

ВЛИЯНИЕ СПИН-ОРБИТАЛЬНОГО РАСЩЕПЛЕНИЯ НА СТРУКТУРУ ДИПОЛЬНОГО РЕЗОНАНСА В АТОМНЫХ ЯДРАХ

За последние годы значительный интерес вызывает проблема ширины дипольного резонанса [1—4].

Для простоты мы в последующем будем иметь в виду магическое ядро. Если исходить из оболочечной структуры одночастичных уровней в атомных ядрах (т. е. если считать, что разброс уровней в пределах оболочки значительно меньше расстояния между соседними оболочками), то, как показано в ряде расчетов (см., например, [5]), следует ожидать, что из общей массы уровней частично-дырочного типа отщепляется в сторону больших энергий один уровень — его часто называют дипольным уровнем, — который исчерпывает практические дипольные переходы. Смещение дипольного уровня вверх по энергии в тяжелых ядрах оказывается порядка 6—7 Мэв.

В результате дипольный уровень в рассматриваемых предположениях оказывается в области энергий, где находится основная масса уровней частично-дырочного типа, обусловленных перемещениями нуклонов через оболочку, т. е. уровней положительной четности. Поэтому ширина дипольного резонанса будет определяться исключительно вероятностью распада уровня в непрерывный спектр. В тяжелых ядрах эта ширина оказывается по крайней мере на порядок меньше экспериментальной (для стандартных методов расчета таких ширин). Следовательно, должен иметь место интенсивный распад дипольного уровня по другим степеням свободы.

С другой стороны, имеются данные [6], которые показывают, что, несмотря на увеличение разброса уровней в пределах одной оболочки, в основном оболочечное группирование уровней имеет место вплоть до самых тяжелых сферических ядер.

В связи с этим «поставщиком» уровней отрицательной четности в область дипольного резонанса является в основном спин-орбитальное взаимодействие. Именно за счет спин-орбитального взаимодействия один уровень (с максимальным) из оболочки опускается вниз и попадает в предшествующую оболочку. В результате в магическом ядре появляются частично-дырочные уровни, смещенные в область больших энергий на величину опускания одного уровня за счет спин-орбитального расщепления, т. е. на величину 6—7 Мэв.

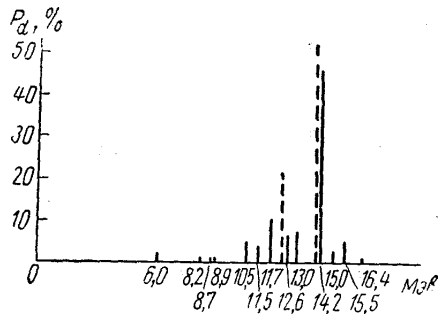
В настоящей заметке на примере ядра Pb^{208} мы рассмотрим влияние на дипольный резонанс именно таких частично-дырочных состояний. Другой аспект влияния спин-орбитального расщепления на дипольный резонанс, состоящий в развале дипольного частично-дырочного уровня на состояние типа две частицы — две дырки, — был рассмотрен ранее [4].

Расчеты отличаются от проведенных в [5] включением дополнительных уровней, лежащих в области 13—16 Мэв и существенных для понимания структуры дипольного резонанса. Тем самым учитываются все переходы нуклонов между соседними оболочками. Энергии дополнительно включенных переходов представлены в таблице.

Как и ранее, использовались δ -образное парное взаимодействие $V_{12} = -g(1 - \alpha + \alpha \bar{\sigma}_1 \bar{\sigma}_2)$ и осцилляторные волновые функции; входящий в расчет параметр $\frac{g}{4\pi^2 r_0^2}$ полагался равным 2,5.

Корреляции в основном состоянии не учитывались, поскольку в ряде расчетов они оказывались малосущественными [7]. Результаты расчета приведены на рисунке. Пунктиром отмечены основные дипольные переходы, полученные ранее [5].

Как видим, учет спин-орбитального расщепления, как и следовало ожидать, изменяет распределение дипольных переходов по частично-дырочным уровням: несколько уменьшается доля «главного» уровня, второй по величине максимум разбрасывается по соседним уровням. Однако в общем распределение дипольных переходов по суще-



Распределение дипольных переходов в Pb^{208}

| Протонная оболочка | | Нейтронная оболочка | |
|---------------------------|--------------|---------------------------|------|
| Конфигурация | Энергия, Мэв | | |
| $1g_{9/2}^{-1}2f_{7/2}$ | 11,4 | $1h_{11/2}^{-1}1i_{11/2}$ | 13,5 |
| $1g_{9/2}^{-1}1h_{9/2}$ | 12,3 | $1h_{11/2}^{-1}2g_{9/2}$ | 12,7 |
| $1h_{11/2}^{-1}1i_{11/2}$ | 13,7 | $1i_{13/2}^{-1}2h_{11/2}$ | 11,8 |
| $1h_{11/2}^{-1}2g_{9/2}$ | 12,7 | $1i_{13/2}^{-1}1j_{13/2}$ | 14,5 |

ству не изменилось. Во всяком случае об интерпретации полной ширины кривой поглощения в духе идей, высказанных в работе [2], по-видимому, не может быть и речи.

Интересно отметить, что, несмотря на несколько факторов, которые не учитывались в этом расчете (взаимодействие с фононами, распад частично-дырочных состояний на две частицы — две дырки), расчеты по-прежнему удовлетворительно интерпретируют «двугорбый» характер кривой поглощения γ -квантов на Pb^{208} .

ЛИТЕРАТУРА

1. Балашов В. В., Чернов В. М. ЖЭТФ, 43, 227, 1962.
2. Миндал А. Б., Зарецкий Д. Ф., Лужников А. А. Nucl. Phys., 66, 193, 1965.
3. Danos M., Greiner W. Phys. Rev., 138, 876, 4B, 1965.
4. Живописцев Ф. А., Московкин В. М., Юдин Н. П. «Изв. АН СССР», сер. физич., 30, № 2, 306, 1966.
5. Балашов В. В., Шевченко В. Г., Юдин Н. П. ЖЭТФ, 41, 1923, 1961.
6. Коротких В. Л., Московкин В. М., Юдин Н. П. «Изв. АН СССР», сер. физич., 30, № 2, 319, 1966.
7. Gillet V., Griin A. M., Sanderson E. A. Phys. Lett., 11, 44, 1964.

Поступила в редакцию
7. 5 1966 г.

НИИЯФ

УДК 533.1 : 535.854

И. В. СКОКОВ, А. И. АКИМОВ, Г. И. КРОМСКИЙ

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПРОФИЛЯ УДАРНОЙ ВОЛНЫ ИНТЕРФЕРОМЕТРИЧЕСКИМ МЕТОДОМ

Исследование явлений в газообразных средах с низкой плотностью, имитирующих условия верхних слоев атмосферы и космоса, связано с рядом трудностей, вызванных малыми изменениями показателя преломления и его градиентов. Это требует применения методов диагностики, обладающих высокой чувствительностью и большой разрешающей силой. К числу таких методов относится предложенный Ф. А. Королевым [1] метод многолучевой интерферометрии, основанный на многократном прохождении светового зонда через исследуемую оптическую неоднородность. С помощью этого метода удалось визуализировать обтекание различных моделей потоком разреженного газа и определить значение плотности около них [2].

В настоящей заметке сообщается об использовании многолучевого интерферометра для изучения структуры ударной волны, образованной в результате обтекания модели (диск диаметром 10 мм) сверхзвуковым потоком разреженного газа с числом Маха $M \approx 4$, числом Рейнольдса (рассчитанным по параметрам газа за скачком и радиусу диска) $Re_2 = 50$, температурой торможения $T_0 = 300^\circ K$. Важность изучения профиля ударной волны определится большим объемом информации об исследуемом по-