

539.  
B. 85

МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО  
СПЕЦИАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ СССР

МОСКОВСКИЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ  
ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Всесоюзная школа по Теоретической ядерной физике

5 сессия

Конспект лекций на тему:

«НЕКОТОРЫЕ ПРОБЛЕМЫ СОВРЕМЕННОЙ ТЕОРИИ  
ЯДРА»

Часть I

М. Г. УРИН

ОБОЛОЧЕЧНЫЕ ЭФФЕКТЫ  
В РЕЗОНАНСНЫХ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЯХ  
С НУКЛОНАМИ

МОСКВА — 1974

539.  
B.85

МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ  
С С С Р

Московский ордена Трудового Красного Знамени  
инженерно-физический институт

Всесоюзная школа по теоретической ядерной физике

5 сессия

Конспект лекций на тему:

"НЕКОТОРЫЕ ПРОБЛЕМЫ СОВРЕМЕННОЙ ТЕОРИИ ЯДРА"

Часть I

М.Г. УРИН

ОБОЛОЧЕЧНЫЕ ЭФФЕКТЫ В РЕЗОНАНСНЫХ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЯХ  
С НУКЛОНAMI



Москва - 1974 г.

584761

584760 - 584764

## СОДЕРЖАНИЕ

I. Оболочечный подход к описанию упругого рассеяния нуклонов ядрами и оптическая модель.

1. Высоковозбужденные состояния ядер в оболочечной модели.

2. Силовые функции для нуклонов в области одиночного резонанса.

3. Параметризация средней  $S$  - матрицы на основе оболочечного подхода. Соотношение с предсказаниями оптической модели.

4. Усредненные сечения. Рассеяние фильтрованных нейтронов.

II. Теория аналоговых резонансов.

Аналоговые состояния в оболочечной модели.

5. Классификация ядерных состояний по изоспину.

Общие свойства АС.

6. АС как коллективные возбуждения типа протон-нейтронная дырка. Эффективная плотность избыточных нейтронов.

7. Конфигурационные состояния. "Внутреннее" смешивание.

8. Аналоговые, конфигурационные и антианалоговые состояния в нечетных ядрах.

Квазиупругое ( $rp$ ) - рассеяние.

9. Потенциал Лэйна.

10. Особенности квазиупругого ( $rp$ ) - рассеяния на нечетных ядрах.

Аналоговые резонансы в сечениях рассеяния протонов ядрами.

II. Общие свойства АР.

I2. "Естественные" ширины АР.

I3. Формирование АР. "Внешнее" смешивание.

I4. Формирование АР. "Внутреннее" смешивание.

I5. Сечения резонансных реакций. Тонкая структура АР.

I6. Различные варианты теории АР; резонансная ( $p\pi$ ) - реакция.

I7. Различные варианты теории АР; ( $pp_0$ ) - рассеяние.

## I. Оболочечный подход к описанию упругого рассеяния нуклонов ядрами и оптическая модель

### I. Высоковозбужденные состояния ядер в оболочечной модели

В рамках современной модели ядерных оболочек нашел свое объяснение широкий круг явлений, связанных со свойствами основного и низковозбужденных состояний ядер. Причина этого обстоятельства хорошо известна /1/. При малых энергиях возбуждения (по сравнению с энергией Ферми) ядро - Ферми-систему с большим числом частиц - можно рассматривать как газ взаимодействующих квазичастиц. Поскольку при указанных энергиях возбуждения число квазичастиц меньше полного числа частиц, то достаточно учитывать только парные взаимодействия квазичастиц. Параметры этого взаимодействия (наряду с параметрами среднего поля) являются феноменологическими параметрами теории. Для описания нескольких первых возбужденных состояний ядер, как правило, достаточно учесть переходы типа частица-дырка в четных ядрах или одночастичные переходы и переходы типа 2 частицы- 1 дырка в нечетных ядрах, сопровождающиеся малой передачей импульса.<sup>1)</sup> По мере

---

<sup>1)</sup> В случае ядра возбуждения "с малой передачей импульса" обозначают переходы с изменением квантовых чисел нуклонов на величины, меньшие своих предельных значений (равных по порядку величины  $A^{1/3}$  ).

увеличения энергии возбуждения ядра плотность ядерных состояний возрастает, а их структура усложняется, поскольку необходимо включать в рассмотрение конфигурации все с большим числом частиц и дырок. Возможны две пути исследования свойств высоковозбужденных состояний ядер на основе оболочечной модели. Первый путь заключается в непосредственной диагонализации гамильтониана оболочечной модели на базисе конфигураций  $1p$ ,  $2p-1h$ ,  $3p-2h$  и т.д.<sup>2/</sup> При достаточно больших энергиях возбуждения (больших энергии связи нуклона) число оболочечных конфигураций с данным спином и четностью, которое требуется включить в рассмотрение, достигает величин порядка  $10^3 + 10^5$ .<sup>3)</sup> Несмотря на большую сложность, расчеты такого рода не могут претендовать на количественные выводы относительно детальной структуры высоковозбужденных состояний. Причина состоит в том, что доминирующую роль в формировании высоковозбужденных состояний играют переходы с большой передачей импульса, для описания которых необходимо вводить взаимодействие квазичастиц содержащее существенно большее число неизвестных параметров, чем в случае переходов с малой передачей импульса. Однако,

---

2) Для определенности мы рассматриваем нечетные ядра. Выбор нечетных ядер удобен для последующего анализа рассеяния нуклонов на четных ядрах.

3) ситуация упрощается в случае легких и, быть может, магических ядер.

следующие из таких расчетов выводы относительно некоторых средних свойств высоковозбужденных состояний мало зависят от деталей взаимодействия. Поэтому представляет интерес другой путь, ставящий своей целью вычисление только средних свойств высоковозбужденных состояний. Такой путь также требует введения феноменологических параметров. Однако их число существенно меньше, чем при точных расчетах. В следующем разделе мы проиллюстрируем этот путь на одном практически важном примере "размазывания" силы одночастичного состояния по сложным конфигурациям.

## 2. Силовые функции для нуклонов в области одночастичного резонанса

Введем в рассмотрение т.н. "затравочные" уровни составного ядра  $|\lambda\rangle$  с определенными значениями спина и четности. Определим эти состояния как результат диагонализации гамильтониана оболочечной модели на базисе многочастичных конфигураций:  $2p-1h$ ,  $3p-2h$  и т.д. Кроме состояний  $|\lambda\rangle$ , существуют также одночастичные состояния. Рассмотрим интервал энергий возбуждения "вблизи" одночастичного состояния  $|p\rangle$ , т.е. интервал  $|E - E_p| < \pi^{-1}D$ , где  $D$  - расстояние между соседними одночастичными уровнями с рассматриваемыми значениями спина и четности. Тогда физические уровни составного ядра  $|c\rangle$  определяются в результате диагонализации гамильтониана  $H = H_0 + F$  на базисе состояний  $|\lambda\rangle$  и  $|p\rangle$ :

$$(H_0 - E_\lambda) |\lambda\rangle = 0, (H_0 - E_p) |p\rangle = 0; |c\rangle = \delta_p^c |p\rangle + \sum_\lambda \delta_\lambda^c |\lambda\rangle \quad (2.1)$$

У гамильтонiana взаимодействия  $F$  отличны от нуля матричные элементы для переходов  $|\lambda\rangle \rightleftharpoons |p\rangle$ . Процедуру диагонализации легко выполнить, если квадраты матричных элементов  $F_{\lambda/p}$  заменить на некоторое среднее значение

$$\bar{F}_{\lambda/p}^2 = (2\pi\rho)^{-1} \Gamma_p^t \quad (2.2)$$

где  $\rho$  - энергетическая плотность состояний  $|\lambda\rangle$ ; усреднение производится по энергетическому интервалу I такому, что  $\Gamma_p^t \gg I \gg \rho^{-1}$ . Тогда средняя вероятность найти одночастичное состояние в состояниях  $|c\rangle$  равна (см., например, /2/):

$$\overline{|\theta_p^c|^2} \equiv \theta_p^2(E) = \frac{\Gamma_p^t}{2\pi\rho} \frac{1}{(E-E_p)^2 + \frac{1}{4}(\Gamma_p^t)^2} \quad (2.3)$$

Феноменологический параметр  $\Gamma_p^t$ , который возникает в этой задаче, имеет смысл ширины "распада" одночастичного состояния на уровнях сложной природы. Поскольку в переходах  $|\lambda\rangle \rightleftharpoons |p\rangle$  в среднем передается большой импульс (порядка фермиевского значения), то следует ожидать, что ширина  $\Gamma_p^t$  является универсальной функцией энергии возбуждения.<sup>4)</sup>

4) Для того, чтобы параметр  $\Gamma_p^t$  можно было считать плавной функцией энергии необходимо, чтобы конфигурации типа  $2p-1h$ , в меру существования которых реализуются переходы  $|\lambda\rangle \rightleftharpoons |p\rangle$ , были в достаточной мере "термализованы". Количественный критерий таков:

$$\Gamma_{2p-1h}^t \gg D_{2p-1h}$$

Если энергия состояний  $|c\rangle$  превышает энергию связи нуклона, то возможен нуклонный распад этих состояний. Когда число каналов распада невелико, компаунд-ядерные состояния проявляются обычно как изолированные резонансы в сечениях рассеяния нуклонов на (четном) ядре.

В случае малой проницаемости потенциального барьера для нуклонов  $P(E)$  легко найти выражение средней упругой нуклонной ширины  $\bar{\gamma}^c \equiv \gamma$ :

$$\gamma = \Gamma_p^\dagger \theta_p^2 \quad (2.4)$$

где  $\Gamma_p^\dagger = (2\pi)^{-1} DP$  – одиночественная ширина. Тогда выражение для нуклонной силовой функции  $S.F. = \varphi \gamma$  можно, согласно соотношениям (2.3), (2.4), представить в виде:

$$S.F. = \frac{1}{2\pi} \frac{\Gamma_p^\dagger \Gamma_p^\dagger}{(E - E_p)^2 + \frac{1}{4} (\Gamma_p^\dagger)^2} \quad (2.5)$$

Чтобы установить в каком соотношении о предсказаниями оптической модели находится это выражение заметим, что в случае неперекрывающихся компаунд-ядерных резонансов величина силовой функции определяется средней матрицей рассеяния  $\bar{S}$ :

$$S.F. = (2\pi)^{-1} (1 - |\bar{S}|^2) \quad (2.6)$$

Если принять основной постулат оптической модели, согласно которому средняя  $S$  – матрица совпадает с  $S$  – матрицей оптической модели  $S_{opt}$ , то силовую функцию можно рассчитать в рамках оптической модели в соответствии с соотношением (2.6).

В энергетическом интервале "вблизи" одночастичного состояния  $S$  - матрицу оптической модели с объемным поглощением можно представить в виде:

$$S_{opt} = e^{2i\beta_0} \left\{ 1 - \frac{i\Gamma_p^t}{E - E_p + \frac{i}{2}\Gamma_p^t + iw} \right\} \quad (2.7)$$

Здесь  $w$  - минная часть оптического потенциала (предполагается, что  $w < \pi^{-1} D$ ),  $\beta_0$  - нерезонансная (действительная) часть фазы. Если отождествить величины  $\bar{S}$  и  $S_{opt}$ , то в соответствии с формулами (2.6), (2.7) мы придем к выражению для силовой функции (2.5), если  $\Gamma_p^t \ll \Gamma_p^f$ , а  $2w = \Gamma_p^t$ . Таким образом, в области одночастичного резонанса (резонанса формы) предсказания оболочечного подхода и оптической модели практически совпадают. Возникает вопрос, в какой мере это утверждение справедливо вне одночастичных резонансов? Непосредственное обобщение описанной выше процедуры диагонализации гамильтонiana на случай нескольких дискретных и квазидискретных состояний  $|p\rangle$  не позволяет дать количественный ответ на поставленный вопрос. Причина заключается в отсутствии корректной процедуры вычисления средней вероятности нуклонного распада компаунд-ядерных резонансов в случае, когда в волновой функции резонанса с сравнимыми весами представлено несколько одночастичных состояний. Таким образом, обобщение изложенной в этом разделе схемы состоит в явном рассмотрении непрерывного спектра /3,4/. Эту обобщенную схему включает в себя т.н. оболочечный подход в теории ядерных реакций.

В следующем разделе оболочечный подход используется для описания упругого рассеяния нуклонов, сопровождающегося возбуждением компаунд-ядерных резонансов.

3. Параметризация средней  $S$  - матрицы на основе оболочечного подхода. Соотношение с предсказаниями оптической модели.

Наряду с "затравочными" уровнями составного ядра  $|\lambda\rangle$ , определенными в предыдущем разделе, система из  $A+1$  нуклона имеет одночастичные возбуждения дискретного и непрерывного спектра  $|E\rangle$ . Одночастичные волновые функции непрерывного и дискретного спектра  $\chi_E^{(+)}(r)$  и  $\chi_n(r)$  определяются как регулярные решения радиального уравнения Шредингера с гамильтонианом оболочечной модели  $h$ <sup>5)</sup>

$$(h-E)\chi_E^{(+)}=0 \quad (h-\varepsilon_n)\chi_n=0 \quad (3.1)$$

(Индексы, обозначающие орбитальный и полный моменты нуклона  $\ell_j$ , для краткости опускаем). Волновые функции  $\chi_E^{(+)}(r)$  нормированы на  $\delta$  - функцию от энергии и имеют асимптотическое поведение "плоская волна + расходящаяся". Решение уравнения (3.1) с таким граничным условием определяет фазы потенциального рассеяния  $\delta(E)$ .

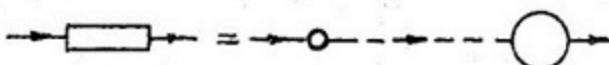
---

5) В рамках оболочечного подхода квазичастица не отличается от нуклона.

Решение уравнения Шредингера для системы из  $A+1$  нуклона с гамильтонианом  $H = H_0 + F$  в рассматриваемом случае непрерывного спектра заключается в получении выражения для амплитуды рассеяния (или  $S$  - матрицы). Это выражение можно получить с помощью теории квантовых переходов /4/. Соответствующие уравнения проще всего вывести графически, подобрав необходимые коэффициенты по теории возмущений. Определим амплитуду резонансного рассеяния ( $T$ -матрицу) согласно соотношению

$$S = e^{2i\delta} - 2\pi i T_{E/E} \quad (3.2)$$

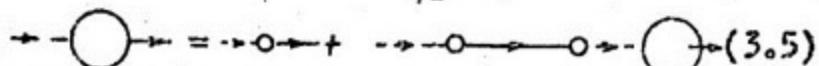
Условимся обозначать короткими сплошными и пунктирными линиями волновые функции одночастичных возбуждений и состояний  $|\lambda\rangle$  соответственно, а длинными линиями - соответствующие пропагаторы. Тогда уравнение для амплитуды  $T_{E/E}$  графически можно записать в виде


$$\text{---} \square \text{---} = \text{---} \circ \text{---} \cdots \text{---} \bigcirc \text{---} \quad (3.3)$$

где малая и большая окружности обозначают соответственно матричный элемент  $F_{E/\lambda}$  и полную амплитуду вероятности перехода  $|\lambda\rangle \rightarrow |E\rangle$   $U_{\lambda/E}$ . В аналитическом виде это уравнение выглядит следующим образом:

$$T_{E/E} = \sum_{\lambda} F_{E/\lambda} (E - E_{\lambda})^{-1} U_{\lambda/E} \quad (3.4)$$

Собирая графики теории возмущений, получим следующее интегральное уравнение для амплитуд  $U_{\lambda/E}$


$$\text{---} \bigcirc \text{---} = \text{---} \circ \text{---} + \text{---} \circ \text{---} \circ \text{---} \bigcirc \text{---} \quad (3.5)$$

представляющее собой записанное в матричной форме уравнение

Липмана-Шингера:

$$U_{\lambda/E} = F_{\lambda/E} + \sum_{E', \lambda'} F_{\lambda'/E'} (E - E' + i\varepsilon)^{-1} F_{E'/\lambda'} (E - E_{\lambda'})^{-1} U_{\lambda'/E} \quad (3.6)$$

$S$  - (или  $T$ -) матрица, усредненная по резонансам составного ядра, равна /3/:

$$\bar{S}(E) = S(E + iI) \quad (3.7)$$

Величины  $F_{\lambda/E}$  (и, следовательно,  $U_{\lambda/E}$ ), вообще говоря, различны для разных каналов распада состояний  $|\lambda\rangle$ . Если при вычислении средней  $S$ -матрицы воспользоваться статистической гипотезой независимости каналов распада состояний сложной природы

$$\overline{F_{\lambda/E}^{\mu} F_{\lambda/E}^{\mu'}} \sim \delta_{\mu\mu'} \quad (3.8)$$

( $\mu$  - индекс канала распада), то основное уравнение (3.6) можно решать независимо для каждого канала.

Чтобы сформулировать расчетный метод для вычисления средней  $S$ -матрицы, а также установить соответствие между предсказаниями оболочечного подхода и оптической модели упругого рассеяния нуклонов, преобразуем уравнение (3.6), сделав в нем замену  $E \rightarrow E + iI$ . С этой целью введем в рассмотрение функцию Грина радиального уравнения Шредингера (3.1)  $G_E(r, r')$ :

$$(h(r) - E) G_E(r, r') = \delta(r - r') \quad (3.9)$$

$$G_E(r, r') = - \sum_{E' > 0} (\chi_E^{(+)}(r))^* (\chi_E^{(+)}(r')) (E - E' + i\varepsilon)^{-1} - \sum_n \chi_n(r) \chi_n(r') (E - E_n)^{-1}$$

а также функции  $g_{\lambda}(r)$  согласно соотношениям:

$$F_{\lambda/E} = \int g_{\lambda}(r) \chi_E^{(+)}(r) dr \quad (3.10)$$

Тогда амплитуду  $U_{\lambda/E}$  можно представить в виде интеграла от произведения  $g_\lambda(r)$  и некоторой неизвестной функции  $\chi_E(r)$

$$U_{\lambda/E} = \int g_\lambda(r) \chi_E(r) dr \quad (3.11)$$

интегральное уравнение для которой можно получить, если уравнение (3.6) почленно "сократить" на  $g_\lambda(r)$ :

$$\chi_E(r) = \chi_E^{(n)}(r) - \int G(r, r') U(r', r'') \chi_E(r'') dr' dr'' \quad (3.12)$$

где

$$U(r, r') \equiv \sum_\lambda g_\lambda(r) g_\lambda(r') (E - E_\lambda + iI)^{-1} = -i w(r, r') \Delta_{rr'} \quad (3.13)$$

Волновая функция  $\chi_E(r)$  определяет среднюю  $S$ -матрицу согласно соотношениям (3.4), (3.7), (3.13):

$$\bar{S}(E) = e^{2i\delta} - 2\pi i \int \chi_E^{(n)}(r) U(r, r') \chi_E(r') dr dr' \quad (3.14)$$

Уравнение (3.12) представляет собой интегральное уравнение для волновой функции оптической модели с, вообще говоря, нелокальным потенциалом  $U(r, r')$ , так что /5/:

$$\chi_E(r) = \chi_E^{opt}(r); \quad \bar{S}(E) = S_{opt}(E) \quad (3.15)$$

Поскольку в переходах  $|\lambda\rangle \rightarrow |E\rangle$  в среднем передается большой импульс (порядка Фермиевского значения  $k_F$ ), то можно ожидать, что  $U(r, r')$  является  $\delta$ -образной функцией с радиусом корреляции  $\sim k_F^{-1}$ . Для упрощения рассуждений в дальнейшем мы будем использовать локальный потенциал  $U(r, r')$ , т.е. использовать следующее представление

для  $u(r, r')$ :

$$u(r, r') = \left\{ -i\omega(E) f_\omega(r) + \Delta(E) f_\Delta(r) \right\} \delta(r' - r) \quad (3.16)$$

где  $f_\omega(r)$  и  $f_\Delta(r)$  – эмпирически подбираемые формфакторы. Представление (3.16) чаще других используется при анализе упругого рассеяния нуклонов с помощью оптической модели.

По указанной выше причине можно ожидать, что величина  $\omega(E)$  представляет собой в среднем одинаковую для всех ядер функцию, зависящую от энергии возбуждения так же, как и в бесконечной ядерной материи /I/:

$$\omega(E) \sim (E - E_F)^2 E_F^{-1} \quad (3.17)$$

Величины  $\omega$  и  $\Delta$  не зависят от индекса канала  $\mu$ , если соответствующее возбужденное состояние ядра имеет существенно более простую структуру, чем конфигурации  $|\lambda\rangle$ . В этом случае диагональные элементы средней  $S$ -матрицы для рассеяния на ядре, находящемся в основном и возбужденном состоянии  $|\mu\rangle$ , связаны простым соотношением:

$$\bar{S}_{\mu\mu}(E_\mu) = \bar{S}_{ee}(E - E - \epsilon_\mu = E_\mu) \quad (3.18)$$

где  $\epsilon_\mu$  – энергия состояния  $|\mu\rangle$ .

В заключение отметим, что буквально приведенный в этом разделе вывод об эквивалентности предсказаний оболочечного подхода и оптической модели (3.15) справедлив для не слишком малых энергий нуклонов, когда

$$\omega \ll |E - E_b|$$

где  $E_b$  – энергия ближайшего к границе Ферми занятого одиночного состояния с рассматриваемыми значениями момента и четности. В этом случае суммирование по виртуальным состояниям  $|E'\rangle$  в основном уравнении (3.6) можно распространить и на все занятые состояния. Это соображение использовано при выводе уравнения (3.12).

#### 4. Усредненные сечения. Рассеяние фильтрованных нейтронов.

Предположение, что компаунд-ядерные резонансы с различными значениями момента и четности образуют независимые системы уровней, позволяет выразить усредненные по резонансам сечение упругого рассеяния и поляризацию при упругом рассеянии через элементы средней  $S$  - матрицы. В указанном предложении можно независимо усреднить произведения элементов матрицы рассеяния, относящихся к различным парциальным волнам, т.е.

$$\overline{S_{ej} S_{e'j'}^*} = \bar{S}_{ej} \bar{S}_{e'j'}^* \quad (ej \neq e'j') \quad (4.1)$$

Определим коэффициенты передачи  $T$  и  $\tilde{T}$  согласно соотношениям:

$$T_e = 1 - |\bar{S}_{ee}|^2; \quad T_\mu = 1 - |\bar{S}_{\mu\mu}|^2 \quad (4.2)$$

$$\tilde{T}_e = \overline{|S_{ee}|^2} - |\bar{S}_{ee}|^2; \quad \tilde{T}_e \approx T_e^2 (\sum_\mu T_\mu)^{-1} \quad (4.3)$$

Тогда выражение для среднего дифференциального сечения упругого рассеяния имеет вид:

$$\overline{d\sigma}(\theta) = d\sigma_{se}(\theta) + d\sigma_{ce}(\theta) \quad (4.4)$$

Сечение „shape-elastic“ определяется формулой:

$$d\sigma_{se}(\theta) = \left\{ |A(\theta)|^2 + |B(\theta)|^2 \right\} d\Omega \quad (4.5)$$

где

$$A(\theta) = (2ik)^{-1} \sum_{\ell} \left[ (\ell+1) \bar{S}_{\ell}^{(+)} + \ell \bar{S}_{\ell}^{(-)} - (2\ell+1) \right] P_{\ell}(\cos\theta) \quad (4.6)$$

$$B(\theta) = (2k)^{-1} \sum_{\ell} \left[ \bar{S}_{\ell}^{(+)} - \bar{S}_{\ell}^{(-)} \right] P_{\ell}^{(1)}(\cos\theta); \quad S_{\ell}^{(\pm)} \equiv S_{\ell j=\ell \pm \frac{1}{2}}$$

а сечение „compound-elastic“ – формулой:

$$d\sigma_{ce}(\theta) = \left\{ C(\theta) + D(\theta) \right\} d\Omega \quad (4.7)$$

где

$$C(\theta) = (2k)^{-2} \sum_{\ell} \left[ (\ell+1)^2 \tilde{T}_{\ell}^{(+)} + \ell^2 \tilde{T}_{\ell}^{(-)} \right] P_{\ell}^2(\cos\theta) \quad (4.8)$$

$$D(\theta) = (2k)^{-2} \sum_{\ell} \left[ \tilde{T}_{\ell}^{(+)} + \tilde{T}_{\ell}^{(-)} \right] (P_{\ell}^{(1)}(\cos\theta))^2$$

Приведенное разбиение сечения (4.4) на две слагаемых представляет собой не более, чем вычислительный прием, поскольку возбуждение компаунд-ядерных резонансов в процессе рассеяния учитывается каждым слагаемым. Средняя относительная поляризация также выражается через элементы средней  $S$  – матрицы:

$$\mathcal{P}(\theta) = \frac{2\operatorname{Re} AB^*}{|A|^2 + |B|^2 + C + D} \quad (4.9)$$

К величинам, существующим в меру возбуждения уровней компаунд-ядра, относятся разности усредненных сечений рассеяния фильтрованных и нефильтрованных нейтронов.

Рассмотрим рассеяние нейтронов, прошедших через фильтр того же вещества, что и рассеиватель. Пусть  $I$  - ширина энергетического распределения рассеиваемого пучка нейтронов  $J_0(E)$  такая, что  $I \gg 1$ . Из-за возбуждения компаунд-ядерных резонансов в процессе рассеяния полное сечение  $\sigma_t(E)$  в следовательно, и интенсивность фильтрованного пучка существенно меняются на интервале  $I$ :

$$J_f(E) = J_0(E) \exp[-n x \bar{\sigma}_t(E)] \quad (4.10)$$

где  $n$  - число ядер в единице объема,  $x$  - толщина фильтра. Если энергетическое разрешение детектора не меньше  $I$ , то наблюдаемые сечения рассеяния фильтрованных и нефильтрованных нейтронов равны соответственно

$$\bar{\sigma}(E) = \frac{\int G(E') J_0(E'-E) dE'}{\int J_0(E'-E) dE'} ; \quad \bar{\sigma}_f(E) = \frac{\int G(E') J_f(E'-E) dE'}{\int J_f(E'-E) dE'} \quad (4.11)$$

В случае тонкого фильтра, когда

$$n x \bar{\sigma}_t(E) \ll 1 \quad (4.12)$$

разность сечений рассеяния фильтрованных и нефильтрованных нейтронов равна:

$$\bar{\sigma}(E) - \bar{\sigma}_f(E) = nx [\bar{\sigma}\bar{\sigma}_t - \bar{\sigma}\bar{\sigma}_t] \quad (4.13)$$

Эту разность можно выразить через элементы средней  $S$  - матрицы, если, кроме (4.1) использовать соотношения

$$\overline{S_{ej} S_{e'j'}} - \overline{S_{ej}} \overline{S_{e'j'}} = \overline{S_{ej}^* S_{e'j'}^*} - \overline{S_{ej}^*} \overline{S_{e'j'}^*} = 0$$

справедливые в силу предположения о том, что компаунд-ядерным резонансам отвечают полюса  $S$  - матрицы, расположенные в нижней полуплоскости комплексной энергии  $E$ . Результат вычисления приведем для рассеяния бесспиновых частиц в одноканальном случае, когда  $\tilde{T} = T / 6$ :

$$d\bar{\sigma}(\theta) - d\bar{\sigma}_f(\theta) = \frac{1}{2} \pi \lambda^4 nx \left\{ \sum_{\ell} (2\ell+1)^3 T_{\ell} P_{\ell}^2(\cos \theta) + \right. \quad (4.14)$$

$$\left. + \sum_{\ell'=\ell} (2\ell+1)^2 (2\ell'+1) P_{\ell}(\cos \theta) P_{\ell'}(\cos \theta) T_{\ell} (1 - \operatorname{Re} \bar{S}_{e'}) \right\} d\Omega$$

$$\bar{\sigma} - \bar{\sigma}_f = 2\pi^2 \lambda^4 nx \sum_{\ell} (2\ell+1)^2 T_{\ell} \quad (4.15)$$

Таким образом, разность дифференциальных сечений не симметрична относительно  $90^0$  и имеет максимум для рассеяния вперед. Этот вывод согласуется с экспериментальными данными /7/. Согласно (4.7), (4.8) коэффициенты передачи  $T_{\ell}$  определяют сечение „compound - elastic”, так что всимметрию в разности (4.14) можно рассматривать как результат интерференции рассеяния „shape - elastic” и “compound - elastic”. Это обстоятельство лежит в

указывает на условность такого деления сечений рассеяния.

Соотношения (4.14) и (4.15) указывают на принципиальную возможность измерения силовых функций в экспериментах с фильтрованными нейтронами. Предпочтительнее случай рассеяния медленных нейtronов, когда в рассеянии участвуют только  $S$ - и  $p$ -волны. Если учесть спин нейтрона, то в указанном случае формула для разности сечений фильтрованных и нефильтрованных нейтронов имеет вид:

$$\bar{\sigma} - \bar{\sigma}_f = 2\pi^2 \lambda^4 n_x [T_0 + 4T_1^{(+)} + T_1^{(-)}] \quad (4.16)$$

$$d\bar{\sigma}(\theta) - d\bar{\sigma}_f(\theta) = \frac{1}{2} \pi \lambda^4 n_x \left[ [T_0 + 2T_1^{(+)} + T_1^{(-)}] + \right. \\ \left. + \cos\theta [(4T_1^{(+)} + T_1^{(-)})(1 - Re \bar{S}_0) + T_0(3 - 2Re \bar{S}_1^{(+)} - Re \bar{S}_1^{(-)}) + 6 \cos^2 \theta T_1^{(+)}] \right] d\omega \quad (4.17)$$

Из этих формул следует, что измерения разности сечений рассеяния фильтрованных и нефильтрованных нейтронов позволяют, в частности, определять отдельно  $P_{1/2}$  и  $P_{3/2}$  - нейтронные симметрические функции.

Условие (4.12) налагает жесткие условия на точность эксперимента. Поэтому предпочтительнее изучать рассеяние на толстых фильтрах, когда  $n_x b_t(E) \sim 1$ . Для этого случая соотношения (4.14) - (4.17) могут быть обобщены.

## II. Теория аналоговых резонансов.

Со времени открытия в 1961 г. интерес к исследованию аналоговых состояний, их возбуждению в ядерных реакциях не ослабевает. Основных причин здесь две. Аналоговые состояния представляют собой наиболее чистый случай входных

состояний, т.е. таких состояний, которые изолированы от себе подобных и могут непосредственно возбуждаться в ядерных реакциях. Исследование возбуждения аналоговых состояний позволяет получить информацию как о механизме реакции, так и о структуре состояний материнских ядер. Можно сказать, что для теории ядерных реакций изучение возбуждения аналоговых состояний играет такую же роль, как изучение свойств оклономагнитических ядер для модели оболочек. Вторая причина повышенного интереса к аналоговым состояниям связана с ролью изоспина в средних и тяжелых ядрах. В частности, представляют интерес выяснение чистоты изоспина в аналоговых состояниях, изучение механизма нарушения изоспина и наблюдаемых следствий, к которым это нарушение приводит. Целью нижеизложенного изложения является описание на основе современной оболочечной модели и оболочечного подхода в теории ядерных реакций систематических свойств аналоговых состояний и их возбуждения в реакциях с нуклонами.

#### Аналоговые состояния в оболочечной модели

##### 5. Классификация ядерных состояний по изоспину. Общие свойства аналоговых состояний.

Обратимся к гамильтониану оболочечной модели  $\mathcal{H}$ , который представим в виде

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_0 + \mathcal{H}^{int}; \quad \mathcal{H}^{int} = F + \mathcal{H}_C^{int} \quad (5.1)$$

$$\mathcal{H}_0 = \sum_i K_i + \sum_i U_0(r_i) + \frac{1}{2} \sum_i (i - \tau_i^{(3)}) V_C(r_i)$$

Здесь  $K_i$  - оператор кинетической энергии нуклона (разницей масс нейтрона и протона пренебрегаем);  $U_0(r)$  - ядерная часть оболочечного потенциала, одинаковая для нейтронов и протонов,  $V_c(r)$  - кулоновская энергия взаимодействия протона с ядром;  $\mathcal{H}^{int}$  - гамильтониан взаимодействия, содержащий изотопически-скалярную ядерную и кулоновскую части. Буквально гамильтониан (5.1) используется для описания низковозбужденных состояний ядер с одинаковым числом нейтронов и протонов ( $N = Z$ ). Этот же гамильтониан можно использовать и для изучения общих свойств низковозбужденных состояний средних и тяжелых ядер, поскольку величина нейтронного избытка мала по сравнению с полным числом частиц. Следует только из гамильтониана взаимодействия  $F$  выделить слагаемые, дающие вклад в среднее поле, пропорциональный величине нейтронного избытка (см. раздел 6).

Если кулоновскую энергию  $V_c(r)$  заменить на некоторое среднее значение  $\Delta E_c$ :

$$V_c(r) = \Delta E_c + \Delta V_c(r); \quad \Delta V_c(r) = V_c(r) - \Delta E_c \quad (5.2)$$

то гамильтониан  $\mathcal{H}$  можно представить в виде:

$$\mathcal{H} = \bar{\mathcal{H}} + \Delta \mathcal{H}; \quad \Delta \mathcal{H} = \frac{1}{2} \sum_i (1 - \tau_i^{(3)}) \Delta V_c(r_i) + \mathcal{H}_c^{int} \quad (5.3)$$

Для определенного таким образом гамильтониана  $\bar{\mathcal{H}}$  имеют место следующие правила коммутации:

$$[\bar{\mathcal{H}}, \bar{T}^2] = 0; \quad [\bar{\mathcal{H}} T^{(-)}] = \Delta E_c T^{(-)}; \quad [\bar{\mathcal{H}}, T^{(+)}] = -\Delta E_c T^{(+)} \quad (5.4)$$

где  $\vec{T} = \sum_i \vec{t}_i$  — оператор изотопического спина ядра;  $T^{(\pm)} = \frac{1}{2}(T^{(1)} \pm i T^{(2)})$ . Если пренебречь несохраняющей изоспин частью кулоновского взаимодействия  $\Delta\mathcal{H}$ , то из соотношений (5.3), (5.4) можно сделать несколько выводов:

1. Состояния ядра можно классифицировать по изоспину  $T$  (и его третьей проекции  $T^{(3)} = \frac{1}{2}(N-Z) \equiv T_0$ ).

2. Изоспин основного состояния  $|0\rangle$  совпадает со значением третьей проекции, т.е.  $T = T_0$ , поскольку  $T^{(+)}|0\rangle = 0$  так что  $|0\rangle = |T_0, T_0\rangle$ .

3. Среди возбужденных состояний ядра ( $N-1, Z+1$ ) существует аналоговое состояние (AC) с изоспином  $T_> = T_0$  на единицу превышающим изоспин основного состояния (равный  $T_< = T_0 - 1$ ), и волновой функцией:

$$|A\rangle = (2T_0)^{-1/2} T^{(+)} |0\rangle = |T_0, T_0 - 1\rangle \quad (5.6)$$

Следующие по энергии состояния с изоспином  $T_>$  в ядре ( $N-1, Z+1$ ) представляют собой аналоги первого, второго и т.д. состояний материнского ядра. Если пренебречь кулоновской амплитудой рассеяния, то энергия AC с точностью до членов первого порядка по  $\Delta\mathcal{H}$  включительно равна:

$$\Delta E_C = (2T_0)^{-1} \langle 0 | [T^{(+)} [\mathcal{H}, T^{(-)}]] | 0 \rangle = (2T_0)^{-1} \langle 0 | \sum_i \tau_i^{(3)} V_C(r_i) | 0 \rangle \quad (5.7)$$

4. Аналог основного состояния материнского ядра представляет собой изиницашее состояние в ядре ( $N-1, Z+1$ ) с изоспином  $T_>$ . Следовательно, состояния сложной природы с энергией, близкой к энергии AC, имеют "нормальный" изоспин  $T_<$ .

5. Смешивание состояний с разным изоспином происходит либо за счет несохраняющей изоспина части кулоновского взаимодействия протонов внутри ядра ("внутреннее" смешивание), либо за счет связи этих состояний с непрерывным спектром ("внешнее" смешивание). Последний механизм обусловлен тем обстоятельством что состояния с одним протоном в непрерывном спектре не характеризуются определенным изоспином.

6. Аналоговые состояния как колективные возбуждения типа протон-нейтронная дырка. Эффективная плотность избыточных нейтронов.

Формально из выражения (5.6) для волновой функции АС следует, что для ядер с достаточно большим нейтронным избытком ( $(N-Z) \gg 1$ ) аналоговые состояния можно рассматривать как колективные возбуждения типа протон-нейтронная дырка с суммарным нулевым угловым моментом. Однако, для расчета матричных элементов, связанных с возбуждением АС необходимо определить спектр одночастичных возбуждений в материальном ядре. В случае изовекторных возбуждений типа частица-дырка, сопровождающихся малой передачей импульса, взаимодействие  $F$  параметризуют в следующем простейшем виде<sup>I/</sup>:

$$\hat{F} \rightarrow \frac{1}{4} \sum_{i \neq k} \vec{\tau}_i \vec{\tau}_k (F + G \vec{\sigma}_i \vec{\sigma}_k) \delta(\vec{r}_i - \vec{r}_k) \quad (6.1)$$

где  $F$  и  $G$  - феноменологические константы, равные по порядку величины  $E_F r_0^3$  ( $r_0$  - среднее расстояние между нуклонами в ядре).

Оператор взаимодействия  $\hat{F}$  паряду с членами, описывающими рассеяние квазичастиц, содержит слагаемые, которые дают вклад в среднее поле, пропорциональный величине нейтронного избытка. Если  $1 \ll (N-Z) \ll A$ , то эти слагаемые можно учесть в приближении самосогласованного поля:

$$\sum(r) = \frac{1}{2} \tau^{(3)} v(r); \quad v(r) = F n(r); \quad n(r) = \langle 0 | \sum \tau_i^{(3)} \delta(\vec{r} - \vec{r}_i) | 0 \rangle \quad (6.2)$$

Здесь  $n(r)$  – эффективная плотность избыточных нейтронов. В этом случае одиночастичный гамильтониан для нейтронов и протонов согласно (5.1) имеет вид

$$h_n = K + U_0(r) + \frac{1}{2} v(r); \quad (h_n - \varepsilon_{\nu}^n) \varphi_{\nu}^n(\vec{r}) = 0 \quad (6.3)$$

$$h_p = K + U_0(r) - \frac{1}{2} v(r) + V_c(r); \quad (h_p - \varepsilon_{\nu}^p) \varphi_{\nu}^p(\vec{r}) = 0 \quad (6.4)$$

где  $\nu = \{n j \ell m\}$  – набор квантовых чисел, характеризующих движение частицы в сферически-симметричном поле. Одиночастичные волновые функции дискретного спектра для пейтронных и протонных состояний с одинаковыми квантовыми числами оказываются весьма близкими. Интегралы перекрытия  $\langle \varphi_{\nu}^n | \varphi_{\nu}^p \rangle$  для состояний вблизи границы Ферми отличаются от единицы менее чем на один процент /3/. (В практических расчетах обычно используется система функций  $\{\varphi_{\nu}^n\}$ ). Определенная соотношением (6.2) энергия симметрии  $v(r)$  удовлетворяет следующему интегральному уравнению для статического эффективного поля /1,8/:

$$U(r) = U_0(r) + F \sum_{y \neq y'} \varphi_y^*(\vec{r}) \varphi_{y'}(r) \frac{n_y - n_{y'}}{\varepsilon_y - \varepsilon_{y'}} U_{yy} \quad (6.5)$$

где  $U_0(r) = F n_0(r)$ ;  $\sum_y (n_y^n - n_y^P) |\varphi_y(\vec{r})|^2 = n_0(r)$  — плотность избыточных нейтронов в одноквазичастичной модели;  $n_y$  — числа заполнения. Это уравнение учитывает "поляризацию" остова  $N = \int$  переменной по объему ядра плотностью  $n_0(r)$ , обусловленную взаимодействием  $F$ . В соответствии с приведенной процедурой самосогласования разность энергий эквивалентных протонных и нейtronных одночастичных состояний равна

$$\varepsilon_y^P - \varepsilon_y^n \cong \Delta E_c - U_{yy} \quad (6.6)$$

Энергии  $\omega_3$  и матрицы плотности  $\rho_{yy'}^S = \langle S | \alpha_y^{P+} \alpha_{y'}^n | 0 \rangle$  для коллективных возбуждений типа протон-нейтронная дырка получаются как результат решения частотного однородного уравнения для эффективного поля  $U^S(\vec{r})$  /I/6/:

$$U^S(\vec{r}) = F \sum_y \varphi_y^*(\vec{r}) \varphi_{y'}(\vec{r}) \frac{n_y^P - n_{y'}^n}{\varepsilon_y^P - \varepsilon_{y'}^n - \omega_3} U_{yy'}^S \quad (6.7)$$

$$\rho_{yy'}^S = B^S \frac{n_y^P - n_{y'}^n}{\varepsilon_y^P - \varepsilon_{y'}^n - \omega_3} U_{yy'}^S ; \quad \sum_{yy'} |\rho_{yy'}^S|^2 (n_y^n - n_y^P) = 1 \quad (6.8)$$

$$|S\rangle = \alpha_S^+ |0\rangle ; \quad \alpha_S |0\rangle = 0 ; \quad \alpha_S^+ = \sum_{yy'} (n_y^n - n_y^P) (\rho_{yy'}^S)^* \alpha_y^P \alpha_{y'}^n, \quad (6.9)$$

6) Спиновые возбуждения мы не рассматриваем.

Решение уравнения (6.7) эквивалентно диагонализации гамильтониана оболочечной модели на базисе конфигураций типа протон-нейтронная дырка в приближении хаотических фаз (или в приближении зависящего от времени самосогласованного поля). Используя соотношения (6.5) + (6.9) непосредственной проверкой убеждаемся, что среди решений уравнения (6.7) имеется решение, отвечающее аналоговому состоянию:

$$\omega_A = \Delta E_C ; \quad v^A = U(r) \quad (6.10)$$

$$|A\rangle = (2T_0)^{1/2} \mathcal{T}^{(+)}|0\rangle ; \quad \rho^A(r) = \sum_{\nu\nu'} \varphi_\nu^*(\vec{r}) \varphi_\nu(\vec{r}) \rho_{\nu\nu'}^A = (2T_0)^{-1/2} n(r) \quad (6.11)$$

Хотя энергии и волновые функции (плотности перехода) коллективных возбуждений типа протон-нейтронная дырка получены в результате приближенной диагонализации (даже в отсутствие несохраняющей изоспина части кулоновского взаимодействия), мы должны в соответствии с выводами раздела 5 приписать аналоговому состоянию изоспин  $T_>$ , а другим возможным решениям уравнения (6.7) – изоспин  $T_<$ .

Согласно (6.2) плотность избыточных нейтронов определяет зависящую от  $N-Z$  часть оболочечного потенциала  $\frac{1}{2}\mathcal{T}^{(3)}v(r)$  (или энергию симметрии  $U(r) = F_n(r)$ ). В ядрах с достаточно большим нейтронным избытком  $|N-Z| \gg A^{1/3}$  одночастичная плотность  $n_0(r)$  практически постоянна по объему ядра  $\Omega$ , так что

$$n_0(r) \approx \bar{n}(r) = (N-Z)\Omega^{-1}f_{SW}(r, R, a) \quad (6.12)$$

где  $f_{SW}$  - нормированное условием  $\int f_{SW}(r) d^3r = \Omega$  распределение Саксона - Вудса. В этом случае, согласно (6.5),  $n(r) \approx n_0(r) \approx \bar{n}(r)$ . Существенное отличие эффективной плотности от одночастичной возникает в ядрах с относительно небольшим нейтронным избытком  $| (N-Z) \sim A^{1/3} |$  таких, как  $Ca^{48}, Zr^{90}$ , где избыточные нейтроны заполняют один  $j$ -уровень ( $1f_{7/2}$  и  $1g_{9/2}$  соответственно). Приближенно указанное отличие можно учесть формулой, которая получается как результат квазиклассического решения уравнения (6.5) (см., например, /9/):

$$n(r) = (1+f)^{-1} [n_0(r) + f\bar{n}(r)] \quad (6.13)$$

Здесь  $f$  - безразмерное значение силовой константы  $F$ , которая параметризуется следующим образом

$$F = \frac{4}{3} f E_F \Omega A^{-1} \approx 350 f \text{ МэВ} \cdot \phi^3 \quad (E_F \approx 33 \text{ МэВ}).$$

В расчетах по оболочечной и оптической модели энергию симметрии выбирают в следующем виде:

$$U(r) = U_1 \frac{N-Z}{A} f_{SW}(r) \quad (6.14)$$

где  $U_1 \approx 55 \text{ МэВ}/10, II/$ . Из сравнения этого выражения с (6.12) следует, что  $U_1 = \frac{4}{3} f E_F$ , так что  $f = 1.25$ . Это значение соответствует величине, принятой в оболочечных расчетах /I/.

В заключение этого раздела определим постоянную  $\Delta E_C$  (5.7):

$$\Delta E_C = (2T_0)^{-1} \int V_C(r) n(r) d^3r \quad (6.15)$$

так что  $\Delta E_C$  представляет собой среднюю (по нейтронному избытку) кулоновскую энергию, приходящуюся на один протон.

### 7. Конфигурационные состояния. "Внутреннее" смешивание.

Кроме АС существуют другие коллективные возбуждения типа протон-нейтронная дырка. Мы остановимся только на монопольных возбуждениях  $|M\rangle$  (возбуждениях Фермиевского типа), поскольку именно эти состояния примешиваются к аналоговому за счет сферически-симметричного потенциала  $\Delta V_C(r)$ . Такие состояния получили название конфигурационных. Энергии  $\omega_M$  и волновые функции  $|M\rangle$  (или матрицы плотности  $\rho^M(r)$ ) конфигурационных состояний определяются соотношениями (6.7)+(6.9). Существует, вообще говоря, два типа монопольных возбуждений: "низких" с энергией  $\Delta E_C - \bar{U} < \omega_M < \Delta E_C$  ( $\bar{U}$  - среднее по объему ядра значение энергии симметрии) и "высоких" с энергией  $\omega_M > D$ . В ядрах, где избыточные нейтроны заполняют только один  $j$ -уровень, "низкие" конфигурационные состояния отсутствуют (см. уравнение (6.7)). Амплитуда примеси  $T_C$  - конфигурационного состояния к аналоговому равна

$$\alpha_M = \frac{\langle M | \Delta V_C | A \rangle}{\omega_A - \omega_M} \quad (7.1)$$

Для матричного элемента, определяющего величину  $\alpha_M$ , имеем следующие соотношения:

(7.2)

$$\langle M | \Delta V_C | A \rangle = (2T_0)^{-1/2} \langle M | \Delta V_C^{(+)}) | 0 \rangle = (2T_0)^{-1/2} \int \rho^M(r) \Delta V_C(r) d^3r$$

где

$$\Delta V_c^{(-)} = \sum_i \Delta V_c(r_i) \tau_i^{(-)} ; \quad \rho^M(r) = \sum_{vv'} \varphi_v^*(\vec{r}) \varphi_{v'}(\vec{r}) \rho_{vv'}^M, \quad (7.3)$$

Ввиду ортогональности состояний  $|M\rangle$  и  $|A\rangle$  плотность перехода  $\rho^M(r)$  является знакопеременной функцией. Фермиевский матричный элемент для запрещенного по изоспину  $\beta$  -перехода из конфигурационного состояния в основное состояние материального ядра  $(M_F^{(M)})^2 = |\langle M | \mathcal{T}^{(-)} | A \rangle|^2$  существует в меру кулоновского смешивания состояний  $|M\rangle$  и  $|A\rangle$  и согласно (7.1) равен:

$$(M_F^{(M)})^2 = 2T_0 \alpha_M^2 \quad (7.4)$$

Для ориентировки приведем результат вычисления наибольшей из амплитуд  $\alpha_M$ , выполненный в квазиклассическом приближении для ядер с большим нейтронным избытком в предположении, что оболочечный потенциал представляет собой прямоугольную потенциальную яму с бесконечными стенками /12/:

$$(2T_0)^{-1/2} \rho^M(r) = \frac{C^{1/2}}{1+f(1-c)} \left[ \int (v^M(r))^2 d\Omega/\Omega \right]^{-1/2} \frac{v_M(r)}{\Omega} \quad (7.5)$$

$$v^M(r) \sim 1 - \frac{5}{3} \frac{r^2}{R^2}; \quad \omega_A - \omega_M = \Delta E_C \frac{f(1-c)}{1+f(1-c)}$$

где  $C = 4/9$ . Если выбрать  $f = 1.25$ , то  $\alpha_M^2 \approx 0.01$ . Отметим в этой связи, что в случае  $(N-Z) \gg A^{1/3}$  для амплитуд примеси "низких" конфигурационных состояний к аналоговому не существует буквенного параметра малости.

Численная малость этих амплитуд объясняется плавностью поля  $\Delta V_c(\tau)$ .

По величине амплитуд  $\alpha_M$  можно оценить ширину "размыния" аналогового состояния  $|A\rangle$  по уровням сложной природы  $|\lambda\rangle$ . Поскольку указанные состояния имеют разный изоспин, то их связь обусловлена кулоновским взаимодействием  $\Delta V_c$  (кулоновской амплитудой рассеяния  $\mathcal{K}_c^{int}$  пренебрегаем). По определению (ср. с (2.2)) ширина  $\Gamma_{in}^t$  равна

$$\Gamma_{in}^t = 2\pi\rho \overline{|\langle A | \Delta V_c | \lambda \rangle|^2} \quad (7.6)$$

и отлична от нуля в меру средней вероятности обнаружить в состояниях  $|\lambda\rangle$  возбуждения  $|M\rangle$ . Указанная вероятность равна (ср. с (2.3))

$$|\beta_M|^2 = \frac{(2\pi\rho)^{-1} \Gamma_M^t}{(E - E_M)^2 + \frac{1}{4} (\Gamma_M^t)^2} \quad (7.7)$$

Предполагая, что конфигурации  $|M\rangle$  дают некогерентный вклад в ширину  $\Gamma_{in}^t$ , получим

$$\Gamma_{in}^t = \sum_M \alpha_M^2 \Gamma_M^t(E_A) \left[ 1 + \frac{(\Gamma_M^t)^2}{4(E_A - E_M)^2} \right]^{-1} \lesssim \left( \sum_M \alpha_M^2 \right) \bar{\Gamma}^t(E_A) \quad (7.8)$$

Поскольку конфигурационные состояния представляют собой возбуждения типа частица-дырка, то верхней оценкой ширины  $\bar{\Gamma}^t(E_A)$  может служить величина  $2w(E_A)$ , где  $w(E_A)$  - минимальная часть оптического потенциала, найденная при энергии возбуждения  $E_A$ . (Если воспользоваться зависимостью (3.17), то

для коллективного состояния  $\Gamma^t \approx \frac{2}{3} w(E)$ ). Другой возможной оценкой коэффициента пропорциональности в выражении  $\tilde{\Gamma}^t = \text{Const} \cdot w$ , является использование данных по ширинам гигантского дипольного резонанса в тяжелых ядрах. В любом случае малость ширины  $\Gamma_{in}^t (\sim 1 \div 10^2 \text{ кэВ})$ , субследственная малость примеси  $T_<$  - состояний к аналоговому, представляет собой проявление приближенного сохранения квоспина для высоковозбужденных состояний ядер.

### 8. Аналоговые, конфигурационные и антианалоговые состояния в нечетных ядрах.

При рассеянии протонов на четно-четных мишнях возбуждаются аналоги нечетно-нейтронных материнских ядер. Если аналоговые и конфигурационные состояния рассматривать как коллективные возбуждения в четном ядре, то соответствующие им коллоктивные состояния в нечетном ядре в нулевом приближении можно рассматривать как возбуждения типа "нуклон-фонон". Соответствующие волновые функции имеют вид (для простоты рассуждений рассматриваем околомагические ядра):

$$|nA\rangle = (2T_0)^{-1/2} a_n^+ \mathcal{T}^{(+)} |0\rangle \equiv |d_a\rangle \quad (8.1)$$

$$|nM\rangle = a_n^+ \alpha_M^+ |0\rangle \equiv |d_m\rangle \quad (8.2)$$

здесь  $|n\rangle = a_n^+ |0\rangle$  - волновые функции состояний материнского ядра. Строго говоря, волновые функции (8.1), (8.2) не являются собственными функциями гамильтонiana (5.1),

поскольку отличны от нуля матричные элементы  $\langle d|\hat{F}|p\rangle$ , где  $|p\rangle$  – однопротонное состояние с той же пространственной конфигурацией, что у соответствующего состояния материнского ядра  $|n\rangle$ . В тех случаях, когда процессы возбуждения или распада коллективного состояния обусловлены лишь одной (или малым числом) из частично-дирочных компонент (например, протонный или радиационный распад АС) волновые функции (8.1), (8.2) следует уточнить. С "коллективной" точностью, согласно (6.6) + (6.II), имеем:

$$\langle nA|\hat{F}|p\rangle = (2T_0)^{-\frac{1}{2}} U_{nn}^A; \quad E_{nA} - E_p = U_{nn}^A \quad (8.3)$$

$$\langle nM|\hat{F}|p\rangle = F_{pn}^M = (2T_0)^{-\frac{1}{2}} U_{nn}^M; \quad E_{nM} - E_p = \omega_M - \Delta E_C + U_{nn} \quad (8.4)$$

Тогда

$$|a\rangle = |nA\rangle + (2T_0)^{-\frac{1}{2}} |p\rangle; \quad |m\rangle = |nM\rangle + C_{nn}^M (2T_0)^{-\frac{1}{2}} |p\rangle \quad (8.5)$$

$$|\bar{a}\rangle = -(2T_0)^{-\frac{1}{2}} \left[ |nA\rangle + \sum_M C_{nn}^M |nM\rangle \right] + |p\rangle; \quad C_{nn}^M = \frac{U_{nn}^M}{\omega_M - \Delta E_C + U_{nn}} \quad (8.6)$$

Состояние  $|a\rangle$  представляет собой аналог материнского ядра и характеризуется изоспином  $T_2 = T_0 + \frac{1}{2}$  (и третьей проекцией  $T_3 = T_0 - \frac{1}{2}$ ). Остальные состояния имеют "нормальный" изоспин. Состояние  $|\bar{a}\rangle$ , основная компонента которого представляет собой однопротонное состояние, называют антианалоговым. С указанной выше точностью поправку к волновой функции аналогового состояния за счет поля  $\Delta V_C$  можно представить в виде:

$$\delta|\alpha_{in} = \sum_M \alpha_M |nM\rangle + \beta_n (2T_0)^{-1/2} |p\rangle \quad (8.7)$$

$$\beta_n = \beta_n^{\bar{a}} + \sum_M \beta_n^M; \quad \beta_n^{\bar{a}} = \frac{(\Delta V_c)_{nn}}{v_{nn}}; \quad \beta_n^M = \alpha_M v_{nn}^M / v_{nn} \quad (8.8)$$

где амплитуды  $\alpha_M$  определены соотношением (7.1). Ввиду отмечавшейся выше знакопеременности функции  $v^M(r)$  коэффициенты  $\beta_n^M$  имеют дополнительную малость. Из приведенных соотношений следует, что с точностью  $\sim (N-Z)^{-1}$  ширины распада АС на уровни сложной природы  $\Gamma_{in}^f$  для соседних четных и нечетных ядер совпадают.

В заключение этого раздела отметим, что разность кулоновских энергий для аналогов различных состояний материнского ядра в соответствии с (6.15) определяется соотношением

$$\Delta E_c^j - \Delta E_c^{j'} = \frac{1}{2T_0+1} \int V_c(r) [n_j(r) - n_{j'}(r)] d^3r \quad (8.9)$$

и обусловлена отличием радиальных волновых функций нечетного нейтрона в материнском ядре.

### Квазиупругое (рн) - рассеяние

#### 9. Потенциал Лэйна

Первые аналоговые состояния были обнаружены как узкие максимумы в жесткой части спектра нейtronов в прямой (рн) - реакции. Прямая (рн) - реакция, сопровождающаяся возбуждением аналоговых состояний, получила название квазиупругого (рн) - рассеяния, поскольку полное и дифференциальное

сечения этой реакции можно описать с помощью потенциала, являющегося непосредственным обобщением зависящей от ( $N-Z$ ) части оптического потенциала для нуклонов. Этот потенциал, получивший название потенциала Лэйна, имеет вид

$$\hat{V}_L = V_L(r) \vec{t} \vec{T} \quad (9.1)$$

где  $\vec{t}$  и  $\vec{T}$  - операторы изоспина для рассеиваемого нуклона и ядра-мишени соответственно;  $V_L(r) = V_L f_L(r)$ ,  $V_L$  - интенсивность, а  $f_L(r)$  - формфактор потенциала Лэйна. При описании с помощью потенциала Лэйна поле, действующее на рассеиваемый нуклон в процессе квазиупругого ( $pn$ ) - рассеяния, и энергия симметрии равны соответственно:

$$\tau^{(+)v_L(r)} = \langle a | \hat{V}_L | 0 \rangle = \tau^{(+)}(2T_0)^{-\frac{1}{2}} T_0 V_L(r); \quad v(r) = T_0 V_L(r) \quad (9.2)$$

Сравнение экспериментальных данных с вычисленными по методу искаженных волн с потенциалом (9.1), (9.2) сечениями квазиупругого ( $pn$ ) - рассеяния показывает, что величина  $A V_L$  равна  $90 \pm 20$  Мэв, а форм-фактор  $f_L(r)$  совпадает с  $f_{SW}(r)$  для тяжелых ядер и ближе к производной  $df_{SW}/dr$  для ядер с относительно небольшим нейтронным избытком. Определенная таким образом величина энергии симметрии  $T_0 V_L$  согласуется со значением, принятым в оболочечной модели (ср. с (6.I4) )

В соответствии с выводами раздела 6. микроскопический подход приводит к следующему выражению для потенциала Лэйна в случае квазиупругого ( $pn$ ) - рассеяния на четно-четном ядре-мишени:

$$U(r) = T_0 V_L(r) = F_n(r) \quad (9.3)$$

так что Форм-фактор потенциала Лейна определяется радиальной зависимостью эффективной плотности избыточных нейтронов  $n(r)$

Для ядер с небольшим нейтронным избытком радиальная зависимость потенциала  $U(r)$  отличается как от распределения  $f_{SW}(r)$ , так и от радиальной зависимости одночастичной плотности  $n_0(r)$  за счет "поляризации" остова  $N-Z$  (см.раздел 6). Таким образом, качественно оболочечный подход объясняет полученный из анализа экспериментальных данных вывод об изменении характера радиальной зависимости потенциала Лейна при переходе от тяжелых ядер таких как  $Pb$ ,  $Se$  к более легким. Однако детальное сравнение экспериментальных и расчетных значений полного и дифференциального сечений квазиупругого ( $\rho_p$ ) - рассеяния с использованием потенциала (9.3) пока отсутствует.

#### 10. Особенности квазиупругого ( $\rho_p$ ) -рассеяния на нечетных ядрах.

Как следует из соотношений предыдущего раздела изотопическая зависимость полного сечения  $\sigma_{\rho_p}$  определяется, в основном, фактором  $(N-Z)$ :

$$\sigma_{\rho_p} = (N-Z)\sigma_0 \quad (10.1)$$

так что  $\sigma_0$  представляет собой сечение, приходящееся на один избыточный нейtron. С микроскопической точки зрения

соотношение (10.1) отражает факт коллективности аналогового состояния. Экспериментальные данные, полученные для изотопов  $Ti$  еще в 1966 г. /13/ (см. таблицу I), согласуются с формулой (10.1) для четных изотопов и обнаруживают заметное отличие от этой формулы для нечетных изотопов:

$$\sigma_{pn}^{neq} = (N-Z)\sigma_0(1+\beta) \quad (10.2)$$

Аномально большие значения  $\beta$  (по сравнению с  $(N-Z)^{-2}$ ) указывают на существенную роль нечетного нейтрона в этой реакции.

В рамках оболочечного подхода выражение для эффективного поля, действующего на рассеиваемый протон в рассматриваемом случае можно получить, если воспользоваться явными выражениями для волновой функции АС (5.6) и зарядово-обменной части взаимодействия (6.1):

$$T^{(+)U_{M_f M_i}(\vec{r})} = (2T_0)^{-\frac{1}{2}} \langle JM_f | \sum_i T_i^{(3)} (F + G \vec{G} \vec{\sigma}_i) \delta(\vec{r} - \vec{r}_i) | JM_i \rangle \tau^{(+)} \quad (10.3)$$

Здесь  $T_0, J$  и  $M$  соответственно изоспин, полный момент и его проекция для основного состояния нечетного ядра-мишени. Пусть спин и четность ядра-мишени определяется нечетным нейроном с пространственной волновой функцией

$Y_{JM}(\vec{r}) = R_{JM}^0(r) \Phi_{Jem}(\vec{r}/r)$ . В этом случае поле  $U_{M_f M_i}(\vec{r})$  можно представить в виде:

$$U_{M_f M_i}(\vec{r}) = U(r) + \delta U_{M_f M_i}(\vec{r}) \quad (10.4)$$

где  $\psi(r)$  определяется сферически-симметричной плотностью избыточных нейтронов в нечетном ядре-мишени  $n(r)$ , а

$$\delta\psi_{M_f M_i}(\vec{r}) = (2T_0)^{-1/2} F R_{nJ}^2 \psi(r) \left[ \Phi_{J \in M_f}^+ \Phi_{J \in M_i} - (4\pi)^{-1} \delta_{M_f M_i} (G/F) \vec{\phi}_{J \in M_f}^+ (\vec{\phi}_{J \in M_i}^+ \vec{\phi}_{J \in M_i}) \right] \quad (10.5)$$

Приведенное разбиение поля  $U_{M_f M_i}(\vec{r})$  на два слагаемых сделано таким образом, чтобы интерференция между ними в полном сечении отсутствовала. Поскольку отношение  $G/F \approx 1$ , то поляризацию остова  $N = Z$  в выражении для  $\delta\psi(\vec{r})$  можно учесть, заменив квадрат радиальной волновой функции нечетного нейтрона  $(R_{nJ}^0)^2$  на эффективное значение  $R_{nJ}^2(r)$  по формуле (6.13). Вычисление полного сечения  $\sigma_{pp}$  по методу искаженных волн с потенциалом (10.4), (10.5) приводит к следующему выражению для параметра  $\beta$  в формуле (10.2) характеризующего "аномальный" вклад нечетного нейтрона в сечение  $/^{14}\text{A}$

$$\beta = (N-Z)^{-2} \left( J + \frac{1}{2} \right) \left[ \alpha_1 + 3(G/F)^2 \alpha_2 \right] \quad (10.6)$$

где  $\alpha_{1,2} \gtrsim 1$  — отношения сумм квадратов радиальных интегралов, взвешенных с кинематическими факторами. Зависимость  $\beta$  от параметров следует из формул (10.4), (10.5)  $\beta \sim (N-Z)^{-2}$ , поскольку  $\psi \sim (N-Z)^{1/2}$ , а  $\delta\psi \sim (N-Z)^{-1/2}$ ;  $J + \frac{1}{2}$  — число возможных переданных моментов рассеиваемому нуклону;  $3(G/F)^2 \approx 4.5$  — фактор, учитывающий относительный вклад в величину  $\beta$  спиновой части эффективного взаимодействия нуклонов. Таким образом, вклад нечетного нейтрона в полное сечение  $\sigma_{pp}$  обусловлен, в основном, спиновой частью эффективного взаимодействия

нуклонов и подчеркнут кинематическими факторами. Это обстоятельство позволяет понять аномально большие значения  $\beta$  для сравнительно легких ядер. Численные расчеты, выполненные для изотопов  $Ti$ , подтверждают этот вывод. Результаты расчетов приведены в Таблице I. Следует отметить, что в этих расчетах нет свободных параметров.

Аналоговые резонансы в сечениях рассеяния  
протонов ядрами

II. Общие свойства AP.

Со времени открытия в 1964 г. аналоговые резонансы интенсивно изучаются в реакциях упругого и неупругого рассеяния протонов ядрами, т.е. в реакциях ( $p p_0$ ), ( $p p$ ) и ( $p n$ ). Прилипание протона к ядру с возбуждением АС и последующий протонный распад разрешены правилами отбора по изоспину, в то время как нейтронный распад АС этими правилами запрещен и происходит в меру нарушения чистоты изоспина. Так, если  $T_0, T_0$  - изоспин и его третья проекция для ядра-мишени, то соответствующие величины для АС, которое возбуждается в результате прилипания протона, равны  $T_> = T_0 + \frac{1}{2}$ ,  $T_< = T_0 - \frac{1}{2}$  ( $\Delta T = \frac{1}{2}$ ), а для состояния, полученного в результате нейтронного распада АС -  $T_0 - 1, T_0 - 1$  ( $\Delta T = \frac{3}{2}$ ). Полные ширины AP  $\Gamma_0$  составляют несколько кэв для ядер с минимальным нейтронным избытком и достигают нескольких сот кэв для самых тяжелых ядер, т.е. ширины весьма малы в ядерном масштабе ( $\sim 2\omega$ ). Это обстоятельство, причина которого выяснилась в разделе 7, позволяет ис-

крайней мере несколько первых AP рассматривать как изолированные. Первый вопрос, который возникает при изучении AP, это - параметризация сечений и получение систематических экспериментальных значений параметров AP, второй вопрос - интерпретация параметров AP на основе тех или иных представлений о механизме реакции и структуре состояний материнского ядра. Если первый вопрос в известной мере можно считать решенным, то второй - все еще находится в стадии выяснения, несмотря на значительные усилия, предпринятые некоторыми группами авторов /3, 15+ 20/. Различные подходы приводят к различным предсказаниям относительно параметров AP. Основная трудность заключается в учете влияния сложных конфигураций на формирование AP. Как было установлено в I части, оболочечный подход устанавливает соответствие между оптической моделью и микроскопическим описанием. Это обстоятельство позволяет рассчитывать на удовлетворительное описание в рамках оболочечного подхода параметров AP. Мы начнем это описание с простейших случаев, постепенно отказываясь от упрощающих предположений.

## I2. "Естественные" ширины AP.

Рассмотрим аналоговый резонанс в сечении упругого рассеяния протонов на магическом ядре, отвлекаясь от влияния сложных конфигураций и неупругих каналов распада на формирование AP. Так же, как и при рассмотрении компаунд-ядерных резонансов будем классифицировать возбужденные состояния системы из  $(A + I)$  нуклонов по числу частиц и дырок. В рассматриваемом случае мы имеем одночастичные

(однопротонные) возбуждения  $|E\rangle$  и возбуждение типа 2 частицы - 1 дырка  $|d\rangle$  (8.I). Отметим, что необходимость использования волновой функции входного состояния  $|d\rangle$  вместо волновой функции аналогового состояния  $|a\rangle$  (8.5) связана с неортогональностью состояний  $|E\rangle$  и  $|a\rangle$ . К формированию AP в рассматриваемом случае приводит связь состояний  $|d\rangle$  и  $|E\rangle$  за счет зарядово-обменной части взаимодействия (6.I). Согласно (6.II) соответствующий матричный элемент  $F_{d/E}$  определяется простым радиальным интегралом от энергии симметрии  $U(r) \sim 2T_0$ :

$$F_{d/E} = (2T_0)^{-\frac{1}{2}} \int_0^{\infty} \chi_{nje}(r) U(r) \chi_{Eje}^{(+)}(r) dr \equiv (2T_0)^{-\frac{1}{2}} U_{nE} = F_{E/d} \quad (I2.1)$$

Амплитуда резонансного рассеяния  $T_{E/E}$ , определяющая  $S$  - матрицу согласно (3.2), равна

$$T_{E/E} = F_{E/d} (E - E_d)^{-1} U_{d/E} \quad (I2.2)$$

где амплитуда перехода  $U_{d/E}$  удовлетворяет уравнению Липпмана-Швингера:



$$(I2.3)$$

Здесь волнистая линия обозначает входное состояние  $|d\rangle$ , малая и большая окружности - соответственно матричный элемент  $F_{d/E}$  и амплитуду  $U_{d/E}$ . Представим уравнение (I2.3) в аналитическом виде:

$$U_{d/E} = F_{d/E} + \Pi_{dd} (E - E_d)^{-1} U_{d/E}; \quad \Pi_{dd}(E) = \sum_{E'} |F_{d/E}|^2 (E - E' + i\varepsilon)^{-1} \quad (I2.4)$$

В результате для  $S$  - матрицы имеем следующее выражение:

$$S = e^{2i\delta} - \frac{2\pi i F_d^2/E}{E - E_d - \Pi_{dd}(E)} \quad (I2.5)$$

В выражении для "собственной" энергии  $\Pi_{dd}(E)$  (2.4) суммирование можно распространить по всем занятым протонным состояниям, поскольку  $U_{n,n',\ell} \rightarrow 0$ . Это обстоятельство позволяет выразить  $\Pi_{dd}(E)$  через функцию Грина радиального уравнения Шредингера для протонов  $G_E(r, r')$  (3.9):

$$\Pi_{dd}(E) = -(2T_0)^{-1} \int \chi_n(r) v(r) G_E(r, r') v(r') \chi_n(r') dr dr' \quad (I2.6)$$

В выражении для  $\Pi_{dd}$  удобно выделить слагаемое, отвечающее вкладу дискретного (или квазидискретного) протонного состояния  $|p\rangle$  с теми же квантовыми числами, что и у одновейtronного состояния  $|n\rangle$ :

$$\Pi_{dd}(E) = \Pi'_{dd}(E) + \frac{U_{nn}}{E - E_p} \cdot \frac{1}{2T_0}; \quad \left( -\frac{d\Pi_{dd}}{dE} \right)_{E=E_p} \approx \frac{1}{2T_0}; \quad (I2.7)$$

Величина  $\Pi'_{dd}$  обязана своим существованием только непрерывному спектру, так что  $Re \Pi'_{dd}$  представляет собой "сдвиг" энергии аналогового состояния за счет упругого канала распада, а  $Im \Pi'_{dd}$  определяет (упругую) ширину распада  $\Gamma'$ :

$$S(E) = e^{2i\delta(E)} \left\{ 1 - \frac{i\Gamma'_{sp}}{E - E_r + \frac{i}{2}\Gamma'_{sp}} \right\} \quad (I2.8)$$

$$E_r = E_d + Re \Pi'_{dd}(E_r); \quad \Gamma'_{sp} = 2\pi(2T_0+1)^{-1} \left| \int \chi_n(r) v(r) \chi'_E(r) dr \right|^2 \quad (I2.9)$$

Индекс „*Sp*“ обозначает, что выражение (I2.9) получено в предположении об одночастичной природе соответствующего состояния материнского ядра. Простую интерпретацию ширины  $\Gamma'_{Sp}$  можно получить, если АС находится "вблизи" однопротонного состояния:  $|E_d - E_p| < \pi^{-1} D$ . В этом случае волновую функцию непрерывного спектра  $\chi^{(+)}_E(r)$  в области действия ядерного потенциала можно представить в виде (см. например, /21/):

$$\chi^{(+)}_E(r) = A(E) \chi^{(0)}(r); \quad A(E) = e^{i\delta_0} \left( \frac{\Gamma'_p(E)}{2\pi} \right)^{1/2} \frac{1}{E - E_p + \frac{i}{2} \Gamma'_p(E)} \quad (I2.10)$$

где  $\chi^{(0)}(r) \approx \chi_n(r)$  – нормированное на единицу в объеме ядра регулярное в нуле решение радиального уравнения Шредингера. Согласно (I2.9) – (I2.10) найдем:

$$\Gamma'_{Sp} = \frac{1}{2T_0 + 1} \cdot \Gamma'_p \quad (I2.11)$$

Простой смысл этого выражения – протонный распад АС происходит в меру вероятности обнаружить однопротонное состояние в волновой функции АС (8.5) – позволяет считать, что оно справедливо и для произвольной (но существенно подбарьерной) энергии  $E_r$ . Трудность в практическом использовании выражения (I2.11) заключается в необходимости определять ширину  $\Gamma'_p(E_r)$  при энергии, заметно отличающейся (на величину энергии симметрии) от энергии однопротонного состояния  $E_p$ .

В заключение этого рассмотрения выразим величину  $\Pi'_{dd}(E)$  через поправку к волновой функции АС, связанную с существованием упругого канала распада:

$$\Pi'_{dd}(E) = \langle \delta\psi_n^a | \hat{F} | d \rangle = (2T_0)^{-1/2} \int_0^\infty \delta\psi_n^a(r) v(r) \chi_n(r) dr \quad (I2.I2)$$

$$\delta\psi_n^a(r) = -(2T_0)^{-1/2} \left\{ \chi_n(r) + \int_0^\infty G_E(r, r') v(r') \chi_n(r') dr' \right\} \quad (I2.I3)$$

Смысл этой поправки заключается в следующем: за счет ядерного взаимодействия к волновой функции входного состояния примешивается континуум однопротонных состояний, что приводит к отличию волновой функции АС от простого выражения (8.5). Мерой этого отличия может служить коэффициент  $\alpha_n$

$$\alpha_n = (2T_0)^{1/2} \int_0^\infty \delta\psi_n^a(r) \chi_n(r) dr \quad (I2.I4)$$

который представляет собой (комплексную) амплитуду примеси  $T_c$  - состояний к аналоговому за счет упругого канала. В меру этой амплитуды возможны смешивание АС со сложными конфигурациями ("внешнее" смешивание), а также прямой нейтронный распад, запрещенный правилами отбора по изоспину. Последний процесс возможен также в меру "внутреннего" смешивания аналогового и конфигурационных состояний (см. (8.7)). Этот же механизм приводит к поправке к амплитуде протонного распада АС:

$$F_d/E \longrightarrow F_d/E + \alpha_m F_{dm}/E$$

где амплитуда  $F_{dm}/E$  выражается формулой (I2.I), в которой  $v(r) \rightarrow v''(r)$ . Относительная малость этой поправки такая же, как и малость (по сравнению с единицей)

коэффициента  $\beta_n^M$  в формуле (8.8).

Если состояния нечетно-нейтронного материнского ядра содержат однонейтронную компоненту с некоторым весом (который называют спектроскопическим фактором  $S_n$ ), как это имеет место, например, в ядрах с развитым спариванием, то формула для упругой ширины АР  $\Gamma^t$  модифицируется следующим образом:

$$\Gamma^t = S_n \Gamma_{S.p.}^t \quad (12.15)$$

Это выражение справедливо для не слишком малых значений спектроскопического фактора. В противном случае необходимо учитывать вклад в ширину  $\Gamma^t$  других (малых) компонент волновой функции АС. Таких случаев мы рассматривать не будем.

Обратимся к упругому рассеянию протонов на нечетно-нейтронных ядрах. В этом случае аналог основного состояния имеет момент  $0^+$ . Упругая ширина  $\Gamma^t$  для распада  $0^+ - \text{AC}$  только кинематическим фактором отличается от ширины (12.15), (12.9).

$$\Gamma^t = 2\pi(2T_0+1)^{-1} S_n (2j+1) \left| \int \chi_{nje}(\tau) v(r) \chi_{Eje}^{(+)*(\tau)} dr \right|^2 \quad (12.16)$$

Появление этого фактора связано с тем, что в отличие от случая рассеяния протона на четном ядре компаунд-состояние имеет нулевой момент, а состояние, получающееся в результате распада — ненулевой момент, равный  $j$ .

В случае, когда открыто несколько каналов распада АС, из уравнений типа (12.2) ~ (12.4) снова следует одноуровневая формула Брейтга-Винтерса:

(I2.I7)

$$S_{e\gamma} = e^{i(\delta_e + \delta_\gamma)} \left\{ \delta_{e\gamma} - \frac{i(\Gamma_e^*)^{1/2} (\Gamma_\gamma^*)^{1/2}}{E - E_r + \frac{1}{2} \sum \Gamma_j^*} \right\}$$

(прямым возбуждением  $\gamma$ -го состояния ядра-мишени мы пренебрегаем). Протонные ширины  $\Gamma_j^*$  (так же как и поправки к волновой функции АС за счет непрерывного спектра  $\delta\psi_j^a$ ) определяются структурой возбужденных состояний ядра-мишени. Мы рассмотрим только два случая. Если структура возбужденного состояния ядра-мишени повторяет структуру основного состояния, как это имеет место для однодырочных возбуждений в нечетно-нейтральном ядре, то формула для неупругой протонной ширины распада  $0^+$ -АС совпадает с (I2.I6), где обозначают квантовые числа однодырочного состояния. Другой пример — возбуждение простой частично-дырочной конфигурации в магическом ядре-мишени  $\{j'j^{-1}\}_J$ , при распаде аналога основного состояния с конфигурацией  $(j')^1$ . В этом случае соответствующая протонная ширина равна

$$\Gamma_J^* = \frac{2J+1}{2j'+1} \Gamma_{s.p.}^*(J) \quad (I2.I8)$$

где  $\Gamma_{s.p.}^*(J)$  определяется формулой (I2.9). Таким образом, "естественные" протонные ширины АС содержат ценную структурную информацию об основном и низковозбужденных состояниях материнского ядра и (или) ядра-мишени. Однако для извлечения этой информации (как и для выяснения механизма реакции) необходимо учсть связь АС с сложными конфигурациями, которая приводит к формированию аналоговых резонансов в сечениях

рассеяния протонов ядрами.

### 13. Формирование АР. "Внешнее" смешивание.

Аналоговый резонанс представляет собой наиболее чистый случай гигантского резонанса в силу предельно простой оболочечной структуры аналогового состояния. Существование гигантских резонансов обусловлено связью соответствующей простой оболочечной конфигурации (или совокупности близких по энергии простых конфигураций) с уровнями сложной природы. В случае неперекрывающихся уровней составного ядра гигантский резонанс обнаруживает тонкую структуру. Когда эти уровни перекрываются, нуклонные ширины резонанса модифицируются (по сравнению с "естественными" ширинами), а полная ширина резонанса возрастает.

Целью последующего изложения является получение выражения для средней матрицы рассеяния  $\bar{S}(E)$  в области АР. Мы начнем рассмотрение со случая, когда упругий (протонный) канал является основным разрешенным каналом распада АС, число нейтронных каналов распада состояний  $|\lambda\rangle$  может быть произвольным. Амплитуда упругого резонансного рассеяния  $T_{E/E}$  равна сумме двух слагаемых в соответствии с двумя возможными механизмами прилипания протона к ядру:

$$\text{---o---} \circ \text{---} + \text{---o---} \circ \text{---} \quad (13.1)$$

Этим графикам отвечает следующее аналитическое выражение:

$$T_{E/E} = \sum_{\lambda} F_{E/\lambda} (E - E_{\lambda})^{-1} U_{\lambda/E} + F_{E/a} (E - E_a)^{-1} U_{d/E} \quad (13.2)$$

Амплитуды  $U_{\lambda/E}$  и  $U_{d/E}$  не являются независимыми, поскольку существует взаимодействие, вызывающее переходы между состояниями  $|d\rangle$  и  $|\lambda\rangle$ . Эффективный матричный элемент взаимодействия  $V_{d/\lambda}$  состоит из двух слагаемых, одно из которых отвечает "прямому" взаимодействию, а второе - взаимодействию через непрерывный спектр (точнее, через одночастичные состояния):

$$V_{d/\lambda} = F_{d/\lambda} + \Pi_{d/\lambda}; \quad \Pi_{d/\lambda} = \sum_{E'} F_{d/E'} F_{E'/\lambda} (E - E' + i\epsilon)^{-1} \quad (I3.3)$$

С учетом этого замечания нетрудно получить систему уравнений для указанных амплитуд графически (обозначения те же, что и в разделах 3., I2.):

(I3.4)

где крест обозначает матричный элемент  $V_{d/\lambda}$ . Этую систему уравнений можно записать в следующем аналитическом виде:

(I3.5)

$$U_{\lambda/E} = F_{\lambda/E} + \sum_{\lambda'} \Pi_{\lambda\lambda'} (E - E_{\lambda'})^{-1} U_{\lambda'/E} + V_{\lambda/d} (E - E_d)^{-1} U_{d/E}$$

$$U_{d/E} = F_{d/E} + \Pi_{dd} (E - E_d)^{-1} U_{d/E} + \sum_{\lambda'} V_{d/\lambda'} (E - E_{\lambda'})^{-1} U_{\lambda'/E}$$

Поскольку вне гигантского резонанса упругое рассеяние сопровождается возбуждением только сложных конфигураций  $|\lambda\rangle$ , то естественно решение системы (I3.5) искать в виде

$$U_{\lambda/E} = U_{\lambda/E}^{deg} + U_{\lambda/E}^{res} \quad (I3.6)$$

и, следовательно,

$$T_{E/E} = T_{E/E}^{bg} + T_{E/E}^{res} \quad (I3.7)$$

где амплитуды  $U_{\lambda/E}^{bg}$  и  $T_{E/E}^{bg}$  определены в разделе 3.

Подстановка этих выражений в исходные соотношения (I3.2) и (I3.5) приводит к следующему результату для диагонального элемента  $S$  - матрицы:

$$S = S^{bg} - \frac{2\pi i \tilde{F}_{d/E}^2}{E - E_d - \Pi_{dd} - \sum_{\lambda} V_{d/\lambda} \tilde{V}_{\lambda/d} (E - E_{\lambda})^{-1}}; \quad \bar{S} = S(E + iI) \quad (I3.8)$$

где эффективные матричные элементы  $\tilde{F}_{d/E}$  и  $\tilde{V}_{\lambda/d}$  равны

$$\tilde{F}_{d/E} = F_{d/E} + \sum_{\lambda} V_{d/\lambda} (E - E_{\lambda})^{-1} U_{\lambda/E}^{bg}; \quad \tilde{V}_{\lambda/d} = V_{\lambda/d} + \sum_{\lambda'} \Pi_{\lambda\lambda'} (E - E_{\lambda'})^{-1} \tilde{V}_{\lambda'/d} \quad (I3.9)$$

В соответствии с этими соотношениями выражение для средней  $S$  матрицы можно представить в виде:

$$\bar{S} = S_{opt} \left\{ 1 - \frac{i e^{2i\phi} |S_{opt}^{-1}| \tilde{\Gamma}^{\dagger}}{E - E_r + \frac{i}{2} \Gamma_0} \right\} \quad (I3.10)$$

Конкретные выражения для эффективной упругой ширины  $\tilde{\Gamma}^{\dagger}$  и резонансной фазы смешивания  $\phi$  зависят от природы входного состояния  $|d\rangle$ . В случае входного состояния с "нормальным" изоспином, для которого нет подавления связей с уровнями сложной природы, можно считать справедливой следующую статистическую гипотезу

$$\overline{F_{d/\lambda}} \overline{F_{\lambda/E}} = 0 \quad (I3.11)$$

Использование этой гипотезы приводит к следующему выражению для эффективного матричного элемента (I3.9), описывающего распад входного резонанса по упругому каналу:

$$(\tilde{F}_{d/E})_{opt} = F_{d/E} + \sum_{\lambda} \Pi_{d/\lambda} (E - E_{\lambda} + iI) U_{\lambda/E}^{bkg} \quad (I3.12)$$

Конкретные вычисления проведем в применении к АР. Соотношения (I2.1), (I3.3), (3.12), (3.16) позволяют преобразовать это выражение к виду:

$$(\tilde{F}_{d/E})_{opt} = (2T_0)^{-\frac{1}{2}} \left\{ \int \chi_n(r) U(r) \chi_E^{(b)}(r) dr - \int \chi_n(r) U(r) G_E(r, r') [i w(r') + \Delta(r')] \chi_E^{(i)opt}(r') dr' \right\}$$

Следовательно,

$$(\tilde{F}_{d/E})_{opt} = (2T_0)^{-\frac{1}{2}} \int \chi_n(r) U(r) \chi_E^{(b)opt}(r) dr; \quad e^{2i\phi_{opt}} \tilde{\Gamma}^* S_{opt} = 2\pi (\tilde{F}_{d/E})_{opt}^2 |S_{opt}| \quad (I3.13)$$

В случае произвольного входного состояния энергии симметрии в этой формуле следует заменить на величину, пропорциональную плотности перехода  $\rho^d(\vec{r})$  (например, для конфигурационного состояния  $U(T) \rightarrow U^M(r)$ ). Таким образом, гипотеза (I3.11) приводит к методу искаженных волн, в соответствии с которым влияние возбуждения сложных конфигураций на эффективную нуклонную ширину гигантского резонанса учитывается путем использования волновой функции оптической модели для парциальной нуклонной волны.

В применении к АР гипотеза (I3.11) оказывается неверной, поскольку "ядерная" часть матричного элемента для перехода

между состояниями с различными значениями изоспина равна нулю. Следовательно,

$$F_{a/\lambda} = F_{d/\lambda} + (2T_0)^{-\frac{1}{2}} F_{p/\lambda} \rightarrow (\Delta V_c)_{a/\lambda} \quad (I3.14)$$

Это соотношение наряду с (I2.13) приводит к следующему выражению для матричного элемента  $V_{d/\lambda}$ :

$$V_{d/\lambda} = (\Delta V_c)_{a/\lambda} + \Pi'_{d/\lambda}; \quad \Pi'_{d/\lambda} = \int \delta \psi_n^a(r) g_\lambda(r) dr \quad (I3.15)$$

Анализ параметров АР в выражении для средней  $S$ -матрицы (I3.10) начнем с гипотетического случая, когда внутренним смешиванием можно пренебречь. Устремив  $(\Delta V_c)_{a/\lambda} \rightarrow 0$  вместо соотношений (I3.9) получим

$$\tilde{F}_{d/E} = F_{d/E} + \sum_{\lambda} \Pi'_{d/\lambda} (E - E_\lambda + iI)^{-1} U_{\lambda E}^{dkq}; \quad (I3.16)$$

$$\tilde{V}_{\lambda/d} = \Pi'_{\lambda/d} + \sum_{\lambda'} \Pi_{\lambda \lambda'} (E - E_{\lambda'} + iI)^{-1} \tilde{V}_{\lambda'/d}$$

Непосредственные вычисления на основе соотношений (I3.8)–(I3.10), (I3.15) приводят к следующим результатам для параметров резонанса  $\tilde{\Gamma}^t, \phi, \Gamma_0$ :

$$e^{2i\phi} S_{opt} |S_{opt}^{-1}| \tilde{\Gamma}_{s.p.}^t = 2\pi (\tilde{F}_{d/E})^2 = 2\pi (2T_0 + 1)^{-1} \left( \int_0^\infty \chi_n(r) [v(r) + i\omega(r) - \Delta r] \chi_E^{(+)opt} dr \right)^2 \quad (I3.17)$$

$$\Gamma_0 = \tilde{\Gamma}_{sp.}^t + \Gamma_{ex}^t; \quad \Gamma_{ex}^t = \Gamma_{sp.}^t - \tilde{\Gamma}_{sp.}^t - 2Im \int_0^\infty \delta \psi_n^a(r) [-i\omega(r) + \Delta(r)] \delta \Psi_n^a(r) dr \quad (I3.18)$$

где эффективная поправка к волновой функции АС за счет

внешнего смешивания  $\delta\Psi_n^a(r)$  определяется интегральным уравнением:

$$\delta\Psi(r) = \delta\Psi(r) - \int_0^\infty G_E(\tau, r') (-i\omega(r') + \Delta(\tau')) \delta\Psi(r') d\tau' \quad (13.19)$$

Таким образом, отличие ширин  $\tilde{\Gamma}^f$  и  $\tilde{\Gamma}_{opt}^f$  от "естественной" ширины  $\Gamma^f$  так же как и существование резонансных фаз смешивания  $\phi$  и  $\phi_{opt}$  связано с интерференцией амплитуды непосредственного распада входного состояния в непрерывный спектр со средней амплитудой распада, обусловленного связью входного состояния и сложных конфигураций с непрерывным спектром (точнее, с одночастичными состояниями). В случае аналоговых состояний эта связь подавлена правилами отбора по изоспину. Чтобы представить себе масштаб отличия ширин  $\tilde{\Gamma}^f$  и  $\tilde{\Gamma}_{opt}^f$  вновь рассмотрим энергетический интервал "вблизи" одночастичного резонанса:  $|E-E_p| < \pi^{-1}D$ ;  $\omega < \pi^{-1}D$ . В этом случае вместо (12.10) имеем (как и прежде рассматриваем объемное поглощение):

$$f_E^{(+)opt}(r) = A_{opt}(E) f^o(r); \quad A_{opt}(E) = e^{i\delta_0} \left( \frac{\Gamma_p^f(E)}{2\pi} \right)^{1/2} \frac{1}{E-E_p + i\omega + \frac{i}{2}\Gamma_p^f} \quad (13.20)$$

Подстановка этих выражений в (13.13) и (13.17) приводит к следующему результату ( $T_{opt} \ll 1$ ,  $\Delta = 0$ ):

$$\operatorname{tg} \phi_{opt} = -\frac{\omega}{v_{nn}}; \quad \frac{\tilde{\Gamma}_{opt}^f}{\tilde{\Gamma}^f} = \cos^2 \phi_{opt} \quad (13.21)$$

Для оценки величин  $\phi$  и  $\tilde{\Gamma}_{ex}^f$  используем приближенное представление для  $\delta\Psi_n^a$ :  $\delta\Psi_n^a(r) \approx (2T_0)^{-1/2} \chi_n(r)$  (см. (12.14)). С помощью этого представления, на основании

соотношений (I3.16) - (I3.20) получим в первом неисчезающем порядке по  $Re \alpha_n$  следующие оценки ( $T_{opt} \ll 1, \phi \ll 1$ ) :

$$\phi \cong \frac{1}{2} Re \alpha_n \sin 2\phi_{opt} \quad (I3.22)$$

$$\Gamma_{ex}^t \cong \omega T_0^{-1} (Re \alpha_n)^2 \cos^2 \phi_{opt} + \frac{1}{4} T \tilde{\Gamma}^t = 4\phi^2 \tilde{\Gamma}^t T_{opt}^{-1} + \frac{1}{4} T \tilde{\Gamma}^t \quad (I3.23)$$

Таким образом, ширина  $\Gamma_{ex}^t$  и фаза смещивания  $\phi$  малы по сравнению с "нормальными" значениями  $\omega T_0^{-1}$  и  $\phi_{opt}$  соответственно в мере малости коэффициента  $\alpha_n$  - амплитуды примеси  $T_c$  - состояний к аналоговому за счет упругого канала распада.

Сечение резонансной ( $pn$ ) - реакции и средние характеристики тонкой структуры АР выражаются через коэффициент передачи  $T = 1 - |\bar{S}|^2$ . Поэтому мы остановимся на этом коэффициенте подробнее. Непосредственное вычисление с помощью формулы (I3.10) приводят к следующему выражению:

$$T = T_{opt} \frac{(E - E_r - \Delta)^2 + \varepsilon^2}{(E - E_r)^2 + \frac{1}{4} \Gamma_0^2}; \quad \Delta = \tilde{\Gamma}^t T_{opt}^{-1} (1 - T_{opt})^{1/2} \sin 2\phi \quad (I3.24)$$

(I3.25)

$$\varepsilon^2 = T_{opt}^{-1} \left\{ \tilde{\Gamma}_0^t (1 - T_{opt})^{1/2} \cos 2\phi - \tilde{\Gamma}^t \cos^2 2\phi - T_{opt}^{-1} \tilde{\Gamma}^t \sin^2 2\phi \right\} + \frac{1}{4} \Gamma_0^2$$

Вне АР коэффициент передачи Т переходит в оптико-модельное значение  $T \rightarrow T_{opt} = 1 - |S_{opt}|^2$ . Параметр  $\Delta$ , так же как

и резонансная фаза смешивания, характеризует асимметрию АР.

Для существенно подбарьерных АР, когда  $T_{opt} \ll 1$ ,  $\phi \ll 1$  "симметризующий" параметр  $\varepsilon^2$  можно представить в виде:

$$\varepsilon^2 \approx T_{opt}^{-1} \tilde{\Gamma}' \left[ \Gamma_0 - \tilde{\Gamma}' - \frac{1}{4} T_{opt} \tilde{\Gamma}' - 4 T_{opt}^{-1} \phi^2 \tilde{\Gamma}' \right] + \frac{1}{4} (\Gamma_0 - \tilde{\Gamma}')^2 \quad (13.26)$$

На основе приведенных выражений для параметров  $\varepsilon^2$  и  $\Delta^2$  и оценки ширины  $\Gamma_{ex}'$  (13.23) можно заключить, что в случае, когда открыт один протонный канал распада АС и внешнее смешивание доминирует, имеют место следующие соотношения:

$$\frac{\varepsilon^2}{\Delta^2} \approx \phi^2 \left[ 1 + \left( \frac{T_{opt}}{4\phi} \right)^2 \right] \ll 1; \quad T \equiv T_R = T_{opt} \frac{(E - E_r - \Delta)^2}{(E - E_r)^2 + \frac{1}{4} \Gamma_0^2} \quad (13.27)$$

На основе указанных предположений такую параметризацию можно получить с помощью  $R$  - матричной теории /22/.

Кроме параметризации в рамках оболочечного подхода возможна количественная интерпретация параметров в выражении для коэффициента передачи.

#### I4. Формирование АР. Внутреннее смешивание.

Наряду с "внешним" существует такие механизмы "внутреннего" смешивания состояний  $|a\rangle$  и  $|\lambda\rangle$ , обусловленный кулоновским взаимодействием  $\Delta V_c$  (5.2). В соответствии с видом кулоновских поправок и волновой функции АС (8.7) матричный элемент  $(\Delta V_c)_{a/\lambda}$ , характеризующий интенсивность "внутреннего" смешивания, представим в виде:

$$(\Delta V_c)_{d/\lambda} = \sum_M \alpha_M F_{dm/\lambda} + (2T_0)^{-1/2} \beta_n F_{p/\lambda} \quad (I4.1)$$

Поскольку к состояниям с "нормальным" изоспином  $|d_m\rangle$  можно применять статистическую гипотезу (I3.II), поскольку оба слагаемых в приведенном выражении дают некогерентный вклад в ширину  $\Gamma'$ , Это же соображение применимо и к матричному элементу  $V_{d/\lambda}$  (I3.15), учитывающему оба механизма смешивания:

$$V_{d/\lambda} = V_{d/\lambda}^{(1)} + V_{d/\lambda}^{(2)}; \quad V_{d/\lambda}^{(1)} = \sum_M \alpha_M F_{dm/\lambda}; \quad V_{d/\lambda}^{(2)} = (2T_0)^{-1/2} \beta_n F_{p/\lambda} + \Pi'_{d/\lambda} \quad (I4.2)$$

В соответствии с гипотезой (I3.II) первое слагаемое не дает вклада в матричный элемент  $\tilde{F}_{d/E}$  и, следовательно, в ширину  $\tilde{\Gamma}'$ , так что согласно (I3.9) имеем

$$\tilde{F}_{d/E} = F_{d/E} + \sum_{\lambda} V_{d/\lambda}^{(2)} (E - E_{\lambda} + iI)^{-1} U_{\lambda/E}^{\text{внеш}} \quad (I4.3)$$

$$\tilde{V}_{\lambda/d} = V_{\lambda/d}^{(1)} + \tilde{V}_{\lambda/d}^{(2)}; \quad \tilde{V}_{\lambda/d}^{(2)} = V_{\lambda/d}^{(2)} + \sum_{\lambda'} \Pi_{\lambda\lambda'} (E - E_{\lambda} + iI)^{-1} \tilde{V}_{\lambda'/d}^{(2)} \quad (I4.4)$$

Разделение механизма смешивания на "внешнее" и "внутреннее" имеет точный смысл только в случае, когда вклад  $T_C$  - однопротонных состояний в аналоговое определяется только "внешним" смешиванием, т.е. когда

$$\beta_n \ll |\alpha_n|; \quad V_{\lambda/d}^{(2)} \approx \Pi'_{\lambda/d} \quad (I4.5)$$

В этом случае выражения для величин  $\tilde{\Gamma}^1$ ,  $\phi$ ,  $\Gamma_{ex}^t$  по-прежнему определяются формулами (I3.I7) - (I3.I9), а выражения для полной ширины АР  $\Gamma_0$  и, следовательно, параметра  $\varepsilon^2$  модифицируются:

$$\Gamma_0 = \tilde{\Gamma}^1 + \Gamma_{ex}^t + \Gamma_{in}^t ; \quad \Gamma_{in}^t = 2\pi\rho |V_{d/\lambda}^{(1)}|^2 \quad (I4.6)$$

Здесь ширина  $\Gamma_{in}^t$  с "коллективной" точностью определяется формулой (7.8). По отношению

$$\frac{\varepsilon^2}{\Delta^2} \approx \frac{\Gamma_{in}^t + T_{opt}(4\tilde{\Gamma}^1)^{-1}(\Gamma_0 - \tilde{\Gamma}^1)}{\Gamma_{ex}^t - \frac{1}{4}T_{opt}\tilde{\Gamma}^1} \approx \frac{\Gamma_{in}^t}{\Gamma_{ex}^t} \quad (I4.7)$$

полученному в предположении  $T_{opt} \ll 1$ ,  $\phi \ll 1$ , можно судить об относительной роли механизмов "внутреннего" и "внешнего" смешивания в процессе формирования АР.

Теперь мы учтем вклад антианалогового состояния в величину  $V_{d/\lambda}^{(2)}$ , положив  $\beta_n = \bar{\beta}_n$ . (Вкладом конфигурационных состояний пренебрегаем ввиду отмечавшейся ранее "двойной" малости коэффициентов  $\beta_n'''$ ). Нужно учесть также, что в величину  $\Pi'_{d/\lambda}$  входит функция Грина радиального уравнения Шредингера для протонов  $\bar{G}_E(r, r')$  с гамильтонианом, в котором  $\Delta V_C = 0$  ( $r < R$ ). Разницу между  $G$  и  $\bar{G}$  учтем по теории возмущений. В результате для матричного элемента  $V_{d/\lambda}^{(2)}$  получим выражение, совпадающее с величиной  $\Pi'_{d/\lambda}$ , в которую входит функция Грина  $G_E(r, r')$ . Таким образом, выражения для величин  $\tilde{\Gamma}^1$ ,  $\phi$ ,  $\Gamma_{ex}^t$

сохраняют прежний вид (I3.I7), (I3.I8). Вклад конфигурационных состояний может несколько изменить величины  $\phi$  и  $\Gamma_{ex}^t$ , но не ширину  $\tilde{\Gamma}^t$ .

В заключение этого раздела остановимся на случае, когда открыто несколько протонных каналов для распада АР. Параметризация среднего диагонального элемента  $S$  - матрицы остается той же:

$$S_{ee} = S_{ee}^{opt} \left\{ 1 - \frac{ie^{2i\phi_e} |S_{ee}^{opt}|^{-1} \tilde{\Gamma}_e^t}{E - E_T + \frac{i}{2} \Gamma_0} \right\} \quad (I4.8)$$

где

$$\Gamma_0 = \sum_v \left( \tilde{\Gamma}_v^t + (\Gamma_{ex}^t)_v \right) + \Gamma_{in}^t \quad (I4.9)$$

Здесь  $\tilde{\Gamma}_v^t$  - эффективная протонная ширина АР для распада по каналу  $v$ ;  $(\Gamma_{ex}^t)_v$  - ширина для "внешнего" смешивания за счет того же канала. Выражение для среднего недиагонального элемента  $S$  - матрицы является естественным обобщением формулы (I2.I7):

$$\bar{S}_{ev} = -ie^{i(\xi_e^{opt} + \xi_v^{opt})} \frac{(\tilde{\Gamma}_e^t)^{1/2} (\tilde{\Gamma}_v^t)^{1/2}}{E - E_T + \frac{i}{2} \Gamma_0} \quad (I4.10)$$

где  $\exp[2i\xi_{v,e}^{opt}] = S_{vv,ee}^{opt} |S_{vv,ee}^{opt}|^{-1}$ . Соотношения

(I4.8) - (I4.10) получаются в результате решения системы уравнений, представляющей собой непосредственное обобщение системы (I3.5), с использованием статистической гипотезы (3.8). Мы не будем приводить соответствующих простых, но громоздких вычислений.

### I5. Сечения резонансных реакций. Тонкая структура АР.

В этом разделе мы остановимся на связи полученных выше выражений для средней  $S$  - матрицы с наблюдаемыми величинами. Мы начнем со случая, когда в экспериментах по рассеянию протонов, выполненных с высоким разрешением, АР обнаруживает тонкую структуру, как это имеет место для первых АР в сравнительно легких ядрах. Существование хорошо разделенных резонансов (с теми же значениями спина и четности, что и у АС) означает, что физические уровни компаунд-ядра, отвечающие полюсам матрицы рассеяния не перекрываются, так что соответствующая силовая функция мала:  $\rho\gamma \ll 1$  ( $\gamma$  - средняя полная ширина компаунд-ядерных резонансов). Мы ограничимся практически важным случаем, когда открыт только один прямой канал распада АС. Тогда величина силовой функции, отвечающей упругому каналу, определяется коэффициентом передачи  $T$  (I3.24) с параметрами (I3.25) и (I4.6):

$$\rho\gamma_e = \rho\gamma_e^{\theta\delta q} + (2\pi)^{-1}(T-T_{opt}) = (2\pi)^{-1} T_{opt} \frac{(E-E_r-\Delta)^2 + \varepsilon^2}{(E-E_r)^2 + \frac{1}{4} R_0^2} \quad (I5.1)$$

Таким образом, за счет связи АС со сложными конфигурациями

ширины физических уровней компаунд-ядра в области АР модифицируются. Силовая функция (I5.1) обнаруживает некоторую асимметрию, обусловленную интерференцией рассеяния с возбуждением АС и рассеяния с возбуждением сложных конфигураций. Как правило, асимметрия оказывается малой. Количественным выражением этой малости является неравенство  $\Delta^2 \ll \varepsilon^2$ , или эквивалентное ему неравенство  $\Gamma_{ex}^t \ll \Gamma_{in}^t$  (см. (I4.17)). В этом случае указанная модификация средней упругой ширины компаунд-ядерных резонансов выглядит особенно просто:

$$\gamma_e = \gamma_e^{bg} + \frac{(2\pi\rho)^{-1}\Gamma^t\Gamma^f}{(E-E_r)^2 + \frac{1}{4}\Gamma_0^2}; \quad \Gamma_0 = \max\{\Gamma^t, \Gamma^f\} \quad (I5.2)$$

В пределе  $\Gamma^t \gg \Gamma^f$  эту формулу можно получить непосредственно на основе рассуждений о "размазывании" силы простой конфигурации по сложным (см. раздел 2).

В экспериментах с плохим разрешением можно изучать только сечения, усредненные по компонентам тонкой структуры. Обратимся к  $(pn)$  - реакции. Распад АР по нейтронным каналам происходит в меру связи  $T_p$  и  $T_n$  - состояний. Вообще говоря, возможен как прямой нейтронный распад (с шириной  $\Gamma_n^f$ ), так и распад, обусловленный связью АС со сложными конфигурациями (с шириной  $\sim \Gamma^f$ ). Как и в случае обычных гигантских резонансов, мы будем считать выполненным неравенство  $\Gamma^f \gg \Gamma_n^f$ , так что полное сечение резонансной  $(pn)$  - реакции определяется вторым механизмом. Однако для некоторых парциальных сечений  $(pn)$ -реакции, связанных

с переходом в основное или низковозбужденное состояния ядер-продукта, первый механизм может оказаться доминирующим. С учетом этих замечаний рассмотрим усредненное по компонентам тонкой структуры полное сечение резонансной ( $pn$ ) - реакции  $\delta_{pn}$ . Пусть  $\gamma_n$  - средняя полная нейтронная ширина компаунд-ядерных резонансов. Эта ширина не модифицируется в области АР. Если  $\rho\gamma_n \ll 1$ , то

$$\frac{\delta_{pn}}{g\pi\lambda^2} = \frac{T T_n}{T + T_n} \quad (15.3)$$

где  $g$  - статистический фактор,  $T_n = 2\pi\rho\gamma_n$ . Вновь воспользовавшись выражением (13.24) для коэффициента передачи  $T$ , в приближении  $T_{opt} \ll T_n$ , найдем:

$$\frac{\delta_{pn}}{g\pi\lambda^2} = T_{opt} \frac{(E - E_N - \Delta)^2 + \varepsilon^2}{(E - E_N)^2 + \frac{1}{4}\Gamma_H^2} \quad (15.4)$$

где

$$\Gamma_H^2 = \Gamma_0^2 + 4T_{opt} T_n^{-1} (\varepsilon^2 + \Delta^2); E_N = E_r - \Delta T_{opt} T_n^{-1}; \Gamma_0 = \max \{ \tilde{\Gamma}, \Gamma' \} \quad (15.5)$$

Отметим некоторую разницу в величинах ширин и резонансных анергий в ( $pn$ ) - и ( $pp_0$ ) - каналах.

Экспериментальное определение параметров коэффициента передачи  $T$  (или средней  $S$  - матрицы) возможно, если комбинировать данные по средним значениям дифференциального сечения упругого рассеяния, поляризации (или сечения рассеяния поляризованных протонов) и сечения ( $pn$ ) - реакции. Если подобрать параметры оптической модели  $\omega(r)$  и  $\Delta(r)$

так, чтобы описать величины  $d\bar{\sigma}(\theta)$ ,  $P(\theta)$  и  $\sigma_{pn}$  вне АР, то из экспериментальных данных в области АР можно найти сечения "compound-elastic" " (см.раздел 4) и  $\sigma_{pn}$  - реакции в области АР, связанные соотношением:

$$\frac{\sigma_{ce}}{g\pi\lambda^2} = \tilde{T} = T - \frac{\sigma_{pn}}{g\pi\lambda^2} \quad (15.6)$$

Подобная процедура определения параметров коэффициента передачи  $T$  использована в работе /23/.

По мере увеличения энергии, АР оказывается в области сильно перекрытых уровней компаунд-ядра, так что тонкая структура АР исчезает. В этой области энергий относительная вероятность распада компаунд-ядерных резонансов по любому каналу  $\mu$  мала ( $\gamma_\mu^{bg}/\gamma^{bg} \rightarrow 0$ ) и, следовательно, мало сечение "compound-elastic":

$|S|^2 - |\bar{S}|^2 \sim \sigma_{ce} \rightarrow 0$ . Поэтому истинную матрицу рассечения можно отождествить со средней  $S$  - матрицей (14.8), (14.10), а коэффициент передачи с коэффициентом прилипания. Полагая, что нуклонные моды являются основными модами распада АР, получим следующее выражение для сечения резонансной ( $pn$ ) - реакции:

$$\frac{\sigma_{pn}}{g\pi\lambda^2} = 1 - \sum_y |S_{ey}|^2 = T_e^{opt} \frac{(E - E_r - \Delta_e)^2 + \varepsilon_e^2}{(E - E_r)^2 + \frac{1}{4} \Gamma_0^2} \quad (15.7)$$

где параметры  $\Delta_e$  и  $\varepsilon_e$ , согласно указанным формулам, равны

$$\Delta_e = (T_e^{opt})^{-1} (1 - T_e^{opt})^{1/2} \sin 2\phi_e \tilde{r}_e^t; \quad \tilde{r}'^t = \sum_{j \neq e} \tilde{r}_j^t \quad (I5.8)$$

$$\begin{aligned} \varepsilon_e^2 &= (T_e^{opt})^{-1} \tilde{r}_e^t \left\{ \Gamma_0 (1 - T_e^{opt})^{1/2} \cos 2\phi_e - \tilde{r}'^t - \tilde{r}_e^t \cos^2 2\phi_e - \right. \\ &\quad \left. - (T_e^{opt})^{-1} \sin^2 2\phi_e \tilde{r}_e^t \right\} + \frac{1}{4} \Gamma_0^2 \approx \\ &\approx (T_e^{opt})^{-1} \tilde{r}_e^t \left\{ \Gamma_{in}^t + \sum_{j \neq e} (\Gamma_{ex}^t)_j \right\} + \frac{1}{4} (\Gamma_0 - \tilde{r}_e^t)^2 \end{aligned} \quad (I5.9)$$

Таким образом по отношению

$$\frac{\varepsilon_e^2}{\Delta_e^2} \approx \frac{\Gamma_{in}^t + \sum_{j \neq e} (\Gamma_{ex}^t)_j}{(\Gamma_{ex}^t)_e} \quad (I5.10)$$

можно судить об относительной роли "внешнего" смещивания, отвечающего упругому каналу распада, по отношению к другим возможным механизмам смещивания.

## I6. Резонансные варианты теории AP; резонансная (рн) - реакция.

Экспериментально AP в (рн) - реакции наблюдался на ядрах с  $A < 150$ . Причина, по которой резонансная (рн) - реакция не наблюдается в более тяжелых ядрах, заключается в существенном увеличении "фонового" значения сечения  $\sigma_{pn}^{bg} = \frac{1}{2} \pi \lambda^2 \sum_{ej} (2j+1) T_{ej}^{opt}$  по сравнению с резонансным значением  $\sigma_{pn}^{res}(E_r)$ . В ряде случаев

из экспериментальных данных по функциям возбуждения определены параметры АР как на основе формулы (I3.27), учитывавшей только механизм "внешнего" смешивания /24,25/

$$\frac{\sigma_{pn}^{res}}{g\pi\lambda^2} = T^{bg} \left[ \frac{(E-E_N-\Delta)^2}{(E-E_N)^2 + \frac{1}{4}\Gamma_N^2} - 1 \right], \quad (I6.I)$$

так и на основе формул (I5.4) или (I5.7), учитывавших также механизм "внутреннего" смешивания /25,26,23/. Вкратце результаты анализа таковы. При определении параметров резонанса по формуле (I6.I) оказалось, что значения  $T^{bg}$  примерно на порядок меньше оптикомодельных значений  $T^{opt}$  (если параметры оптической модели подобрать так, чтобы описать экспериментальные значения сечения  $\sigma_{pn}^{bg}$  вблизи АР), а  $\Delta \gg \Gamma_N$ . Причина аномально малых значений  $T^{bg}$  и аномально больших значений  $\Delta$  состоит в том, что необходимо совместить наблюдаемые малую асимметрию резонанса ( $\sim \Delta T \Gamma_N$ ) с большим значением сечения в максимуме ( $\sim T \Delta^2$ ). В то же время анализ сечений  $\sigma_{pn}^{res}$  по формулам (I5.4) или (I5.7) приводит к результату:  $\varepsilon^2 \gg \Delta^2$ . В соответствии с выводами раздела I5 это неравенство свидетельствует об относительно малой роли механизма "внешнего" смешивания, отвечающего упругому каналу распада АР. Можно думать, что для не слишком тяжелых ядер, когда распад АР по неупругим (протонным) каналам подавлен ( $\tilde{\Gamma}' \approx \tilde{\Gamma}_e'$ ) относительная роль механизма "внешнего" смешивания, отвечающего неупругим каналам распада также невелика, т.е.  $\sum_{V+e} (\Gamma_{ex}^t)_V \approx \leq (\Gamma_e^t)_e$ . В этих случаях из неравенства  $\varepsilon^2 \gg \Delta^2$  следует вывод о доминирующей роли механизма "внутреннего"

смешивания в формировании АР для указанных ядер.

### 17. Равличные варианты теории АР; ( $\rho\rho_0$ ) - рассеяние.

К настоящему времени накоплен значительный экспериментальный материал по АР в упругом рассеянии протонов на сферических ядрах. Анализ экспериментальных данных, использующий оптическую модель для описания "фонового" рассеяния и выражение (I4.8) для диагонального элемента -  $S$  матрицы, отвечающего резонансной парциальной протонной волне, позволяет определить параметры АР  $\tilde{\Gamma}_e^f, \phi_e, \Gamma_0$ . Условно теоретические подходы к описанию параметров АР можно разделить на феноменологические и микроскопические. Простейшим вариантом феноменологического подхода является метод искаженных волн, в рамках которого величины  $\tilde{\Gamma}_e^f, \phi_e$  вычисляются по формулам (I8.13) с использованием волновой функции оптической модели /27,28/. Такие расчеты качественно воспроизводят экспериментальные значения ширин  $\tilde{\Gamma}_e^f$ . Однако, неопределенность в выборе параметров оптической модели и формфактора потенциала  $v(r)$  приводит в рамках этого метода к заметной неопределенности расчетных значений упругих ширин АР. С этим подходом можно сопоставить целую группу микроскопических подходов /3,15+ 18/ различных по форме, но близких по существу. В этих подходах учитывается связь АС со сложными конфигурациями на основе статистической гипотезы (I3.II). Как показано в разделе I3., эта гипотеза в применении к расчету эффективного матричного элемента для распада АР по упругому каналу приводит к тому же результату, что и метод искаженных волн.

Другой вариант феноменологического подхода к описанию АР в упругом рассеянии заключается в использовании следующего гамильтониана для системы "нуклон+ядро":

$$H = K + \bar{U}_0 + \vec{t} \cdot \vec{T} \bar{V}_L(r) + \frac{1}{2} (1 - \tau^{(3)}) V_c(r) \quad (I7.1)$$

с комплексными значениями потенциалов  $\bar{U}_0$  и  $\bar{V}_L$ . Требования, чтобы этот гамильтониан, во-первых, для системы "нейтрон+ядро в основном состоянии" переходил в гамильтониан  $h_n$  (6.3), во-вторых, для системы "протон в непрерывном спектре + ядро в основном состоянии" переходил в гамильтониан оптической модели для протонов  $h_p^{opt} = h_p - i\omega + \Delta$ , где  $h_p$  определяется выражением (6.4), приводят к следующей модификации потенциала Лейна (или энергии симметрии):

$$T_0 \bar{V}_L(r) \equiv \bar{v}(r) = v(r) + i\omega(r) - \Delta(r) \quad (I7.2)$$

Применение этого потенциала к описанию АР в упругом рассеянии с помощью уравнения Липпмана-Шингера вида (I2.4) приводит к выражению (I3.17) для упругой ширины  $\tilde{\Gamma}_e^f$  и резонансной фазы смешивания:

$$2\pi \langle n / \bar{v} / E_{opt} \rangle^2 = (2T_0 + 1) e^{2i\phi_e} S_{opt} / |S_{opt}|^{-1} \tilde{\Gamma}_e^f \quad (I7.3)$$

т.е. к результату, согласующемуся с выводами микроскопического подхода, основанного на применении оболочечной модели. Основными недостатками изложенного феноменологического подхода являются: I) производ в выборе радиальной зависимости  $v(r)$ ; II) необходимость использовать для расчета полной ширины АР амплитуд ширин  $\tilde{\Gamma}_e^f$  вида (I7.8) "вне массовой поверхности":

$$\Gamma_0 = \sum_v \Gamma_{0v}; \quad (\Gamma_{ex}^t)_e = \Gamma_{oe} - \tilde{\Gamma}_e^t \quad (I7.4)$$

$$(2T_0 + 1) \Gamma_{oe} = -2Im \sum_{E'} \langle n/\bar{v}/E'_opt \rangle \langle E'_opt/\bar{v}/n \rangle (E - E' + i\varepsilon)^{-1}$$

Такой подход не учитывает эффекта "внутреннего" смешивания, а также приводит к выражению для ширины  $(\Gamma_{ex}^t)_e$ , существенно отличающемуся от формулы (I3.18). Расчет ширины  $\Gamma_0$  по формулам виде (I7.4) для АР в области  $Pb$  дает значения, заметно превышающие экспериментальные /19/. По-видимому, с аналогичной трудностью столкнулись также авторы работы /20/.

Мы кратко остановимся на применении оболочечного подхода и метода искаженных волн к расчету ширины  $\tilde{\Gamma}_{s.p.}^t$ ,  $(\tilde{\Gamma}_{s.p.}^t)_{opt}$  и соответствующих им фаз  $\phi$  и  $\phi_{opt}$  согласно формулам (I3.17) и (I3.13). Для расчета указанных величин необходимо выбрать:

1) параметры потенциала оболочечной модели  $U_0$  и константу эффективного взаимодействия  $F$ , определяющую величину энергии симметрии  $V(r)$ , 2) величины  $w(r)$  и  $\Delta(r)$ , определяющие отличие гамильтонiana оптической модели для протонов от оболочечного. Как и следовало ожидать, ширины  $\tilde{\Gamma}_{s.p.}^t$  оказываются довольно вялыми функциями перечисленных параметров. Это обстоятельство позволяет рассчитывать на практическую возможность определения спектроскопических факторов по протонным ширинам АР. Рисунки иллюстрируют зависимости перечисленных выше параметров АР от величин  $w$  и  $\Delta$  на примере АР в реакциях упругого рассеяния протонов на ядрах  $Pb^{207}$ ,  $Pb^{208}$  с возбуждением аналогов  $0^{+-}$  и  $9/2^{+}$  состоя-

ний материнских ядер соответственно. Соответствующие расчеты выполнены Ю.Н.Девятко. В вычислениях использованы параметры оболочечного потенциала, приведенные в монографии /10/.

#### Заключительные замечания

Все предыдущее изложение имело своей целью продемонстрировать плодотворность применения оболочечного подхода к описанию простейших прямых и резонансных реакций с нуклонами, связанных с возбуждением АС и состояний сложной природы. Естественно, что приведенное рассмотрение далеко не исчерпывает возможностей этого метода. В частности, следует ожидать интересных следствий применения оболочечного подхода к анализу фотоядерных реакций.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.Б.Мигдал. Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер. "Наука", Москва, 1965.
2. О.Бор, Б.Моттельсон. Структура атомного ядра, стр.295. "Мир", Москва, 1971.
3. C. Mahaux, H. Weidenmüller. *Shell-model approach to the nuclear reactions*. NHPC, Amsterdam, 1969.
4. Д.Ф.Зарецкий, М.Г.Урин. ЯФ, II, 361, 1970.
5. Д.Ф.Зарецкий, М.Г.Урин. ЯФ, 18, 508, 1973.
6. Д.Ф.Зарецкий, В.К.Сироткин, М.Г.Урин. Программа и тезисы докладов 24 Совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. "Наука". Ленинград. 1974, стр.268.
7. В.М.Морозов, Ю.Г.Зубов, Н.С.Лебедева. ЯФ, 17, 734, 1973.
8. Д.Ф.Зарецкий, М.Г.Урин. Труды проблемного симпозиума по физике ядра (Тбилиси, 1967). Москва, 1967, стр.558.
9. М.Г.Урин. Лекции Школы МИФИ, 1971.
10. П.Э.Немировский. Современные модели атомного ядра, стр. 200, Атомиздат. Москва, 1960.
- II. P.Hodgson. *Nucl. Phys.*, A103, 127, 1967
- I2. Д.Ф.Зарецкий, М.Г.Урин. ЖЭТФ, 53, 824, 1967.
- I3. G. Goodman, J. Anderson, C. Wong. *Phys. Rev.*, 156, 1249, 1967
- I4. В.Г.Губа. Дипломная работа. МИФИ. 1973.
- I5. A. Mekjian, W. Macdonald, *Nucl. Phys.*, A121, 385, 1968.
- I6. А.С.Курляндский, М.Г.Урин. ЯФ, II, 547, 1970.
- I7. Д.Ф.Зарецкий, М.Г.Урин. ЯФ, 12, 515, 1970.
- I8. Ю.Н.Девятко, М.Г.Урин. Изв. АН СССР (сер.физ.) 35, 810, 1971.

19. H. Bleedsoe, T. Tamura. *Nucl. Phys.*, A 164, 191, 1971
20. N. Auerbach, J. Hüfner, A. Kerman, C. Shakin. *Rev. of Mod. Phys.*, 44, 18, 1972.
21. А.И.Базъ, Я.Б.Зельдович, А.М.Переломов. Рассеяние, реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике. "Наука", Москва, 1966.
22. D. Robson. *Phys. Rev.*, 137, 539, 1965.
23. G. Graw, W. Kretschmer. *Phys. Rev. Lett.* 30, 713, 1973
24. C. Johnson, R. Kerncse, S. Ramavataram. *Nucl. Phys.* A107, 21, 1968
25. Б.Я.Гужовский, Д.Ф.Зарецкий, А.Г.Звенигородский, М.Г.Урин. ЯФ, 13, 719, 1971.
26. Б.Я.Гужовский. Программы и тезисы докладов 24-го Совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. "Наука", Ленинград, 1974, стр. 327.
27. Д.Ф.Зарецкий, М.Г.Урин. Письма в ЖЭТФ, 4, 379, 1966. Д.Н.Девятко, Д.Ф.Зарецкий, М.Г.Урин. ЯФ, 7, 1021, 1968.
28. S. Zaidi, S. Darmodjo. *Phys. Rev. Lett.*, 19, 1446, 1967.

Таблица I

$Ti^{46}$	$Ti^{47}$	$Ti^{48}$	$Ti^{49}$	$Ti^{50}$
$\delta_{pn}/(N-Z)\delta_0(Ti^{48})$ ; $0.97 \pm 0.08$	$I.61 \pm 0.10$	$I.00$	$I.26 \pm 0.10$	$I.04 \pm 0.06$
$\delta_{pn}/(N-Z)\delta_0(Ti^{48})$ ; $I.05$ ( $G/F = 1,2$ )	$I.60$	$I.0$	$I.17$	$0.93$
$\delta_{pn}/(N-Z)\delta_0(Ti^{48})$ ; $I.05$ ( $G/F = 1,5$ )	$I.79$	$I.0$	$I.26$	$0.93$

Экспериментальные данные и результаты расчетов отношения  $\delta_{pn}/(N-Z)\delta_0(Ti^{48})$  для изотопов  $Ti$ .

Предположено, что в основном состоянии  $Ti^{47}$  реализуется нормальный тип связи.

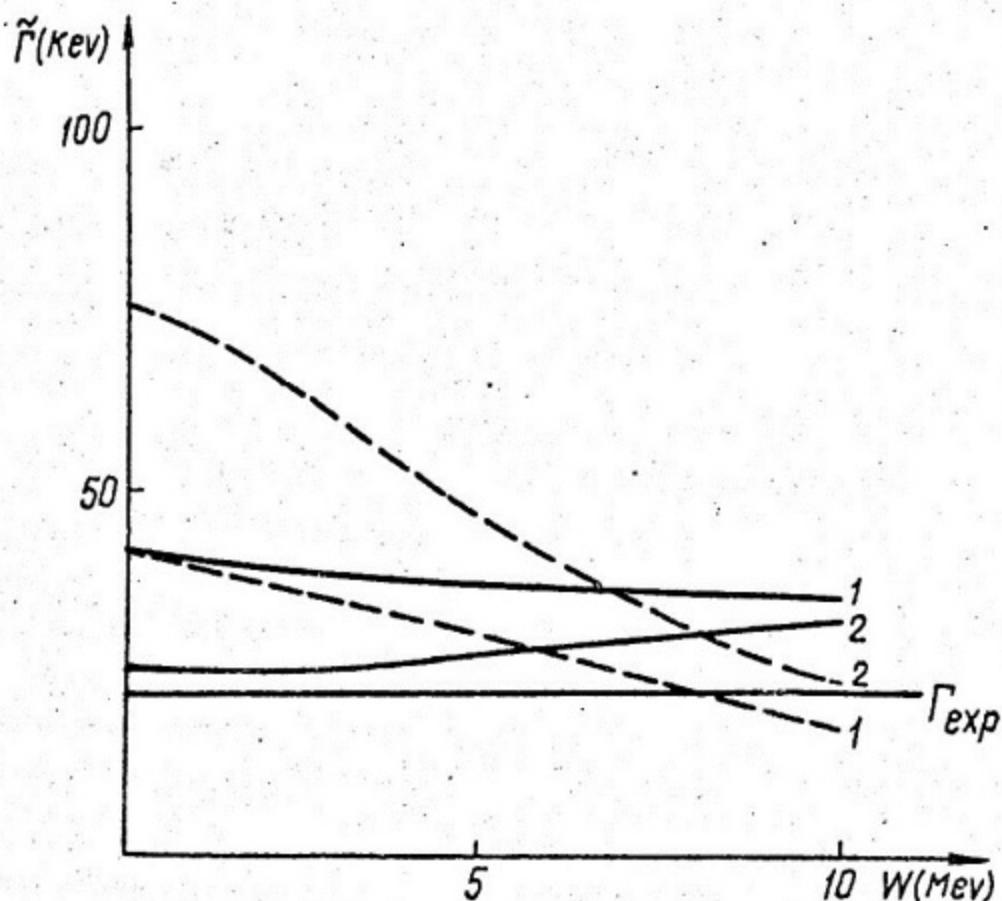
Подписи к рисункам.

Рис.1 Зависимости упругих ширин  $\tilde{\Gamma}_{S.P}^f$  (сплошные линии) и  $(\tilde{\Gamma}_e^f)_{opt}$  (пунктирные линии) от параметров оптической модели  $w$  и  $\Delta$  (объемное поглощение) для  $0^+-AP$  в ( $PP_0$ ) - рассеянии на ядре  $Pb^{207}$ . Резонансная энергия  $E_\gamma = 11,4$  Мэв,  $(\tilde{\Gamma}_e^f)_{exp} = 57$  кэв. Кривые с индексами "1" и "2" относятся соответственно к значениям  $\Delta = 0$  и  $\Delta = 5$  Мэв.

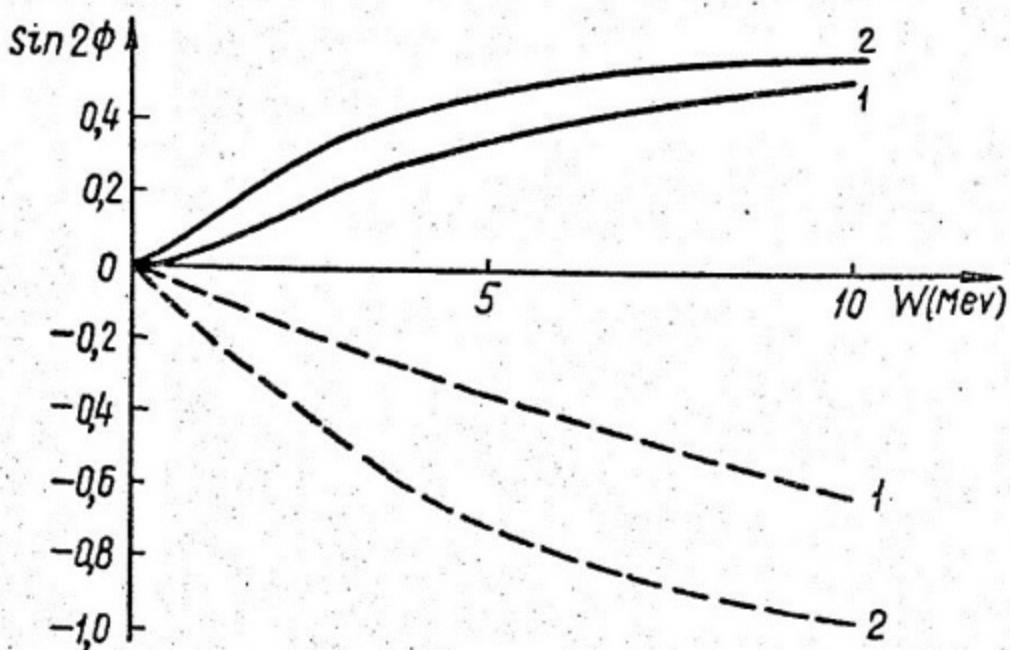
Рис.2 Зависимости величин  $\sin 2\phi_e$  (сплошные линии) и  $\sin 2\phi_{opt}$  (пунктирные линии) от параметров оптической модели  $w$  и  $\Delta$  (объемное поглощение) для  $0^+-AP$  в ( $PP_0$ ) - рассеянии на ядре  $Pb^{207}$ . Кривые с индексами "1" и "2" относятся соответственно к значениям  $\Delta = 0$  и  $\Delta = 5$  Мэв.

Рис.3 Те же зависимости, что и на рис.1 для  $9/2^+ - AP$  в ( $PP_0$ ) - рассеянии на ядре  $Pb^{208}$ .  $E_\gamma = 14,9$  Мэв.  $(\tilde{\Gamma}_e^f)_{exp} = 22$  кэв.

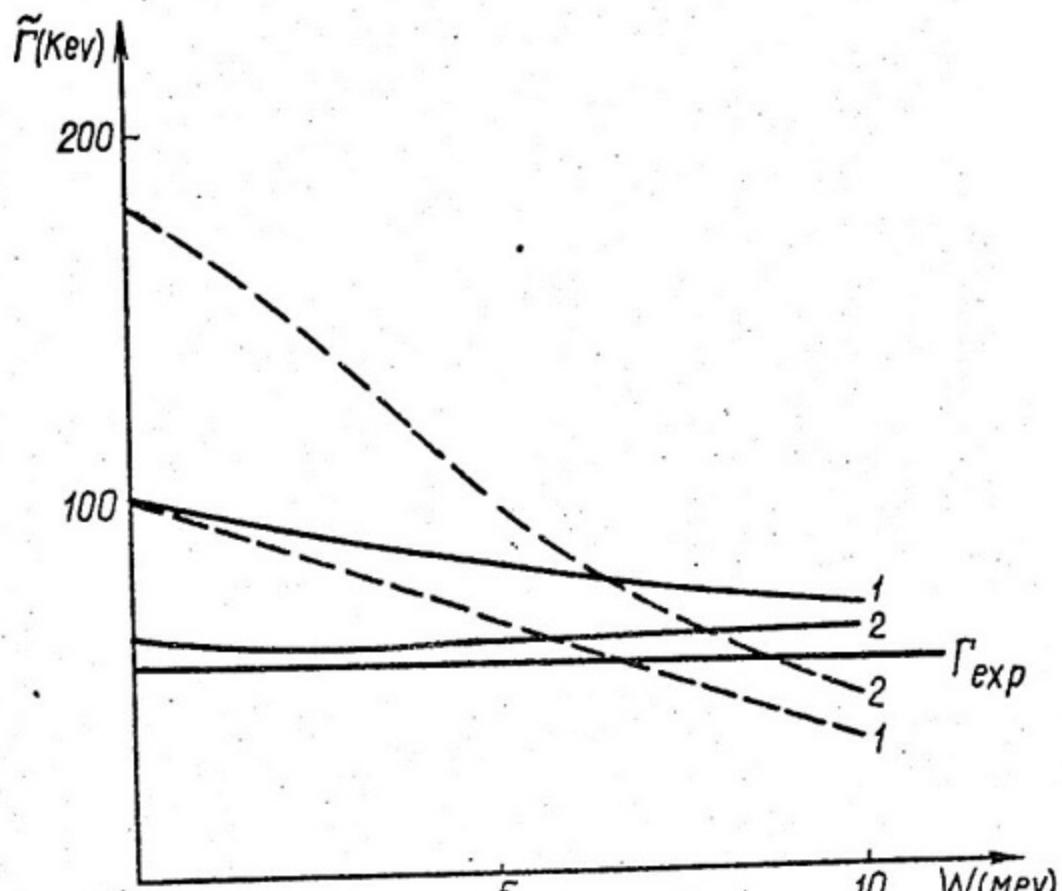
Рис.4 Те же зависимости, что и на рис.2 для  $9/2^+ - AP$  в ( $PP_0$ ) - рассеянии на ядре  $Pb^{208}$ .



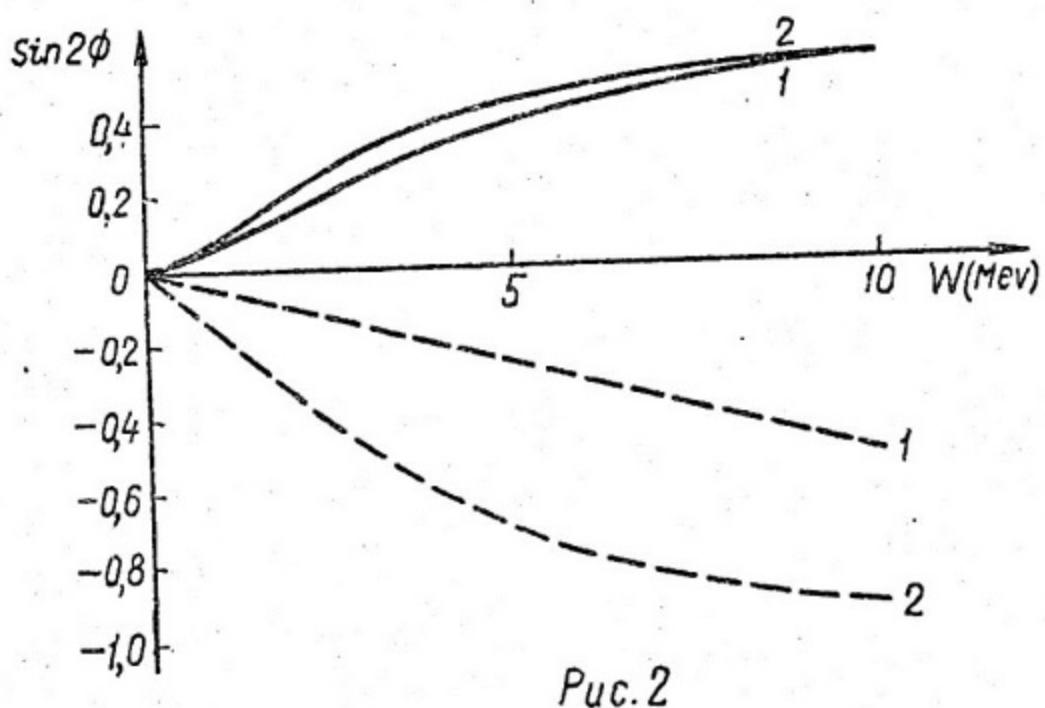
Puc. 3



Puc. 4



Puc.1



Puc.2

Для заметок

Для заметок

Л 5027I Полл.к печ. I2/У-74 Цена 30 к. Заказ 556 Тираж 250

---

Типография МИФИ, Каширское ш.И