

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

4594/83

29/III-83

P1-83-402

Р.Я.Зулькарнеев, Р.Х.Кутуев

ПОЛЯРИЗАЦИЯ ПРОТОНОВ,
ВЫЛЕТАЮЩИХ В ЗАДНЮЮ ПОЛУСФЕРУ
В РЕАКЦИИ $p + A \rightarrow p + \dots$
ПРИ ПРОМЕЖУТОЧНЫХ ЭНЕРГИЯХ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1983

1. ВВЕДЕНИЕ

При исследовании процессов выбивания частиц из ядер в так называемую кинематически запрещенную область /КЗО/ получен большой экспериментальный материал. В частности, при некоторых энергиях измерены инклюзивные поляризации протонов в реакциях $p + A \rightarrow p + \dots$ и $\pi + A \rightarrow p + \dots$ ^{/1-9,19/}. Предложено большое число теоретических подходов к описанию инклюзивных сечений этих процессов. Однако интерпретация экспериментальных данных по поляризациям /анализирующим способностям/ протонов пока затруднена из-за отсутствия количественных предсказаний*.

В настоящей работе сделаны оценки инклюзивной поляризации протонов в реакциях

$$p + A \rightarrow p + \dots \quad /1/$$

в области начальных энергий протонов /0,3÷1,0/ ГэВ на основе гипотезы об их прямом выбивании из ядра в результате соударения налетающего протона с движущимися внутриядерными нуклонами.

2. МЕТОД РАСЧЕТА

Известно, что механизм прямого выбивания, представленный диаграммой на рис.1, достаточно успешно воспроизводит абсолютные значения инклюзивных сечений протонов, испущенных в реакциях типа /1/ в КЗО^{/12,13/}. Поэтому было бы естественным, оставаясь в рамках этого подхода, сделать следующий шаг и попытаться оценить угловые и энергетические зависимости поляризаций протонов в процессе /1/, информация о которых уже имеется в литературе^{/1,3-9,19/}, при энергиях вплоть до 1 ГэВ.

Для дальнейшего упрощения рассматриваемой картины предположим, что:

1/ поляризация частиц в верхнем узле диаграммы рис.1 равна поляризации $P_{NN}(s,t)$, возникающей в процессе упругого NN-рассея-

* Наиболее четкие предсказания для поляризации кумулятивных частиц при высоких энергиях удалось получить, используя модель жесткого соударения кварков^{/10/}. Оценка поляризации для промежуточных энергий была предложена в^{/11/}.

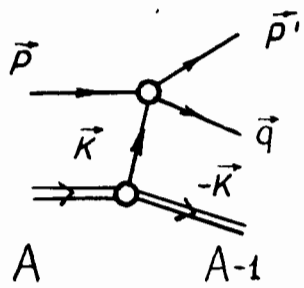


Рис.1. Диаграмма прямого выбивания протона из ядра A: \vec{p} - импульс падающего протона, \vec{p}' - рассеянного, \vec{q} - наблюдаемого, \vec{k} - импульс внутриядерного протона. Соответствующие им энергии E_p , $E_{p'}$, E_q и $E_k = (k^2 + m^2)^{1/2}$.

ния при соответствующих значениях инвариантных переменных s и t , определенных следующим образом^{/22/}:

$$s = (p' + q)^2 \quad t = (p - p')^2;$$

2/ можно пренебречь перерассеянием нуклонов и взаимодействием их в конечном состоянии.

При этих предположениях интересующая нас инклюзивная поляризация протонов $P_y(q)$ может быть оценена как средневзвешенное значение поляризаций протонов, испускаемых с импульсом \vec{q} во всех кинематически разрешенных элементарных актах pp- и pn-соударений с движущимися нуклонами ядра. Таким образом, можно записать:

$$P_y(\vec{q}) = \frac{\int_{k_{\min}}^{k_{\max}} W_{NN}(\vec{p}, \vec{q}, \vec{k}) P_{NN}(s, t) d^3k}{\int_{k_{\min}}^{k_{\max}} W_{NN}(\vec{p}, \vec{q}, \vec{k}) d^3k} \quad /2/$$

Здесь $W_{NN}(\vec{p}, \vec{q}, \vec{k})$ - весовой множитель, соответствующий элементарному акту соударения. Интегрирование проводится по всей кинематической области $[k_{\min}, k_{\max}]$ значений вектора \vec{k} , разрешенной при данной фиксированной величине \vec{q} для реакции $A(p, 2p)A'$. В качестве $W_{NN}(\vec{p}, \vec{q}, \vec{k})$ мы использовали подынтегральную функцию в выражении

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_q dE_q} = q E_q \frac{d\sigma}{d^3q} = \frac{m^4}{2(2\pi)^5} \frac{q}{p} \int \frac{d^3k}{E_k E_{p'}} [n_p(k) \Sigma |M_{pp}|^2 + n_n(k) \Sigma |M_{pn}|^2] \delta(E_p + E_k - E_{p'} - E_q - \bar{\epsilon}) \quad /3/$$

для сечения инклюзивного образования протонов на ядрах, полученного Амадо и Волошиным^{/12/} в рамках механизма прямого выбивания. Здесь Ω_q - телесный угол вылета протона с импульсом q ; m - масса протона; M_{pp} и M_{pn} - матрицы перехода для упругого pp- и

pn-соударений; $n_{p(n)}(k)$ - вероятности обнаружения в ядре нуклона с импульсом k ; $E_k = (k^2 + m^2)^{1/2}$; $\bar{\epsilon}$ - средняя энергия взаимодействия нуклонов в ядре.

Согласно /13/ часть, связанная с pp-рассеянием, дает вклад в /3/, составляющий не больше нескольких процентов. На этом основании в расчетах мы ее не учитывали. Для M_{pp} использовалось выражение

$$\Sigma |M_{pp}|^2 = 16\pi s(s/4 - m^2) \frac{d\sigma(s, t)}{dt} \quad /4/$$

в котором $d\sigma/dt$ - дифференциальное сечение упругого pp-рассеяния. Учитывая /3/, /4/ и производя интегрирование по полярному углу θ_k , относящемуся к вектору \vec{k}^* , с помощью известных свойств δ -функции выражение /2/ приводим к виду

$$P_y(\vec{q}) = \frac{\int_{k_{\min}}^{k_{\max}} \frac{n_p(k) k dk}{E_k} \int_0^{2\pi} s(s/4 - m^2) \frac{d\sigma}{dt}(s, t) P^*(s, t) d\phi_k}{\int_{k_{\min}}^{k_{\max}} \frac{n_p(k) k dk}{E_k} \int_0^{2\pi} s(s/4 - m^2) \frac{d\sigma}{dt}(s, t) d\phi_k} \quad /5/$$

где ϕ_k - азимутальный угол; $P^*(s, t) = P_{pp}(s, t) \cdot \text{Cos}(\xi, \vec{n})$. Учет $\text{Cos}(\xi, \vec{n})$ связан с тем обстоятельством, что наблюдаемая на опыте поляризация зависит как от аргументов s и t , так и от взаимной ориентации нормалей $\xi = [\vec{p} \times \vec{p}'] / |\vec{p} \times \vec{p}'|$ к плоскости поляризующего рассеяния и $\vec{n} = [\vec{p} \times \vec{q}] / |\vec{p} \times \vec{q}|$, определяющей направление поперечной компоненты поляризации, измеряемой на опыте. Направление обеих нормалей выбрано так, чтобы при переходе к компланарной геометрии знак поляризации совпадал со знаком для упругого pp-рассеяния.

Пределы интегрирования k_{\min} и k_{\max} определялись кинематикой реакции $A(p, 2p)A'$ и условием $k_{\max} \leq 1,2$ ГэВ/с. При интегрировании использовались значения дифференциальных сечений упругого pp-рассеяния в области импульсов до 1,6 ГэВ/с, взятые из^{/14/}, и в интервале /3÷6/ ГэВ/с - из^{/15/}. Для поляризации $P_{pp}(s, t)$ использованы результаты подгонки существующих данных в интервале /0,36-4,85/ ГэВ/с выражением $P = \text{Sin} \theta \Sigma a_i \text{Cos}^{2i} \theta$. Промежуточные значения сечений и поляризаций получались путем интерполирования.

Для проверки правильности расчетов было вычислено инклюзивное сечение протонов при энергии 800 МэВ, которое с точностью до нор-

* Ось z сферической системы координат совпадает с направлением вектора $(\vec{p} - \vec{q})$.

мировочного множителя является знаменателем выражения /5/. Результат совпал с аналогичным расчетом работы /13/. Неопределенность расчетов, связанная с ошибками использованных экспериментальных данных, - не более нескольких процентов.

Для выяснения чувствительности результатов расчета поляризации к форме импульсного распределения протонов $p_p(k)$ все расчеты в случае ядра углерода проводились с использованием распределений: гауссовского с параметрами, взятыми из работы /21/ и распределения типа обратного квадрата гиперболического косинуса /12,16/, переходящего при больших импульсах в экспоненциальное. Известно /12/, что различные распределения $p_p(k)$ дают существенно различающиеся наклоны инвариантных инклюзивных сечений испускания протонов в КЗ0. При этом распределение с экспоненциальным спадом при больших значениях импульса k обеспечивает описание экспериментальных данных по сечениям. Однако в случае поляризации результаты расчета оказались слабо зависящими от вида $p_p(k)$, особенно в области, далекой от кинематической границы свободного NN-рассеяния /см. различия в предсказаниях P_y на рис.2-5 - сплошные и пунктирные линии/. Импульсное распределение для дейтрона соответствует волновой функции Рейда с мягким кором /20/.

3. СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМИ ДАННЫМИ

Расчет $P_y(\eta)$ выполнялся для ядер дейтерия и углерода. Выбор энергии падающих частиц и импульсного /энергетического/ диапазона определялся наличием опытных данных в области углов $\geq 90^\circ$ л.с.

3.1. Поляризация протонов в реакции $p + {}^{12}\text{C} \rightarrow p + \dots$ при энергиях 640 и 1000 МэВ

Результаты расчета поляризации и соответствующие экспериментальные значения, полученные в работах /3-6/ при энергии 640 МэВ и углах $90^\circ \div 150^\circ$ л.с., приведены на рис.2. Из рисунка видно, что начиная лишь с угла 110° л.с. и выше расчет хорошо согласуется с опытом. Это согласие улучшается по мере удаления от кинематического предела для NN-рассеяния на свободных нуклонах. Напротив, при меньших углах / 90° л.с./ наблюдается резкое ухудшение этого согласия.

Экспериментальные данные /9/, полученные при 1000 МэВ, и соответствующие расчетные кривые при этой энергии приводятся для двух углов 109° и 145° л.с. на рис.3. Кроме двух точек с $q = 0,55$ ГэВ/с при 109° и $q = 0,7$ ГэВ/с при 145° л.с., согласие с опытом вполне удовлетворительное.

Выпадение точки с $q = 0,55$ ГэВ/с из общего хода расчетной поляризации можно было бы отнести, например, за счет вклада

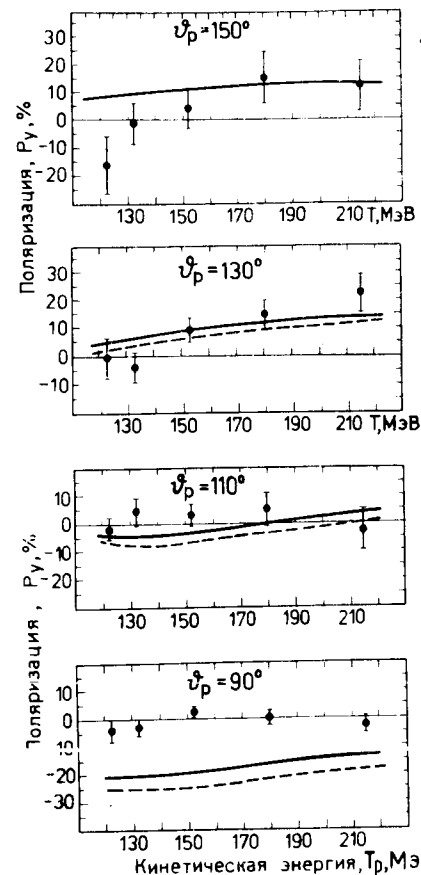
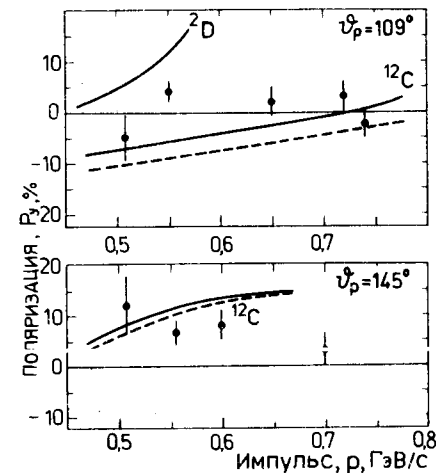


Рис.2. Поляризация протонов в реакции /1/ при энергии 640 МэВ /3-6/ в зависимости от кинематической энергии регистрируемых протонов. Сплошная кривая - результаты расчета для $p_p(k) \sim \text{ch}^{-2}(k/k_0)$, пунктирная - для $p_p(k) \sim \exp(-(k/k_0)^2)$.

Рис.3. Поляризация протонов в реакции /1/ при энергии 1000 МэВ /9/ в зависимости от импульса регистрируемых протонов. Обозначения те же, что и на рис.2.



в исследуемую реакцию протонов от сопутствующего процесса, связанного с развалом NN-коррелированных пар в ядре углерода /17/. Для него, как видно из верхней половины рис.3, именно в области импульсов вторичных протонов /0,50-0,55/ ГэВ/с поляризация имеет подходящую положительную величину. Заметим, что при больших импульсах для угла 109° и во всем изображенном на рис.3 интервале импульсов для угла 145° л.с. процесс этого типа запрещен кинематически *.

Этими же соображениями можно отчасти объяснить потерю согласия с опытом при углах, меньших 110° л.с., при энергии 640 МэВ.

* Естественно, взаимодействиями налетающего протона с нуклонными корреляциями более высокого порядка мы пренебрегаем.

3.2. Анализирующая способность в реакциях $p + {}^{12}\text{C} \rightarrow p + \dots$
при 316, 516, 800 МэВ и $p + {}^2\text{D} \rightarrow p + \dots$
при 800 МэВ

Поскольку экспериментальные данные указывают на примерное равенство между поляризацией и анализирующей способностью при квазиупругом рассеянии протонов на нуклонах легких ядер^{/18/}, описанную выше процедуру вычислений естественно применить для расчета анализирующих способностей A_y в реакциях типа $p + A \rightarrow p + \dots$, предположив равенство между поляризацией и анализирующей способностью в актах прямого выбивания протонов из ядра.

Расчетное значение анализирующей способности A_y при начальной энергии протона 316 МэВ и угле регистрации 131° меняется от -10% до $+12\%$ в диапазоне энергий вторичных протонов 30-105 МэВ. В работе^{/17/} приводится только среднее значение A_y в этом интервале, равное $A_y^{\text{ксп.}} = -5 \pm 9\%$. Соответствующее расчетное значение $A_y^{\text{расч.}} = -4\%$ хорошо совпадает с опытным.

Анализирующая способность при энергии 516 МэВ получена в работе^{/17/} также лишь для одного угла 157° и приведена на рис.4 вместе с расчетными кривыми. Видно, что согласие количественно хорошее. Однако ошибки измерений еще велики, и здесь желательны уточнения. Более важно, что малая величина A_y следует из предсказаний механизма прямого выбивания. Поэтому вывод, сделанный авторами^{/17/} о том, что малые экспериментальные величины A_y противоречат модели прямого выбивания, недостаточно обоснован. Опытных данных для углерода при энергии 800 МэВ и $\theta_q > 90^\circ$ мало^{/8/}. Расчет для углов $90^\circ, 101^\circ$ л.с. /рис.5/ повторяет здесь скорее качественную зависимость A_y от импульса, чем количественную. Для $\theta = 120^\circ$, к сожалению, прямые измерения на углероде отсутствуют. Можно лишь допустить, что соответствующие значения A_y для ${}^{12}\text{C}$ должны находиться между значениями A_y для ядер ${}^6\text{Li}$ и ${}^{181}\text{Ta}$, приведенными на рис.5, то есть быть близкими к нулю, что соответствует расчету.

Наша интерпретация данных^{/8/} при углах 90° и 101° , по-видимому, неполна, поскольку кинематический анализ показывает, что при этих углах и импульсах $q \leq 0,6 \pm 0,65$ ГэВ/с кроме процесса прямого выбивания разрешен механизм с развалом коррелированных пар нуклонов^{/17/}.

Пожалуй, наиболее удивительным фактом является обнаруженное нами при этой энергии хорошее согласие расчета с опытными данными по A_y для ядра дейтерия. Согласие здесь достигнуто при углах $101^\circ, 110^\circ$ и 120° л.с. Оно свидетельствует, по-видимому, о том, что эффекты перерассеяния нуклонов и взаимодействия их между собой в конечном состоянии несущественным образом искажают результаты нашего расчета поляризации /анализирующей способности/ в случае простейшего ядра-дейтерия.

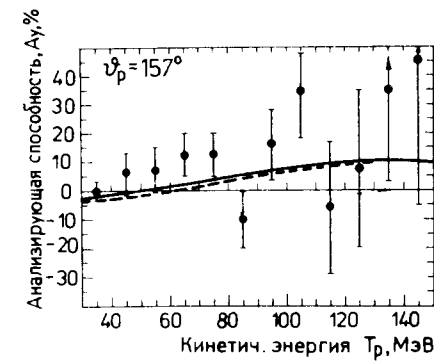
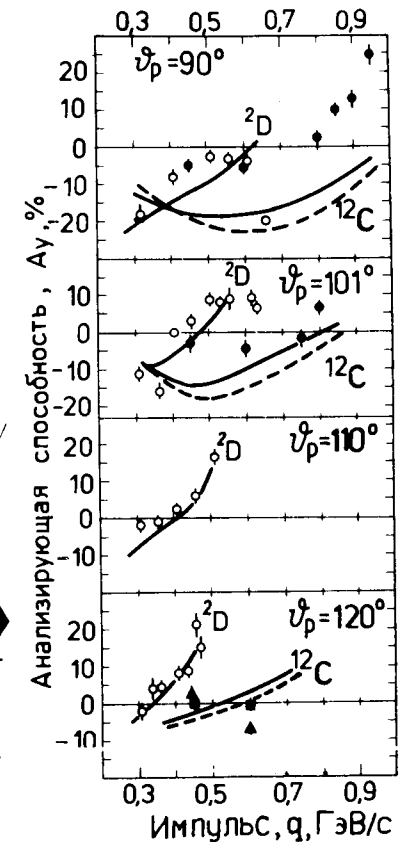


Рис.4. Анализирующая способность в реакции /1/ при энергии 516 МэВ^{/7/} в зависимости от кинетической энергии регистрируемых протонов. Обозначения те же, что и на рис.2.

Рис.5. Анализирующая способность в реакции /1/ при энергии 800 МэВ^{/8/} в зависимости от импульса регистрируемого протона. Сплошная кривая для углерода - результаты расчета для $n_p(k) \sim \exp^{-2}(k/k_0)$, пунктирная - для $n_p(k) \sim \exp(-k/k_0)$. О - экспериментальные значения A_y для дейтерия, ● - для углерода, ▲ - для лития, ■ - для тантала.



4. ЗАКЛЮЧИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

В рамках модели прямого выбивания нуклонов из ядер получена формула /5/ для оценки инклюзивной поляризации протонов, выбиваемых в КЗ0 в процессах типа /1/. Произведенные на основе /5/ сопоставления указывают на хорошее качественное /а в ряде случаев и количественное/ соответствие модели прямого выбивания с экспериментом в диапазоне энергий 300-1000 МэВ, где имеется в настоящее время соответствующая экспериментальная информация.

Как можно видеть из раздела 3, характерной особенностью использованного нами подхода является относительная малость предсказываемых значений поляризации, $P_y < P_{NN}^{\text{max}}$. Таким образом, в рамках нашего подхода невозможно без привлечения дополнительных предположений объяснить значения $A_y > P_{NN}^{\text{max}}$ при импульсах $q > 0,9$ ГэВ/с, обнаруженные при энергии 800 МэВ^{/8/}. Возможно, что

в этой области работает принципиально иной механизм возникновения поляризации, чем рассмотренный выше.

Результаты для дейтерия при 800 МэВ указывают, что учет поправок на перерассеяние может существенно улучшить согласие с опытом для ядер тяжелее дейтерия. Возможно, на этом пути следует искать решение проблемы A -зависимости поляризации в реакциях типа /1/.

В целях дальнейшего уточнения границ применимости модели прямого выбивания нуклонов из ядер желательнее проведение более систематизированных и точных измерений поляризационных процессов, особенно с участием ядер дейтерия.

Эксперименты при энергиях, больших 1 ГэВ, помогут детальнее исследовать вклады других механизмов в исследуемый процесс /1/.

Авторы глубоко благодарны И.В.Амиханову и А.В.Тарасову за многочисленные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бяков Ю.Д. и др. ЯФ, 1967, №5, с.337.
2. Бургов Н.А. и др. Препринт ИТЭФ, № 115, М., 1978.
3. Зилькарнеев Р.Я. и др. ОИЯИ, P1-12906, Дубна, 1979.
4. Зилькарнеев Р.Я. и др. ЯФ, 1980, 32, с.889.
5. Власов Н.В. и др. ПТЭ, 1981, 5, с.34.
6. Зилькарнеев Р.Я., Кутуев Р.Х. ОИЯИ, P1-80-295, Дубна, 1980.
7. Kallne J. et al. Phys.Lett., 1978, 74B, p.170.
8. Frankel S. et al. Phys.Rev.Lett., 1978, 41, p.148.
9. Белостоцкий С.Л. и др. Препринт ЛИЯФ, № 807, Л., 1982.
10. Ефремов А.В. ЯФ, 1976, 24, с.1208; ЯФ, 1978, 28, с.166.
11. Frankel S., Woloshyn R.M. Phys.Rev., 1977, C16, p.1680.
12. Amado R.D., Woloshyn R.M. Phys.Rev.Lett., 1976, 36, p.1435.
13. Boal D.H. Phys.Rev., 1980, C21, p.1913.
14. Амиханов И.В. и др. ОИЯИ, P1-7576, Дубна, 1973.
15. Ambats I. et al. Phys.Rev., 1974, D9, p.1179.
16. Вег Л. и др. ОИЯИ, P1-80-863, Дубна, 1980.
17. Стрикман М.И., Франкфурт Л.Л. ЯФ, 1979, 29, с.490.
18. Зилькарнеев Р.Я. и др. ОИЯИ, P1-9385, Дубна, 1975.
19. Brody H. et al. Phys.Rev., 1981, C24, p.2157.
20. Alberi G. et al. Phys.Rev.Lett., 1975, 34, p.503.
21. Landaud G. et al. Nucl.Phys., 1971, A173, p.337.
22. Колыбасов В.М. и др. УФН, 1974, 113, с.239.

Рукопись поступила в издательский отдел
13 июня 1983 года.

Зилькарнеев Р.Я., Кутуев Р.Х.

P1-83-402

Поляризация протонов, вылетающих в заднюю полусферу
в реакции $p+A \rightarrow p+\dots$ при промежуточных энергиях

В рамках модели прямого выбивания нуклонов из ядер получено выражение /5/ для оценки инклюзивной поляризации протонов, выбиваемых в кинематически запрещенную область /K30/ в реакциях $p+A \rightarrow p+\dots$. Это выражение не содержит свободных параметров. Произведенные на основе /5/ сопоставления указывают на хорошее качественное /а в некоторых случаях и количественное/ соответствие модели с экспериментом в области энергий 300-1000 МэВ, где имеются соответствующие опытные данные. Поскольку характерной особенностью использованного подхода является относительная малость предсказываемой поляризации $P_y < P_{NN}^{max}$, то в рамках этого подхода, без привлечения дополнительных предположений, невозможно объяснить значения $A_y > P_{NN}^{max}$ при импульсах $q > 0,9$ ГэВ/с, экспериментально обнаруженные при энергии 800 МэВ^{8/}. Отмечен факт удивительно хорошего согласия расчета с опытом при углах, больших 90°, в случае ядра дейтерия. Возможно, это обстоятельство указывает на то, что учет эффектов перерассеяния нуклонов и взаимодействия в конечном состоянии несущественным образом искажают результаты расчета по формуле /5/ в случае простейшего ядра-дейтрона. Учет этих эффектов, возможно, поможет понять A -зависимости поляризаций протонов, выбиваемых в K30 в протон-ядерных столкновениях.

препринт объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983

Zulkarneev R.Ya., Kutuev R.Kh.

P1-83-402

Polarization of Protons Knocked-Out into Back Hemisphere
in the $p+A \rightarrow p+\dots$ Reaction at Intermediate Energies

For estimating the inclusive polarization of knocked-out protons in "kinematically forbidden region" for the reaction (1) expression (5) is obtained (without free parameters) following from the direct knock-out model. Comparison of calculation results, according to (5), with existing experimental data for 300-1000 MeV shows a good qualitative (and in some cases quantitative) agreement. Since characteristics of the used calculations is a relatively small predicted polarization, $P_y < P_{NN}^{max}$, it is impossible to explain values $A_y > P_{NN}^{max}$ at $q > 0.9$ GeV/c in ^{8/} without additional assumptions. There is good agreement of calculations with experimental data for angles $> 90^\circ$ and deuterium nuclei. Perhaps, this fact indicates that making allowance for rescattering effects and final state interactions well insignificantly distors calculation results for deuterium. Maybe, accounting of these effects will help to understand A -dependence of proton polarization, knocked-out to kinematically forbidden region in proton-nuclear collisions.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research, Dubna 1983

Перевод О.С.Виноградовой.