Взаимодействие заряженных частиц с сильным электромагнитным полем. М., 1982. [9] Bardeen W. A., Gastmans R., Lautrup B.//Nucl. Phys. 1972. B46. P. 319—331. [10] De Raad L. L., Milton J. K. A., Tsai Wu-yang//Phys. Rev. 1974. D9. P. 2847—2850.

Поступила в редакцию
25.04.86

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1987. Т. 28, № 4

АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

УДК 539.172.3.01

ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЕ ЯДЕР 1d2s-ОБОЛОЧКИ

Н. А. Богданова, А. Н. Гольцов, Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин

(НИИЯФ)

1. **Введение.** В последние годы собран большой объем экспериментальной информации о фоторасщеплении ядер $1d2s$-оболочки [1—6]. Однако пока нет микроскопических расчетов, которые могли бы описать всю совокупность имеющихся данных. Объясняется это сложностью таких расчетов. Анализ экспериментальных данных показывает, что для адекватного описания фоторасщепления ядер $1d2s$-оболочки необходимо учесть такие факторы, как вырожденность основного состояния ядра, конкуренцию полупрямого и неполупрямых механизмов распада ДГР, явление изоспинового и конфигурационного расщепления ДГР, влияние более сложных, чем $1p1h$, возбуждений ядра. Точное рассмотрение всех этих факторов в настоящее время вряд ли возможно. Однако, как показали расчеты фоторасщепления ядер ^{28}Si и ^{32}S [7], их можно учесть приближенно — в рамках полумикроскопической модели колебаний (ПМК) [8].

В настоящей работе рассматриваются некоторые особенности фоторасщепления ядер $1d2s$-оболочки. Используются результаты расчетов [7], а также новые результаты, полученные на основе [8]: для ядер ^{24}Mg, ^{26}Mg.

2. **Описание модели.** Основные положения ПМК таковы.

1) Для расчета структуры ДГР используется приближение хаотических фаз для ядер с незамкнутыми оболочками [9]. В этом приближении волновые функции дипольных состояний $|i\rangle = Q_i^+|\Psi_0\rangle$ раскладываются по базисным состояниям $\{Q_{\alpha\beta}^+(11)|\Psi_0\rangle, Q_{\alpha\beta}(11)|\Psi_0\rangle\}$, $\alpha>\beta$, где $Q^+_{\alpha\beta}(11) = (a_\alpha^+ a_\beta)_{11}$ — оператор рождения и $Q_{\alpha\beta}(11)$ — оператор поглощения частично-дырочных возбуждений с угловым моментом $\lambda=1$ и изоспином $t=1$. В базис включены конфигурации, отвечающие переходам нуклона между частично заполненными подоболочками α, так что под $|\Psi_0\rangle$ понимается реалистическое основное состояние ядра.

Как известно, уравнения приближения хаотических фаз для компонент разложения собственных состояний $|i\rangle$ могут быть получены в результате линеаризации уравнений движения.

Уравнение движения запишем в виде

$$[H, Q^+_{\alpha\beta}(11)] = \omega_{\alpha\beta} Q^+_{\alpha\beta}(11) + [V', Q^+_{\alpha\beta}(11)], \tag{1}$$

где H — гамильтониан многофермионной системы, $\omega_{\alpha\beta}$ — нулевые энергии возбуждения базисных состояний, V' — некоторое эффективное взаимодействие.

Представляя V' в виде суперпозиции мультиполь-мультипольных сил и предполагая, что частично-дырочные операторы приближенно удовлетворяют бозонным соотношениям коммутации

$$[Q_{\alpha\beta}(\lambda t),\ Q^{+}_{\alpha'\beta'}(\lambda' t')] \approx \langle \Psi_0 | [Q_{\alpha\beta}(\lambda t),\ Q^{+}_{\alpha'\beta'}(\lambda' t')] | \Psi_0 \rangle \approx$$
$$\approx \delta_{\lambda\lambda'}\delta_{tt'}\delta_{\alpha\alpha'}\delta_{\beta\beta'}C_{\alpha\beta} \qquad (2)$$

(квазибозонное приближение), получим линеаризованное уравнение движения

$$[H,\ Q^{+}_{\alpha\beta}(11)] = \omega_{\alpha\beta}Q^{+}_{\alpha\beta}(11) + \varkappa C_{\alpha\beta}\frac{\langle\alpha\|\mathcal{F}(11)\|\beta\rangle^{*}}{3}\mathcal{F}(11), \qquad (3$$

где $\mathcal{F}(1\mu\, 1\tau) = \sum_{k=1}^{A}(2t_\tau rY_{1\mu})_k$ — оператор дипольного момента и $\varkappa$ — константа диполь-дипольных сил.

Константа $C_{\alpha\beta} = \langle\Psi_0|\,[Q_{\alpha\beta},\ Q^{+}_{\alpha\beta}]\,|\Psi_0\rangle$ может быть выражена через числа заполнения одночастичных уровней в основном состоянии $|\Psi_0\rangle$:

$$C_{\alpha\beta} = \frac{(T+T_0+2)(T_0+1-T)}{4T_0}\,[v_\beta(n) - v_\alpha(p)] + \frac{(T+T_0)(T+1-T_0)-2}{4T_0}\times$$
$$\times [v_\beta(p) - v_\alpha(n)], \qquad (4)$$

где T_0, T — значения изоспина в состояниях $|\Psi_0\rangle$ и $|i\rangle$, $v_\alpha(p)$, $v_\alpha(n)$ — числа, определяющие степень заполнения подоболочки α в основном состоянии по протонам и нейтронам соответственно. Следует подчеркнуть, что величины $v_\alpha(p)$, $v_\alpha(n)$, $\alpha=1, 2, \ldots$ исчерпывают всю информацию о состоянии $|\Psi_0\rangle$, которая требуется для расчета структуры ДГР в ПМК. Из (3) и (4) вытекает

$$\langle\alpha'\beta'|H - E_0|\alpha\beta\rangle \approx \omega_{\alpha\beta}\delta_{\alpha\alpha'}\delta_{\beta\beta'} + \varkappa C_{\alpha\beta}\frac{\langle\alpha\|\mathcal{F}(11)\|\beta\rangle^{*}\langle\alpha'\|\mathcal{F}(11)\|\beta'\rangle}{9},$$

где E_0 — энергия основного состояния.

Таким образом, в рассматриваемом приближении недиагональные элементы энергетической матрицы аппроксимируются диполь-дипольными силами (для этого имеется вариационный параметр $\varkappa$). Диагональные элементы энергетической матрицы могут быть воспроизведены с помощью подходящего выбора нулевых энергий $\omega_{\alpha\beta}$.

В ПМК используется аппроксимация

$$\omega_{\alpha\beta} = \varepsilon_\alpha^{(+)} + \varepsilon_\beta^{(-)} + \Delta_{\alpha\beta}(T), \qquad (5)$$

где $\varepsilon_\alpha^{(+)}$ и $\varepsilon_\beta^{(-)}$ — энергетические центроиды для одночастичных состояний $|\alpha\rangle$ и $|\beta\rangle$, определяемые из реакций срыва и подхвата, член $\Delta_{\alpha\beta}(T)$ учитывает взаимодействие изоспинов частицы, дырки и остова друг с другом.

Если взаимодействие изоспинов обусловлено зарядово-обменными силами вида $V_{\text{обм}} = \frac{1}{2}\sum_{i\neq j}^{A}\mathbf{t}_i\mathbf{t}_j$, то

$$\Delta_{\alpha\beta}(T) = \frac{\eta}{2}\left\{\left[T(T+1) - T_0(T_0+1) - \frac{3}{2}\right] + \right.$$
$$\left. + (T_0+1)\left[\frac{v_\beta(n)}{v_\beta} - \frac{u_\alpha(n)}{u_\alpha}\right]\right\}, \qquad (6)$$

где $v_\beta \equiv [v_\beta(p)+v_\beta(n)]/2$, $u_\alpha(n)\equiv 1-v_\alpha(n)$, $u_\alpha \equiv 1-v_\alpha$. Следует заметить, что так определенная энергия $\omega_{\alpha\beta}$ помимо энергии одночастичного перехода, $\varepsilon_\alpha-\varepsilon_\beta$, включает также корреляционные члены. Эти члены учитывают диагональные эффекты, обусловленные короткодействующей компонентой остаточных сил и зарядово-обменным взаимодействием.

Величины $\varepsilon_\alpha^{(\pm)}$, $v_\alpha(p)$, $v_\alpha(n)$ могут быть найдены непосредственно из эксперимента — по имеющимся спектроскопическим данным, константа η входит в число параметров оптической модели ($\eta = (70\div 130)/A$ МэВ). Таким образом, в ПМК остается всего один свободный параметр — константа диполь-дипольных сил $\varkappa$ — для описания нормальных колебаний $|i\rangle = Q_i^+|\Psi_0\rangle$.

2) В ПМК легко включается континуум [8]. В рассматриваемых расчетах, однако, в качестве одночастичных волновых функций использовались осцилляторные функции. Полная ширина дипольного состояния аппроксимировалась выражением

$$\Gamma_i = \Gamma_i^{\uparrow} + \Gamma_i^{\downarrow}. \tag{7}$$

Ширина $\Gamma_i^{\uparrow}$ вычислялась в рамках R-матричной теории, а для ширины $\Gamma_i^{\downarrow}$ использовалось приближение

$$\Gamma_i^{\downarrow} \approx \Gamma_i^{\downarrow}(p) + \Gamma_i^{\downarrow}(h) \approx \gamma(\varepsilon_p^2 + \varepsilon_h^2). \tag{8}$$

Здесь ε_p — энергия частицы, ε_h — энергия дырки и γ — параметр расчета, определяющий конкуренцию полупрямого и неполупрямых механизмов распада ДГР. Сечение полного поглощения γ-квантов аппроксимировалось суммой брейт-вигнеровских резонансов.

Полупрямая компонента фотонуклонных сечений пересчитывалась из сечения фотопоглощения с помощью ширин $\Gamma^{\uparrow}$, $\Gamma^{\downarrow}$. Неполупрямые процессы фоторасщепления описывались в рамках комбинированной модели распада гигантского резонанса [10].

3. **Обсуждение результатов вычислений.** Наиболее интересные результаты расчетов представлены на рис. 1—3. На рис. 1 приведены сечения фотопоглощения для трех самосопряженных ядер (^{24}Mg, ^{28}Si, ^{32}S). Из рис. 1 видно, что входные ($1p1h$) состояния $|i\rangle$, генерированные из реалистического основного состояния $|\Psi_0\rangle$, вполне удовлетворительно передают основные структурные особенности экспериментальных данных. Учет незамкнутости $1d_{5/2}$ подоболочки обога-

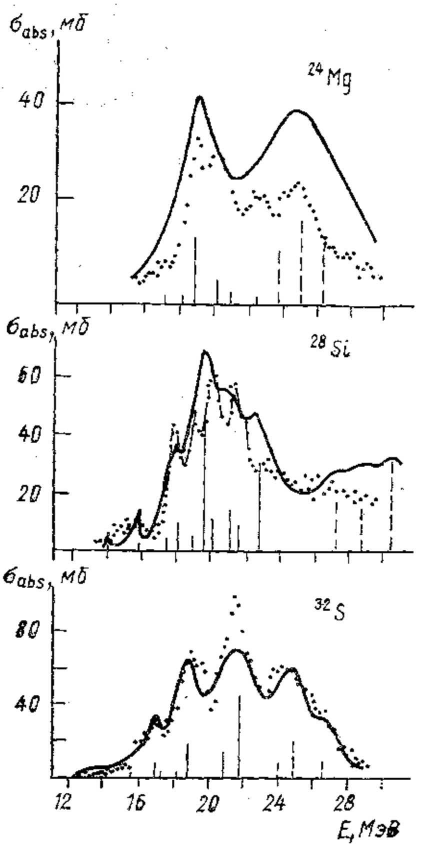

Рис. 1. Сечение полного фотопоглощения σ_{abs} для ядер ^{24}Mg, ^{28}Si, ^{32}S. Точки — эксперимент (из работ [18, 19, 20] соответственно). Сплошные кривые — расчет. Вертикальными линиями показано распределение дипольных сил для низколежащих (сплошные линии) и высоколежащих (пунктир) дипольных переходов

щает спектр дипольных переходов и позволяет, в частности, объяснить происхождение структуры в области максимума ДГР ^{28}Si (для сравнения см. работы [11, 12], где для объяснения этой структуры привлекаются более сложные, чем $1p1h$, состояния).

Из проведенных вычислений следует, что многие дипольные состояния слабо коллективизированы. Однако в максимумах ДГР располагаются коллективные возбуждения — резонансы при энергиях 18,8; 19,7 и 21,8 МэВ в ядрах ^{24}Mg, ^{28}Si и ^{32}S соответственно.

Для всех трех ядер получено конфигурационное расщепление ДГР [13, 14]. Как показывают расчеты, переходы с глубокого уровня $1p_{3/2}$ слабо смешиваются с остальными дипольными переходами и образуют группу высокоэнергетических резонансов. На рис. 1 они показаны пунктирными вертикальными линиями. Конфигурационное расщепление, в частности, объясняет происхождение второго широкого максимума в сечении фотопоглощения на ^{24}Mg. Интересно отметить, что отношение осцилляторных сил высоко- и низкоэнергетической дипольных групп ^{24}Mg равно примерно 2 : 1. Таким образом, конфигурационное расщепление имитирует эффект Даноса—Окамото [15, 16] для деформированных ядер.

Все расчеты были выполнены в абсолютных единицах. Интегральные сечения, полученные в расчетах, на 30÷35% превышают классическое правило сумм. Бо́льшая часть этого превышения может быть приписана энергетическому сдвигу состояний, вызываемому зарядово-обменными силами.

На рис. 2 в качестве примера показаны результаты расчета парциальных фотопротонных сечений для одного из трех самосопряженных ядер (^{32}S). Сечения реакций (γ, p_0), (γ, p_1) и (γ, p_2) были вычислены в предположении, что основное и первые два возбужденных состояния конечного ядра заселяются только в результате полупрямого фотоэффекта. Удовлетворительное согласие расчета с экспериментом подтверждает это предположение. Полученный результат носит общий характер. Как показывают расчеты, во всех рассмотренных ядрах (включая ^{26}Mg) распад ДГР на основное и низколежащие состояния конечного ядра происходит преимущественно полупрямым образом. С другой стороны, как видно из рис. 2, распад ДГР на высоковозбужденные состояния конечного ядра идет в основном неполупрямым образом — с испусканием нуклона из $2p2h$, $3p3h$, ... состояний, на которые распадаются входные состояния $|i\rangle$.

На рис. 3 приведены некоторые результаты расчета фоторасщепления ядра ^{26}Mg. Как видно из сравнения теоретического и экспериментального сечений фотопоглощения, ДГР в ^{26}Mg можно разбить на три группы состояний, сконцентрированные соответственно в энергетических областях 15—19, 21—25 и 27—29 МэВ. Первая группа отвечает низкоэнергетической компоненте $T_<$-резонанса (дипольные возбуждения $1d2s \to 1f2p$, $1p_{1/2} \to 1d2s$ с изоспином $T=1$). Вторая группа, расположенная в максимуме ДГР, состоит из низкоэнергетической компоненты $T_>$-резонанса ($1d2s \to 1f2p$, $1p_{1/2} \to 1d2s$ возбуждения с $T=2$) и высокоэнергетической компоненты $T_<$-резонанса ($1p_{3/2} \to 1d2s$ возбуждения с $T=1$). Наконец, третью группу образуют два высокоэнергетических $T_>$-состояния ($1p_{3/2} \to 1d2s$ возбуждения с $T=2$). Таким образом, структура сечения фотопоглощения на ^{26}Mg определяется как изоспиновым, так и конфигурационным расщеплением ДГР.

Изоспиновые эффекты оказывают существенное влияние и на распадные характеристики ДГР ^{26}Mg. Показанные на рис. 3 парциальные фотопротонные сечения почти целиком обусловлены распадом $T_>$-состояний. Это объясняется действием правил отбора по изоспиновому квантовому числу. По этой же причине величины фотопротонных сечений оказываются примерно равными величинам фотонейтронных сечений (несмотря на то, что нейтронный порог на 3,1 МэВ ниже, чем протонный).

Уже упоминалось, что ДГР ^{26}Mg (так же, как и ДГР ^{24}Mg, ^{28}Si, ^{32}S) распадается на низколежащие состояния конечного ядра преимущественно полупрямым образом. Проведенное на рис. 3 сравнение по-

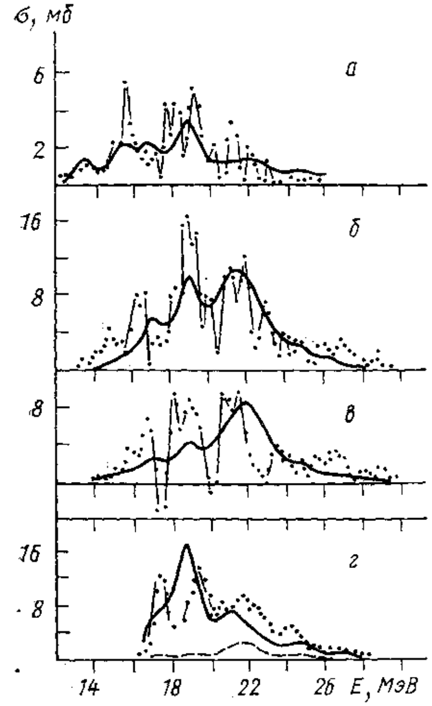

Рис. 2. Парциальные фотопротонные сечения для ядра ^{32}S: *а* — $\sigma(\gamma, p_0)$, *б* — $\sigma(\gamma, p_1)$, *в* — $\sigma(\gamma, p_2)$, *г* — сечение, отвечающее возбуждению уровней ядра ^{31}P в энергетическом интервале 4,0—5,9 МэВ. Точки — эксперимент [1]. Сплошные кривые — расчет. Для сечений *а*—*в* учтен только полупрямой фотоэффект. В случае *г* учитывались также статистические процессы распада ДГР (вклад полупрямого фотоэффекта показан здесь пунктиром)

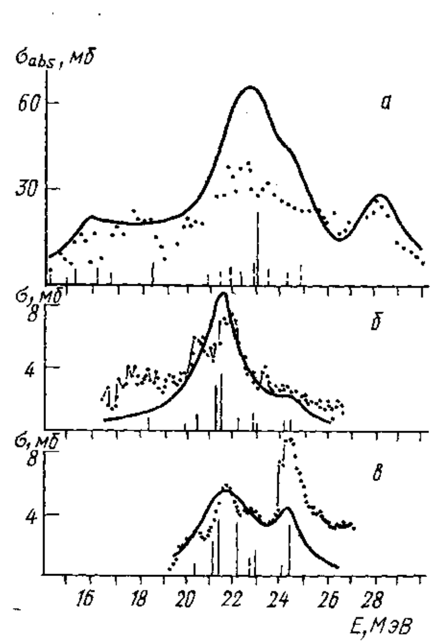

Рис. 3. *а* — Полное сечение фотопоглощения σ_{abs} ядром ^{26}Mg: точки — эксперимент [2], сплошная кривая — расчет. *б* — Сумма парциальных сечений σ для реакций $^{26}Mg(\gamma, p_0)$ и $^{26}Mg(\gamma, p_1)$: эксперимент из [3]. *в* — Сечение реакции $^{26}Mg(\gamma, p)$, идущей с возбуждением уровней ядра ^{25}Na в энергетическом интервале 1,7—4,4 МэВ: эксперимент из [3]; вертикальными линиями показано распределение дипольных сил $T_<$ (сплошные линии) и $T_>$ (пунктир) состояний

лупрямой компоненты теоретических парциальных сечений с экспериментальными данными подтверждает это утверждение.

Результаты расчета для ^{26}Mg очень чувствительны к выбору константы зарядово-обменных сил η. Это позволяет получить надежную оценку данного параметра, который в экспериментах по нуклон-ядерному рассеянию находится с весьма большой неопределенностью. Наилучшее согласие с экспериментом получается при $\eta=80{,}6/A$ МэВ.

Несколько слов следует также сказать о величине константы диполь-дипольных сил. Для всех исследованных ядер были получены близкие значения этого параметра: $\varkappa=0{,}40-0{,}46$ МэВ·фм$^{-2}$. Найденная величина $\varkappa$ в 3–3,5 раза меньше значения, предсказываемого моделью объемных колебаний [17] ($\varkappa=(5/3)\pi\eta A^{-2/3}/r_0^2$). Это подразумевает, что на изовекторные дипольные колебания ядер $1d2s$-оболочки оказывают сильное влияние поверхностные эффекты.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Варламов В. В. и др.//Ядерная физика. 1978. 28. С. 590—603. [2] Варламов В. В.//Изв. АН СССР, сер. физ. 1979. 43. С. 186—193. [3] Ishkhanov B. S. et al.//Nucl. Phys. 1979. A313. P. 317—332. [4] Гутий А. И. и др.//Ядерная физика. 1981. 33. С. 581—590. [5] Ишханов Б. С., Капитонов И. М., Шведунов В. И., Шумаков А. В.//Там же. 1981. 33. С. 865—874. [6] Wu C. P., Firc F. W. K., Berman B. L.//Phys. Lett. 1970. B32. P. 675—677. [7] Ishkhanov B. S. et al.//Nucl. Phys. 1983. A405. P. 287—300; Ишханов Б. С., Канзюба В. Г., Орлин В. Н.//Ядерная физика, 1984. 40. С. 9—15. [8] Orlin V. N.// //Nucl. Phys. 1983. A405. P. 263—286; 1985. A443. P. 445—460. [9] Rowe D. J., Wong S. S. M.//Nucl. Phys. 1970. A153. P. 561—585. [10] Ishkhanov B. S., Kapitonov I. M., Orlin V. N., Shvedunov V. I.//Ibid. 1979. A318. P. 413—441. [11] Drechsel D., Seabern J. B., Greiner W.//Phys. Rev. 1967. 162. P. 983—991. [12] Kamimura M., Ikeda K., Arima A.//Nucl. Phys. 1967. A95. P. 129—160. [13] Neudachin V. G., Shevchenko V. G.//Phys. Lett. 1964. 12. P. 18—20. [14] Eramzhyan R. A., Ishkhanov B. S., Kapitonov I. M., Neudachin V. G.//Phys. Reports. 1986. N 4—6. P. 229—400. [15] Danos M.//Nucl. Phys. 1958. 5. P. 23—32. [16] Okamoto K.//Phys. Rev. 1958. 110. P. 143—153. [17] Бор О., Моттельсон Б. Структура атомного ядра. М., 1977. Т. 2. [18] Прокопчук Ю. И. Дис. ... канд. физ.-мат. наук. Киев, 1980. [19] Ahrens J. et al.// //Nucl. Phys. 1975. A251. P. 479—492. [20] Горячев Б. И., Ишханов Б. С., Шевченко В. Г., Юрьев Б. А.//Ядерная физика. 1968. 7. С. 1168—1179.

Поступила в редакцию
31.03.86

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1987. Т. 28, № 4

ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ

УДК 535.8

ИССЛЕДОВАНИЕ АДАПТИВНОЙ ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ С ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНЫМ ЗОНДИРОВАНИЕМ

М. А. Воронцов, И. А. Кудряшов

(кафедра общей физики для физического факультета; кафедра общей физики и волновых процессов)

1. В существующих в настоящее время адаптивных оптических системах апертурного зондирования, как правило, используется метод многоканальной фазовой модуляции. Такие системы достаточно хорошо изучены как теоретически, так и экспериментально [1, 2]. Вместе с тем развитие микропроцессорной техники стимулировало появление адаптивных систем с последовательным введением вариаций в фазу световой волны. Первые эксперименты показали высокую эффективность систем такого типа [1]. Основными достоинствами метода последовательного зондирования является относительная простота его технической реализации и возможность программным образом изменять алгоритм работы. Такие системы целесообразно использовать в тех случаях, когда для управления фазой световой волны необходимо приме-