

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P4-85-572

А.И.Вдовин, Ф.А.Гареев, С.Н.Ершов, М.Мора*,
В.Ю.Пономарев

ВОЗБУЖДЕНИЕ 0^- СОСТОЯНИЙ
В РЕАКЦИИ
НЕУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ ПРОТОНОВ
ПРОМЕЖУТОЧНОЙ ЭНЕРГИИ

Направлено в журнал "Ядерная физика".

*

Московский государственный университет
им. М. В. Ломоносова.

1985

В спектре ядерных возбуждений однофотонные состояния с $L^{\pi} = 0^{-}$ выделены тем, что их прямое возбуждение из основного состояния ядра посредством электромагнитного взаимодействия сильнейшим образом подавлено. В приближении однофотонного поглощения приведенная вероятность χ -перехода $0^{+} \rightarrow 0^{-}$ равна нулю, обращается в нуль в этом же приближении и сечение (e, e^{*}) -рассеяния с возбуждением 0^{-} - уровней.

Таким образом, для изучения 0^{-} - состояний приходится привлекать реакции, в которых основную роль играет сильное взаимодействие. Зарядово-обменные 0^{-} - резонансы уже были обнаружены в реакциях с заряженными пионами в большой группе ядер от ^{40}Ca до ^{208}Pb /1/. Есть указания, что они обнаружены и в (p, n) - реакции при энергиях протонов $E_p = 200 \text{ МэВ}$ /2/. В том, что касается энергий возбуждения резонансов, экспериментальные данные /1,2/ неплохо согласуются с многочисленными теоретическими расчетами /3-5/.

Экспериментальная информация о 0^{-} - состояниях в нейтральном канале (т.е. с $\Delta T_z = 0$) гораздо беднее. Отдельные 0^{-} - уровни с энергиями $E_x = 10, 952 \text{ МэВ}$ ($T = 0$) и $E_x = 12, 795 \text{ МэВ}$ ($T = 1$) в ядре ^{16}O были обнаружены с помощью неупругого рассеяния протонов с $E_p = 65$ и 135 МэВ . Эти данные были успешно объяснены теорией /6/. Но для тех энергий возбуждения, где предположительно расположен 0^{-} - резонанс, данные отсутствуют.

Наиболее подходящим инструментом для изучения 0^{-} - состояний с $\Delta T_z = 0$ в настоящее время является (p, p^{*}) - рассеяние при энергиях $E_p = 100 - 300 \text{ МэВ}$. Эта реакция хорошо освоена как экспериментаторами, так и теоретиками и очень удобна для изучения спин-изоспиновых возбуждений в ядрах /7/. С ее помощью уже получена богатая экспериментальная информация о состояниях с $L^{\pi} = 1^{+}$ и $\Delta T_z = 0$ в ядрах от ^{40}Ca до ^{208}Pb /8/. Поэтому в данной работе мы рассчитаем вероятность возбуждения 0^{-} - состояний в (p, p^{*}) - рассеянии при $E_p = 200 \text{ МэВ}$ и попытаемся ответить на вопрос о возможности их обнаружения в средних и тяжелых ядрах. Расчеты выполнены для ядра ^{90}Zr .

Структура 0^{-} - состояний рассчитывалась нами в приближении случайной фазы с сепарабельными спин-дипольными силами, радиальный формфактор которых выбран в виде $f(r) = du/dr$, где u - потенциал Вудса - Саксона, который описывает среднее поле ядра:

$$V(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = \frac{1}{2} (\alpha_0^{(4)} + \alpha_1^{(4)} \frac{\vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2}{\tau_1 \tau_2}) \frac{dU}{dr_1} \frac{dU}{dr_2} [\sigma_1 Y_{1\mu}(\Omega_1)]_{\mu} [\sigma_2 Y_{1\mu}(\Omega_2)]_{\mu}. \quad (1)$$

Сепарабельное остаточное взаимодействие используется в квази-частично-фононной модели ядра (КФМ). Ее аппарат и необходимые уравнения детально изложены в обзорах /9/ и здесь мы на этих вопросах останавливаться не будем. Параметры среднего поля и спаривательного сверхтекучего взаимодействия взяты нами из работы /10/, где исследовались спин-дипольные 2^- - состояния.

Константы эффективных сил в КФМ - параметры модели. Их значения определяются по данным эксперимента, как правило - по энергиям возбуждения тех или иных ядерных состояний или резонансов /9/. Такие данные для собственно 0^- - состояний частично-дырочной природы в средних и тяжелых ядрах отсутствуют. Следовательно, константы спин-дипольных сил $\alpha_{0,1}^{(10)}$ ($L=0$) приходится определять косвенными способами. Для сепарабельных мультипольных сил с радиальным фактором

$f(r) = dU/dr$ вполне удовлетворительным оказывается приближение, согласно которому константы $\alpha_0^{(10)}$ и $\alpha_1^{(10)}$ не зависят от мультипольности /11/. Если это приближение справедливо и для спин-мультипольных сил, то значение $\alpha_1^{(10)}$ можно было бы определить по данным о положении MI-резонанса /8/. С другой стороны, близость энергий возбуждения гамов-теллеровского и изобараналогового резонансов в тяжелых ядрах указывает, что спин-изоспиновая составляющая эффективного взаимодействия нуклонов в ядре должна быть примерно той же силы, что и изоспиновая /12/. Для взаимодействия нуклонов в КФМ это означает, что $\alpha_1^{(10)}$ должна быть близка к константе изовекторного дипольного взаимодействия $\alpha_1^{(1)}$, которую можно определить по данным о EI-резонансе.

Эти два способа определения $\alpha_1^{(10)}$ дают результаты, различающиеся в 1,5 - 3 раза. Результаты расчетов других авторов, полученные с более реалистическими эффективными NN-силами /4,5,13/, близки к нашим, если мы используем меньшие значения $\alpha_1^{(10)}$, т.е. значение $\alpha_1^{(10)} = \alpha_1^{(1)}$. Такое же значение константы изовекторных спин-дипольных сил было использовано в работе /14/ при анализе возможностей выделения вклада крутильной моды в спектре неупруго рассеянных медленных электронов. С этими же значениями $\alpha_1^{(10)} = \alpha_1^{(1)}$ выполнена основная часть расчетов в настоящей работе. В дальнейшем будем называть эти значения $\alpha_1^{(10)}$ "базовыми" и обозначать $\tilde{\alpha}_1$.

Для выбора отношения констант $\alpha_0^{(10)}$ и $\alpha_1^{(10)}$ можно воспользоваться экспериментальными данными об изоскалярном Γ^+ -состоянии в ^{208}Pb /15/. Теоретический анализ этих данных показал /16/, что положение и вероятность возбуждения этого состояния могут быть объяснены, лишь если предположить, что изоскалярное спин-спиновое взаимодействие гораздо слабее изовекторного. В настоящей работе мы использовали значение $\alpha_0^{(10)} = 0,1 \alpha_1^{(10)}$.

Для предварительного качественного анализа спектра однофоновных 0^- -состояний мы рассчитали отклик ядра на внешние поля следующего вида:

$$\sum_i r_i [\sigma_i Y_{1\mu}(\Omega_i)]_0 \quad (2)$$

$$\sum_i r_i [\sigma_i Y_{1\mu}(\Omega_i)]_0 \tau_i^z \quad (3)$$

Результаты расчетов представлены на рис. I. Мы исследовали, как

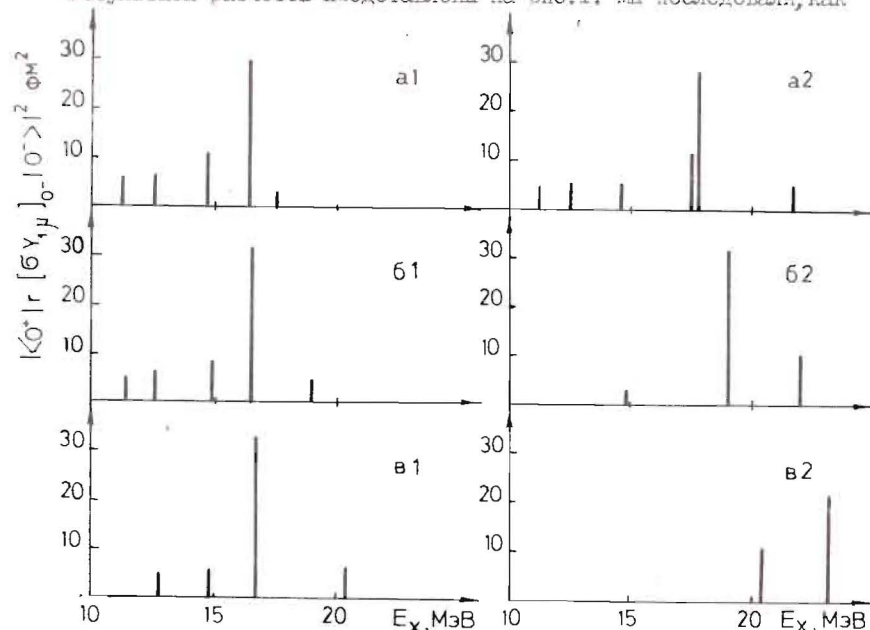


Рис. I

Сила отклика однофоновных 0^- - состояний ядра ^{90}Zr на изоскалярную (рис. Ia1, b1, v1) и изовекторную (рис. Ia2, b2, v2) составляющие внешнего поля $\sim r [\sigma Y_{1\mu}(\Omega)]_0$ (см. (2), (3)) при разных значениях констант а) $\alpha_1^{(10)} = 0,5 \tilde{\alpha}_1$; б) $\alpha_1^{(10)} = \tilde{\alpha}_1$; в) $\alpha_1^{(10)} = 2 \tilde{\alpha}_1$; $\alpha_0^{(10)} = 0,1 \alpha_1^{(10)}$.

зависят результаты от величины $\alpha_1^{(10)}$. При "базовом" значении $\alpha_1^{(10)} = \tilde{\alpha}_1$ максимум "изовекторной" функции отклика (3) расположен при энергии возбуждения $E_x \sim 19$ МэВ (рис. Ia2). Это и есть изовекторный 0^- - резонанс. Он представляет собой коллективное состояние; семь двухквaziчастичных компонент дают в его нормировку вклад, превышающий 1%. Увеличение константы $\alpha_1^{(10)}$ приводит к быстрому возрастанию энергии изовекторного 0^- - резонанса (рис. Ib2). При значениях $\alpha_1^{(10)} \sim \alpha_1^{(01)}$ резонанс имеет $E_x \sim 30$ МэВ. Уменьшение константы $\alpha_1^{(10)}$ в два раза по сравнению с $\tilde{\alpha}_1$ вызы-

ваит опускание резонанса на величину ~ 1 МэВ. Уже при этом значении константы изовекторное 0^- - состояние перестает быть коллективным, т.е. становится практически чисто двухквaziчастичным; дальнейшее ослабление взаимодействия на его структуре и положении практически не сказывается. Заметим, что практически при любых значениях $\mathcal{E}_1^{(10)}$ большая часть силы изовекторных переходов сосредоточена на одном 0^- - состоянии.

Столь же высока концентрация "изоскалярной" 0^- - силы (2) (см. рис IaI - IbI). Положение изоскалярного 0^- - резонанса мало чувствительно к величине констант $\mathcal{E}_{0,1}^{(10)}$ X). Его структура оказалась неколлективной, в волновой функции доминируют одна-две двухквaziчастичные компоненты. Большой вклад в структуру резонансных 0^- - состояний (как изоскалярных, так и изовекторных) вносят частично-дырочные компоненты, отвечающие переходам с переворотом спина между одночастичными состояниями с большими орбитальными моментами. Например, волновая функция изоскалярного 0^- - резонанса в ^{90}Zr содержит две компоненты $(1f_{9/2}^{-1} 1h_{9/2})$ и $(1f_{7/2}^{-1} 1g_{7/2})$, которые складываются в фазе. Резонансный отклик этого состояния на внешнее поле (2) связан в первую очередь с большой величиной соответствующих одночастичных матричных элементов. Расчеты, выполненные нами для ^{208}Pb , дали аналогичные результаты.

Следует отметить, что использование при изучении 0^- - состояний сепарабельного остаточного взаимодействия (I) является очень сильным упрощением. Желательно иметь некоторую уверенность в том, что хотя бы интегральные черты силовых распределений в этих расчетах передаются правильно. С более реалистическими взаимодействиями (силы SG-II; контактное взаимодействие с учетом π - и ρ -обмена и др.) спин-дипольные резонансы с $\Delta T_z = 0$ изучались в работах /4,5,13/. Здесь также вычислялась функция отклика ядра на внешние поля типа (2), (3). Для изовекторного 0^- - резонанса наши результаты качественно согласуются с результатами работ /4,5,13/, хотя его энергия возбуждения в ^{90}Zr получалась на 3-4 МэВ выше, чем у нас при $\mathcal{E}_1^{(10)} = \bar{\mathcal{E}}_1$. На форму изоскалярной функции отклика очень сильно влияет не учтенная нами тензорная компонента эффективных NN-сил /4/, поэтому в дальнейшем мы его обсуждать не будем.

x) В расчетах, представленных на рис. I, значение $\mathcal{E}_0^{(10)}$ менялось пропорционально $\mathcal{E}_1^{(10)}$.

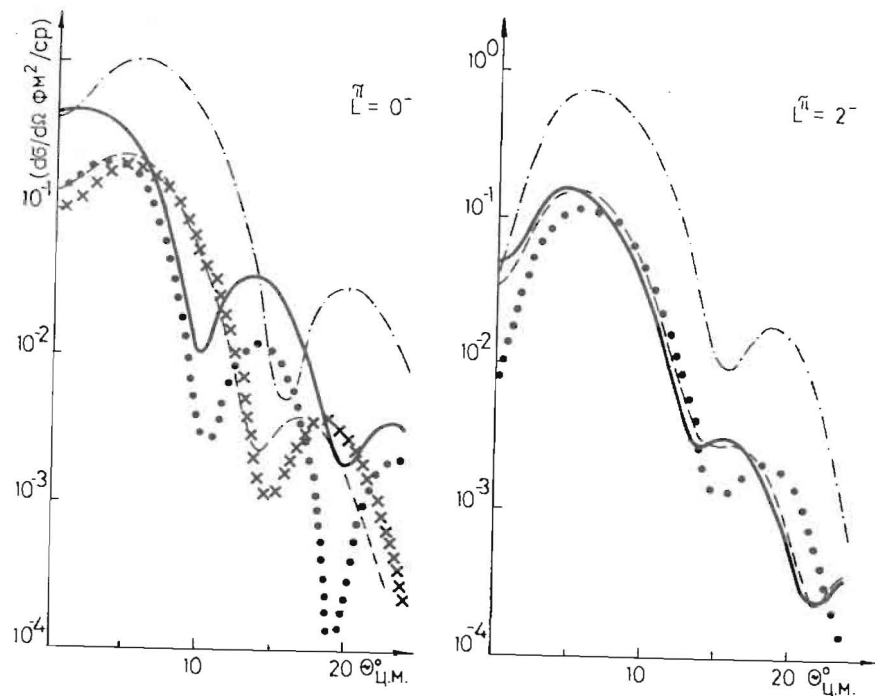


Рис. 2.

Сечения возбуждения резонансных 0^- - ($E_x = 19$ МэВ) и 2^- - ($E_x = 8,4$ МэВ) состояний ядра ^{90}Zr как функции угла рассеяния θ , рассчитанные в разных приближениях для t_{NN} - взаимодействия;

- · — · — t_{NN} - взаимодействие содержит только центральные компоненты, обменное выбивание не учитывается;
- × × × × × t_{NN} - взаимодействие содержит только центральные компоненты, обменное выбивание учитывается введением псевдопотенциала;
- · — · — t_{NN} - взаимодействие содержит только центральные компоненты, обменное выбивание учитывается точно;
- · · · · t_{NN} - взаимодействие содержит центральные и тензорные компоненты, обменное выбивание учитывается введением псевдопотенциала;
- — — — — t_{NN} - взаимодействие содержит центральные и тензорные компоненты, обменное выбивание учитывается точно.

Тот факт, что мы используем схематическое остаточное взаимодействие и дискретный одночастичный базис, включающий только связанные и квазисвязанные состояния, заметно упрощает численные расчеты структуры и переходных плотностей 0^- - состояний и позволяет нам с минимальным числом приближений рассчитать сечение (p, p^*) -рассеяния. Расчеты сечения при энергии падающих протонов $E_p = 200$ МэВ мы провели в так называемом импульсном приближении метода искаженных волн (ИПМИВ), суть которого состоит в том, что взаимодействие налетающего нуклона с нуклонами ядра выбирается в виде свободной t_{NN} -матрицы. ИПМИВ успешно работает для энергий $E_p > 100$ МэВ. Параметризация t_{NN} -матрицы была выбрана в виде суммы потенциалов Якавы, параметры которых определялись по амплитуде нуклон-нуклонного рассеяния при энергии 210 МэВ^[7]. Свободная t_{NN} -матрица включала центральные и тензорные компоненты (спин-орбитальное взаимодействие не дает вклада в возбуждение 0^- -состояний). Фазы рассеяния в поле ядра-мишени рассчитывались в зависимости от энергии и массового числа оптического потенциала. Параметры оптического потенциала подгонялись по сечению упругого рассеяния протонов и анализирующей способности^[7]. Эффекты обменного выбивания нуклона учитывались точно - введением нелокального фактора. В расчетах сечения использовалась программа из работ^[8]. В этой программе могут быть использованы волновые функции практически любой ядерной модели, для чего необходимо вычислить соответствующие локальные и нелокальные переходные плотности. В ней также точно учтен канал обменного выбивания нуклонов и центральные и тензорные компоненты t_{NN} -матрицы. В настоящей работе фактор был получен сверткой параметризованной вышеописанным образом t_{NN} -матрицы с переходными плотностями однофоновых возбужденных состояний, рассчитанными со взаимодействием (I) при базовых значениях констант.

В качестве первого шага был исследован вопрос о справедливости некоторых, часто используемых в рамках ИПМИВ упрощений и приближений. Результаты соответствующих расчетов сечения возбуждения изовекторного 0^- - резонанса ($E_x = 19,05$ МэВ) ядра ^{90}Zr приведены на рис. 2 (слева). В простейшем приближении t_{NN} - взаимодействие включает только центральные компоненты, а эффекты выбивания не учитываются. Известно, что последний эффект очень важен, но его точный учет трудоемок и обыкновенно используют процедуру введения псевдопотенциала. На рис. 2. видно, что для чисто центрального t_{NN} - взаимодействия такой способ учета обменного выбивания дает результаты, близкие к точным, особенно для углов $\theta < 10^\circ$. Для тензорной компоненты t_{NN} -взаимодействия описание обменных эффектов в приближении типа псевдопотенциала неправомерно. Если же в этом канале совсем не учитывать об-

мен, то результат будет сильно отличаться от точного (см. соответствующие кривые на рис. 2). Сравнение кривых на рис. 2 позволяет также утверждать, что тензорные компоненты t_{NN} - взаимодействия сильно влияют на теоретическое сечение (p, p^*) -рассеяния с возбуждением 0^- - состояний. Наиболее важным является изменение сечения при малых углах $\theta < 5^\circ$.

Сильная зависимость теоретического сечения возбуждения в неупругом рассеянии протонов от тензорных компонент t_{NN} - взаимодействия является отличительной особенностью 0^- - состояний. Для других спин-дипольных состояний, например, для состояний с $L^N = 2^-$, учет их не так важен. Это демонстрирует рис. 2 (справа), на котором изображено рассчитанное в тех же приближениях, что и на рис. 2 (слева), сечение возбуждения состояния 2^- с энергией $E_x = 8,4$ МэВ^[X] в ^{90}Zr . В этом случае на поведение сечения под малыми углами сильнее влияют приближения, связанные с обменным выбиванием нуклонов. Можно ли будет обнаружить 0^- -резонанс в (p, p^*) -рассеянии? Прежде всего, ясно, что поиски следует вести под малыми углами, с тем чтобы подавить вклад переходов с большими передаваемыми моментами. Тогда основная конкуренция будет идти между переходами с $\Delta l = 0$ и $\Delta l = 1$, т.е. между возбуждением состояний с $L^N = 1^+, 2^-, 1^-$ и 0^- . Расчеты в приближении случайной фазы показывают, что сила этих возбуждений в спектре ^{90}Zr распределена следующим образом^[10,19,20]: в области энергий $E_x \sim 8 \div 10$ МэВ находятся известные из (p, p^*) - и (e, e^*) -рассеяния $^{x/8,11/}$ $M1^-$ и $M2^-$ резонансы; при $E_x \sim 17 \div 20$ МэВ находится высоколежащая ветвь $M2^-$ резонанса, а при $E_x \sim 21 \div 25$ МэВ - спин-дипольный (трансверсальный) $E1_T^-$ резонанс и высоколежащий (образованный переходами с $\Delta l = 2$) $M1^-$ резонанс. Некоторые из этих резонансов - $E1_T^-$, высоколежащий $M1^-$ имеют малую вероятность

γ -перехода в основное состояние, но все они интенсивно возбуждаются в неупругом рассеянии электронов на большие углы. Следует упомянуть еще о гигантском дипольном резонансе, который хорошо виден в (p, p^*) -рассеянии при промежуточных энергиях под малыми углами. Но ГДР расположен при энергии $E_x \sim 16$ МэВ и не должен давать заметный вклад в сечение в области изовекторного 0^- резонанса ($E_x \sim 19$ МэВ).

Как мы видим, в той области E_x , где находится изовекторный 0^- -резонанс, основными его конкурентами будут 2^- - состояния. Однако тензорная часть взаимодействия падающего протона с нуклонами ядра вызывает существенно разное поведение сечений возбуждения 0^- и 2^- - состояний при малых углах. Для большей ясности мы изобразили

X) При базовых значениях $g_{\pi}^{(1)}$ это состояние имеет максимальную среди всех 2^- - состояний величину $B(M2, 0^+ \rightarrow 2^-)$.

соответствующие сечения на одном рисунке (рис. 3), там же приведено сечение возбуждения резонансного Γ^+ -состояния с $E_x = 8,9$ МэВ.

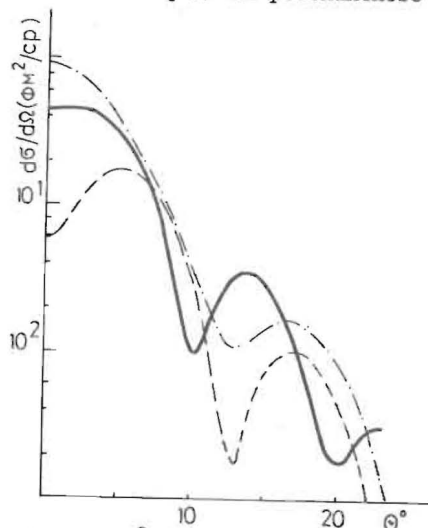


Рис. 3.
Сечения возбуждения Γ^+ -состояния с $E_x = 8,9$ МэВ (штрихпунктирная кривая), 2^- -состояния с $E_x = 17,9$ МэВ (пунктирная кривая) и 0^- -состояния с $E_x = 19$ МэВ (сплошная кривая) ядра ^{90}Zr в зависимости от угла рассеяния θ .

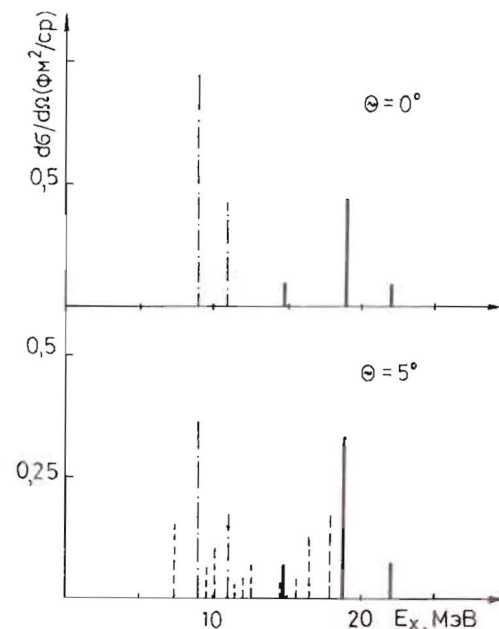
При $\theta = 0^\circ$ изовекторный 0^- -резонанс возбуждается на порядок интенсивнее, чем $M2$ -резонанс, а поведение сечения $d\sigma/d\Omega(0^-)$ как функции θ оказывается при малых углах ближе к поведению $d\sigma/d\Omega(1^+)$, чем к $d\sigma/d\Omega(2^-)$. Поэтому при $\theta = 0^\circ$ возбуждаются преимущественно Γ^+ и 0^- - состояния, что можно видеть на рис. 4 (верхняя часть^{х)}). Вклад 2^- -состояний становится заметен при $\theta \geq 5^\circ$, т.е. после первого максимума в сечении возбуждения 2^- -уровня с $E_x = 8,4$ МэВ (рис. 4, нижняя часть).

На самом деле резонансные структуры, связанные с возбуждением 2^- -состояний, будут еще менее заметными, по крайней мере по двум причинам. В настоящих расчетах не учитывалось влияние на структуру 2^- -уровней спин-октупольных сил, которые вызывают более сильный разброс $M2$ -силы по однофоновым 2^- -состояниям в интервале энергий 17-20 МэВ, т.е. уменьшают вероятность возбуждения отдельных однофоновых состояний ^[13,22]. Вторая причина - взаимодействие однофоновых состояний с двухфоновыми. Как показали расчеты в рамках КМ ^[10,20], это взаимодействие "размывает" силу высоколежащих спин-дипольных Γ^+ и 2^- -состояний, разбрасывает ее по интервалу энергии возбуждения $E_x \sim 10$ МэВ. В результате этого спин-дипольные Γ^+ и 2^- -состояния при 20 МэВ должны образовывать фон (p, p') -реакции. Не так сильно фрагмен-

х) Гигантский дипольный резонанс здесь не рассматривается (см. предыдущий абзац).

Рис. 4.

Сечение возбуждения Γ^+ - (штрихпунктир), 2^- - (пунктир) и 0^- - (сплошные линии) состояний ядра ^{90}Zr в (p, p') -рассеянии при $E_p = 200$ МэВ.



тируется высоколежащий $M1$ -резонанс ^[19], но он расположен несколько выше интересующей нас области E_x .

Конечно, чтобы быть последовательными, мы должны исследовать влияние взаимодействия с двухфоновыми состояниями и на 0^- -резонанс. Пока это не сделано, можно только сослаться на результаты работы ^[4], где с учетом взаимодействия $1p-1h$ и $2p-2h$ конфигураций были рассчитаны функции отклика ядра ^{90}Zr на внешние поля типа (2), (3). Фрагментация 0^- -резонанса в этих расчетах получилась слабее, чем высоколежащего $M2$ - и $E1$ -резонансов, а амплитуда силовой функции в резонансной области наибольшая для 0^- -состояний.

Эксперимент не дает определенных указаний на существование резонансных структур, связанных с возбуждением спин-изоспиновых состояний в нейтральном канале при энергиях возбуждения $E_x \sim 20$ МэВ. В работе ^[23] ((p, p') -рассеяние, $E_p = 200$ МэВ, $\theta = 4^\circ$) была исследована область энергии возбуждения $3 < E_x < 30$ МэВ ядра ^{90}Zr . В сечении ясно видны $M1$ - ($E_x \sim 9$ МэВ) и гигантский дипольный ($E_x \sim 16$ МэВ) резонансы, но при более высоких энергиях ясно выраженных резонансных структур нет. Такой же результат получен в неупругом рассеянии поляризованных протонов при $E_p = 319$ МэВ ^[24]. Стоит, однако, отметить, что в последнем эксперименте в области энер-

гий $8 < E_x < 25$ МэВ был обнаружен большой вклад в сечение переходов с переворотом спина. Поскольку есть основания думать, что ширина 0^- -резонанса не чересчур велика (согласно $\Gamma \sim 5$ МэВ) и он выделяется над фоном, можно попытаться обнаружить его, увеличив статистику измерений.

Авторы благодарны Н.Ю. Шриковой за ценные консультации по оптимизации использованных программ.

Литература

1. Bowman J.D. et al. Jour. de Physique, coll C4, suppl. an. No 3, 45, 1984, p. 351.
2. Gaarde C. et al. Nucl. Phys., 1981, A369, p. 258.
3. Osterfeld F. et al. Phys. Lett., 1981, 105B, p. 257;
Bertsch G. et al. Phys. Rev., 1981, C24, p. 533;
Пятков Н.И., Фаянс С.А. ЭЧАЯ, 1983, 14, с. 953;
Bang J. et al. Preprint NBI-84-31, 1984, Copenhagen;
Kuzmin V.A., Soloviev V.G. JINR, E4-84-550, 1984, Dubna;
Гареев Ф.А. и др. ЯФ, 1984, 39, с. 1401.
4. Cha D. et al. Nucl. Phys., 1984, A430, p. 321.
5. Auerbach N., Klein A. Phys. Rev., 1984, C30, p. 1032.
6. Kelly J.J. Talk presented at the 1982 IUCF Workshop on the Interaction between Medium Energy Nucleons and Nuclei, Bloomington, Indiana, October 28-30, 1982;
Hosono K. et al. Phys. Rev., 1984, C30, p. 746;
Гареев Ф.А. и др. ОИЯИ, P4-85-151, Дубна, 1985.
7. Love W.G., Franey M.A. Phys. Rev., 1981, C24, p. 1073.
8. Djalali C. et al. Nucl. Phys., 1982, A388, p. 1.
9. Соловьев В.Г. ЭЧАЯ, 1978, 9, с. 810;
Вдовин А.И., Соловьев В.Г. ЭЧАЯ, 1983, 14, с. 237.
10. Ponomarev V.Yu. et al., Nucl. Phys., 1979, A323, p. 446.
11. Пальчик В.В. и др. ЯФ, 1981, 34, с. 903.
12. Гапонов Ю.В., Лютостанский Ю.С. ЭЧАЯ, 1981, 12, с. 1324.
13. Dumitrescu T.S., Suzuki T. Nucl. Phys., 1984, A423, p. 277.
14. Ponomarev V.Yu. J. Phys. G.: Nucl. Phys., 1984, 10, p. L177.
15. Hayakawa S.I. et al. Phys. Rev. Lett., 1982, 49, p. 1624;
Mairle G. et al. Phys. Lett., 1983, 121B, p. 307;
Müller S. et al. Phys. Rev. Lett., 1985, 54, p. 293.
16. Toki H. et al. Phys. Rev., 1983, C28, p. 307;
Борзов И.Н. и др. ЯФ, 1984, 40, с. 1151.

17. Schwandt P. et al. Phys. Rev., 1982, C26, p. 55.
18. Gareev F.A. et al. JINR, E4-84-456, 1984, Dubna;
Гареев Ф.А. и др. ЯФ, 1985, 42, с. 20.
19. Ponomarev V. Yu et al. Z. Phys. A - Atoms and Nuclei, 1982, 308, p. 157;
Вдовин А.И. и др. ОИЯИ, P4-81-740, Дубна, 1981.
20. Ponomarev V. Yu. et al. Physica Scripta, 1984, 30, p. 238.
21. Meuer D. et al. Nucl. Phys., 1980, A349, p. 309.
22. Пономарев В.Ю., Вдовин А.И. ОИЯИ, P4-80-392, Дубна, 1980.
23. Anantaraman N. et al. Phys. Rev. Lett., 1981, 46, p. 1318.
24. Nanda S.K. et al. Phys. Rev. Lett., 1983, 51, p. 1526.

Рукопись поступила в издательский отдел
25 июля 1985 года.