

РЕЛЯТИВИСТСКАЯ ФАКТОРИЗАЦИЯ СЕЧЕНИЙ ПРОЦЕССОВ $eD \rightarrow e'pN$ В ДИНАМИКЕ СВЕТОВОГО ФРОНТА

С.И.Нагорный, Е.В.Инопин, Ю.А.Касаткин, А.Е.Инопин

На основе $\text{ТОРТ}h_\infty$ показана возможность факторизации сечений процессов $eD \rightarrow e'pn$. Установлено, что понятие импульсного распределения нуклонов в релятивистской области определено достаточно корректно лишь в шкале относительного импульса промежуточных нуклонов в их системе центра масс. Предложен простой метод экспериментального обнаружения дополнительной зависимости релятивистской волновой функции от направления бесконечного импульса. Показано, что зависимость релятивистской ВФ от двух аргументов обусловлена виртуальностью фоковских компонент.

Наиболее чистым источником информации об импульсных распределениях нуклонов (ИРН) в дейтроне является эксклюзивная реакция $eD \rightarrow e'pn$, которая в последние годы интенсивно исследуется экспериментально в релятивистской области как по Q^2 , так и по импульсам нуклонов в дейтроне — $|n|^{-3}$. В связи с этим назрела необходимость последовательного релятивистского описания процессов электродезинтеграции дейтрона и введения понятия релятивистских ИРН. Последовательное описание релятивистских связанных систем возможно в релятивистской гамильтоновой динамике⁴, различные варианты которой рассмотрены в⁵⁻⁸.

В настоящей работе используется упорядоченная во времени теория возмущений ($\text{ТОРТ}h_\infty$) в системе бесконечного импульса (IMF). Волновая функция (ВФ), определенная на гиперповерхности светового фронта $\rho x = 0$, $\rho = (1, 0, 0, 1)$ совпадает с ВФ в IMF при выборе направления бесконечного импульса $\vec{\mathcal{P}}$ вдоль $\vec{\rho}$. Учитывая, что низшие фазы NN -рассеяния действительны вплоть до энергий $\sim 1,5$ ГэВ, в ВФ дейтрона ограничимся лишь первой строкой фоковского столбца: двухнуклонной компонентой.

Исследование ИРН обычно проводится при условиях:

$$M_t^2 - M^2 < 2Mv; \quad q^2 \gg v^2; \quad (s - M^2)/M \gg \epsilon_d; \quad q^2 = \text{const}, \quad (1)$$

где ϵ_d , M и d — энергия связи, масса и импульс дейтрона, q — импульс γ^* ($q^2 = -q_1^2 + 0(1/\mathcal{P}^2)$). $M_t^2 = (p_1 + n)^2$, $s = (q + d)^2$, $t = (d - n)^2$, $v = dq/M$, p_1 , p и n — импульсы протонов и нейтрона ($p_1^2 = p^2 = n^2 = m^2$). Для эксклюзивной реакции $D(ee'p)n$ в квазиупругой области при условии (1) определяющим является t -полюс в амплитуде.

На основе $\text{ТОРТ}h_\infty$ амплитуда процесса $eD \rightarrow e'pn$ в t -канале имеет вид

$$T_{\xi r} = e_\mu^\xi U_\lambda^r \bar{u}(p) \left[F_\mu^{(1)} \frac{\hat{p}_1 + m}{m^2 - t} A_\lambda^{(1)} + F_\mu^{(2)} \frac{\hat{p}_1 - m}{4\eta^2 \mathcal{P}^2} A_\lambda^{(2)} \right] C \bar{u}^T(n) \quad (2)$$

$F_\mu^{(2)}$ и $A_\lambda^{(2)}$ — электромагнитная (ЭМ) и сильная вершины. Второе слагаемое в (2) соответствует z -диаграмме. U_λ^r и e_μ^ξ — векторы поляризации дейтрона и виртуального фотона соответственно.

Подавленность z -диаграммы $\sim 1/\mathcal{P}^2$, обусловленная малостью энергетического знаменателя на некоторых компонентах μ, λ , в принципе может быть скомпенсирована числителем $\sim \mathcal{P}$ в (2). Наш анализ матричного элемента с учетом обеих вершин показал, что "хорошими" являются нулевая и продольная ($\mu = 0, 3$) компоненты ЭМ тока (при $\lambda = 0, \dots, 3$), на которых z -диаграмма подавлена как $\sim 1/\mathcal{P}^2$.

Спиновая структура вершины DNN в $\text{ТОРТ}h_\infty$ в общем случае имеет вид

$$A_\lambda^{(1)} = \Gamma_1 \gamma_\lambda + \frac{(p_1 - n)_\lambda}{2m} \Gamma_2 + \frac{\hat{\Delta}}{m} \left[\Gamma_3 \gamma_\lambda + \frac{(p_1 - n)_\lambda}{2m} \Gamma_4 \right] + \frac{\Delta_\lambda}{2m} \left[\Gamma_5 + \frac{\hat{\Delta}}{m} \Gamma_6 \right], \quad (3)$$

где $\Delta = p_1 + n - d = p_1 + q - p$, $\Delta = (\Delta_0, \mathbf{0})$, $\Gamma_{1, \dots, 6}$ – в общем случае вещественные функции двух независимых аргументов Δp_1 и Δd : $\Gamma_i(\Delta p_1, \Delta d) \equiv \Gamma_i(\eta k^2, k^2) \equiv \Gamma_i(x, z)$, а

кинематика такова, что: $k^2 = m_{\perp}^2 / 4\eta(1 - \eta) - m^2 = k_{\perp}^2 + k_3^2$; $m_{\perp}^2 = m^2 + k_{\perp}^2$; $\Delta_0 = 2k^2 / \mathcal{F} = (2k_{\perp} q_{\perp} - q_{\perp}^2) / 2\eta \mathcal{F} + Mv / \mathcal{F}$; $x = (m^2 - t) / M^2$; $z = (M_t^2 - M^2) / M^2$ Light cone переменные η и k_{\perp} связаны с лабораторными импульсами следующим образом:

$$\eta = 1 - (E_n n_3) / M; \quad n_3 = (\sqrt{-q^2} |\mathbf{n}q| + \nu \mathbf{n}q) / q^2; \quad (4)$$

$$k_{\perp} = (\sqrt{-q^2} \mathbf{n}q - \nu |\mathbf{n}q|) / q^2; \quad k_{\perp}^2 = n^2 - n_3^2; \quad E_n^2 = m^2 + n^2.$$

Ось квантования выбрана вдоль $\vec{\rho}$ ($\rho = (1, \vec{\rho})$, $\rho q = 0$, $\rho^2 = 0$), так чтобы максимально по-давить вклад многочастичных промежуточных состояний.

Качественный анализ эффектов виртуальности промежуточных состояний проведен в простейшей модели: $\Gamma_{3, 4} = -\Gamma_{1, 2} / 2$, $\Gamma_5 = \Gamma_6 = 0$, пренебрегая x -зависимостью функций Γ_i . Используя "хорошие" компоненты в (2), для неполяризованных частиц в компланарной геометрии реакции получаем:

$$\frac{d^3 \sigma}{dE_2 d\Omega_2 d\Omega_p} = \mathcal{K} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega_2} \right)_R G(x, z); \quad \mathcal{K} = \frac{E_n |\mathbf{p}| \delta(q^2, \nu, x) (k_1 p_1) [k_2 (k_1 + p_1)]}{4E_1 E_2 \eta^2 (1 - \eta) \left[1 - \frac{\mathbf{p}q}{p^2} \frac{E_p}{M + \nu} \right]} \quad (5)$$

$$\frac{3(2\pi)^3}{m} G(x, z) = [3 - 2x(1 + x) + xz(2 + x)] \Gamma_1^2 - (2x + z / (1 - x - x^2 + xz/2)) \Gamma_1 \Gamma_2 +$$

$$+ x(2 - x + z / (x^2 - xz + z + z^2/4)) \Gamma_2^2; \quad E_p^2 = m^2 + p^2$$

$k_{1, 2} = (E_{1, 2}, \mathbf{k}_{1, 2})$ – импульсы начального и конечного электронов. $(d\sigma/d\Omega_2)_R$ – сечение Розенблюта на протоне с импульсом p_1 . Функции $\Gamma_{1, 2}$ связаны с light cone u - и w -функциями дейтрона⁹. Происхождение фактора $\delta(q^2, \nu, x)$, имеющего сложную структуру, обусловлено учетом виртуальности в ЭМ вершине путем работы лишь на "хороших" компонентах ЭМ тока и использованием требования калибровочной инвариантности. В кинематических условиях^{1, 2} $\delta(q^2, \nu, x) \approx 1$ во всей области x . Однако, при больших q^2 , x фактор $\delta(q^2, \nu, x)$ может существенно отличаться от единицы (в условиях³ $\delta \sim 1,4 \div 1,6$). Видим, что функция $G(x, z)$ определяется лишь динамикой связанной системы и не зависит от q^2 и ν – кинематических условий реакции. На основе (5) будем интерпретировать $G(x, z)$ как ИРН в дейтроне. Таким образом, учет виртуальности промежуточных состояний приводит к качественному эффекту зависимости ИРН от k_{\perp} и k_3 в отдельности. В терминах релятивистских ВФ подобная зависимость от двух аргументов k^2 и $\vec{\rho}k$ впервые была предсказана в⁵. Определим два предельных класса процессов: а) процессы с растущими m_{\perp}^2 : $k^2 = k_{\perp}^2$, $k_3 = 0$, – движение вдоль поверхности светового фронта; необходимым условием является:

$$E_n - m = n_3, \quad (6)$$

б) процессы с фиксированными m_{\perp}^2 : $k^2 = k_3$, $k_{\perp} = 0$ – движение в направлении, перпендикулярном поверхности светового фронта; это достигается при условии:

$$n^2 = n_3^2. \quad (7)$$

В (6) и (7) все переменные в лабораторной системе. Используя выражения (6) и (7) легко разделить продольные (б) и поперечные (а) процессы экспериментально.

Необходимо отметить, что пренебрежение виртуальностью (несохранением энергии $\sim 1/\mathcal{P}$ в ТОРТ h_{∞}), широко используемое в работах^{7, 8}, приводит к качественно другому выра-

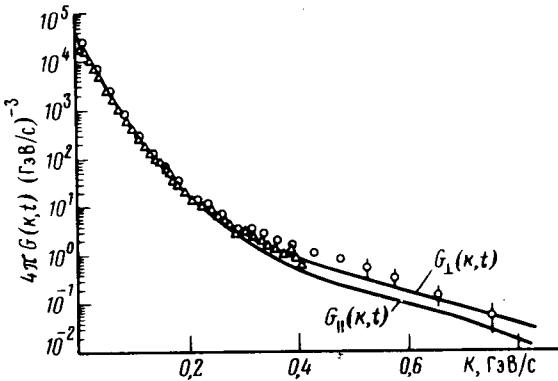
жению для ИРН ($\delta(q^2; \nu, x) \equiv 1$):

$$G(k^2) = \frac{\epsilon}{m} [u^2(k^2) + w^2(k^2)] / (2\pi)^3, \quad \epsilon^2 = m^2 + k^2, \quad \int G(k^2) \frac{m d^3k}{\epsilon(k)} = 1. \quad (8)$$

При выводе (8) мы использовали предположение⁸ о том, что дейтронное состояние в IMF формируется задолго до момента взаимодействия и разложение идет по реальным NN-состояниям с использованием углового условия⁶, и, как следствие, огрубленной матрицы плотности:

$$\rho_{\lambda\sigma} = g_{\lambda\sigma} - d_\lambda d_\sigma / M^2 \underset{\Delta \rightarrow 0}{\approx} g_{\lambda\sigma} - (p_1 + n)_\lambda (p_1 + n)_\sigma / M_t^2.$$

Численные расчеты G -функции по формулам (5), (8) показали, что они совпадают лишь для процессов (а) (и лишь в пренебрежении x -зависимостью функций Γ_i !). Это связано с тем, что в процессах (б) существенную роль играют продольные, растущие с \mathcal{P} поляризации дейтрона, которые компенсируют члены $\sim 1/\mathcal{P}$ в (3). Таким образом, предположение⁸, а, следовательно, и выражение (8) для ИРН, по-видимому, обосновано (и то приближенно) лишь для процессов (а) "развивающихся" вдоль поверхности светового фронта.



На рисунке представлены функции $G(x, z)$ для процессов (а) — G_\perp и (б) — G_\parallel , рассчитанные по формулам (5). Релятивистские ИРН, как для процессов (а), так и (б) не зависят от q^2 и ν лишь в шкале k . Широко используемая в ядерной физике при исследовании ИРН шкала $|n|$ ¹⁾, в релятивистской области неприменима ибо при различных q^2 и ν одному и тому же k^2 будут соответствовать различные n^2 . Именно с этим связано фиктивное (в 5, 6 раза при $|n| = 0,335$ ГэВ/с) рассогласование данных групп SLAC и Сакле³. Французские данные в³ представлены в шкале $|n|$, а процедура извлечения и кинематические условия, использованные группой SLAC приводят к тому, что $y^2 \approx k^2$ ($k_3^2 \approx (\nu^2/q^2)y^2$; $k_1^2 \approx (q_1^2/q^2)y^2$; $\nu^2 \ll q^2, q_1^2 \sim q^2$). На рисунке представлены экспериментальные данные групп SLAC и Сакле, обработанные нами с помощью (4), (5) в единой шкале k . Различие не превышает 40%. Теоретическая кривая, рассчитанная по формулам (5), (8) с ВФ парижского потенциала¹⁰, хорошо согласуется с экспериментальными данными. Необходимо также отметить, что данные SLAC в области $k \geq 0,2$ ГэВ/с, вследствие приближенной процедуры обработки³ (ср. (5), (8) и (3) — (б) из³), по-видимому, существенно искажены.

Большой интерес представляет экспериментальное исследование ИРН в дейтроне при $k > 0,2$ ГэВ/с для процессов (а) и (б). Сравнение их позволит наблюдать эффект, связанный с зависимостью релятивистской ВФ от дополнительного аргумента $k_3 = \vec{\rho} \cdot \mathbf{k}$, отсутствующий

1) $|n|$ и $|k|$ — относительные импульсы промежуточных нуклонов в л.б. системе и в их СЦИ, соответственно.

щего в схеме ⁶, и введенного ⁵. Для этого необходимы прямые измерения процессов $eD \rightarrow e'pn$ с регистрацией ep -совпадений в условиях (6) и (7). Связь между q^2 и ν фиксируется положением максимума квазиупругого пика.

Кратко сформулируем выводы работы: 1) показана возможность выделения ИРН в релятивистской области; 2) впервые показано, что исследование релятивистских ИРН, и тем более сравнение результатов, полученных при различных q^2 и ν , необходимо проводить в шкале k ; 3) впервые предложен метод экспериментального обнаружения дополнительной зависимости релятивистской ВФ от направления вектора \vec{p} ; 4) показано, что сильное рассогласование экспериментальных данных групп SLAC и Сакле обусловлено использованием нерелятивистской шкалы $|p|$.

Авторы выражают благодарность В.А.Карманову, Л.А.Кондратюку и М.И.Стрикману за полезные и стимулирующие обсуждения.

Литература

1. Антуфьев Ю.П., Агранович В.Л., Кузьменко В.С., Сорокин П.В. ЯФ, 1977, 25, 1123.
2. Bernheim M., Bussiere A., Mougey J. et al. Nucl. Phys., 1981, A 365, 349.
3. Bosted P., Arnold R.G., Rock S. et al. Phys. Rev. Lett., 1982, 49, 1380.
4. Dirac P.A.M. Rev. Mod. Phys., 1949, 21, 392.
5. Карманов В.А., ЖЭТФ, 1976, 71, 399; ЖЭТФ, 1982, 83, 3.
6. Терентьев М.В. ЯФ, 1976, 24, 207.
7. Кондратюк Л.А., Терентьев М.В. ЯФ, 1980, 31, 1087; Kondratyuk L.A., Strikman M.I. Preprint ITP-25, 1983, Moscow, 50p.
8. Frankfurt L.L., Strikman M.I. Phys. Rep. 1981, 76, 217.
9. Инопин Е.В., Нагорный С.И., Инопин А.Е. Препринт ХФТИ-57, 1982, Харьков, 15 с.
10. Lacombe M. et al. Phys. Lett., 1981, B 101, 139.

Харьковский
физико-технический институт
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
25 июля 1983г.
После переработки
20 февраля 1984г.