

ВОЗБУЖДЕНИЕ ЯДЕРНЫХ УРОВНЕЙ АНОМАЛЬНОЙ ЧЕТНОСТИ НУКЛОНАМИ СРЕДНИХ И ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ И МОДЕЛИ НУКЛОН-НУКЛОННЫХ АМПЛИТУД

Л.А.Кондратьев, Р.М.Ломбар¹⁾, Ю.А.Симонов

Обращается внимание на то, что процессы возбуждения ядерных уровней аномальной четности нуклонами могут быть использованы для определения зависящих от спина членов в амплитуде NN -рассеяния при высоких энергиях. Необходимые при этом ядерные параметры могут быть определены в той области энергий, где NN -амплитуды хорошо известны.

Процессы возбуждения ядерных уровней аномальной четности (A_4) (переходы $0^+ \rightarrow 1^+$, 2^- , 3^+ и т. д.) связаны с переворотом спинов у нуклонов в ядре в процессе взаимодействия (см., например, [1]). Цель настоящей работы – продемонстрировать, что исследование таких процессов может быть использовано для определения зависящих от спина амплитуд NN -рассеяния в области средних и высоких энергий, где эти амплитуды сравнительно плохо известны. Идея состоит в следующем. В указанной области энергий процесс возбуждения ядерного уровня

¹⁾ Сотрудница Центра ядерных исследований Сакле, Франция

может быть описан в рамках теории Глаубера [2] или приближения однократного неупругого рассеяния [3], неэквивалентного DWBA. Сечение возбуждения уровня АЧ при этом выражается через амплитуды NN -рассеяния, описывающие поворот спина, факторы поглощения и ядерные параметры (формфакторы перехода). Ядерный формфактор может быть определен в той области энергий, где амплитуды NN -рассеяния хорошо известны. Использование этого формфактора при других значениях энергии позволяет определить из экспериментальных данных некоторую комбинацию NN -амплитуд, зависящих от спина. Информация о других комбинациях амплитуд может быть получена как при изучении других переходов, так и при изучении одного перехода на разных ядрах (в этом случае существенно, что абсорбция, вообще говоря, по-разному подавляет амплитуды, соответствующие различным проекциям спина конечного ядра на любое выделенное направление).

Рассматриваемый метод одновременно может быть использован для проверки моделей ядерных волновых функций. Важно здесь то (см. [1]), что для уровней АЧ переходный формфактор, извлекаемый из адронных данных, отличается от электромагнитного формфактора (содержит другую комбинацию продольной и поперечной компонент). Следовательно адронные данные содержат дополнительную информацию о ядерной структуре, которую нельзя получить, основываясь только на электронных данных. (Напомним, что для уровней нормальной четности существует безмодельная связь между адронными электронными данными [3]).

В данной статье мы в качестве примера рассмотрим сечение возбуждения уровня 1^+ (15,1 Мэв) с изоспином $T = 1$ в ^{12}C протонами с энергией 0,63 и 1,04 Гэв. Для расчета сечения воспользуемся приближением однократного неупругого соударения, которое успешно использовалось многими авторами при описании сечений возбуждения уровней нормальной четности. В этом приближении амплитуда неупругого нуклон-ядерного рассеяния выражается через формфактор перехода $F_{21}(q)$, зависящие от спина NN -амплитуды и амплитуду упругого нуклон-ядерного рассеяния (см. [1, 4]). Формфактор перехода $0^+ \rightarrow 1^+$ (15,1 Мэв) был получен Ли и Мак Манусом [4] на основе частично-дырочной модели Жилле и Винь Мо [5] ($F_{21}^G(q)$). При описании данных по возбуждению уровня 1^+ протонами с энергией 156 Мэв Ли и Мак Манус использовали NN -амплитуды из работы [6]. Оказалось, что для согласования с экспериментальными данными теоретическая кривая должна быть разделена на 3,3. С учетом более поздних данных и расчетов с более современными NN -амплитудами при 156 Мэв [7] этот фактор равен примерно 4 [8]. Отметим, что примерно такой же нормировочный фактор требуется при описании электронных данных с формфактором F_{21}^G [9]. С учетом этого мы в качестве формфактора перехода используем NF_{21}^G , где F_{21}^G — формфактор Жилле и Винь Мо [5], в $N^2 = 0,25$.

В качестве исходной формулы для амплитуды неупругого рассеяния воспользуемся выражением (1) работы [4], подправив это выражение с учетом релятивистской кинематики. Кроме того мы учитываем только первое приближение по амплитудам NN -рассеяния, зависящим от спина, и пренебрегаем спиновыми членами в амплитуде упругого рассеяния ($W_2(z)$ полагаем равной нулю в формулах (8) — (9) работы [4]). При

этом амплитуда упругого рассеяния нуклона на ядре углерода имеет такой вид в пространстве прицельного параметра

$$1 - \Gamma(b) = 1 - \exp \left[- \frac{1}{2} \sigma (1 - ia) T(b) \right],$$

$$T(b) = \frac{4}{\pi a_0^2} \exp \left[- \frac{b^2}{a_0^2} \left(\frac{5}{3} + \frac{4}{3} \frac{b^2}{a_0^2} \right) \right],$$

$$\sigma = \frac{1}{2} (\sigma_{pp} + \sigma_{pn}), \quad a_0 = 1,6 \phi, \quad a = (\alpha_{pp} \sigma_{pp} + \alpha_{pn} \sigma_{pn}) / 2\sigma,$$

α — отношение действительной и мнимой частей амплитуды NN -рассеяния, усредненной по проекциям спинов нуклонов.

Результаты расчетов сечения $(d\sigma/dr)_{\text{ци}}$ представлены на рис. 1 и 2. При $0,63 \text{ Гэв}$ использовались амплитуды Головина и Розановой [10] и параметры $\alpha_{pp} = 0,01$, $\alpha_{pn} = 0,01$, $\sigma = 38,4 \text{ мбн}$ [11]. Поскольку при $0,63 \text{ Гэв}$ α_{pn} известна плохо, мы провели также расчет с $\alpha_{pp} = 0,01$ и $\alpha_{pn} = -0,67$. Результаты отличаются не более, чем на 10% в районе минимума. При $1,04 \text{ Гэв}$ мы использовали амплитуды Ламбера и Фешбаха [12] и параметры $\alpha_{pp} = -0,05$, $\alpha_{pn} = -0,5$, $\sigma = 43,95 \text{ мбн}$ [11]. Результаты расчетов при 1 Гэв согласуются с предварительными данными Сакле [13]. Это означает, что набор амплитуд Ламбера — Фешбаха неплохой, хотя точность данных не позволяет сделать более аккуратный количественный анализ.

В настоящее время имеются также аналогичные расчеты при 1 Гэв , выполненные Вьоле [14] и Лэли [15], которые также использовали NN -амплитуды Ламбера — Фешбаха. Наши расчеты согласуются с результатом Лэли, если его ответ разделить на 4, поскольку он считал нормировочный фактор равным 1 ($N^2 = 1$), но заметно отличаются от результатов Вьоле, который использовал другое значение осцилляторного параметра в формфакторе Жилле и Винь Мо, не заботясь о согласовании расчетов с данными при 156 Мэв .

Как видно из рис. 1 и 2 сечение убывает примерно в 2 раза при увеличении энергии от $0,63$ до 1 Гэв . Энергетическая зависимость сечения полностью определяется зависимостью от энергии амплитуд NN -рассеяния. Уточнение экспериментальных данных по сечению возбуждения 1^+ -уровня при 1 Гэв и проведение аналогичных измерений при других энергиях было бы весьма желательно. Отметим, также, что как показывают простейшие оценки [1] в районе $1,5 - 2 \text{ Гэв}$ закон убывания сечения, определяющийся убыванием зависящих от спина NN -амплитуд может измениться из-за вклада двухступенчатого механизма, связанного с двумя переходами с нормальным изменением четности (например, $0^+ \rightarrow 1^- \rightarrow 1^+$). Если это действительно произойдет, то это затруднит определение спиновой зависимости NN -амплитуд данным методом, хотя само исследование сечений возбуждения ядерных уровней АЧ в этой области энергий будет не менее интересным.

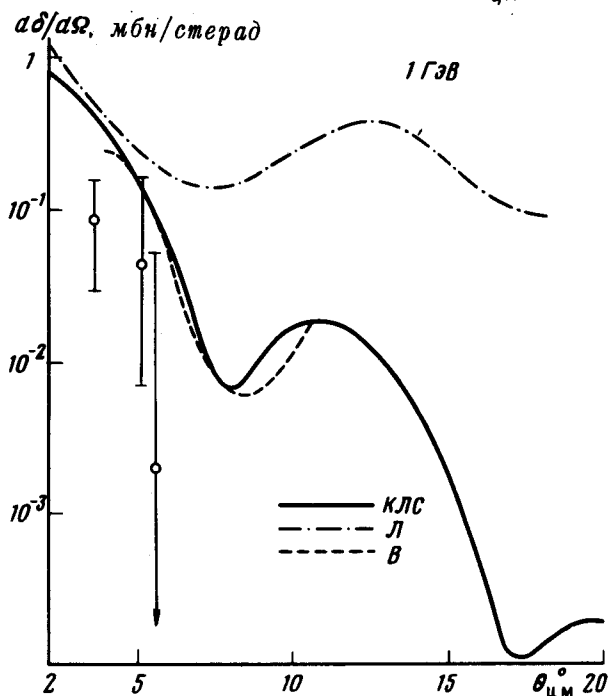
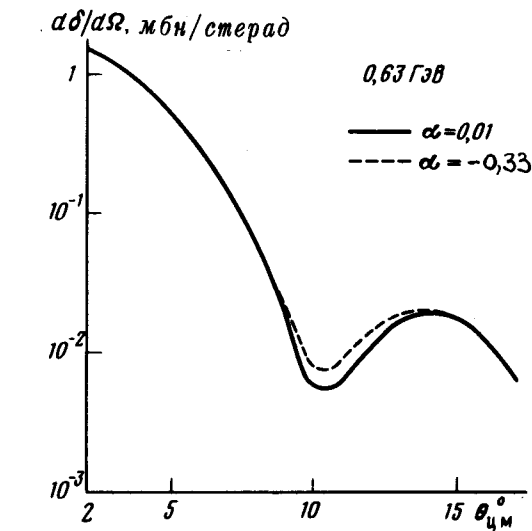


Рис. 1 и рис. 2. Сечения возбуждения уровня $1^+(15,1 \text{ Мэв})$ в ^{12}C протонами с энергией 0,63 и 1 Гэв. Сплошные кривые – результаты расчета с амплитудами NN -рассеяния из [10] при 0,63 Гэв и из [12] при 1 Гэв. Кривая B – результат Вьюле [14], кривая L – результат Лэли [15], деленный на 4. Экспериментальные данные из [13]

Авторы благодарны В.А.Карманову за помощь в расчетах и И.С.Шапиро за полезные обсуждения.

Одна из нас (Р. М.Ломбар) благодарна дирекции ИТЭФ за гостеприимство.

Институт теоретической
и экспериментальной физики

Поступила в редакцию
13 июня 1977 г.

Литература

- [1] Л.А.Кондратюк, Ю.А.Симонов. Элементарные частицы (2-я школа физики, ИТЭФ), М., Атомиздат, 1975, вып. 1, стр. 72.
 - [2] R.J.Glauber, O.Mathial. Nucl. Phys., **21**, 135, 1970.
 - [3] Л.А.Кондратюк, Ю.А.Симонов. Письма в ЖЭТФ, **17**, 619, 1973.
 - [4] H.K.Lee, H.Mc. Manus. Phys. Rev., **161**, 1087, 1967.
 - [5] V.Gillet, N.Vinh.Man. Nucl. Phys., **54**, 321, 1964.
 - [6] A.Kerman, H.Mc.Manus, R.Thaler. Ann. Phys. (N.Y.) **8**, 551, 1959.
 - [7] G.Breit, M.H.Hull, K.E.Lassila, K.D.Pyatt. Phys. Rev., **120**, 2227, 1960.
 - [8] V.Comparat. These de doctorat. University de Paris, Centre d'Orsay, 29. 1. 1975.
 - [9] T.W.Donnely. Phys. Rev., **C1**, 833, 1970; M.Chemtob, A.Lumbroso. Nucl. Phys., **B17**, 401, 1970.
 - [10] Б.М.Головин, А.М.Розанова. Препринт ОИЯИ, P1-3702, Дубна, 1968.
 - [11] J.Bystricky, F.Lehar, Z.Janout. Report CEAN-1547 (E).
 - [12] E.Lambert, H.Feshbach. Ann. Phys. (N.Y.), **76**, 80, 1973.
 - [13] J.Thirion. Proc. Intern. Conf. on High Energy Physics and Nuclear Structure (Uppsala, 1973), Ed by Tibell, Sweden, 1973.
 - [14] R.D.Viollier. Ann. Phys. (N.Y.). **93**, 335, 1975.
 - [15] V.D.Layly. These de doctorat, Orsay, 1976.
-