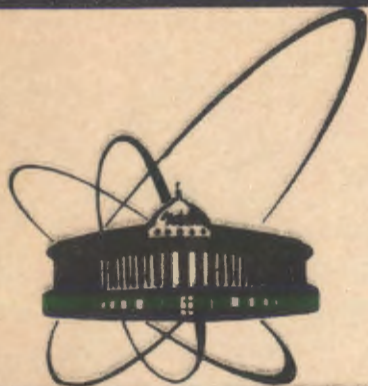


91-528



**СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

P1-91-528

О.П.Гаврищук, Л.С.Золин, И.Г.Косарев

**ОЦЕНКА МОНТЕ-КАРЛО ВКЛАДА
ВТОРИЧНЫХ ПРОЦЕССОВ В ПОЛЯРИЗАЦИЮ
КУМУЛЯТИВНЫХ ПРОТОНОВ**

1991

Введение

Для объяснения процесса формирования кумулятивных протонов предложены различные типы моделей, использующих как классические подходы типа фэйрболловых (распад горячих кластеров), так и подходы, основанные на кварковых представлениях. Многие особенности поведения спектров кумулятивных адронов ими успешно объясняются, однако для достоверной и полной интерпретации кумулятивного эффекта необходимо дальнейшее детальное его исследование (не только на инклюзивном уровне), а также совершенствование и тестирование теоретических моделей. Одним из жестких тестов теоретических предсказаний может быть проверка спиновых характеристик процесса. Из-за малого сечения кумулятивного рождения в настоящее время измерена поляризация только протонов и Λ -частиц. Нами была измерена поляризация кумулятивных протонов, образованных на ядрах ${}^9\text{Be}$, ${}^{12}\text{C}$ и ${}^{96}\text{Mo}$ с углом вылета $158^\circ/1/$ и на ядре ${}^{12}\text{C}$ с углом вылета $95^\circ/2/$ при энергии первичных протонов от 15 до 65 ГэВ. Обнаружено, что поляризация находится на уровне $\sim 10\%$ при углах, близких к 90° , и уменьшается до $1 \pm 3\%$ с приближением к 180° . Возникновение поляризации может быть связано как с механизмом генерации кумулятивных протонов в первичном акте взаимодействия, так и с проявлением вторичных процессов — перерассеянием протонов в ядре.

Влияние многократного рассеяния на поляризацию протонов, рассеянных на ядрах, было продемонстрировано в работе /3/. Аналитическая оценка поляризации протонов при углах рассеяния до 20° показала неплохое соответствие с экспериментальными данными для протонов с энергией 200–240 МэВ /4/. В нашем случае для оценки влияния процесса перерассеяния на поляризацию протонов, вылетающих в заднюю полусферу, интегрирование необходимо производить в широкой области углов и импульсов с

Объяснительный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

учёт актов многократного перерасеяния. Более надёжным и корректным в такой ситуации является проведение расчёта внутриядерного каскада на основе метода Монте-Карло. Техника моделирования такого каскада с контролем спиновых эффектов для протонов с энергией 120–700 МэВ изложена в данной работе. Результаты сравниваются с экспериментально наблюдаемым эффектом поляризации протонов при углах вылета 95° и 158° .

1. Механизм возникновения поляризации

В нашем расчёте использована следующая гипотеза. Предполагается, что спектаторный механизм /5/ является доминирующим в процессе образования кумулятивных протонов. Поскольку направление вылета спектатора не связано с передачей импульса в первичном акте, то поляризация нуклона-спектатора нулевая. В процессе движения кумулятивных протонов в среде вырожденного ферми-газа нуклонов упругое рассеяние приводит к появлению поляризации /6/, направление которой в каждом акте рассеяния задаётся нормалью к плоскости рассеяния (рис.1):

$$\vec{n}_{out} = \vec{k}_{in} \times \vec{k}_{out}, \quad (1)$$

где \vec{k}_{in} , \vec{k}_{out} — направления частиц до и после рассеяния. Величина и знак поляризации кумулятивных протонов, претерпевших рассеяние и попавших в апертуру поляриметра, определяются проекцией вектора поляризации (\vec{n}_{out}) на нормаль к плоскости регистрации кумулятивных протонов:

$$\vec{n}_s = \vec{k}_0 \times \vec{k}_s, \quad (2)$$

где \vec{k}_0 — направление пучка первичных протонов, \vec{k}_s — направление оси поляриметра (рис.1). Рассеянные частицы, попавшие в поляриметр "справа" ($\vec{n}_{out} \cdot \vec{n}_s \geq 0$) несут положительную поляризацию, а попавшие "слева" ($\vec{n}_{out} \cdot \vec{n}_s \leq 0$) — отрицательную. Суммарная поляризация является результатом усреднения по углу θ_{out} . Поскольку сечение образования кумулятивных частиц (σ_c) сильно зависит от угла их эмиссии θ_c : $\sigma_c \sim \exp(\cos\theta_c)$ /7/, то поток "справа" будет существенно превышать поток "слева" и усреднённая по величине поляризация частиц, попавших в поляриметр в результате перерасеяния на нуклонах ядра, будет иметь ненулевое значение.

Поляриметр

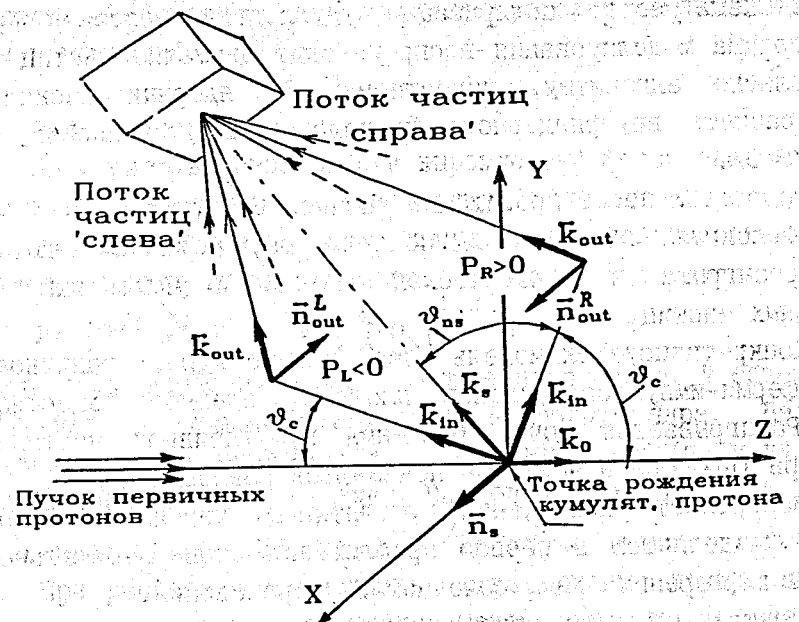


Рис.1. Векторная диаграмма, объясняющая возникновение поляризации при перерасеянии на нуклонах ядра.

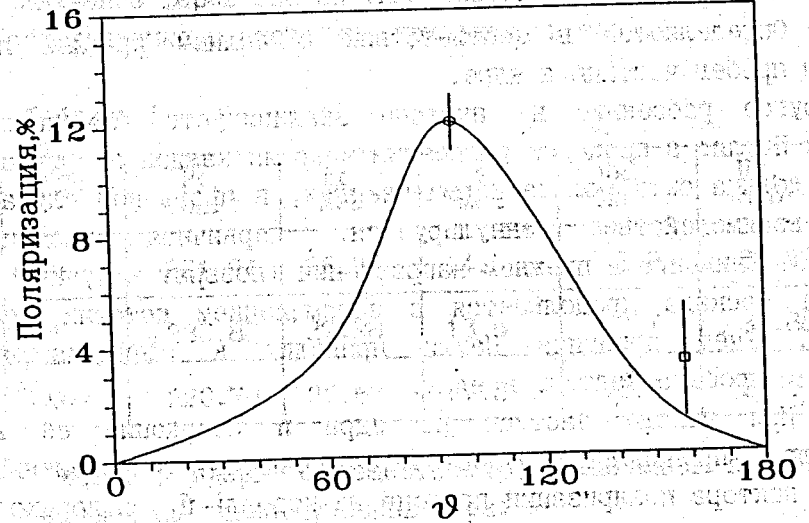


Рис.2. Зависимость поляризации протонов с импульсом $q=900$ МэВ/с, образованных на ядре углерода, от угла эмиссии (θ , град). Эксп. точки: \circ -/2/, \square -/1/.

2. Расчет поляризации

2.1. Схема расчета поляризации кумулятивных протонов

Программа моделирования воспроизводит движение частиц в ядре согласно алгоритму, известному как ядерный каскад. Техника расчета внутриядерного каскада подробно описана в работах /8-9/.

Последовательность проведения расчета следующая:

1) Фиксируется геометрия поляриметра, устанавливаются границы розыгрыша по кинетической энергии и углам вылета кумулятивных частиц.

2) Конкретизируется модель ядра: радиус ядра, граничное значение ферми-импульса нуклонов, плотность ядерного вещества.

3) Разыгрывается точка рождения кумулятивной частицы внутри ядра (протоны и нейтроны появляются равновероятно).

4) Вероятность испускания кумулятивных частиц в точке рождения определяется в первом приближении экспериментально измеренным дифференциальным сечением их образования.

5) В актах взаимодействия с нуклонами ядра разыгрывается тип частицы-партнера и её ферми-импульс (одинаковый для нейтрона или протона).

6) Определяется в соответствии с полным pp- или пр-сечением пробег частицы в ядре.

Упругое рассеяние на нуклоне анализируется с учетом принципа Паули: в процессе рассеяния энергия каждой вторичной частицы должна быть больше ферми-энергии, в противном случае такое взаимодействие аннулируется, первичная частица продолжает движение в прежнем направлении (возврат в пункт 5) и расчёт каскада продолжается с запоминанием истории его развития. Учёт принципа Паули приводит к эффективному увеличению пробега частицы в ядре.

7) При выходе частицы из ядра и попадании её в поляриметр производится обработка события (определение проекции вектора поляризации протона на нормаль \hat{n}_g) и переход к розыгрышу следующей частицы (пункт 3).

8) В случае выхода частицы из ядра и непопадании её в поляриметр программа возвращается по каскадному дереву на шаг

назад и повторяет расчёт с пункта 5. При невыполнении п.7 возврат по каскадному дереву продолжается до полного перебора всех комбинаций.

2.2. Модель ядра

Ядро рассматривалось как вырожденный ферми-газ свободных нуклонов, заключенных в сферическую потенциальную яму. Распределение нуклонов по ферми-импульсу предполагалось равновероятным от нуля до максимального значения P_f :

$$P_f = \left[3\pi^2 \frac{n_N}{V} \times \hbar^3 \right]^{1/3} = \left[\frac{9}{4} \frac{\pi}{A} \times n_N \right]^{1/3} \times \frac{\hbar}{r_0} \quad (3)$$

где n_N - количество нуклонов определенного сорта, V - объем ядра: $V = \frac{4\pi}{3} \times R_0^3$, A - атомный номер ядра, R_0 - радиус ядра. Величина граничной ферми-энергии (T_f), энергия связи (ϵ) и кулоновский потенциал (для протонов U_k) определяют в итоге ядерный потенциал: $U_N = T_f + \epsilon + U_k$, где $T_f = \sqrt{P_f^2 + m^2}$, m - масса нуклона.

При рассеянии на нуклонах ядра влияние других нуклонов учитывалось в расчете принципом Паули, запрещающим взаимодействие, когда вторичный нуклон имеет энергию $T < T_f$.

Значение ферми-границ (для протонов) и ядерные потенциалы, используемые в расчетах, приведены в табл. I.

Таблица I

Ядро	P_f , МэВ/с	T_f , МэВ	ϵ , МэВ	U_k , МэВ	U_N , МэВ
${}^9\text{Be}$	221.94	25.89	14.0	2.0	37.39
${}^{12}\text{C}$	230.80	27.98	13.6	2.7	38.88
${}^{96}\text{Mo}$	220.78	25.63	7.5	13.0	20.83

Плотность ядерного вещества (ρ) полагалась постоянной, не зависящей от числа нуклонов ядра:

$$\rho = \frac{3}{4\pi r_0^3} \text{ [нуклон/фм}^3\text{]} \quad (4)$$

где $r_0 = 1.3$ фм - эффективный радиус нуклона. Радиус ядра:

$$R_0 = r_0 \cdot A^{1/3} \quad (5)$$

Эффективный радиус возможного образования кумулятивных частиц предполагался меньшим R_0 на $r_0/2$, что приблизительно совпадает с границей распределения $6q$ -флюктов в ядре по оценкам /10/.

2.3. Спектр кумулятивных протонов

Вероятность (W) вылета кумулятивных частиц с кинетической энергией T и импульсом q в телесном угле Ω задается инвариантным сечением (f) их образования:

$$\frac{dW}{d\Omega d\Omega} = q \cdot f, \quad (6)$$

$d\Omega = d\phi \cdot d\cos(\theta_c)$ - элемент телесного угла. Кумулятивный угол (θ_c) измеряется в л.с. от направления пучка первичных частиц. Розыгрыш по азимутальному углу ϕ изотропный.

Значение инвариантного сечения для кумулятивных протонов параметризовано по совокупности экспериментальных данных /7/ в форме /11, 12/:

$$f = \frac{E d^3\sigma}{q^2 dq d\Omega} = C_0 \cdot \exp\left(-\frac{T-\mu}{T_0}\right), \quad (7)$$

$$T_0 = \frac{T_0'}{1 - \beta \cdot \cos(\theta_c)}. \quad (8)$$

Параметры (μ, β, C_0, T_0'), найденные в результате фитирования экспериментальных данных /7/ по образованию кумулятивных протонов в диапазоне углов $\theta_c = 10^\circ - 180^\circ$ и энергий $T = 120 - 800$ МэВ, приводятся в таблице 2.

Таблица 2

Ядро	C_0	$T_0',$ МэВ	$\mu,$ МэВ.	β $\theta \geq 90$	β $\theta \leq 90$
^9Be	371	55.8 ± 0.2	22.7	0.78	0.51
^{12}C	371	58.5 ± 0.2	22.7 ± 1.4	0.78	0.51
^{96}Mo	371	63.4 ± 0.2	22.7	0.60	0.59

Физический смысл параметров следующий /12/. Инвариантные инклюзивные сечения f (7) представляются прямыми линиями (в

логарифмическом масштабе) с наклонами T_0 (8), зависящими от кумулятивного угла θ_c . Скорость изменения величины T_0 с углом задается параметром β . Спектры частиц в диапазоне углов от 10° до 180° представляются в виде веера прямых линий. Геометрическое место точек их пересечения на оси кинетической энергии соответствует $T_k = \mu$. При этом условии отсутствует зависимость параметра C_0 от кумулятивного угла θ_c .

Величина β -параметра различна для углов в передней и задней полусфере. Это обусловлено тем, что в передней полусфере ($\theta_c < 90^\circ$) к неупругому каналу добавляется квазиупругий, что приводит в угловой зависимости к возрастанию сечения f в области квазиупругого пика, которое особенно отчетливо проявляется на лёгких ядрах.

2.4. Сечения NN-взаимодействия

Полные сечения протон-протонного и протон-нейтронного взаимодействия (σ_{tot}) вычислялись в соответствии с параметризацией /8, стр.28/:

$$\sigma_{tot}(pn) = \frac{23938}{T^2} - \frac{1802}{T} + 27.147 \text{ мб} \quad 40 \leq T < 400 \text{ МэВ} \quad (9)$$

$$\sigma_{tot}(pn) = \frac{23938}{T^2} - \frac{1802}{T} + 34.5 \text{ мб} \quad 400 \leq T < 800 \text{ МэВ}$$

$$\sigma_{tot}(pp) = \frac{93037}{T^2} - \frac{11.148}{T} + 22.429 \text{ мб} \quad 40 \leq T < 310 \text{ МэВ}$$

$$\sigma_{tot}(pp) = \frac{887.37}{T} + 0.05337 \cdot T + 3.5475 \text{ мб} \quad 310 \leq T < 800 \text{ МэВ}.$$

Сечение σ_{tot} использовалось для определения пробега (λ) частиц в ядре:

$$\lambda = -\lambda_0 \cdot \ln(1 - \xi), \quad (10)$$

где λ_0 - средний пробег в ядерной среде с плотностью ρ (4), ξ - величина, равномерно распределенная в интервале 0-1,

$$\lambda_0 = \frac{1}{\rho \cdot \sigma_{tot}}. \quad (11)$$

Зависимость дифференциального сечения упругого pp-рассеяния от квадрата переданного четырехимпульса (t) аппроксимировалась выражением:

$$\frac{d\sigma_0}{dt} = a \times e^{bt+ct^2}. \quad (I2)$$

Подобранные по экспериментальным данным /I3/ параметры a, b и c приведены в табл.3. Дифференциальные сечения упругого рассеяния pp и pn полагались равными. При энергии T до 300 МэВ дифференциальное сечение (I2) изотропно /I4/. В случае поляризованных частиц дифференциальное сечение рассеяния определяется как /6, с.29/:

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{d\sigma_0}{dt} \times (1 + \vec{P}_{in} * \vec{P}_{out}) \quad (I3)$$

где $\vec{P}_{in} * \vec{P}_{out}$ - скалярное произведение векторов поляризации до и после рассеяния.

Таблица 3

q, МэВ/с	a, мб/(ГэВ/с) ²	b, (ГэВ/с) ⁻²	c, (ГэВ/с) ⁻¹
800-899	89.1±5.1	-0.96±0.55	2.91±1.81
900-999	78.8±4.7	-1.17±0.57	1.89±1.69
1000-1099	64.7±3.6	-1.00±0.52	0.72±1.31

2.5. Поляризация в упругом PN-рассеянии

Величина поляризации $P(T, \theta)$ в актах упругого pp -рассеяния определялась согласно параметризации /I5/:

$$P(T, \theta) = \sin(\theta) \times \cos(\theta) \times [a_1 \times (1 + (T - T_0)(a_4 + a_7 T + a_{10} T^2)) + a_2 \times (1 + (T - T_0)(a_5 + a_8 T + a_{11} T^2)) + a_3 \times (1 + (T - T_0)(a_6 + a_9 T + a_{12} T^2))], \quad (I4)$$

где T и θ - кинетическая энергия в л.с. и угол рассеяния в с.ц.м. соответственно. Значение параметров $a_1 - a_{12}$ приводится в табл.4 для двух диапазонов энергий: $0.3 \text{ ГэВ} \leq T_k \leq T_0$ и $T_0 \leq T_k \leq 8 \text{ ГэВ}$, где $T_0 = 1.03 \text{ ГэВ}$. Возникающая в результате многократных соударений с нуклонами поляризация протонов (\vec{P}_{out}) получается суммированием по всем n актам рассеяния с учётом коэффициента деполаризации (D) следующим образом /4, стр.35/:

$$\vec{P}_{out} = \sum_{i=1, n} \frac{P_i + D_i P_{i-1} \frac{\vec{n}_i * \vec{n}_{i-1}}{1 + \vec{n}_i * \vec{n}_{i-1}}}{1 + \vec{n}_i * \vec{n}_{i-1}} \vec{n}_{i-1} \quad (I5)$$

P_i - поляризация частиц, рассчитанная по формуле (I4), \vec{n}_i - нормали к плоскости рассеяния согласно (I), $\vec{n}_i * \vec{n}_{i-1}$ - скалярное произведение единичных векторов. Индекс "0" в формуле (I5) соответствует исходным условиям, т.е. начальной поляризации P_0 , при этом нормаль $\vec{n}_0 = \vec{n}_s$ (2). Коэффициент деполаризации (D) получен из работ /I6, I7/ и параметризован как функция угла рассеяния и кинетической энергии сталкивающихся частиц.

Таблица 4

1	Значение параметра a_i	
1	0.8267	
2	-0.0627	
3	0.2742	
4	$-1.8060 \text{ (ГэВ)}^{-1}$	$-2.0770 \text{ (ГэВ)}^{-1}$
5	$54.9700 \text{ (ГэВ)}^{-1}$	$-33.1810 \text{ (ГэВ)}^{-1}$
6	$15.4720 \text{ (ГэВ)}^{-1}$	$-1.9760 \text{ (ГэВ)}^{-1}$
7	$-1.6220 \text{ (ГэВ)}^{-2}$	$0.8897 \text{ (ГэВ)}^{-2}$
8	$-55.4098 \text{ (ГэВ)}^{-2}$	$23.2825 \text{ (ГэВ)}^{-2}$
9	$-42.8326 \text{ (ГэВ)}^{-2}$	$2.9045 \text{ (ГэВ)}^{-2}$
10	$-3.7280 \text{ (ГэВ)}^{-3}$	$-0.0894 \text{ (ГэВ)}^{-3}$
11	-100 (ГэВ)^{-3}	$-2.7611 \text{ (ГэВ)}^{-3}$
12	$12.6935 \text{ (ГэВ)}^{-3}$	$-0.4023 \text{ (ГэВ)}^{-3}$
	$T_k \leq T_0$	$T_k \geq T_0$

Полученная поляризация (I5) проецируется на нормаль к плоскости поляриметра и усредняется по всем N событиям:

$$\langle P_p \rangle = \frac{\sum_{i=1, N} \{P_{p_i} * \cos(\phi_i)\}}{n_1 + n_0} \quad (I6)$$

где n_1, n_0 - число частиц, попавших в установку ($N = n_1 + n_0$) после прохождения ядра с взаимодействиями и без взаимодействий с нуклонами,

$$\cos(\phi) = (\vec{n}_s * \vec{n}_{out}), \quad (I7)$$

где \vec{n}_{out} - нормаль к плоскости последнего рассеяния (I).

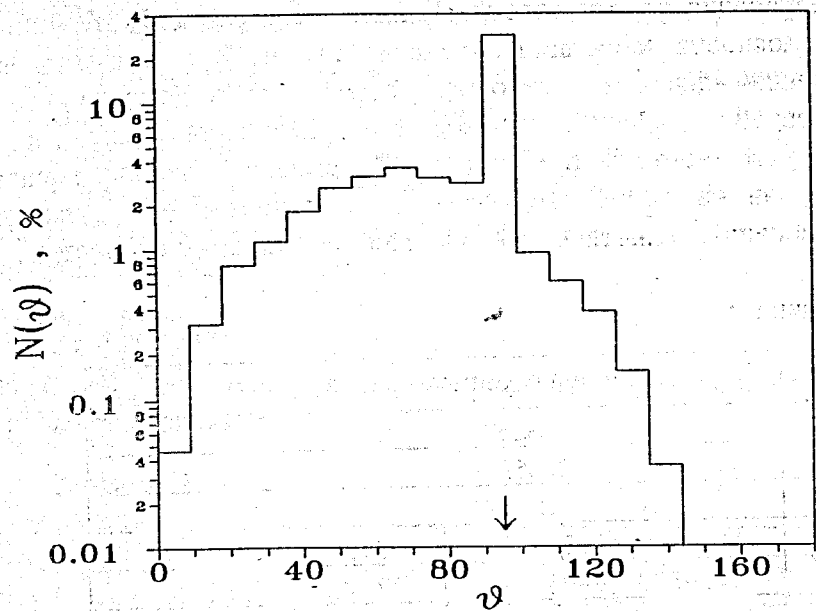


Рис.3. Вклад событий с углом рождения протонов θ в поток протонов, регистрируемых поляриметром в интервале $\theta = (95 \pm 5)^\circ$.

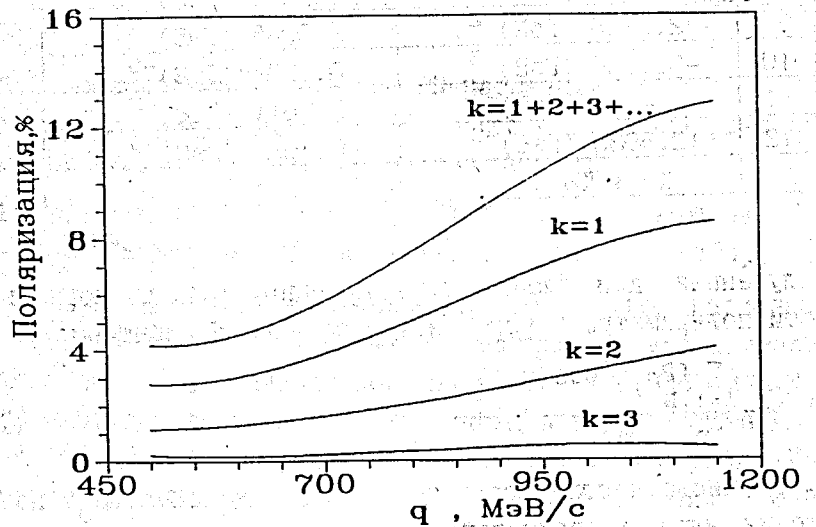


Рис.4. Зависимость поляризации от импульса протонов (q) для ядра углерода с различной кратностью рассеяния (k):

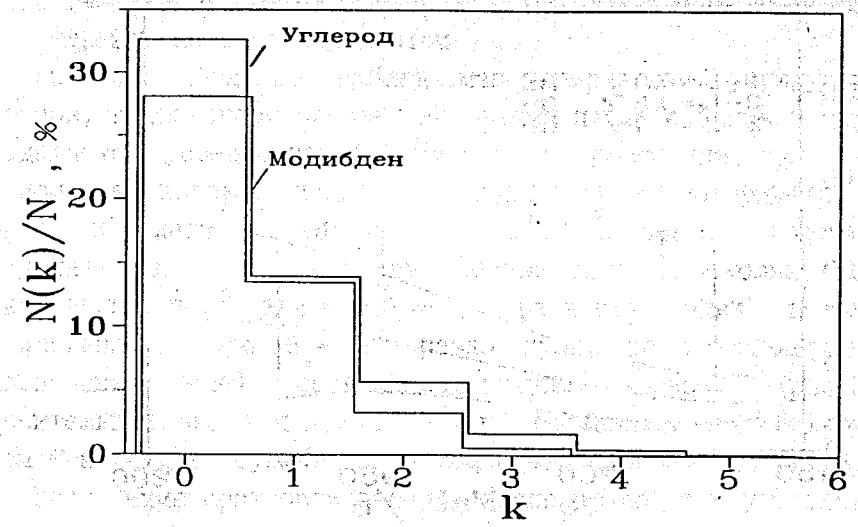


Рис.5. Распределение событий по кратности рН-взаимодействий кумулятивных протонов в ядрах: 1-углерод, 2-молибден.

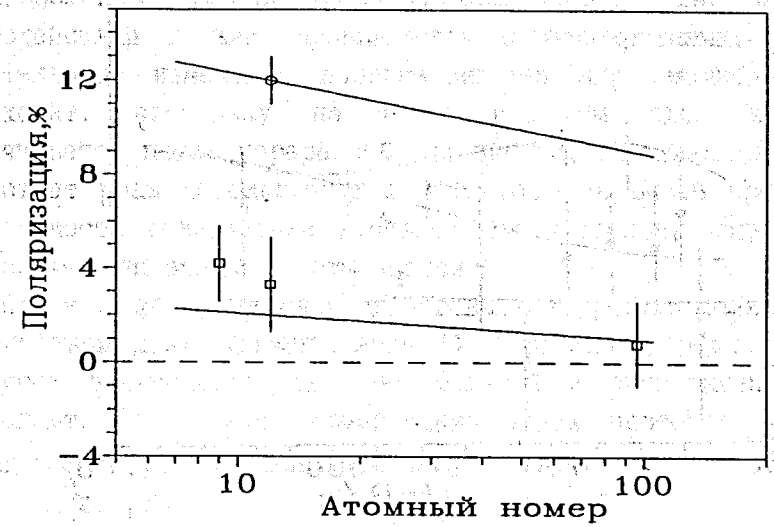


Рис.6. А-зависимость поляризации протонов в импульсном диапазоне $q = 500 \div 1100$ МэВ/с. Линии - расчет, эксп. точки $\circ - 95^\circ$, $\square - 158^\circ$

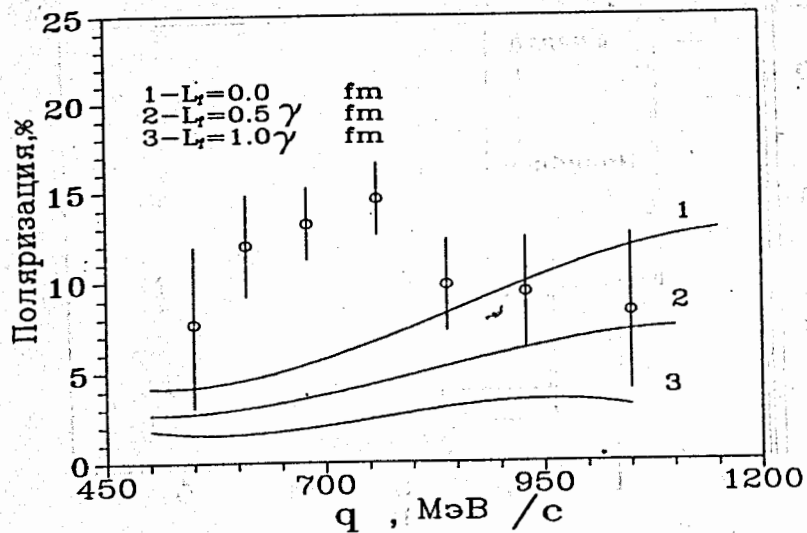


Рис. 7. Зависимость поляризации от импульса протонов (q), образованных на ядре углерода при различной длине формирования (l_f). Эксп. точки /2/. γ -гамма-фактор протона: $\gamma = (q^2/m^2 + 1)^{1/2}$.

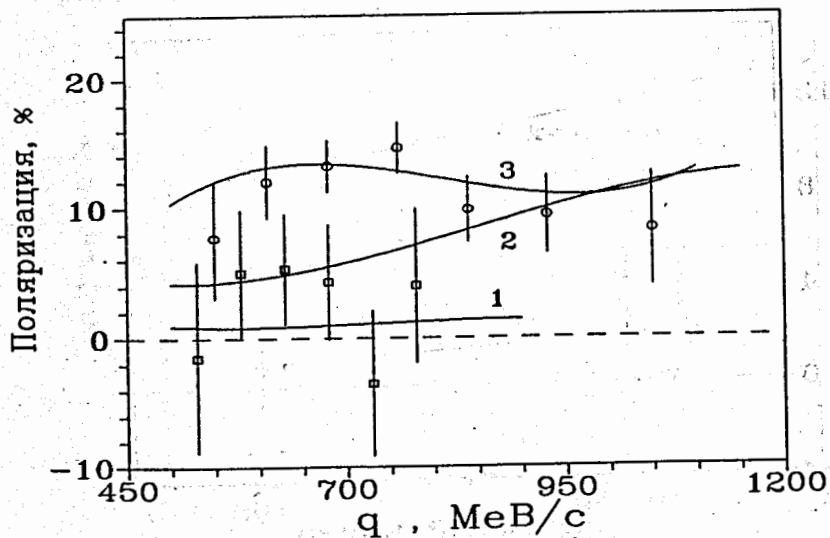


Рис. 8. Зависимость поляризации от импульса протонов (q), образованных на ядре углерода при различных углах (θ) эмиссии. Расчёт: 1- $\theta=158^\circ$; 2- $\theta=95^\circ$ ($P_0=0$); 3- $\theta=95^\circ$ ($P_0=0.2 \times [1 - q(\text{ГэВ/с})]$). Эксп. точки: \circ -/2/, \square -/1/.

3. Результаты расчёта поляризации кумулятивных протонов и сравнение с экспериментом

Как было показано, наблюдаемая поляризация кумулятивных протонов, возникающая за счёт механизма перерассеяния в ядре, определяется усреднением по всем актам рассеяния, при этом соотношение потоков частиц, попадающих в поляриметр со стороны передней полусферы и со стороны задней полусферы, определяет знак и величину поляризации. Поскольку при регистрации под углом $\theta_s \sim 90^\circ$ разность этих потоков максимальна, а при $\theta_s \sim 180^\circ$ равна нулю, то и наблюдаемая поляризация ведёт себя аналогичным образом (рис. 2). Относительный вклад потоков частиц, родившихся под полярным углом θ и регистрируемых под углом $\theta_s \sim 95^\circ$ показан на рис. 3.

Увеличение кратности перерассеяния приводит к уменьшению поляризации из-за эффекта деполаризации при повторном рассеянии. Как видно из рис. 4, основной вклад в поляризацию дают частицы с однократным рассеянием. Распределение событий по числу взаимодействий с нуклонами показано на рис. 5. В ядре ^{12}C преобладают однократные взаимодействия, в ядре ^{96}Mo доля взаимодействий с $k \geq 2$ сравнивается с однократными. Однако значительного изменения поляризации на ядре молибдена не происходит, поскольку на более тяжелом ядре хотя и увеличивается поток перерассеянных частиц, но одновременно и возрастает роль деполаризирующих эффектов. На рис. 6 приведена A -зависимость поляризации кумулятивных протонов, видно, что сильной A -зависимости не отмечается.

При моделировании была проверена зависимость поляризации от расчётной длины формирования (l_f) протонов, родившихся в неупругих взаимодействиях. Ряд моделей и эксперимент /18/ показывают, что длина формирования таких протонов растёт, по-видимому, с увеличением их импульса q_p :

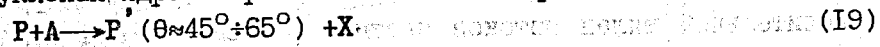
$$l_f \sim \frac{q_p}{m^*} \text{ [fm]}, \quad (18)$$

где m^* - порядка массы нуклона. Как видно из рис. 7, наилучшее согласие с экспериментом /2/ достигается при $l_f = 0$.

Импульсная зависимость поляризации протонов, образованных на ядре углерода с углами вылета 95° и 158° , показана на

рис.8. Хорошее согласие эксперимента и расчёта ($I_f=0$) достигается в жесткой части спектра при $q > 800$ МэВ/с (рис.8, кривая 2). В мягкой части спектра ($q < 800$ МэВ/с) наблюдается рассогласование, возрастающее с уменьшением импульса.

Этот факт можно интерпретировать как указание на то, что спектаторная гипотеза оправдывает себя только применительно к жестким кумулятивным протонам ($x \geq 1.3$). При углах, близких к 90° , в мягкой части спектра вклад в наблюдаемую поляризацию могут дополнительно вносить два процесса: перерассеянные протоны отдачи от квазиупругого рассеяния первичных протонов на нуклонах ядра и протоны инклюзивной реакции:



с переданными импульсами $P_T \approx 0.5 \div 1.5$ ГэВ/с. Поляризация протонов в этих двух процессах при энергиях первичного пучка от 100 до 400 ГэВ исследовалась в экспериментах на ускорителе ФНАЛ /19,20/. Для обоих процессов величина поляризации составляет $5 \pm 8\%$ при $P_T \approx 0.5$ ГэВ/с и падает к нулю при $P_T \approx 1.0$ ГэВ/с. Если предположить, что источником мягких кумулятивных протонов является тот же механизм, что в реакции (I9) (поляризация, наблюдаемая в /19/, качественно воспроизводится трёхрежеонной моделью), то начальная поляризация (P_0) таких протонов будет отличаться от нуля и иметь указанную спадающую импульсную зависимость. Использование такого условия существенно улучшает соотношение расчёта и эксперимента (для $\theta_s = 95^\circ$) по всему импульсному диапазону (рис.8, кривая 3).

Таким образом, сопоставление проведённых расчетов, учитывающих перерассеяние на нуклонах ядра, с данными поляризационных измерений не противоречит гипотезе о доминировании спектаторного механизма в формировании кумулятивных протонов с $x \geq 1.3$ и указывает на наличие начальной поляризации при меньших значениях кумулятивной переменной, где, по-видимому, проявляется тот же механизм образования протонов, что и в инклюзивном рождении протонов ниже кумулятивной границы ($x=1$).

1. Беляев И.М. и др. Краткие сообщения ОИЯИ. Дубна, 1988, №2, с.5.
2. Беляев И.М. и др. Краткие сообщения ОИЯИ. Дубна, 1989, №1, с.5.
3. Беляев И.М. и др. Сообщение ОИЯИ PI-89-463, Дубна, 1989.
4. Казарновский М.В., Парьев Э.Я. ЯФ, 1989, т.49, с.947.
5. Lisañtti J. et al. Phys. Lett., 1984, v.147B, p.23.
6. Лукьянов В.К., Титов А.И. ЭЧАЯ, 1982, т.13, с.613.
7. Файнстер Г. Поляризация нуклонов при рассеянии, Иностранная Литература, М., 1960.
8. Балдин А.М. и др. Сообщение ОИЯИ PI-83-432, Дубна, 1983. Бажков Ю.Д. и др. Препринт ИТЭФ-5, Москва, 1985. Бояринов С.В. и др. ЯФ, 1987, т.46, с.1472. Беляев И.М. и др. Сообщение ОИЯИ PI-90-551, Дубна, 1990.
9. Барашенков В.С., Тонеев В.Д. Взаимодействие высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами. М., Атомиздат, 1972.
10. Барашенков В.С. и др. УФН, 1973, т.109, с.91. Барашенков В.С. и др. Сообщение ОИЯИ P2-87-789, Дубна, 1987.
11. Кургалин С.Д., Чувильский Ю.М. ЯФ, 1989, т.49, с.126.
12. Бажков Ю.Д. и др. ЯФ, 1985, т.42, с.185.
13. Гаврилов В.Б., Лексин А.Г. Препринт ИТЭФ-124, М., 1983.
14. Ryañt V.A. et al. Phys. Rev., 1971, v.3D, p.1.
15. Иванюков А.А. Препринт ИФЭ СПК 74-103, Серпухов, 1974.
16. Белостоцкий С.Л. и др. Пр-нт ЛИЯФ №1023, Ленинград, 1984. ЯФ, 1985, т.42, с.1427.
17. Besset D. et al. Phys. Rev., 1980, v.21D, p.580.
18. Власов Н.В. и др. Препринт ОИЯИ I-80-183, Дубна, 1980. Зилькарнеев Р.Я. и др. Сообщение ОИЯИ PI-4536, Дубна, 1969.
19. Бельзер Л.И. и др. ЯФ 1990, т. 52, с.1407.
20. Corcoran M.D. et al. Phys. Rev. 1980, v.22D, p.2624.
21. Polyado R.O. et al. Phys. Rev. Lett., 1979, v.42, p.1325.

Рукопись поступила в издательский отдел
29 ноября 1991 года.