

Эффекты сохранения ядерного тока в (Γ, p) -реакции на ядре ^{12}C с ядром-остатком в состоянии $1^{+}/2$

В.А.Золенко, Ю.А.Касаткин, С.А.Солдатов

ИФВЭЯФ ННЦ ХФТИ, г. Харьков

1. ВВЕДЕНИЕ

Вопросу построения калибровочно-независимых амплитуд электромагнитных (ЭМ) процессов на атомных ядрах в настоящее время уделяется большое внимание. В этой связи требование калибровочной инвариантности рассматривается как принцип, позволяющий на фоне совокупности механизмов взаимодействия ЭМ поля с атомным ядром, надежно выделять эффекты, описывающие внутриядерную динамику. Наиболее привлекательными, с этой точки зрения, являются релятивистские ковариантные подходы. В рамках этих подходов удается, во-первых, снять вопрос о роли релятивистских поправок (весьма актуальный в любом нерелятивистском квантово-механическом подходе), во-вторых, симметрично учесть нуклонные и антинуклонные степени свободы и, в-третьих, с большей надежностью решить проблему сохранения ЭМ-токов адронов.

Среди этих подходов заметный интерес, с нашей точки зрения, представляет подход, основанный на формализме уравнения Бете-Солпитера (БС) [1]. Привлекательной стороной этого подхода является возможность построения амплитуд различных ЭМ-процессов в терминах амплитуд БС для связанных состояний нуклонов. Проблема калибровочной инвариантности в этом подходе решается с помощью обобщенного тождества Уорда-Такахаси (УТ) для двухчастичного тока Мандельштама. Кроме того, в этом подходе удается построить сохраняющийся ЭМ-ток, включающий одно- и двухчастичные вклады, согласованный с произвольным ядром уравнения БС.

Кроме вышеназванного подхода в настоящее время успешно развивается подход, основанный на ковариантной диаграммной технике [2]. Ряд ковариантных диаграмм, аналогичных диаграммам Фейнмана в квантовой электродинамике, в этом подходе получается без использования теории возмущения путем выделения методом производящего функционала из n -частичной функции Грина (ФГ) одночастично-приводимых блоков и сильносвязанного n -точечного блока. Калибровочная инвариантность полной амплитуды восстанавливается путем использования обобщенного тождества УТ для продольной части силь-

носвязанного n -точечного блока, что соответствует процедуре включения ЭМ-поля в систему сильновзаимодействующих частиц минимальным образом. При этом важно отметить, что построенная таким образом амплитуда является калибровочно-инвариантной независимо от явного вида сильных вершин.

В рамках этого подхода проведен цикл исследований по двухчастичному фото- и электрорасщеплению атомных ядер d , t , ^3He , ^4He [2-3]. В этих исследованиях получено удовлетворительное описание имеющейся совокупности экспериментальных данных по полным и дифференциальным сечениям. Целью данной работы является дальнейшее развитие этого подхода для (γ, p) -реакции на ядре ^{12}C с ядром-остатком в возбужденном состоянии $1^{+}/2$. Работу в этом направлении стимулировало появление экспериментальных данных по (γ, p) -реакции на ядре ^{12}C с выделением низколежащих возбужденных состояний остаточного ядра $^{11}\text{B}^*$ [4].

2. СТРУКТУРА КАЛИБРОВОЧНО-ИНВАРИАНТНЫХ АМПЛИТУД

При построении амплитуды реакции $^{12}\text{C}(\gamma, p)^{11}\text{B}^*$ ($1^{+}/2$) будем следовать подходу, развитому в работах [2-3]. В этом подходе амплитуда, удовлетворяющая требованиям релятивистской и градиентной инвариантности, определяется суммой полюсных (s, t, u) и контактной (c) диаграмм (рис.1). Явный вид этих диаграмм определяется тремя электромагнитными вершинами: $(\gamma A \rightarrow A)$, $(\gamma p \rightarrow p)$, $(\gamma B^* \rightarrow B^*)$ и одной сильной вершиной $(A \rightarrow p(A-1)^*)$. Ядерная вершинная функция виртуального развала $^{12}\text{C} \rightarrow p + ^{11}\text{B}^*$ вычислялась через интегралы перекрытия хартри-фоковских волновых функций ядер ^{12}C и $^{11}\text{B}^*$. Волновые функции рассчитывались с использованием эффективного парного взаимодействия SkT , хорошо воспроизводящего статические характеристики ядра ^{12}C . Используя правила Фейнмана, запишем полюсной ряд диаграмм (рис. 1, s, t, u) и контактной амплитуды (рис.1, c) в следующем виде:

$$M^{pol} = e \varepsilon_{\mu} \bar{u}(p) \sum_i M_{\mu}^{(i)} v(N), \quad i=s, t, u, c;$$

$$v(N) = C \bar{u}^T(N),$$

где

$$M_{\mu}^{(s)} = z_A \frac{(A + A')_{\mu}}{s - m_A^2} G^{(s)} \gamma_5,$$

$$M_{\mu}^{(t)} = J_{\mu}^{(t)} \frac{\hat{N} - \hat{k} + m_N}{t - m_N^2} G^{(t)} \gamma_5,$$

$$M_{\mu}^{(u)} = G^{(u)} \gamma_5 \frac{\hat{P}_{A-1} - \hat{k} - m_N}{u - m_{A-1}^2} J_{\mu}^{(u)},$$

$$M_{\mu}^{(c)} =$$

$$\int_0^1 \frac{d\lambda}{\lambda} \frac{\partial}{\partial k_{\mu}} \left[z_p G(-k_{st}^2(\lambda)) + z_N G(-k_{su}^2(\lambda)) \right] \gamma_5,$$

$$J_{\mu}^{(t)} = (z_p + \eta_p \hat{k}) \gamma_{\mu}, \quad J_{\mu}^{(u)} = (z_N + \eta_N \hat{k}) \gamma_{\mu}.$$

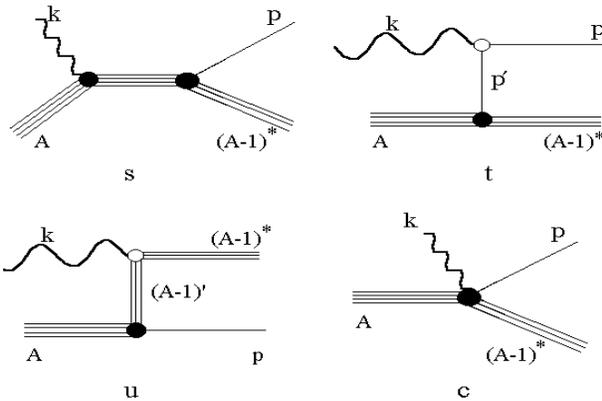


Рис. 1. Полюсной калибровочно-инвариантный ряд диаграмм.

При выполнении расчетов учитывалось также взаимодействие в конечном состоянии (ВКС). Учет ВКС проводился на уровне однопетлевого калибровочно-замкнутого класса диаграмм (рис.2).

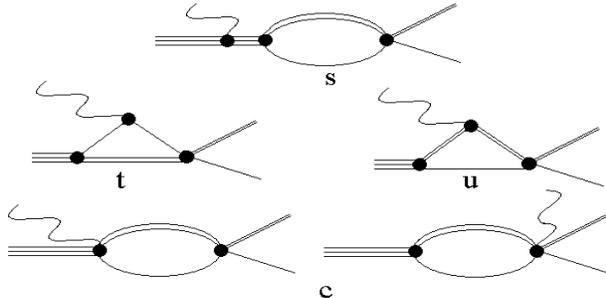


Рис. 2. Диаграммы учета ВКС.

Явный вид этих амплитуд приведен в работах [3,5], поэтому здесь мы ограничимся явным только для s-канальной петлевой диаграммы (рис. 2, s):

$$M_{\mu\nu}^{\Delta s} = iz_A \frac{(A + A')_{\mu}}{(s - m_A^2)} \times$$

$$\int \frac{d^4 w}{(2\pi)^4} Sp \left[\frac{1}{(A' - \hat{w} - m_N)} G^{(s)} \gamma_5 \frac{1}{(\hat{w} + m_{A-1})} O_{\nu}^{in}(J) \right]$$

где $O_{\nu}^{in}(J)$ парциальные величины, описывающие рассеяние двух фермионов с полным моментом J и зависящие от 4-импульсов частиц, γ -матриц и инвариантных амплитуд.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ.

На рис. 3 в качестве иллюстрации показаны результаты наших расчетов дифференциального сечения реакции $^{12}\text{C}(\gamma, p)^{11}\text{B}^*(1^+/2)$ для энергий γ -квантов 49 и 53.7 МэВ (экспериментальные данные взяты из работы [4]). Сплошная кривая – расчет с учетом всех диаграмм на рис. 1 и 2, пунктирная кривая – расчет без учета диаграмм 1,с и 2,с. Пренебрежение этими диаграммами нарушает калибровочную инвариантность полной амплитуды, а значит делает расчет зависимым от выбора калибровки (в нашем случае расчеты выполнялись в кулоновской калибровке).

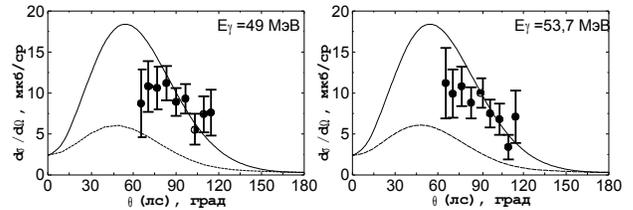


Рис. 3

Результаты этих расчетов показывают высокую чувствительность к эффектам нарушения калибровочной инвариантности (сохранению полного ядерного тока) в амплитуде (γ, p) -реакции на ядре ^{12}C с ядром-остатком в возбужденном состоянии $1^+/2$. В частности, в кулоновской калибровке это приводит не только к уменьшению величины дифференциального сечения в районе максимума (50° - 70°) в ~ 3 раза, но и к смещению положения самого максимума в область передних углов. Аналогичная высокая чувствительность к эффекту нарушения калибровочной инвариантности наблюдается также в фото- и электропроцессах на легчайших ядрах d , t , ^3He и ^4He [3] в рамках вышеизложенного подхода.

Литература

1. F.Gross, D.O.Riska. Phys. Rev. **C36**, 1928(1987).
2. Нагорный С.И и др. ЯФ. **49**, 749(1989).

3. Нагорный С.И и др. ЯФ. 53, 365(1991); ЯФ. 55, 2385(1992); ЯФ. 57, 1001(1994);
Заяц А.А и др. ЯФ. 58, 439(1995).
4. Springham S.V. et al. Nucl. Phys. A517, 93(1990).
5. Zayats A.A. et al. Preprint KhFTI 91-4. Moscow-Atominform-1991.

Статья поступила: в редакцию 25 мая 1998 г.,
в издательство 1 июня 1998 г.