

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ИМПУЛЬСНЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ НУКЛОНОВ В ЯДРАХ ${}^3\text{He}$ И ${}^3\text{H}$ ИЗ ДАННЫХ ПО РЕАКЦИЯМ ${}^3\text{He}p \rightarrow ppd$ И ${}^3\text{H}p \rightarrow pnd$

С.К.Абдуллин, А.В.Блинов, И.А.Ванюшин, В.Е.Гречко,
С.М.Зомбковский, Ю.В.Королев, Я.М.Селектор, В.В.Соловьев,
В.Ф.Туров, И.В.Чувило, В.Н.Шуляченко

Из данных по реакциям $p({}^3\text{He}, pp)d$ и $p({}^3\text{H}, pn)d$ извлечена зависимость импульсного распределения нуклонов в ядрах ${}^3\text{He}$ и ${}^3\text{H}$ в области импульсов дейтронов-спектаторов $q < 0,3$ ГэВ/с. Экспериментальный материал получен с помощью жидководородной пузырьковой камеры ИТЭФ диаметром 80 см, экспонированной в сепарированных пучках ${}^3\text{He}$ и ${}^3\text{H}$ с импульсом 5 ГэВ/с. Проведен анализ критериев полюсной доминантности.

Одной из важнейших характеристик ядер ${}^3\text{He}$ и ${}^3\text{H}$ являются ядерные вершинные функции (ЯВФ), которые определяются как интегралы перекрытия между волновыми функциями (ВФ) ядра и спектаторных ядерных фрагментов (d - или NN -пары).

В наших предыдущих работах ^{1,2} из реакций ${}^3\text{He}p \rightarrow ppd$ и ${}^3\text{He}p \rightarrow 3pn$ при импульсах ядер ${}^3\text{He}/2,5$ и 5 ГэВ/с были получены ЯВФ распада ${}^3\text{He} \rightarrow pd$ и ${}^3\text{He} \rightarrow ppn$. При этом особое внимание было уделено тщательному отбору событий квазиупругого pN -рассеяния (QFS), отвечающих диаграммам типа рис. 1а (для извлечения ЯВФ полного развала рассматривалась диаграмма 1а с заменой дейтрона спектаторной pN -парой). Были проверены все критерии доминантности полюсного приближения, сформулированные в работе ³, и, в частности, критерий Треймана–Янга, очень чувствительный к вкладу механизмов, отличных от полюсного. Отметим, что такой детальный анализ был проведен впервые (он возможен только в том случае, когда известны импульсы всех вторичных частиц).

В данной работе, продолжая изучение ЯВФ двухчастичного распада, мы, во-первых, исследовали ЯВФ распада ${}^3\text{He} \rightarrow pd$ в области импульсов дейтронов-спектаторов $0,16 < q < 0,3$ ГэВ/с (в работе ¹ налагалось ограничение $q < 0,16$ ГэВ/с) и, во-вторых, получили новые данные о ЯВФ распада ${}^3\text{H} \rightarrow nd$ в области $q < 0,3$ ГэВ/с из реакции ${}^3\text{H}p \rightarrow pnd$.

Экспериментальный материал получен с помощью жидководородной пузырьковой камеры ИТЭФ диаметром 80 см, экспонированной в сепарированных пучках ядер ${}^3\text{He}$ и ${}^3\text{H}$ с импульсами 5 ГэВ/с. Отобрано 5583 события реакции



и 10059 событий реакции



Сечения реакций (1) и (2) оказались равными, соответственно, $20,6 \pm 0,3$ и $20,4 \pm 0,2$ (ошибки статистические, систематическая погрешность в абсолютной нормировке сечений составляла 5%).

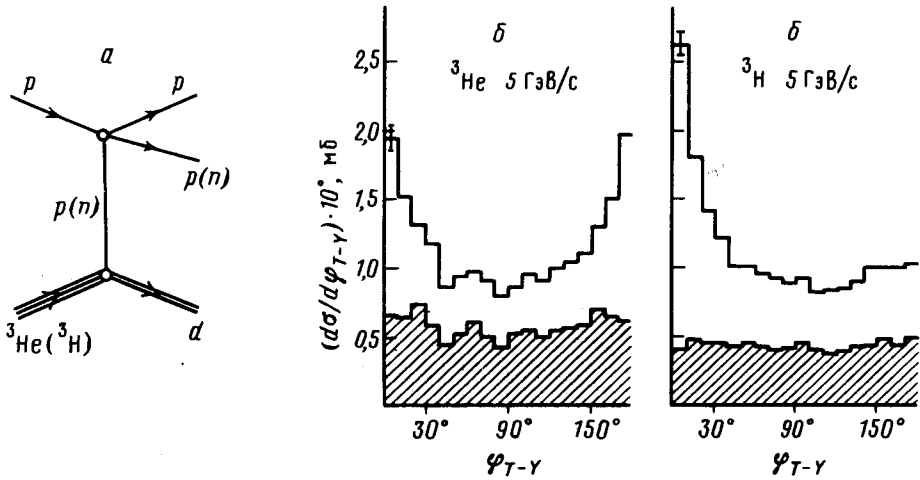


Рис. 1. а) Диаграмма квазисвободного pN -рассеяния; б), в) распределения по углу Треймана–Янга (определение дано в тексте), соответственно, для событий в реакциях ${}^3\text{He}p \rightarrow ppd$, и ${}^3\text{He}p \rightarrow pnd$. Незаштрихованные гистограммы отвечают полному числу событий реакций, заштрихованные гистограммы отвечают событиям с двумя ограничениями, указанными в тексте

Подробно методика извлечения ЯВФ из экспериментальных данных описана в наших ранних работах ^{1,2}. Здесь приведем только связь импульсного распределения $\rho_2(q)$ с дифференциальным сечением реакций (1) – (2):

$$\rho_2(q) = \frac{8m\pi^2 \lambda(s, m^2, m_3^2 \text{He}({}^3\text{H}))}{m_3^2 \text{He}({}^3\text{H}) \Phi(t)} \frac{d\sigma}{dq^2}, \quad (3)$$

$$\Phi(t) = \int_{\max[s_1(t), 4m^2]}^{s_4(t)} ds_1 \sigma_{el}^{pN}(s_1, t) \lambda^{1/2}(s_1, m^2, m^2), \quad (4)$$

m – масса нуклона, $\lambda(x, y, z) = (x + y + z)^2 - 4yz$,

где q – импульс дейтрона, s и s_1 – квадраты инвариантных масс pNd - и pN -систем, t – квадрат переданного четырехимпульса от трехчастичного ядра к дейтрону, $\sigma_{el}^{pN}(s_1, t)$ – off-shell упругое сечение pN -рассеяния. Такая простая связь $\rho_2(q)$ с $d\sigma/dq^2$, естественно, существует только в полюсном приближении.

Для отбора событий, отвечающих QFS-диаграмме рис. 1а, мы накладывали два ограничения: I) $q < 0,3 \text{ ГэВ/с}$ и II) $|\cos \theta^*| < 0,8$, где θ^* – угол рассеяния между первичным и вторичным протонами в СЦМ pp - или pn -пары. При таких отборах для последующего анализа остается 2548 событий реакции (1) и 3832 события реакции (2). Первое ограничение необходимо, чтобы надежно отделить вклад диаграммы с обменом дейтроном (pn -парой), а второе ограничение позволяет в значительной мере исключить ту область фазового пространства, где существенно взаимодействие в конечном состоянии (FSI) ⁴.

При ограничениях I) – II): 1) распределения по углу Треймана–Янга $\varphi_{T-\gamma}$, как видно из рис 1б, в, практически изотропны ($\varphi_{T-\gamma}$ – угол между плоскостями, образованными с одной стороны, импульсами трехчастичного ядра и дейтрона, а с другой стороны, импульсами вторичных нуклонов; все импульсы берутся в системе покоя начального протона); 2) ЯВФ не зависят от начальной энергии (см., рис. 2); 3) доля событий с относительной

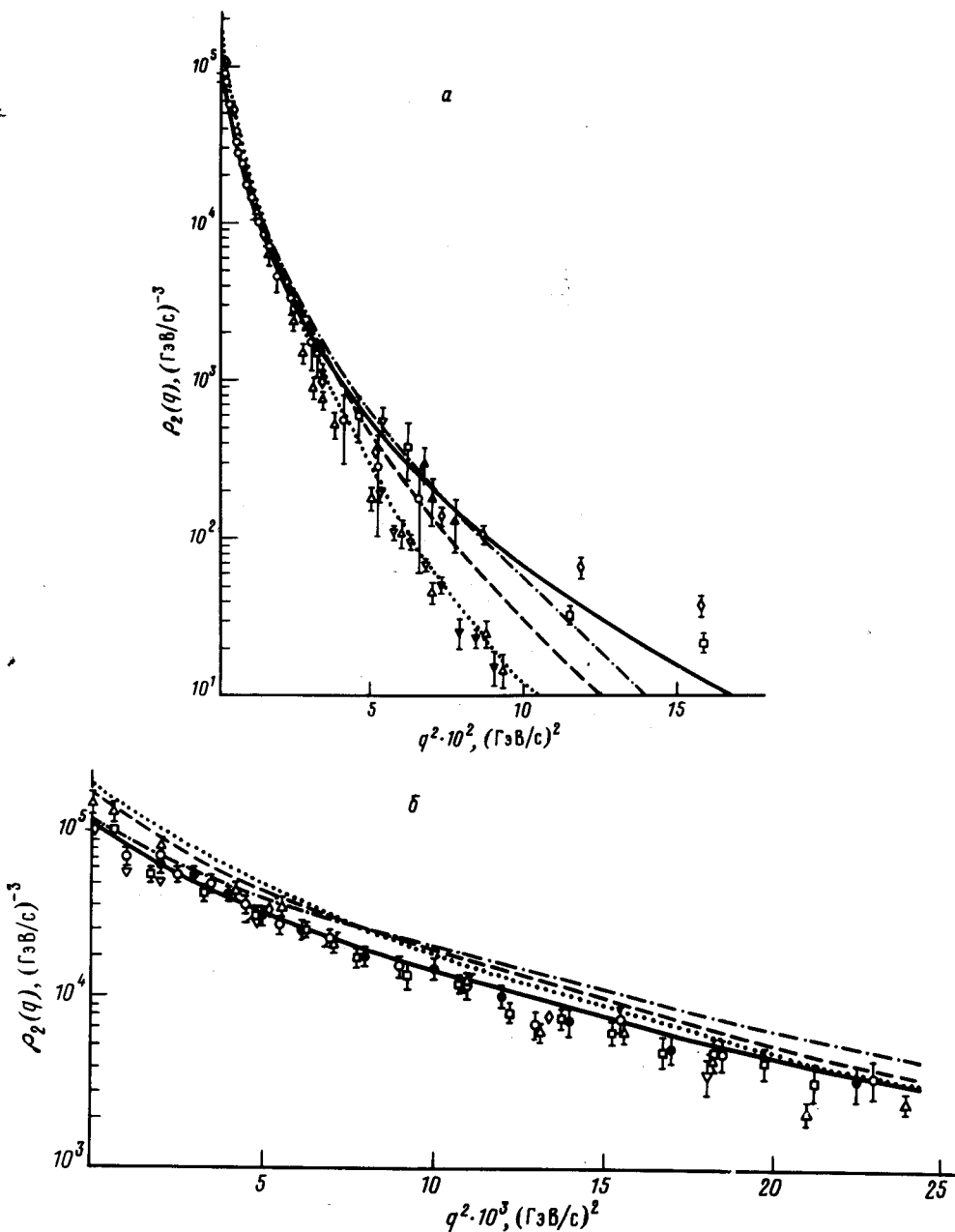


Рис. 2. а) Импульсные распределения нуклонов в ядрах ${}^3\text{He}$ и ${}^3\text{H}$ и \bullet — наши данные из реакции $p({}^3\text{He}, 2p)d$, соответственно, при $T_p = 0,318$ и 978 ГэВ; \blacksquare — данные настоящей работы из реакции $p({}^3\text{H}, pn)d$ при $T_p = 0,978$ ГэВ; ∇ — данные *SREL*¹⁴ из реакции ${}^3\text{He}(p, pd)p$ при $T_p = 0,59$ ГэВ; \blacklozenge , \blacktriangle — данные *TRIUMF* из реакции ${}^3\text{He}(p, pd)p$ и \square — из реакции ${}^3\text{He}(p, 2p)d$ при $T_p = 0,45$ ГэВ¹⁵; \dashv — данные *Saclay* из реакции ${}^3\text{He}(e, e'p)d$ при $T_e = 0,53$ ГэВ¹⁶; ∇ — данные *NIKHEF* из той же реакции при $T_e = 0,39$ ГэВ¹⁷. Сплошная, штрих-пунктирная, точечная и штриховая — расчет, соответственно, для потенциалов Ямагучи, Монгана, *RSC* и *QCB* (см. текст); б) те же данные, что и на рис. 2а, но только в области $q < 16$ ГэВ/с и в растянутой по q шкале

кинетической энергии *Nd*-системы, меньшей 80 МэВ (то есть с такой энергией, когда можно ожидать значительного проявления *FSI*-эффекта) не превышает 15%; 4) доля событий с углом некомпланарности, большим 4° не превышает 10%; 5) среднее значение переданного от начального протона к самому быстрому вторичному протону импульса составляет

$\sim 0,7$ ГэВ/с в реакции (1) и $\sim 0,9$ ГэВ/с в реакции (2) (то есть они значительно больше величины обратного радиуса ядер, равной $\sim 0,1$ ГэВ/с); 6) если последовательно ввести более жесткие отборы II), отвечающие за исключение *FSI*-событий ($|\cos \theta^*| < 0,6$ и $|\cos \theta^*| < 0,4$), то в пределах экспериментальных ошибок значения ЯВФ не изменяются (при этом, конечно, характеристики подавления *FSI* 3) – 5) значительно улучшаются). Таким образом, результаты 1) – 5) свидетельствуют о корректном отборе *QFS*-событий.

Упругие сечения *pp*- и *pn*-рассеяния, необходимые для определения ЯВФ из данных по реакциям (1) – (2) параметризовались на массовой поверхности. При этом использовались как результаты фазового анализа, так и компиляция дифференциальных сечений. При кинетической энергии, меньшей 0,8 ГэВ, экспериментальные данные по упругим *pp*- и *pn*-сечениям в интересующей нас области $|\cos \theta^*| < 0,8$ согласуются между собой и прекрасно совпадают с результатами фазового анализа^{5,6}. Но в области кинетических энергий ~ 1 ГэВ имеется некоторое различие как в экспериментальных данных, так и в результатах фазового анализа. Это обстоятельство ведет к $\sim 5\%$ -ной неопределенности в значениях ЯВФ (такая неопределенность находится в пределах наших статистических ошибок). Влияние off-shell – эффектов в рамках модели Монгана⁷ изучалось в нашей работе¹ при извлечении ЯВФ из реакции (1) при импульсе ядер ${}^3\text{He}$ 2,5 ГэВ/с (то есть при кинетической энергии 0,318 ГэВ, которая является практически границей применимости модели). Оказалось, что в области $q < 0,16$ ГэВ/с off-shell эффекты увеличивают значения ЯВФ менее, чем на 1%.

Наши окончательные результаты для импульсных распределений нуклонов в ядрах ${}^3\text{He}$ и ${}^3\text{H}$ $\rho_2(q)$ представлены на рис. 2а, б (ошибки статистические). Там же нанесены результаты других работ, а также наши расчеты в потенциальной модели с тремя потенциалами: а) с потенциалом Рейда (точечная кривая из работ^{1,2,4}, при этом учитывались *S*- и *D*-компоненты ВФ ${}^3\text{H}$ и *d*; параметризации ВФ ${}^3\text{H}$ и *d* брались, соответственно, из работ⁸ и ⁹; ЯВФ для Парижского потенциала и *RSC*-потенциала практически совпадают¹⁰; б) с сепарабельным потенциалом второго ранга Монгана⁷ (штрих-пунктирная кривая; учитывались только *S*-компоненты ВФ ${}^3\text{H}$ и *d*, *D* – компоненты для такого потенциала малы; параметризация ВФ ${}^3\text{H}$ и *d* брались, соответственно, из работ¹¹ и ⁷); в) с сепарабельным потенциалом Ямагучи (сплошная кривая; ВФ ${}^3\text{H}$ бралась из работы¹², а ВФ дейтрона для потенциала *RSC* из работы⁹). На рис. 2 штриховой кривой показаны также результаты расчета¹³ с потенциалом в модели составных кварковых мешков (*QCB*) (учитывались *S*- и *D*-компоненты ВФ ${}^3\text{H}$ и *d*).

Из рис. 2 видно, что импульсные распределения протонов в ядре ${}^3\text{He}$ и нейтронов в ядре ${}^3\text{H}$ в пределах ошибок хорошо согласуются друг с другом (кулоновские поправки оказываются малыми¹) и в области $q < 0,2$ ГэВ/с с результатами работ *SREL*¹⁴, *TRIUMF*¹⁵ и *Saclay*¹⁶ (после перенормировки авторами своих ранних данных на $\sim 20\%$). Чтобы получить значения ρ_2 , приводимые в работах¹⁴⁻¹⁶, надо значения на рис. 2а, б разделить на $(2\pi)^3$. Из теоретических кривых, рассчитанных с реалистическими потенциалами, в целом, ближе всех к нашим данным находится *QCB*-кривая. Полученная нами зависимость $\rho_2(q)$ хорошо аппроксимируется функцией вида $A_1 \exp(-b_1 q^2) + A_2 \exp(-b_2 q^2)$ с параметрами $A_1 = (7,86 \pm 0,59) \cdot 10^4$ (ГэВ/с)⁻³, $b_1 = (2,63 \pm 0,31) \cdot 10^2$ (ГэВ/с)⁻², $A_2 = (1,39 \pm 0,42) \times 10^4$ (ГэВ/с)⁻³, $b_2 = (6,92 \pm 0,90) \cdot 10^1$ (ГэВ/с)⁻² при $\chi^2/DF = 0,46$.

В заключение авторы считают своим приятным долгом поблагодарить Ю.С.Калашникову, И.М.Народецкому и Ю.А.Симонову за полезные обсуждения.

Литература

1. *Vlino* A. V. et al. Препринт ИТЭФ-40, 1984, с. 21.; *Phys. G: Nucl. Phys.*, 1985, 11, 623.
2. *Блинов А.В. и др.* ЯФ, 1987, 45, 619; *Nucl. Phys. A*, 1987, 469, 566.
3. *Колыбасов В.М., Лексин Г.А., Шаниро И.С.* УФН, 1974, 113, 299.

4. Блинов А.В. и др. ЯФ, 1985, 41, 1440; Nucl. Phys. A, 1986, 451, 701.
5. Arndt R.A. et al. Phys. Rev. D, 1983, 28, 97.
6. Dubois R. Nucl. Phys. A, 1982, 377, 554.
7. Mongan T.R. Phys. Rev., 1964, 178, 1597.
8. Hajduk Ch., Green A.M., Sainio M.E. Nucl. Phys. A, 1980, 337, 13.
9. Bosted P., Laget J.M. Nucl. Phys. A, 1978, 296, 413.
10. Meier-Hajduk H., Hajduk Ch. et al. Nucl. Phys. A, 1983, 395, 332.
11. Котляр В.В., Шебеко А.В. Препринт ХФТИ-84-26, М.: ЦНИИАтоминформ, 1984, с. 20.
12. Ванюшин И.А. и др. ЯФ, 1982, 35, 90; Nucl. Phys. A, 1982, 377, 585.
13. Калашникова Ю.С., Народецкий И.М., Юров В.П. Препринт ИТЭФ-73-88, М.: ЦНИИАтоминформ, 1988, с. 29.
14. Kitching P. et al. Phys. Rev. C, 1972, 6, 769.
15. Epstein et al. Phys. Rev. C, 1985, 32, 967.
16. Jans E. et al. Nucl. Phys. A, 1987, 475, 687.
17. Keizer P.H.M. et al. Phys. Lett. B, 1987, 197, 29.

Институт теоретической и
экспериментальной физики

Поступила в редакцию
13 марта 1989 г.