетающей частицы;  $\rho_{ph}$  — плотность промежуточных сложных состояний. Плотности 2p2h-состояний и состояний 1p2h вычислялись на основании микроскопической модели с использованием одночастичных уровней в потенциале Вудса — Саксона. Для нахождения плотностей рассматривались всевозможные состояния типа 2p2h:

$$\begin{array}{c} | \overrightarrow{ppJ'}, \ \overrightarrow{ppI}; \ J \rangle, \quad | \overrightarrow{ppJ'}, \ \overrightarrow{nnI}; \ J \rangle, \\ | \overrightarrow{nnJ'}, \ \overrightarrow{ppI}; \ J \rangle, \quad | \overrightarrow{nnJ'}, \ \overrightarrow{nnI}; \ J \rangle \end{array} \right\} T_{<}$$

 $\left. \begin{array}{c} \left| \overline{pnl'}, \ \overline{ppl}; \ J \right\rangle, \\ \overline{pnl'}, \ \overline{nnl}; \ J \right\rangle \end{array} \right\} T_{>}$ 

И

При анализе возможных конфигураций более сложных состояний мы полагаем число состояний типа 2p2h в некоторой области энергий (в интервале 1 МэВ) равным числу таких же состояний в нулевом приближении. Естественно, что состояния, сформированные на базе 2p2h-конфигураций, представляют собой линейные комбинации таких конфигураций и энергии их будут отличаться от энергии нулевого приближения. Однако подавляющее большинство состояний (исключая существенно коллективные, которых очень мало) будут находиться практически в той же области энергии, что и в нулевом приближении. Поэтому плотность состояний типа 2p2h в некоторой области энергий полагалась равной плотности таких состояний в нулевом приближении. Наличие как макро-, так и микрофлуктуаций в распределении плотностей сложных состояний указывает на существенное различие между нашими расчетами и вычислениями по формулам феноменологической теории предравновесного распада.

Для более детального рассмотрения микрофлуктуаций был произведен расчет с малым шагом по энергин (50 кэВ). Результат для <sup>60</sup>Ni(T<sub><</sub>) в области гигантского резонанса представлен на рис. 4. Этот рисунок обнаруживает значительные колебания плотности 2p2h-уровней от нуля до сотен уровней на 1 МэВ в энергетических интервалах порядка 1 МэВ. Оценки показывают, что учет взаимодействия между частицей и дыркой может привести к некоторому сдвигу по энергии в распределении плотностей уровней типа 2p2h на величину  $4\sqrt[V]{\langle V \rangle^2}$ , где  $\langle V \rangle^2$  — средний квадрат матричного элемента взаимодействия частично-дырочных состояний с более сложными. Но как показали оценки, такой среднеквадратичный матричный элемент для статистической группы 2p2h-состояний  $(n_1)$ , которая вносит подавляющий вклад в соответствующие плотности уровней, оказывается значительно меньше 0,02 МэВ<sup>2</sup> (0,02 МэВ<sup>2</sup> — верхняя граница). Мы пренебрегаем вкладом в плотности сложных состояний группы состояний n2 (коллективные, сильно связанные с частично-дырочными состояниями), для которых этот сдвиг может быть значительным ( $\Delta E_{max} = 2 - 3$  МэВ). Поэтому мы предполагаем, что учет остаточного взаимодействия не окажет существенного влияния на наличие макро- и микрофлуктуаций в распределении плотностей сложных состояний, а может привести лишь к некоторому их перераспределению. Для объяснения ширин и промежуточной структуры дипольного гигантского резонанса наличие таких значительных флуктуаций плотности уровней сложных состояний на малых энергетических интервалах является существенным. При попадании ү-кванта в ядро образуется небольшое число относительно простых входных конфигураций (частица-дырка плюс более сложные, но сильно связанные с *ph*-состояниями), которые формируют промежуточную структуру сечения. Далее происходит процесс усложнения этих конфигураций за счет последовательного увеличения числа частиц и дырок, либо распад их на каком-то этапе с вылетом нуклона или клас-



(50 кэВ)



Рис. 5. Спектры фотопротонов 90Zr: a - ph-приближение (T <н  $T_>$ ); b - испарение из 2p2hсостояний (T < и  $T_>$ ) в микроскопической теории. Пунктир — экспериментальная кривая

тера в непрерывный спектр. Если входные состояния попадают в область высокой плотности сложных состояний, то они «размазываются» в диапазоне порядка З МэВ [2] и этим образуют как бы усредненный фон — гросс-структуру сечения фотопоглощения. Входные состояния, попадающие в область малой плотности, будут иметь ширину порядка Г↑, что, по нашим оценкам, в <sup>60</sup>Ni составляет около 500 кэВ. Таким образом, на общем фоне гросс-структуры сечения фотопоглощения будут выделяться уровни, образующие промежуточную структуру. Из экспериментов с высоким разрешением для <sup>60</sup>Ni ясно наблюдается промежуточная структура с характерной шириной порядка 1 МэВ. В соответствии с вышеизложенным мы произвели расчеты спектров фотонуклонов для ядер <sup>60</sup>Ni и <sup>90</sup>Zr ( $T < u T_>$ ). На рис. 5 представлены расчеты с использованием ph-приближения (a) и спектр испарения фотопротонов из многочастично-многодырочных конфигураций (б). Из приведенных результатов видно, что рассчитанные спектры довольно близки к экспериментальным кривым, описывающим спектры фотопротонов. Необходимо отметить, что рассмотрение процесса испарения из промежуточных сложных состояний, в отличие от прежних теорий, позволяет правильно воспроизвести форму спектра. Соответствующая теоретическая кривая вначале резко возрастает в области малых энергий, а затем наблюдается постепенный спад интенсивности с ростом энергии фотонуклонов, что правильно отражает ход экспериментальной кривой.

Кроме того, в рамках микроскопической теории предравновесного распада находят объяснение и отдельные пики, наблюдаемые в эксперименте. Оболочечные флуктуации плотностей предравновесных 2p2h-состояний ведут к соответствующим флуктуациям (пикам) в спектрах фотонуклонов. Соотношение компонент спектров, обусловленных испусканием из входных конфигураций в непрерывный спектр (1) и испусканием протонов из испарительных конфигураций 2p2h (I<sup>+</sup>), можно проиллюстрировать расчетом, где использовались известные ширины Г<sup>↑</sup> и Г<sup>↓</sup> для нескольких уровней гигантского резонанса для ядер 60Ni и 90Zr (T < и T >) [2]. Формула для І↑ имеет вид

$$I^{\uparrow}(\varepsilon) = \sum_{i} \sigma_{\gamma}^{i} \Gamma_{i}^{\uparrow} / (\Gamma_{i}^{\uparrow} + \Gamma_{i}^{\downarrow}), \qquad (3)$$

где  $\Gamma_i^{\dagger} = \sum \Gamma_{ii}^{\dagger}$  — полная распадная ширина *i*-того дипольного со-

стояния, полученная суммированием по всем конфигурациям *j*, дающим вклад в волновую функцию данного состояния. Формула (2) преобразуется следующим образом:

$$I^{\downarrow}(\varepsilon) = \frac{\mu \left(2s+1\right)}{\pi^{2}\hbar^{3}} \varepsilon \sigma_{c}\left(\varepsilon\right) \sum_{i} \sigma_{\gamma}^{i} \frac{\rho_{1p2h}\left(v_{i}\right)}{\rho_{2p2h}\left(E_{i}\right)} \frac{\Gamma_{i}^{\downarrow}}{\Gamma_{i}^{\uparrow} + \Gamma_{i}^{\downarrow}} \tau_{2p2h}.$$
 (4)

Из рассмотрения полученных результатов можно сделать вывод, что прямые фотопротоны, вылетающие из ядер, находящихся во входных конфигурациях, дают лишь незначительный вклад в жесткую часть спектра. Основную же часть спектра как в низкоэнергетической, так и в высокоэнергетической области составляют фотопротоны, вылетающие из испарительных 2p2h-конфигураций. Определяющим в формировании спектров является статистический процесс испарения нуклонов из промежуточных, предравновесных состояний ядра. Именно об этом свидетельствует статистический характер спектров фотонуклонов всех экспериментально исследованных ядер.

Открытым остается вопрос дальнейшей разработки гипотезы одинамической деформации ядра в высоковозбужденном дипольном состоянии, а также влияние эффекта связи частично-дырочных состояний с состояниями сложной природы на характеристики других типов ядерных реакций (например, неупругое рассеяние электронов и µ-захват).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Владимиров В. А., Гончарова И. Г., Живописцев Ф. А. XXVII Совещание по ядерной спектроскопин и структуре атомного ядра. Тезисы докладов. Ташкент, 1977.
- Анбари М. Ю., Живописцев Ф. А., Лукашев А. В., Шитикова К. В. «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1973, 37, 201.
  З. Zhivopistsev F. A., Lukashev A. V., Shitikova K. V., Yudin N. P.
- «Ĉhech. J. Phys.», 1972, **B22**, 883. 4. Seaborn J. B. «Phys. Rev.», 1969, 179, 958.
- 5. Живописцев Ф. А., Шитикова К. В. «Вестн. Моск. ун-та. Физ., астрон.»,
- 1978, 19, 3, 28. 6. Горячев Б. И., Ишханов Б. С., Капитонов И. М., Пискарев И. М., Шевченко В. Г., Шевченко О. П. «Ядерная физика», 1970, 3, 252, 485.

- Miase H., Shoda K., Oikawa S., Saito P., Suzuki A., Sugawara H. Cordon research conference on photonuclear reaction. Tokio, 1971.
   Осокина Р. М. «Тр. ФИАН», 1966, 36, 140.
   Griffin J. J. «Phys. Rev. Lett.», 1966, 17, 478.
   Blann M., Mignerey A. «Nucl. Phys.», 1972, A 186, 245.
   Живописцев Ф. А., Лукашсв А. В., Шитикова К. В. «Ядерная физика», 1005 а2 Бст.

•

- 1976, 23, 557.

ниияф

Поступила в редакцию 02.06.77