

УДК 535.172.13

ОЦЕНКА ВЕРОЯТНОСТИ СПИНЗАВИСЯЩЕЙ АМПЛИТУДЫ $np \rightarrow pn$ ПРОЦЕССА ПРИ ИССЛЕДОВАНИИ РЕАКЦИИ ПЕРЕЗАРЯДКИ С УЧАСТИЕМ ДЕЙТРОНА

**В.В.Глаголев¹, Ю.Главачова¹, Н.Б.Ладыгина, Г.Мартинска²,
Я.Мушински², Б.Пастирчак³, Н.М.Пискунов, Т.Семярчук⁴, Й.Урбан²,
М.С.Хвастунов**

В работе содержится оценка спинзависящей части амплитуды $np \rightarrow pn$ рассеяния с перезарядкой на основе экспериментальных данных по реакции $dp \rightarrow (pp)n$, полученных в условиях 4π -геометрии на водородной пузырьковой камере. Показано, что при импульсе 1,67 ГэВ/с на нуклон амплитуда $np \rightarrow pn$ перезарядки является полностью спинзависящей, что открывает новые возможности для экспериментов в пучках поляризованных дейтронов на поляризованной водородной мишени.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Estimate of the Spin-Flip Contribution to the $np \rightarrow pn$ Process from the Charge Exchange Reaction on the Deuteron

V.V.Glagolev et al.

An estimate of the spin dependent part of the $np \rightarrow pn$ exchange amplitude has been made on the basis of the $dp \rightarrow (pp)n$ data, taken by the 1m hydrogen bubble chamber in a full solid angle arrangement. At the momentum of 1.67 GeV/c per nucleon, as it has been shown, the $np \rightarrow pn$ amplitude is entirely spin dependent. This result opens up new possibilities for the experiments in polarized deuteron beams and polarized proton target.

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR.

1. ВВЕДЕНИЕ

Задача построения теории нуклон-нуклонного рассеяния, особенно в области выше 1 ГэВ, по-прежнему остается актуальной. Для получения полного набора данных для проведения, например, фазового анализа необходимы эксперименты по двойному и тройному рассеянию.

¹Технический университет, Кошице, Словакия

²Университет П.Й.Шафарика, Кошице, Словакия

³Институт экспериментальной физики САН, Кошице, Словакия

⁴Институт ядерных проблем, Варшава

Однако в некоторых случаях, как например, в обсуждаемой попытке извлечения информации о повороте спина в процессе $np \rightarrow pn$ перезарядки, можно использовать дейтрон как объект, содержащий нейтрон в определенном спин-орбитальном состоянии.

При развале дейтрона в процессе перезарядки (реакция $dp \rightarrow (pp)n$) можно выбрать условия, когда два протона остаются в симметричном пространственном состоянии, что в силу принципа Паули приводит к перевороту спина одного из протонов. В этом случае зависимость амплитуды элементарной $np \rightarrow pn$ перезарядки от спина будет связана с дифференциальным сечением при $t = 0$.

В этом случае работа в пучке неполяризованных дейтронов заменяет опыт по тройному рассеянию, что существенно повышает эффективность эксперимента.

Прикладное значение метода заключается в использовании реакции перезарядки в пучках поляризованных дейтронов для мечения протонов с выстроенными спиновыми состояниями, что необходимо для проведения экспериментов более высокого уровня на поляризованной протонной мишени.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

В свое время на 100-см водородной пузырьковой камере были накоплены экспериментальные данные по дейтрон-протонным взаимодействиям в условиях полной (4π) геометрии при 3,35 ГэВ/с.

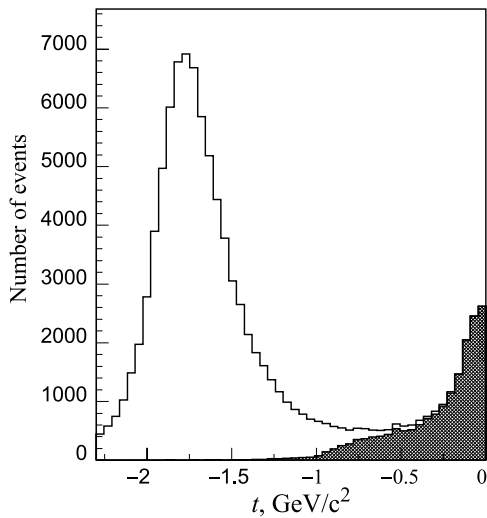


Рис. 1. Распределение событий реакции $dp \rightarrow ppn$ по квадрату четырехмерного переданного импульса от протона мишени к нейтрону

Основанная на описании дифференциального поперечного сечения реакции $dp \rightarrow (pp)n$ через известные к тому времени экспериментальные данные по pp и np -рассеянию. Однако те данные были бедны и неоднозначны. Соответственно, и полученная оценка была также

В том числе изучалась реакция $dp \rightarrow ppn$. Эта реакция может быть естественным образом разделена на два подканала: а) события, в которых самой быстрой вторичной частицей в системе покоя дейтрона является протон (прямой развал дейтрона) и б) события, в которых самой быстрой частицей в той же системе является нейтрон (развал с перезарядкой).

Как разделяются эти два подканала, можно видеть на рис. 1, где приводится распределение по квадрату 4-мерного переданного импульса t от протона мишени к нейтрону. Такое определение t не зависит от знания, какой из протонов является продуктом взаимодействия (нечувствительность к интерференции).

На стадии развития эксперимента, когда статистика обработанных событий была относительно невелика, предпринята попытка оценки спинзависящей части амплитуды элементарной $np \rightarrow pn$ перезарядки [1], основанная на описании дифференциального поперечного сечения реакции $dp \rightarrow (pp)n$ через известные к тому времени экспериментальные данные по pp и np -рассеянию. Однако те данные были бедны и неоднозначны. Соответственно, и полученная оценка была также

неоднозначна, хотя и указывала на существенную роль амплитуды с поворотом спина в $np \rightarrow pn$ перезарядке.

По окончании обработки данных, в процессе которой число событий реакции $dp \rightarrow ppn$ превысило 10^5 , мы решили вернуться к этой задаче по двум причинам:

- 1) чтобы попытаться сделать прямую оценку дифференциального сечения реакции $dp \rightarrow (pp)n$ при $t = 0$ на основе формализма работы Дина [2];
- 2) чтобы предсказать возможности подготавливаемого счетчикового эксперимента [3].

3. ОБСУЖДЕНИЕ

На возможность использования реакции перезарядки на неполяризованном дейтроне для извлечения спинзависящей части $np \rightarrow pn$ перезарядки впервые было указано в работах Мигдала [4] и Померанчука [5]. Качественно эта возможность объясняется следующим образом. Два нуклона, связанные в дейтроне, могут находиться в состояниях 3S_1 и 3D_1 ($T = 0$), симметричных по пространственным и спиновым переменным, но одновременно антисимметричных по зарядовой переменной. В процессе перезарядки на дейтроне, когда образуется симметричная по заряду система из двух протонов, в силу принципа Паули при сохранении пространственной симметрии, асимметрия полной волновой функции будет обеспечена переверотом спина рассеянного нуклона (состояния 1S_0 или 1D_2 для пары протонов). Таким образом, спинзависящая часть элементарной np -перезарядки будет проявляться через вероятность реакции перезарядки на дейтроне.

Математический формализм этого подхода в рамках импульсного приближения был развит в работах Дина [2] и других.

Общая формула для дифференциального сечения реакции $dp \rightarrow (pp)n$ выглядит как

$$\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)(pd \rightarrow n(pp)) = [1 - F_d] \left(\frac{d\sigma_{nf}}{dt}\right) + \left[1 - \frac{1}{3}F_d\right] \left(\frac{d\sigma_f}{dt}\right), \quad (1)$$

где F_d обозначает формфактор дейтрона, $\frac{d\sigma_{nf}}{dt}$ и $\frac{d\sigma_f}{dt}$ — часть без переверота спина и с переверотом спина соответственно в дифференциальном поперечном сечении $np \rightarrow pn$ реакции. При нулевой передаче импульса ($|t| \sim 0$), когда $F_d = 1$, это выражение переходит в

$$\frac{d\sigma}{dt}(pd \rightarrow n(pp)) = \frac{2}{3} \frac{d\sigma_f}{dt}(np \rightarrow pn). \quad (2)$$

Для того, чтобы им воспользоваться, мы должны удовлетворить по крайней мере двум условиям:

- а) работать в области малых переданных импульсов квазиупругого np -рассеяния;
- б) работать в области малых q -импульсов нуклонов в дейтроне.

Второе из этих условий означало бы преобладание S -волны в волновой функции дейтрона. Это видно, например, на рис.2, где показана вероятность S -волны в зависимости от импульса внутреннего движения нуклонов в дейтроне. В области до $p = 0,07$ ГэВ/с эта вероятность практически не зависит от импульса внутреннего движения нуклонов в дейтроне.

Обоим вышеуказанным условиям можно одновременно удовлетворить, отбирая события, в которых в лабораторной системе координат (быстрый дейтрон падает на покоя-

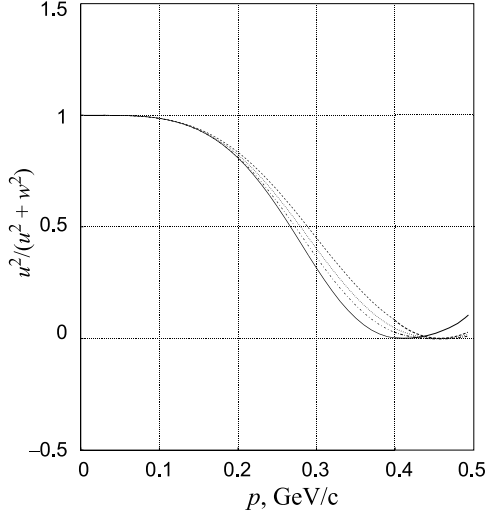


Рис. 2. Вероятность S -волны в зависимости от ферми-импульса нуклонов. Сплошная линия — волновая функция Париж, штриховая — Бонн А, пунктирная — Бонн В, штрихпунктирная — Бонн С

апроксимированы зависимостью $1/p^2$, где p — импульс падающего нейтрона. В частности, для импульса 1,67 ГэВ/с $\frac{d\sigma}{dt}(0) = (36,9 \pm 3,0) (\text{ГэВ/с})^2$.

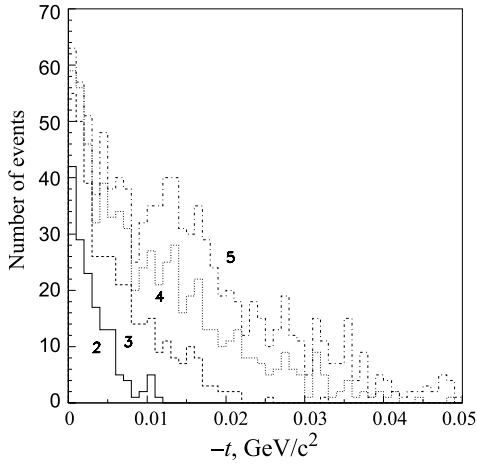


Рис. 3. Распределение по $|t|$ событий перезарядки, когда оба протона вылетают в интервале углов 2, 3, 4 и 5° соответственно

время как систематически растет вклад больших $|t|$.

щуюся протонную мишень) два быстрых протона из реакции перезарядки $dp \rightarrow (pp)n$ вылетают под малыми углами по отношению к падающему дейтрону и с импульсами, близкими к половине импульса дейтрона.

Подчеркнем здесь, что поставленная задача может быть выполнена экспериментально только при наличии ускоренных дейтронов. В случае дейтронной мишени вторичные протоны из такой реакции будут слишком медленными, чтобы быть зарегистрированными, а сама реакция не может быть идентифицирована.

Кроме вышесказанного, как следует из формулы (2), для ответа на интересующий нас вопрос о вкладе спинзависящей части амплитуды $np \rightarrow pn$ процесса, необходимо привлечь результаты экспериментов по измерению дифференциального сечения $np \rightarrow pn$ перезарядки при $t = 0$.

Такие данные в литературе имеются [6]. Они были получены в Брукхейвене еще в 60-е годы в области 1–8 ГэВ и неплохо аппроксимированы зависимостью $1/p^2$, где p — импульс падающего нейтрона. В частности, для импульса 1,67 ГэВ/с $\frac{d\sigma}{dt}(0) = (36,9 \pm 3,0) (\text{ГэВ/с})^2$.

Задача состоит в том, чтобы сопоставить полученное дифференциальное сечение реакции перезарядки на дейтроне из нашего эксперимента при $t = 0$ с аналогичной величиной для реакции $np \rightarrow pn$ при той же энергии пучка.

Чтобы сделать разумную экстраполяцию $d\sigma/dt$ к значению $t = 0$, необходимо выбрать диапазон углов вылета протонов, исключая влияние высокоимпульсной компоненты внутриядерного движения нуклонов, а также тех областей переданных импульсов, в которых начинают сказываться более сложные, чем квазиупругое рассеяние, эффекты. Изменение характера поведения дифференциального сечения при увеличении угла отбора двух протонов показано на рис. 3.

Из этого рисунка видно, что при увеличении угла отбора пар протонов сохраняется поведение распределений при малых $|t|$, в то

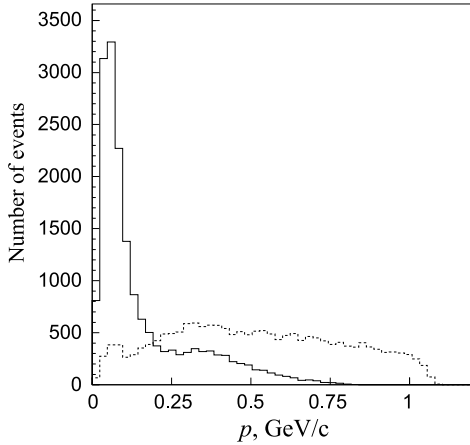


Рис. 4. Импульсные распределения спектатора (сплошная линия) и рассеянного протона в d -системе

распределения этих протонов, как видно из рис. 4, существенно различаются.

Для протонов-спектаторов (сплошная линия) вид распределения является характерным для ферми-движения нуклонов в дейтроне. При ограничении углом в 3° распределе-

Характерной величиной угла, соответствующей максимуму экспериментального и теоретического импульсного распределения ферми-движения нуклонов в дейтроне ($p_f = 50$ МэВ/с) для продольного импульса на нуклон в лабораторной системе ($p_0 = 1,67$ ГэВ/с) является угол $\Theta = \arctg(p_f/p_0) = 1,6^\circ$. Это приводит к введению оптимального граничного угла раствора конуса, т.е. угла, в пределах которого вылетают оба протона, примерно равного 3° .

Напомним применяемые далее определения: спектатором называем протон, который является самым медленным из вторичных нуклонов в системе покоя дейтрона; второй протон называем рассеянным. Если не вводить ограничений на углы вылета, импульсные

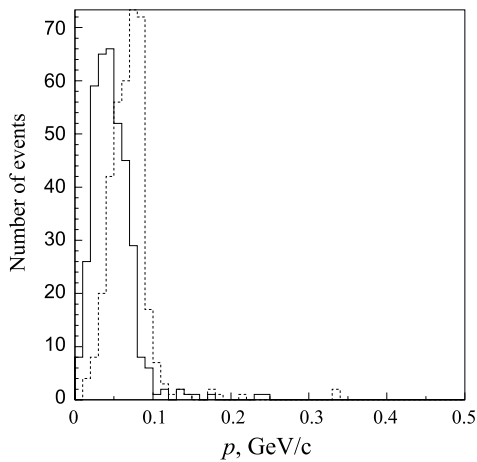


Рис. 5. Импульсные распределения спектатора (сплошная линия) и рассеянного протона в d -системе. Углы обоих протонов в лабораторной системе координат меньше 3°

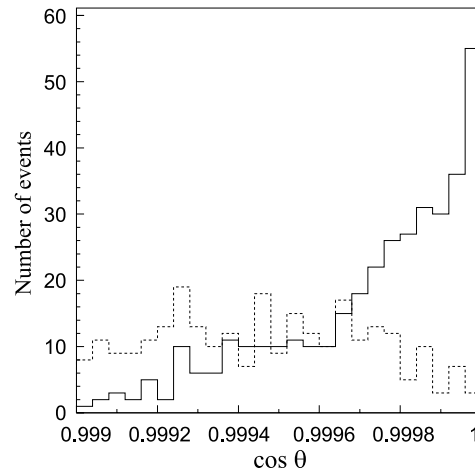


Рис. 6. Угловые распределения для протона-спектатора (сплошная линия) и рассеянного протона, вылетающих в интервале $0-3^\circ$

ния спектатора и рассеянного протона, как видно из рис. 5, сильно перекрываются. Их угловые распределения показаны на рис. 6. Но, как уже было отмечено, выбор определения величины t (от мишени к нейтрону) не чувствителен к интерференции протонов.

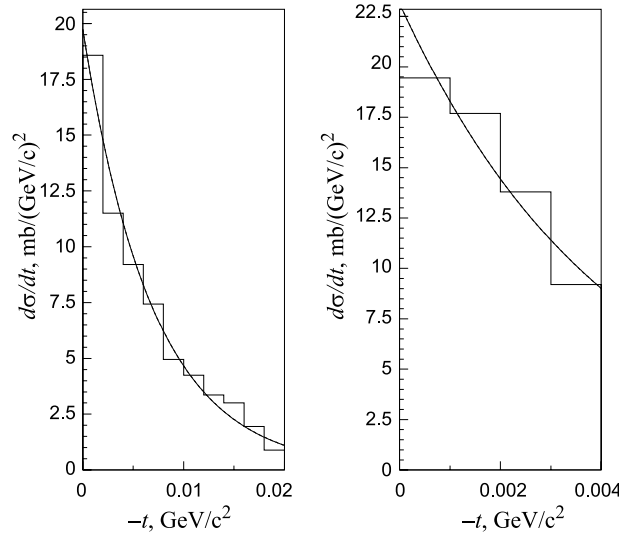


Рис. 7. Дифференциальное сечение реакции перезарядки для области малых $|t|$. Оба протона в диапазоне $0-3^\circ$

Дифференциальное сечение для области малых значений $|t|$ приведено на рис.7. Там же показано описание гистограммы экспоненциальной функцией $\frac{d\sigma}{dt} = ae^{bt}$.

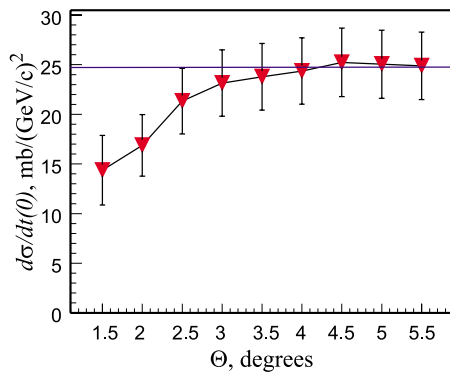


Рис. 8. Дифференциальное сечение при $t = 0$ для пар протонов, вылетающих в конусе с углом раствора Θ

Но, в любом случае, эта вероятность велика и не исключает полного поворота спина в $np \rightarrow pn$ процессе.

В этом случае при работе в пучке векторно-поляризованных дейтронов возникают дополнительные возможности по использованию исследованной реакции для более тонких экспериментов, например, для понимания механизма интерференции в системе из двух протонов.

Фитирование дает значение $a = 19,0 \pm 1,1$ ($\chi^2/ND = 4,3/8$) для интервала по $|t| = \{0, 0-0,02\}$ и $a = 23,1^{+3,6}_{-3,1}$ ($\chi^2/ND = 1,0/2$) для интервала по $|t| = \{0, 0-0,004\}$

На рис. 8 показана зависимость дифференциального сечения при $t = 0$ в зависимости от угла отбора двух протонов. Видно, что в районе $\theta = 3^\circ$ $\frac{d\sigma}{dt}(0)$ выходит приблизительно на уровень $\frac{2}{3}$ от $\frac{d\sigma}{dt}(0)$ для элементарного $np \rightarrow pn$ процесса.

В частности, для $\theta=3^\circ$ получаем оценку вклада спинзависящей части в амплитуду $np \rightarrow pn$ перезарядки $0,94 \pm 0,15$.

Полученное значение вероятности зависит, конечно, от неизвестных систематических ошибок в измерении дифференциального сечения элементарной $np \rightarrow pn$ перезарядки.

Спектатор и рассеянный протон будут помечены тем, что первый из них сохранит поляризацию пучка дейтрона, а второй (рассеянный) — получит поляризацию противоположного знака.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При изучении реакции $dp \rightarrow (pp)n$ в условиях 4π -геометрии показано, что амплитуда элементарного процесса $np \rightarrow pn$ перезарядки является полностью спинзависимой.

Полученный результат открывает новые возможности для проведения исследований в пучках поляризованных дейтронов на поляризованной протонной мишени.

Литература

1. Aladashvili B.S. et al. — Nucl. Phys., 1975, v.B86, p.461.
2. Dean N.W. — Phys. Rev., 1972, v.D5, p.461.
3. Базылев С.Н. и др. — Труды международного совещания «Релятивистская ядерная физика: от сотен МэВ до ТэВ», (Словакия, Стара Лесна, 14–18 июня 1999 г.), ОИЯИ, Д1,2-99-294, Дубна, с.51.
4. Мигдал А.Б. — ЖЭТФ, 1955, т.28, с.3.
5. Померанчук И. — ДАН СССР, 1951, т.LXXVIII, №2, с.249.
6. Friedes J.L. et al. — Phys. Rev. Lett., 1965, v.15, p.38.