

О РОЛИ ДВУХЧАСТИЧНЫХ ПРОЦЕССОВ В ГЛУБОКО НЕУПРУГОМ РАССЕЙАНИИ ЭЛЕКТРОНОВ ЯДРАМИ

С.И.Нагорный, Э.Л.Купленников, Е.В.Инопин

Проведены численные расчеты вклада двухчастичных механизмов выбивания ($e, e'd$) и ($e, e' NN$) в глубоко неупругом рассеянии электронов на ядре углерода. Показано, что эти процессы могут давать существенный вклад в сечение рассеяния.

Учет вкладов двухчастичных механизмов впервые позволил описать промежуточную область в энергетическом спектре реакции $^{12}\text{C}(e, e')$ между пиками квазиупругим и 3-3 резонансом.

В ядерной физике высоких энергий изучение процессов глубоко неупругого рассеяния электронов на ядрах вследствие относительной простоты измерений, известного типа взаимодействия, однозначности и высокой информативности занимает одно из ведущих мест.

В области больших переданных энергий ω в спектрах рассеянных электронов наблюдается два максимума. Первый из них, расположенный в области $\omega \sim q^2 / 2M^*$ (q — переданный импульс, M^* — эффективная масса), называется квазиупругим и трактуется как квазисвободное рассеяние электронов на отдельных нуклонах, а второй соответствует 3-3 резонансу и интерпретируется как электророждение π -мезонов на нуклонах.

Сравнение экспериментальных данных с предсказаниями теоретических расчетов, которые были выполнены для целой серии ядер от ^3He до ^{208}Pb [1], показало, что путем изменения параметров ядерных моделей удастся добиться удовлетворительного согласия по величине сечения в максимуме, ширине и положению квазиупругого пика. В то же время ни одна из существующих моделей не в состоянии описать промежуточную область минимума сечения между квазиупругим пиком и 3-3 резонансом, где наблюдалось систематическое расхождение теории и эксперимента.

Анализ данных в рамках различных теоретической моделей, включая точные расчеты, выполненные для трехнуклонной системы — ядра ^3He [1], показал, что это отличие, по-видимому, не связано с использованием недостаточно реалистических потенциалов взаимодействия, а имеет другую природу.

На наш взгляд, учет короткодействующих корреляций и конечной ширины дырочных состояний не изменяет общую ситуацию, поскольку их влияние оказывается незначительным [2, 3].

В настоящей работе мы основывались на идее, что в области за квазиупругим пиком доминирующую роль могут играть более сложные, а именно двухчастичные механизмы выбивания ($e, e'd$) и ($e, e' NN$) [4]. Тогда для описания спектров неупругого рассеянных электронов в промежуточной области энергий необходимо просуммировать целый ряд "элементарных" процессов: ($e, e' N$), ($e, e' \pi$), ($e, e' d$) и ($e, e' NN$).

Рассчитанный нами вклад процесса $(e, e' d)$ в сечение глубоко неупругого рассеяния электронов на ядре углерода [4] частично улучшил положение, однако оказался недостаточным для полного согласия теории и эксперимента в области больших q^2 . В связи с этим нами были выполнены расчеты вкладов процессов $(e, e' NN)$. Выход нуклон-нуклонных пар рассчитывался в предположении прямого корреляционного механизма выбивания [5]. Сечение реакции $A(e, e' 2N)$ представилось в виде

$$d\sigma_c = \frac{\pi}{2E_i E_f} \left(\frac{4\pi e^2}{q^2} \right)^2 R_c(q) \rho_c(E_f); \rho_c(E_f) = (2\pi)^{-2} 2E_f^2 M P d^3 k dE_f \times \\ \times d\Omega_f d\Omega_p, \quad (1)$$

где $|c\rangle$ — состояние свободной пары нуклонов $|c\rangle = |NN\rangle = |\mathbf{p}, \mathbf{k}, \xi\rangle$, \mathbf{p} — импульс их центра масс (определяется законом сохранения энергии), \mathbf{k} — относительный импульс, а ξ — совокупность спин-изоспиновых квантовых чисел. Все остальные обозначения описаны в [4]. Используя соотношения (3) и (5) из работы [4], выражая $I_{\mu\nu}^{(x=2)}(q)$ из (3) при совпадающих индексах через двухчастичную матрицу плотности $\Gamma(\mathbf{r}_1 \mathbf{r}_2 \xi; \mathbf{r}'_1 \mathbf{r}'_2 \xi')$ и, используя методы развитые в теории фотоядерных реакций [6, 7] рассчитываем сечение (1). Так как в процессах глубоко неупругого рассеяния электронов ядрами состояние $|c\rangle$ не фиксируется, то для получения искомой величины $\sigma(e, e')$ необходимо $d\sigma_c$ просуммировать по всем возможным c :

$$\sigma(e, e') = \int_c d\sigma_c. \quad (2)$$

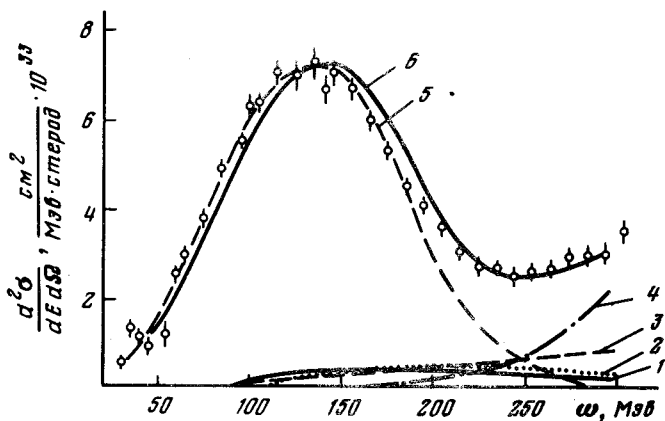
Интегрирование в (2) проводилось аналогично [7]. Взаимодействие в конечном состоянии не учитывалось.

Результаты численных расчетов показали, что вклады процессов $(e, e' d)$ и $(e, e' NN)$ сравнимы по порядку величины. Однако, если вклад реакции $(e, e' d)$ с ростом q^2 быстро падает, то вклад процессов $(e, e' NN)$ имеет обратную тенденцию.

Выполненные нами оценки суммарного вклада "элементарных" процессов $(e, e' NN)$ и $(e, e' d)$, а также одночастичного механизма выбивания $(e, e' N)$ и рождения мезонов $(e, e' \pi)$ показали, что удовлетворительно описать промежуточную область в реакции (e, e') удастся лишь при небольших углах рассеяния ($|\mathbf{q}| \lesssim 1,5 \text{ Ф}^{-1}$). С ростом угла регистрации электрона наблюдалось систематически увеличивающееся отклонение суммарной теоретической кривой от экспериментальных точек.

Анализ наблюдающегося отклонения, проведенный для различных спектров ядра углерода, показал, что оно, по-видимому, обусловлено процессами выбивания $n\bar{p}$ пар за счет зарядово-обменных мезонных токов, роль которых с ростом q^2 возрастает [8].

Учет этого эффекта, согласно работе [9], позволяет устранить расхождение теории и эксперимента, возникающее в области больших углов рассеяния электронов.



Зависимость дифференциального сечения рассеяния электронов с энергией 500 МэВ на ядре углерода от энергии регистрируемого электрона. Угол рассеяния 60° . Смысл кривых 1 — 6 объяснен в тексте. Радиус короткодействующих корреляций выбирался равным $0,75 \text{ фм}^{-1}$

На рисунке представлены результаты численных расчетов энергетического спектра реакции $^{12}\text{C}(e, e')$ и экспериментальные данные [10]. Суммарная теоретическая кривая — 6 включает следующие процессы 1- и 2-вклад ($e, e'd$) и ($e, e' NN$) — настоящий расчет, 3 — вклад обменных мезонных токов [9], 4 — вклад электророждения мезонов [9], 5 — квазисвободный механизм выбивания нуклонов [9]. Суммарная кривая нормировалась в максимуме квазиупругого пика. Видно, что наблюдается хорошее согласие суммарной теоретической кривой с экспериментом.

Численные расчеты показывают, что даже в максимуме квазиупругого пика роль двухчастичных механизмов велика и составляет около 20%. Следовательно, если этот механизм не учитывать при подгонке теоретических кривых к экспериментальным данным, как это делалось ранее, то получаемые из анализа ядерные параметры будут искажены.

Очень странным, на наш взгляд, представляется результат работы [11], в которой "удается" описать весь измеренный спектр глубоко неупругого рассеяния электронов ядром ^{12}C исходя только из одночастичных механизмов. Такое согласие было бы понятно при очень больших переданных импульсах, ибо в этих условиях пики квазиупругий и 3-3 резонанс сильно перекрываются, затеняя эффекты двухчастичных механизмов (промежуточная область при этом практически исчезает).

Выводы работы можно кратко сформулировать следующим образом: 1) впервые удалось описать промежуточную область в энергетических спектрах неупруго рассеянных электронов между пиками квазиупругим и 3-3 резонансом; 2) показано, что большую величину сечения в промежуточной области удастся объяснить лишь путем включения двухчастичных механизмов, в отличие от работы [11]; 3) положение, ширина и абсолютная величина сечения реакции (e, e') в области квазиупругого пика зависит от вклада двухчастичных механизмов; 4) извлекаемые из анализа экспериментальных данных параметры ядерной структуры, пу-

тем подгонки сечений, рассчитанных только на основе одночастичного квазисвободного механизма, несколько искажены и требуют введения поправок.

Физико-технический институт
низких температур
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
22 апреля 1980 г.

Литература

- [1] Т. de Forest. Электромагнитные взаимодействия ядер при малых и средних энергиях. М., изд. Наука, 237, 1979.
 - [2] С. Cioffi Degli Atti. Let. Nuovo Cim., 1, 590, 1971.
 - [3] В.В.Горчаков, А.А.Гой, Б.П.Резник. ЯФ, 22, 987, 1975.
 - [4] Э.Л.Купленников, С.И.Нагорный, Е.В.Инопин. ЯФ, 30, 1515, 1979.
 - [5] Y.N.Srivastava. Phys. Rev., B135, 612, 1964.
 - [6] K.Gottfried. Nucl. Phys., 5, 557, 1958.
 - [7] S.Fujii. Nuovo Cim., 25, 995, 1962.
 - [8] J.A.Lock, L.L.Foldy. Ann. of Phys., 93, 335, 1975.
 - [9] T.W.Donnely et al. Phys. Lett., 76B, 393, 1978.
 - [10] R.R.Whitney, I.Sick et. al. Phys. Rev., 9C, 2230, 1974.
 - [11] U.Glaw et. al. Phys. Lett., 89 B, 44, 1979.
-