

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

P4-86-784

А.И.Вдовин, Ч.Велчев\*, В.Ю.Пономарев

МАГНИТНЫЙ ДИПОЛЬНЫЙ РЕЗОНАНС В  $^{206}\text{Pb}$

Направлено в "Journal of Physics G:  
Nuclear Physics"

---

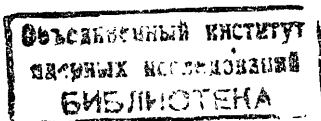
\* Институт ядерных исследований  
и ядерной энергетики БАН, София

1986

## I. ВВЕДЕНИЕ

В последнее время произошли существенные сдвиги в экспериментальном изучении магнитного дипольного резонанса. Как известно, история его открытия и последующего экспериментального изучения очень драматична<sup>/1-3/</sup>. Лишь в начале 80-х годов в экспериментах по неупругому рассеянию протонов промежуточных энергий удалось окончательно доказать его существование в средних и тяжелых ядрах<sup>/4/</sup>. Но до сих пор остается нерешенным вопрос, какую часть теоретически ожидаемой силы MI-переходов удалось обнаружить. В частности, в  $^{208}\text{Pb}$ -ядре, которому и теоретики и экспериментаторы уделяли наибольшее внимание, до недавнего времени были надежно идентифицированы лишь переходы с суммарной вероятностью  $\sum V(\text{MI})\uparrow \approx 8 \mu^2$ . Важный шаг в решении указанной проблемы сделан в недавних экспериментах с поляризованными  $\gamma$ -квантами<sup>/5-7/</sup>. Во-первых, в изотопах  $^{208}\text{Pb}$  и  $^{206}\text{Pb}$  были обнаружены очень похожие  $I^+$ -уровни ( $E_x \approx 5,8$  МэВ,  $V(\text{MI})\uparrow \approx 1,5 \mu^2$ ), которые, по-видимому, являются изоскалярными  $I^+$ -состояниями<sup>/5,6/</sup>. Во вторых, в опытах с мечеными фотонами группа из Университета штата Иллинойс<sup>/7/</sup> обнаружила в  $^{206}\text{Pb}$  на интервале  $6,7 < E_x < 8,1$  МэВ  $I^+$ -состояния с суммарной вероятностью возбуждения  $\sum V(\text{MI})\uparrow \approx 19 \pm 2 \mu^2$ . Если эти данные будут подтверждены, то значит в  $^{206}\text{Pb}$  обнаружен MI-резонанс, причем сила MI-переходов согласуется с традиционными теоретическими представлениями.

В абсолютном большинстве теоретических работ, посвященных проблеме магнитного дипольного резонанса в тяжелых ядрах, исследовалось ядро  $^{208}\text{Pb}$ . Эти работы весьма многочисленны и перечисление их заняло бы много места. На большинство этих работ есть ссылки в обзоре<sup>/3/</sup>. Теоретические расчеты для ядра  $^{206}\text{Pb}$  не проводились, и поэтому, например, Лажевски и др.<sup>/7/</sup> сравнивали свои данные с теоретическими расчетами для  $^{208}\text{Pb}$ <sup>/8/</sup>. Но структура изотопов  $^{208}\text{Pb}$  и  $^{206}\text{Pb}$  заметно различается. В то время как  $^{208}\text{Pb}$ -магическое ядро, в нейтронной системе  $^{206}\text{Pb}$  известную роль играют сверхтекучие парные корреляции. Энергия нижайших вибрационных уровней ( $2_1^+$  и  $3_1^-$ ) в  $^{206}\text{Pb}$  гораздо ниже, чем в



$^{208}\text{Pb}$ . Оба эти фактора должны заметно увеличить плотность сложных состояний в  $^{206}\text{Pb}$  по сравнению с  $^{208}\text{Pb}$  (при одной и той же энергии возбуждения). Кроме того, как указывалось в работах<sup>/9/</sup>, взаимодействие фононов, из-за которого в ядерных спектрах появляются ангармонические эффекты и возникает фрагментация простых ядерных возбуждений, в магических ядрах слабее, чем в соседних. Оба указанных фактора (большая плотность уровней и более сильное взаимодействие фононов) должны вызвать более сильную фрагментацию MI-резонанса в  $^{206}\text{Pb}$ , чем в  $^{208}\text{Pb}$ .

В настоящей работе исследуются MI-состояния в  $^{206}\text{Pb}$ . Причем будет рассмотрена не только фрагментация MI-резонанса в этом ядре, но и влияние взаимодействия со сложными конфигурациями на изоскалярный  $\Gamma^+$ -уровень. Мы также рассчитаем вклад в полную силу MI-переходов прямых переходов из основного состояния на двухфононные  $\Gamma^+$ -уровни.

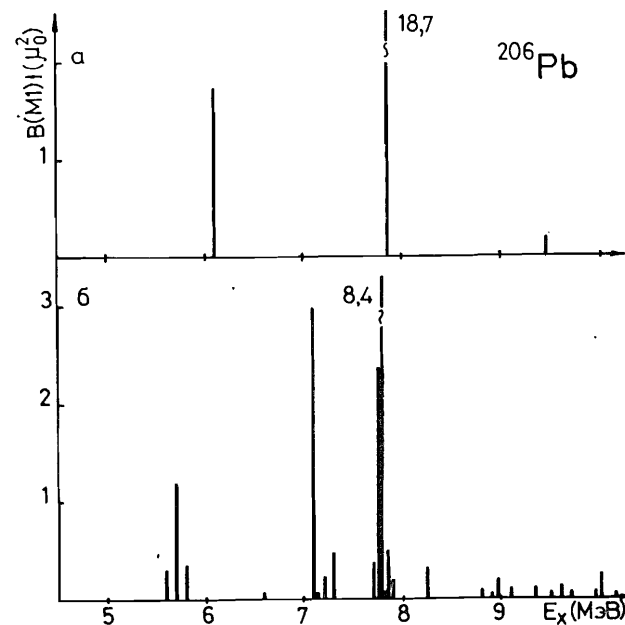
## 2. ОДНОФОННЫЕ $\Gamma^+$ -УРОВНИ В $^{206}\text{Pb}$

Наиболее подходящей моделью для таких расчетов является квази-частично-фононная модель ядра (КФМ)<sup>/10/</sup>. КФМ позволяет на микроскопическом уровне рассчитать взаимодействие простых однофононных конфигураций со сложными (двухфононными) в тяжелых ядрах с развитым спариванием. Формализм КФМ подробно изложен в серии обзоров<sup>/11/</sup>, а изучению фрагментации магнитного дипольного резонанса в ее рамках посвящены работы<sup>/12/</sup>.

Эффективное частично-дырочное взаимодействие в КФМ имеет сепарабельную форму, а радиальный формфактор этих сил в настоящей работе взят в виде  $R(r) = dU/dr$ , где  $U$  — центральная часть потенциала Вудса-Саксона. В приближении случайной фазы  $\Gamma^+$ -состояния генерируются спин-спиновым взаимодействием, вклад двухквазичастичных компонент с  $\Delta I = 2$  в их структуру не учитывается нами, т.к. согласно предыдущим расчетам в рамках КФМ<sup>/13,14/</sup> их роль незначительна.

В качестве потенциала, описывающего среднее поле, взят потенциал Вудса-Саксона с параметрами Чепурнова<sup>/15/</sup>. Однако энергии одночастичных (дырочных) состояний из двух главных протонных и нейтронных оболочек, ближайших к уровню Ферми, были получены посредством феноменологической подгонки, т.е. так, чтобы наилучшим образом описать экспериментальные спектры низколежащих состояний нечетных ядер, соседних с  $^{208}\text{Pb}$ , учитывая взаимодействие квазичастиц с фононами. Такое исследование было проведено в работе<sup>/16/</sup> и мы воспользовались ее резуль-

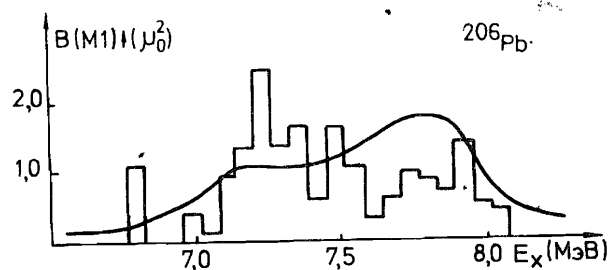
татами. Правильный выбор одночастичного спектра весьма важен для описания изоскалярного  $\Gamma^+$ -уровня в  $^{208}\text{Pb}$  /14/, а также подструктур в сечении фотопоглощения для  $^{208}\text{Pb}$  при энергиях возбуждения 5–6 МэВ /16/.



Р и с. 1. Распределение силы MI-переходов в  $^{206}\text{Pb}$ : а) расчет в приближении случайной фазы; б) расчет, в котором учтено взаимодействие одно- и двухфононных состояний.

Константа изовекторного спин-спинового взаимодействия в КФМ определяется по положению MI-резонанса. Мы взяли её такой, чтобы в приближении случайной фазы  $E_x(\text{MI}) = 7,85$  МэВ. Значение константы  $\alpha_0^{(0)}$  было определено из соотношения  $\alpha_0^{(0)} = 0,1 \alpha_4^{(0)}$ . Такая величина отношения констант  $\alpha_0^{(0)} / \alpha_4^{(0)}$  была получена в работе /14/ на основании анализа свойств  $1_{is}^+$  - состояния ядра  $^{208}\text{Pb}$ . Эта оценка согласуется и с оценками других авторов /17/. Заметим, что определенные вышеуказанным образом константы  $\alpha_{0,1}^{(0)}$  для  $^{206}\text{Pb}$  очень близки к их значениям для ядра  $^{208}\text{Pb}$  /14/. Результаты расчета распределения  $B(\text{MI})$  в спектре  $^{206}\text{Pb}$  в ПСФ представлены на рис. 1а. Из-за сверхтекучих корреляций в нейтронной подсистеме ядра  $^{206}\text{Pb}$  спектр однофононных  $\Gamma^+$ -

воспроизведет точную картину распределения  $B(MI)$ . Мы рассчитали  $b(MI, E_x)$  для  $\Delta = 0,3$  МэВ с помощью программы GIBES<sup>/19/</sup>. Она изображена на рис. 2<sup>ж/</sup>, где показано и экспериментальное распределение  $B(MI)$  из работы<sup>/7/</sup>. Оба распределения хорошо согласуются между собой. Заметим, что упоминавшиеся нами два максимума в распределении MI-силы в  $^{206}\text{Pb}$  отсутствуют у теоретических распределений MI-силы в  $^{208}\text{Pb}$  (см. расчеты в работах<sup>/8,14/</sup>).



Р и с. 2. Распределение силы MI-переходов в  $^{206}\text{Pb}$  в области MI-резонанса. Экспериментальная гистограмма взята из работы<sup>/7/</sup>. Силовая функция с  $\Delta = 0,3$  МэВ рассчитана с помощью программы GIBES<sup>/19/</sup>.

В эксперименте с мечеными фотонами<sup>/7/</sup> на интервале 6,7–8,1 МэВ была обнаружена суммарная сила MI-переходов, равная  $(19 \pm 2) \mu_0^2$ . Наши расчеты дают для этой величины следующие значения: а) в ПСФ  $\sum B(MI) \uparrow = 18,7 \mu_0^2$ ; б) точный расчет, учитывающий взаимодействие с двухфононными состояниями –  $16,1 \mu_0^2$ ; в) расчет с дополнительным затуханием –  $13,2 \mu_0^2$ .

Мы хотели бы прокомментировать некоторое противоречие между экспериментальными результатами групп из Гиссена<sup>/6/</sup> и Иллинойса<sup>/7/</sup> относительно силы MI-переходов при  $E_x > 7$  МэВ в  $^{206}\text{Pb}$ . Эксперименты с мечеными фотонами чувствительны к полной силе дипольных  $\chi$ -переходов в некотором интервале  $\Delta E_x$ , в то время как метод ядерной резонансной флуоресценции (ЯРФ) направлен на идентификацию отдельных уровней. Это затрудняет его использование, когда плотность состояний велика. Именно такова ситуация в  $^{206}\text{Pb}$ . Методом ЯРФ на интервале 4,3–7,5 МэВ исследовано 24 дипольных уровня (из них только один оказался магнитным дипольным). Ясно, что это много меньше действительного числа дипольных уровней. Даже в наших расчетах с состояниями ограниченной сложности на указанном интервале находится 58 состояний  $I^+$  и почти столько же состояний  $I^-$ . Но ведь должны быть и состояния еще более сложные. Мы полагаем, что в экспериментах методом ЯРФ часть  $I^+$ -уровней была пропущена.

<sup>ж/</sup> Говоря точнее, на рис. 2 для большего удобства сравнения с экспериментом изображена функция  $b(MI, E_x) = B(MI, E_x) \times 0,1$  МэВ.

#### 4. ИЗОСКАЛЯРНОЕ $I^+$ -СОСТОЯНИЕ

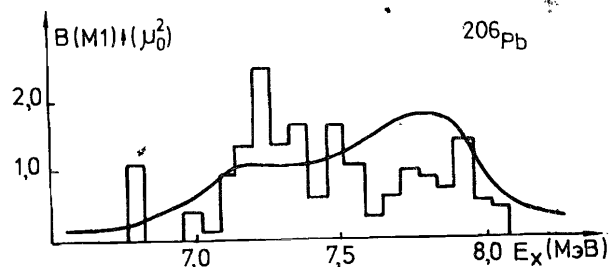
Расчеты в ПСФ (рис. 1а) показывают, что в  $^{206}\text{Pb}$ , как и в  $^{208}\text{Pb}$ ; при энергиях возбуждения  $E_x \sim 6,0$  МэВ должно существовать изоскалярное  $I_{is}^+$ -состояние. Интересно, что в  $^{208}\text{Pb}$  взаимодействие с двухфононными состояниями оказывает очень слабое влияние на структуру  $I_{is}^+$ -состояния<sup>/14,20/</sup>, и наблюдающийся экспериментально  $I^+$ -уровень представляет собой практически чистую суперпозицию двух частично-дырочных компонент  $(1h_{11/2}^{-1}1h_{9/2})_{\pi}$  и  $(1i_{13/2}^{-1}1i_{11/2})_{\nu}$ . Заметим, что в  $^{208}\text{Pb}$   $I_{is}^+$ -состояние с энергией  $E_x = 5,846$  МэВ – нижайшее по энергии  $I^+$ -состояние, а следующий обнаруженный экспериментально  $I^+$ -уровень находится при энергии 7,3 МэВ (см. последнюю компиляцию экспериментальных данных<sup>/21/</sup>). Это указывает на малую плотность  $I^+$ -состояний при  $E_x = 5-7$  МэВ и объясняет, почему взаимодействие со сложными конфигурациями слабо влияет на  $I^+$ -состояние ядра  $^{208}\text{Pb}$ .

Как уже отмечалось, в  $^{206}\text{Pb}$  ситуация иная. Расчеты показывают, что взаимодействие с двухфононными состояниями оказывает заметное влияние на однофононное  $I_{is}^+$ -состояние этого ядра, вызывая заметную фрагментацию его силы (рис. 1б). В расчетах, результаты которых представлены на рис. 1б, при  $E_x \approx 5,7$  МэВ видна группа из трех  $I^+$ -уровней. Один из них, с энергией  $E_x = 5,71$  МэВ, имеет  $B(MI) \uparrow = 1,15 \mu_0^2$ , два других имеют  $B(MI) \uparrow \approx 0,3 \mu_0^2$ . Именно между тремя этими состояниями и распределена основная часть силы однофононного  $I_{is}^+$ -состояния. Его вклад в структуру  $I^+$ -уровня с максимальной величиной  $B(MI) \uparrow$  составляет  $\sim 50\%$ . Правда, количественная сторона этого результата довольно сильно зависит от параметров модельного гамильтониана. При изменении этих параметров  $B(MI)$  для слабых  $I^+$ -уровней меняются в несколько раз. Но при любом реалистическом наборе параметров сохраняется  $I^+$ -уровень с  $B(MI) \uparrow \approx 1,1-1,7 \mu_0^2$  и  $E_x \approx 5,6-5,8$  МэВ. Вклад однофононного  $I_{is}^+$ -состояния в его структуру колеблется в пределах 45–60%, остальная часть нормы состояния исчерпывается двухфононными компонентами. На наш взгляд, это состояние можно отождествить с  $I^+$ -уровнем с  $E_x = 5,80$  МэВ и  $B(MI) \uparrow = 1,5 \mu_0^2$ , который обнаружен в  $^{206}\text{Pb}$  группой из Гиссена.

Изокалярный  $I^+$ -уровень  $^{208}\text{Pb}$  исследовался в нескольких реакциях, в том числе в неупругом рассеянии электронов и реакции  $(d, ^3\text{He})$ <sup>/22/</sup>. Как повлияют примеси двухфононных компонент на вероятности возбуждения аналогичного  $I^+$ -уровня в  $^{206}\text{Pb}$ ? Уменьшение вклада однофононного состояния  $I_{is}^+$  в структуру наблюдаемого  $I^+$ -уровня приводит и к уменьшению вклада протонной частично-дырочной компоненты  $(1h_{11/2}^{-1}1h_{9/2})_{\pi}$ . Ее амплитуда в волновой функции  $(I)$   $I^+$ -уровня ядра  $^{206}\text{Pb}$  будет иметь ве-

воспроизведет точную картину распределения  $B(MI)$ . Мы рассчитали  $b(MI, E_x)$  для  $\Delta = 0,3$  МэВ с помощью программы GIRES /19/. Она изображена на рис. 2<sup>ж/</sup>, где показано и экспериментальное распределение  $B(MI)$  из работы /7/. Оба распределения хорошо согласуются между собой. Заметим, что упоминавшиеся нами два максимума в распределении MI-силы в  $^{206}\text{Pb}$  отсутствуют у теоретических распределений MI-силы в  $^{208}\text{Pb}$  (см. расчеты в работах /8,14/).

Р и с. 2. Распределение силы MI-переходов в  $^{206}\text{Pb}$  в области MI-резонанса. Экспериментальная гистограмма взята из работы /7/. Силовая функция с  $\Delta = 0,3$  МэВ рассчитана с помощью /19/ программы GIRES



В эксперименте с мечеными фотонами /7/ на интервале 6,7–8,1 МэВ была обнаружена суммарная сила MI-переходов, равная  $(19 \pm 2) \mu_0^2$ . Наши расчеты дают для этой величины следующие значения: а) в ПФ  $\sum B(MI) \uparrow = 18,7 \mu_0^2$ ; б) точный расчет, учитывающий взаимодействие с двухфононными состояниями –  $16,1 \mu_0^2$ ; в) расчет с дополнительным затуханием –  $13,2 \mu_0^2$ .

Мы хотели бы прокомментировать некоторое противоречие между экспериментальными результатами групп из Гиссена /6/ и Иллинойса /7/ относительно силы MI-переходов при  $E_x > 7$  МэВ в  $^{206}\text{Pb}$ . Эксперименты с мечеными фотонами чувствительны к полной силе дипольных  $\chi$ -переходов в некотором интервале  $\Delta E_x$ , в то время как метод ядерной резонансной флуоресценции (ЯРФ) направлен на идентификацию отдельных уровней. Это затрудняет его использование, когда плотность состояний велика. Именно такова ситуация в  $^{206}\text{Pb}$ . Методом ЯРФ на интервале 4,3–7,5 МэВ исследовано 24 дипольных уровня (из них только один оказался магнитным дипольным). Ясно, что это много меньше действительного числа дипольных уровней. Даже в наших расчетах с состояниями ограниченной сложности на указанном интервале находится 58 состояний  $I^+$  и почти столько же состояний  $I^-$ . Но ведь должны быть и состояния еще более сложные. Мы полагаем, что в экспериментах методом ЯРФ часть  $I^+$ -уровней была пропущена.

<sup>ж/</sup> Говоря точнее, на рис. 2 для большего удобства сравнения с экспериментом изображена функция  $b(MI, E_x) = b(MI, E_x) \times 0,1$  МэВ.

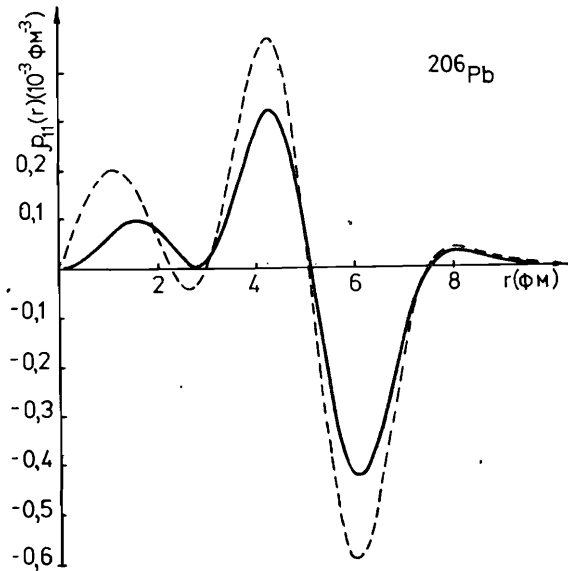
#### 4. ИЗОСКАЛЯРНОЕ $I^+$ -СОСТОЯНИЕ

Расчеты в ПФ (рис. 1а) показывают, что в  $^{206}\text{Pb}$ , как и в  $^{208}\text{Pb}$ , при энергиях возбуждения  $E_x \sim 6,0$  МэВ должно существовать изоскалярное  $I^+$ -состояние. Интересно, что в  $^{208}\text{Pb}$  взаимодействие с двухфононными состояниями оказывает очень слабое влияние на структуру  $I^+$ -состояния /14,20/, и наблюдающийся экспериментально  $I^+$ -уровень представляет собой практически чистую суперпозицию двух частично-дырочных компонент  $(1h_{11/2}^{-1}1h_{9/2})_{\uparrow}$  и  $(1i_{13/2}^{-1}1i_{11/2})_{\downarrow}$ . Заметим, что в  $^{208}\text{Pb}$   $I^+$ -состояние с энергией  $E_x = 5,846$  МэВ – нижайшее по энергии  $I^+$ -состояние, а следующий обнаруженный экспериментально  $I^+$ -уровень находится при энергии 7,3 МэВ (см. последнюю компиляцию экспериментальных данных /21/). Это указывает на малую плотность  $I^+$ -состояний при  $E_x = 5-7$  МэВ и объясняет, почему взаимодействие со сложными конфигурациями слабо влияет на  $I^+$ -состояние ядра  $^{206}\text{Pb}$ .

Как уже отмечалось, в  $^{206}\text{Pb}$  ситуация иная. Расчеты показывают, что взаимодействие с двухфононными состояниями оказывает заметное влияние на однофононное  $I^+$ -состояние этого ядра, вызывая заметную фрагментацию его силы (рис. 1б). В расчетах, результаты которых представлены на рис. 1б, при  $E_x \approx 5,7$  МэВ видна группа из трех  $I^+$ -уровней. Один из них, с энергией  $E_x = 5,71$  МэВ, имеет  $B(MI) \uparrow = 1,15 \mu_0^2$ , два других имеют  $B(MI) \uparrow \approx 0,3 \mu_0^2$ . Именно между тремя этими состояниями и распределена основная часть силы однофононного  $I^+$ -состояния. Его вклад в структуру  $I^+$ -уровня с максимальной величиной  $B(MI) \uparrow$  составляет  $\sim 50\%$ . Правда, количественная сторона этого результата довольно сильно зависит от параметров модельного гамильтониана. При изменении этих параметров  $B(MI)$  для слабых  $I^+$ -уровней меняются в несколько раз. Но при любом реалистическом наборе параметров сохраняется  $I^+$ -уровень с  $B(MI) \uparrow \approx 1,1-1,7 \mu_0^2$  и  $E_x \approx 5,6-5,8$  МэВ. Вклад однофононного  $I^+$ -состояния в его структуру колеблется в пределах 45–60%, остальная часть нормы состояния исчерпывается двухфононными компонентами. На наш взгляд, это состояние можно отождествить с  $I^+$ -уровнем с  $E_x = 5,80$  МэВ и  $B(MI) \uparrow = 1,5 \mu_0^2$ , который обнаружен в  $^{206}\text{Pb}$  группой из Гиссена.

Изокалярный  $I^+$ -уровень  $^{208}\text{Pb}$  исследовался в нескольких реакциях, в том числе в неупругом рассеянии электронов и реакции  $(d, ^3\text{He})$  /22/. Как повлияют примеси двухфононных компонент на вероятности возбуждения аналогичного  $I^+$ -уровня в  $^{206}\text{Pb}$ ? Уменьшение вклада однофононного состояния  $I^+$  в структуру наблюдаемого  $I^+$ -уровня приводит и к уменьшению вклада протонной частично-дырочной компоненты  $(1h_{11/2}^{-1}1h_{9/2})_{\uparrow}$ . Ее амплитуда в волновой функции  $(I)$   $I^+$ -уровня ядра  $^{206}\text{Pb}$  будет иметь ве-

личину 0,60-0,70, в то время как в  $^{206}\text{Pb}$  амплитуда этой компоненты в  $I_{15}^+$ -состоянии  $\geq 0,87$ .



Р и с.3. Токовая переходная плотность  $\rho_{11}(r)$  изоскалярного  $I_{15}^+$ -состояния ядра  $^{206}\text{Pb}$  ( $E_x = 5,71$  МэВ). Сплошная линия - расчет с волновой функцией (I); пунктирная линия - расчет в приближении случайной фазы.

Поэтому следует ожидать, что сечение возбуждения указанного  $I^+$ -уровня  $^{206}\text{Pb}$  в реакции подхвата протона будет в 1,5-2 раза меньше, чем в  $^{208}\text{Pb}$ . Похожая ситуация имеет место и для вероятности возбуждения  $I^+$ -состояния в  $(e, e')$ -рассеянии. Из-за больших примесей двухфононных компонент заметно уменьшаются максимумы токовой переходной плотности  $\rho_{11}(r)$  этого состояния (рис.3), хотя в главных чертах форма  $\rho_{11}(r)$ , рассчитанной в ПСФ, сохраняется. Изменения  $\rho_{11}(r)$  во внутренней области ядра весьма чувствительны к параметрам модельного гамильтониана. Заметим, что формы  $\rho_{11}(r)$   $I_{15}^+$ -состояний в  $^{206}\text{Pb}$  и  $^{208}\text{Pb}$ , рассчитанные в ПСФ, очень близки  $^{14}$ . Уменьшение амплитуд близких к поверхности пиков  $\rho_{11}(r)$  ослабит сечение возбуждения  $I^+$ -уровня в  $(e, e')$ -рассеянии.

## 5. ВКЛАД ДВУХФОНОННЫХ КОМПОНЕНТ В ВЕРОЯТНОСТЬ ВОЗБУЖДЕНИЯ MI-РЕЗОНАНСА

Вычисляя вероятности  $B(MI)^\dagger$ , мы пользовались обычным выражением для одночастичного оператора MI-перехода:

$$M(MI) = \sum_{j_1 m_1, j_2 m_2} \langle j_1 m_1 | M(MI) | j_2 m_2 \rangle a_{j_1 m_1}^\dagger a_{j_2 m_2}, \quad (3)$$

где  $\langle j_1 m_1 | M(MI) | j_2 m_2 \rangle$  - одночастичный матричный элемент этого оператора,  $a_{j_1 m_1}^\dagger, a_{j_2 m_2}$  - операторы рождения и уничтожения нуклона на уровне среднего поля с квантовыми числами  $j = nlj$  и проекцией полного момента  $m$ . Если, используя преобразование Боголюбова, перейти в (3) к операторам рождения и уничтожения квазичастиц  $\alpha_{j_1 m_1}^\dagger, \alpha_{j_1 m_1}$ , а затем выразить пары квазичастичных операторов  $\alpha_{j_1 m_1}^\dagger, \alpha_{j_2 m_2}^\dagger, \alpha_{j_2 m_2}, \alpha_{j_1 m_1}$  и  $\alpha_{j_1 m_1}, \alpha_{j_2 m_2}$  через операторы фононов, мы получим для  $M(MI, \mu)$  следующее выражение  $^{*/}$ :

$$M(MI, \mu) \equiv M_Q + M_{QQ} = \frac{\mu_0}{6} \left\{ \sum_i (Q_{i\mu_1}^\dagger - (-)^i Q_{i,\mu_1}) \sum_{j_1 j_2} \frac{1}{2} M_{j_1 j_2}^{(1)} U_{j_1 j_2}^{(-)} (\psi_{j_1 j_2}^{i_1} - \varphi_{j_1 j_2}^{i_1}) + \right. \\ \left. + \sum_{\substack{\lambda_1 \lambda_2 \\ i_1 i_2}} [(2\lambda_1 + 1)(2\lambda_2 + 1)]^{1/2} \sum_{j_1 j_2 j_3} M_{j_1 j_2 j_3}^{(1)} \psi_{j_1 j_2}^{\lambda_1 i_1} \psi_{j_2 j_3}^{\lambda_2 i_2} \left\{ \begin{matrix} 1 & \lambda_1 & \lambda_2 \\ j_3 & j_1 & j_2 \end{matrix} \right\} \times \right. \\ \left. \left. * ([Q_{\lambda_1 \mu_1 i_1}^\dagger, Q_{\lambda_2 \mu_2 i_2}^\dagger]_{1\mu} + (-)^i [Q_{\lambda_1 \mu_1 i_1}, Q_{\lambda_2 \mu_2 i_2}]_{1-\mu}) \right\}. \quad (4)$$

В формуле (4):  $\psi_{j_1 j_2}^{\lambda i}, \varphi_{j_1 j_2}^{\lambda i}$  - прямая и обратная двухквазичастичные амплитуды в волновой функции фонона;  $U_{j_1 j_2}^{(-)}, V_{j_1 j_2}^{(-)}$  - комбинации коэффициентов преобразования Боголюбова;  $M_{j_1 j_2 j_3}^{(1)}$  - приведенный одночастичный матричный элемент оператора  $M(MI, \mu)$ .

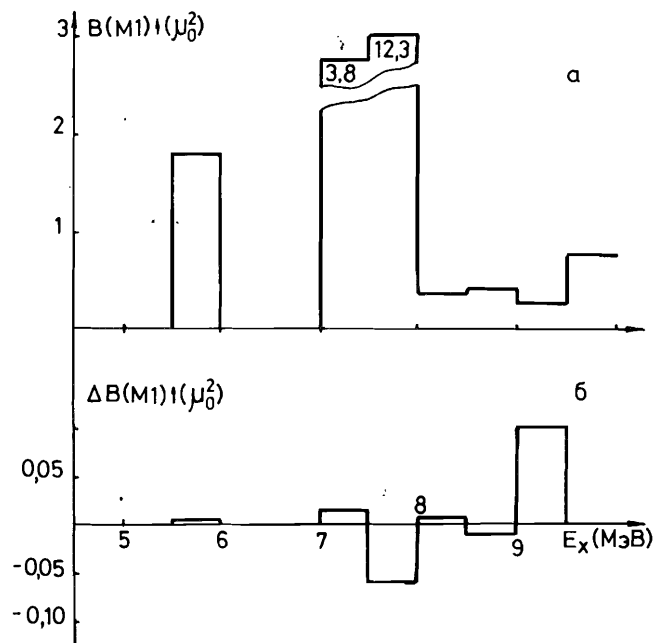
В вероятность перехода из основного состояния четно-четного ядра на однофононное будет давать вклад только слагаемое  $M_Q \sim Q^\dagger$ . Благодаря слагаемому  $M_{QQ}$ , прямыми переходами из основного состояния будут возбуждаться двухфононные состояния  $[Q_{\lambda_1 \mu_1 i_1}^\dagger, Q_{\lambda_2 \mu_2 i_2}^\dagger]_{1\mu}$ . Вероятность прямых переходов на двухфононные состояния невелика, поскольку  $M_{QQ} \sim \psi\varphi$ , а обратные амплитуды  $\varphi$ , как правило, очень малы. В приближении Тамма-Данкова  $M_{QQ} = 0$ , т.к.  $\varphi \equiv 0$ , т.е. в этом приближении прямые переходы на двухфононные состояния из основного запрещены  $^{23}$ .

Если возбужденное состояние четно-четного ядра описывается волновой функцией (I), то вклад в вероятность перехода дадут оба слагаемых  $M_Q$  и  $M_{QQ}$  и возникает интерференция двух амплитуд, причем их относительный вес будет зависеть и от коэффициентов R и P волно-

$^{*/}$  Для простоты мы опустили в (4) слагаемые  $\sim Q^\dagger Q$ , которые не дают вклада в вероятность перехода из основного состояния на состояние (I).

вой функции состояния (I). Кроме того, хотя вероятность прямого перехода на двухфононное состояние, как правило, мала, плотность этих состояний при энергиях 7-8 МэВ уже достаточно велика, и их суммарный вклад в интегральную вероятность возбуждения состояний с данными  $J^\pi$  в некотором интервале  $\Delta$  может оказаться заметным.

В настоящей работе расчеты выполнены с полным оператором (4). Рассмотрим, каков вклад двухфононных компонент в вероятность возбуждения MI-резонанса в  $^{206}\text{Pb}$ .



Р и с. 4. Гистограммы распределения вероятности  $V(M1, 0^+_{g.s.} \rightarrow q^+ + q^+q^+)$  и разности вероятностей  $\Delta V(M1) = V(M1, 0^+_{g.s.} \rightarrow q^+ + q^+q^+) - V(M1, 0^+_{g.s.} \rightarrow q^+)$  в спектре  $^{206}\text{Pb}$ .

Мы изобразили на рис. 4а гистограмму вероятности  $V(M1, q^+ + q^+q^+)$ , рассчитанной с полным оператором (4), а на рис. 4б — гистограмму разности  $\Delta V(M1) = V(M1, q^+ + q^+q^+) - V(M1, q^+)$ . Величина  $V(M1, q^+)$

рассчитана с оператором  $\mathcal{M}(M1\mu)$ , в котором опущено слагаемое  $M_{qq}$ , но при этом структура  $I^+$ -состояний описывалась волновой функцией (I). Переходы на двухфононные компоненты в целом дают малый вклад в полную силу MI-переходов. Интерференция одно- и двухфононных слагаемых в  $V(M1)$  приводит и к усилению, и к ослаблению силы переходов, но в любом случае ее изменения оказываются на уровне 1%. На интервале 6,7-8,1 МэВ, который исследовался в экспериментах с мечеными фотонами  $^{171}\text{Pb}$ , величины  $\sum V(M1, q^+ + q^+q^+)$  и  $\sum V(M1, q^+)$  составляют  $16,1 \mu_0^2$  и  $16,2 \mu_0^2$  соответственно, а суммарная вероятность перехода на расположенные здесь двухфононные состояния (без учета интерференции с однофононными) равна  $0,04 \mu_0^2$ .

Таким образом, вклад двухфононных компонент в полную вероятность возбуждения MI-резонанса незначителен. Но для отдельных  $I^+$ -уровней он может оказаться очень важным и его необходимо учитывать при анализе свойств низколежащих дискретных состояний. Подробнее этот вопрос обсуждается в работе  $^{24}$ .

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы рассчитали в рамках квазичастично-фононной модели ядра фрагментацию MI-силы в  $^{206}\text{Pb}$  из-за взаимодействия с двухфононными состояниями. Хотя в целом фрагментация получилась не такой сильной, как это показывает эксперимент, после введения небольшого добавочного затухания мы получили хорошее описание экспериментального распределения MI-силы в этом ядре. В частности, качественно воспроизводится двугорбая форма этого распределения.

Наши расчеты правильно воспроизводят свойства недавно обнаруженного в  $^{206}\text{Pb}$   $I^+$ -уровня с энергией 5,8 МэВ и  $V(M1)\uparrow = 1,5 \mu_0^2 \pm 0,5 \mu_0^2$ . В наших расчетах это состояние имеет энергию 5,6-5,8 МэВ и  $V(M1)\uparrow = 1,1-1,7 \mu_0^2$ , в зависимости от параметров модели. Большой вклад в структуру указанного  $I^+$ -состояния дает компонента  $(1h_{11/2}^{-1} 1h_{9/2})\pi$ , но, в отличие от  $I^+_{1S}$ -состояния в  $^{208}\text{Pb}$ , велика также и примесь двухфононных компонент.

Подчеркнем, что сила MI-переходов в области MI-резонанса и вероятность возбуждения  $I^+$ -уровня  $E_x = 5,71$  МэВ согласуются с экспериментальными значениями при значениях гиромангнитных факторов  $g_S^{\text{eff}} = 0,8 g_S^{\text{free}}$ .

## ЛИТЕРАТУРА

1. Brown G.E., Raman S. Comments Nucl. Part. Phys., 1980, 9, p. 79.
2. Вдовин А.И., Пономарев В.Ю. В сб.: "Электромагнитные взаимодействия ядер при малых и средних энергиях. Труды V семинара". Изд. ИЯИ АН СССР, М., 1982, с. 63.

3. Laszewski R.M., Wambach J. Comments Nucl.Part.Phys., 1985, 14, p. 321.
4. Anantaraman N. et al. Phys.Rev.Lett., 1981, 46, p. 1318; Djalali C. et al. Nucl.Phys., 1982, A388, p. 1.
5. Weinhard K. et al. Phys.Rev.Lett., 1982, 49, p. 18.
6. Ratzek R. et al. Phys.Rev.Lett. 1986, 56, p.568.
7. Laszewski R.M. et al. Phys.Rev.Lett., 1985, 54, p. 530.
8. Speth J. et al. Nucl.Phys. 1980, A343, p. 382; Cha D. et al. Nucl. Phys., 1984, A430, p. 321.
9. Soloviev V.G. et al. Nucl.Phys., 1977, A288, p. 376; 1978, A304, p. 503.
10. Соловьев В.Г. ЭЧАЯ, 1978, 9, с.810; Соловьев В.Г. Теория сложных ядер М., "Наука", 1971.
11. Вдовин А.И., Соловьев В.Г. ЭЧАЯ, 1983, 14, с. 237; Воронов В.В., Соловьев В.Г. ЭЧАЯ, 1983, 14, с. 1380; Вдовин А.И. и др. ЭЧАЯ, 1985, 16, с.245.
12. Ponomarev V.Yu. et al. Nucl.Phys., 1979, A323, p. 446; Вдовин А.И. и др. ЯФ, 1979, 30, с. 923.
13. Пономарев В.Ю., Вдовин А.И. Сообщение ОИЯИ, P4-80-392, 1980, Дубна.
14. Dao Tien Khoa et al. JINR, E4-86-198, Dubna, 1986.
15. Чепурнов В.А. ЯФ, 1967, 16, с. 955.
16. Воронов В.В., Дао Тиен Кхоа. Изв. АН СССР (сер.физ.), 1984, 48, с. 2008.
17. Toki H. et al. Phys.Rev.C, 1983, 28, p. 1398; Борзов И.Н. и др. ЯФ, 1984, 40, с.1151;
18. Koeling T., Iachello F. Nucl.Phys., 1978, A295, p.45; Bertsch G.F. et al. Rev.Mod.Phys., 1983, 55, p. 287; Klevansky S.P., Lemmer R.H. Phys.Rev. C, 1982, 25, p.3137.
19. Пономарев В.Ю. и др. Сообщение ОИЯИ, P4-81-704, Дубна, 1981.
20. Lee T.-S., Pittel S. Phys.Rev.C, 1975, 11, p.607.
21. Martin M.J. Nucl.Data Sheets, 1986, 47, p. 797.
22. Hayakawa S.I. et al. Phys.Rev.Lett., 1982, 49, p. 1624; Mairle G. et al. Phys.Lett., 1983, 121B, p.307; Muller S. et al. Phys.Rev. Lett., 1985, 54, p. 293.
23. Воронов В.В. и др. Изв. АН СССР (сер.физ.), 1984, 48, с.1846.
24. Пономарев В.Ю., Велчев Ч. Сообщение ОИЯИ, P4-86-453, Дубна, 1986.

Рукопись поступила в издательский отдел  
8 декабря 1986 года.

Вдовин А.И., Велчев Ч., Пономарев В.Ю.

P4-86-784

Магнитный дипольный резонанс в  $^{208}\text{Pb}$

Фрагментация магнитных дипольных состояний в ядре  $^{208}\text{Pb}$  рассчитана в рамках квазичастично-фононной модели ядра. Качественная картина фрагментации M1-резонанса близка к экспериментальной. Полная сила M1-переходов согласуется с экспериментальной при значениях эффективных гиромангнитных факторов на 20% меньше, чем их свободные значения. Показано, что в  $^{208}\text{Pb}$  должно существовать изоскалярное  $1^+$ -состояние. Из-за взаимодействия квазичастиц с фононами в его структуре появляются большие примеси двухфононных компонент. Характеристики указанного уровня близки к экспериментальным характеристикам недавно обнаруженного в резонансном рассеянии гамма-квантов  $1^+$ -уровня с энергией 5,8 МэВ в этом ядре. Прямые переходы на двухфононные компоненты  $1^+$ -уровней дают пренебрежимо малый вклад в вероятность возбуждения M1-резонанса.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1986

Перевод Т.Ю.Думбрайс

Vdovin A.I., Velchev Ch., Ponomarev V.Yu.

P4-86-784

Magnetic Dipole States in  $^{208}\text{Pb}$

The fragmentation of the magnetic dipole strength in  $^{208}\text{Pb}$  is studied in the framework of the quasiparticle-phonon nuclear model. The calculations reproduce the two-humped shape of the experimental distribution. As in  $^{208}\text{Pb}$  there exists the isoscalar  $1^+$  state at  $E_x = 5.7$  MeV in  $^{208}\text{Pb}$ , its wave function contains sizeable two-phonon components. It is shown that direct transitions from the ground state to two-phonon  $1^+$  states give a negligible contribution to the total excitation probability of the M1-resonance.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1986