

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ  
ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ СССР  
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

И Ф В Э 84-85  
ОТФ

С.М.Трошин, Н.Е.Тюрин

СПИНОВЫЕ ЭФФЕКТЫ  
В АДРОННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ  
ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

Серпухов 1984

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ  
ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ СССР  
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

И Ф В Э 84-85  
ОТФ

С.М.Трошин, Н.Е.Тюрян

СПИНОВЫЕ ЭФФЕКТЫ  
В АДРОННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ  
ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

Серпухов 1984

Аннотация

Трошин С.М., Тюрин Н.Е. Спиновые эффекты в адронных взаимодействиях при высоких энергиях: Препринт ИФВЭ 84-85, - Серпухов, 1984. - 20 с., 6 рис., 3 табл., библиогр.: 35 назв.

Обсуждаются спиновые эффекты, наблюдаемые в упругом рассеянии и инклюзивном рождении в адронных взаимодействиях при высоких энергиях. Рассмотрены теоретические подходы к описанию этих эффектов.

Abstract

Troshin S.M., Tyurin N.E. Spin Effects in Hadronic Interactions at High Energies: IHEP Preprint 84-85. - Serpukhov, 1984. - p. 20, figs. 6., tables 3, refs.: 35.

Spin effects in inelastic scattering and in inclusive hyperon production at high energies are discussed. Theoretical approaches to the description of these effects are also considered.

## ВВЕДЕНИЕ

Изучение спиновых эффектов занимает в настоящее время важное место в исследовании динамики взаимодействия адронов. Это связано, во-первых, с обнаружением в ряде экспериментов<sup>1-3/</sup> существенной зависимости от спина частиц и, во-вторых, с надеждами получить новые сведения о динамике взаимодействий на уровне структурных составляющих. Кроме того, квантовая хромодинамика, рассматриваемая как кандидат на теорию сильных взаимодействий, встречает серьезные трудности в описании данных по спиновым эффектам. Это значительно повысило интерес к экспериментальному исследованию спиновых эффектов, а также к построению различных теоретических подходов и анализу лежащих в их основе гипотез, которые позволяют согласовать полученные экспериментальные результаты.

В настоящей работе будут рассмотрены спиновые эффекты, которые представляются наиболее важными для понимания динамики взаимодействия адронов, а также теоретические модели, в рамках которых эти эффекты описываются. В первой части дается обзор основных экспериментальных результатов, полученных за последнее время. Вторая часть посвящена рассмотрению теоретических моделей, в рамках которых проводится анализ спиновых эффектов. При этом основное внимание уделяется процессам упругого рассеяния и процессам инклюзивного рождения гиперонов.

Различным аспектам изучения спиновых эффектов посвящены также обзорные работы<sup>3-5/</sup>.

# 1. ОСНОВНЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

## 1.1. Упругое рассеяние с малыми переданными импульсами

В этой кинематической области накоплен наиболее обширный экспериментальный материал. В основном это результаты измерения параметра поляризации  $P(s, t)$  в упругом  $\pi^{\pm}p$ -,  $K^{\pm}p$ -,  $pp$ - и  $\bar{p}p$ -рассеянии<sup>3,4/</sup>. Остановимся на характерных особенностях параметра  $P(s, t)$ .

Поляризация в упругом  $pp$ -рассеянии при низких энергиях положительна во всей области переданных импульсов, при которых производились измерения. При малых значениях  $-t \approx 0,1 + 0,2 \text{ ГэВ}^2$  величина поляризации составляет примерно 5%. С ростом энергии, начиная с  $30 + 40 \text{ ГэВ}$ , поведение параметра поляризации в  $pp$ -рассеянии качественно изменяется - появляется область переданных импульсов, где поляризация изменяет знак и становится отрицательной. В табл. 1 указаны особенности поведения параметра  $P(s, t)$  в упругом  $pp$ -рассеянии при высоких энергиях. Отметим, что поведение параметра поляризации в упругом  $\bar{p}p$ -рассеянии аналогично поведению этого параметра в  $pp$ -рассеянии.

Таблица 1. Особенности поведения параметра  $P(s, t)$  в упругом  $pp$ -рассеянии при высоких энергиях.

Импульс $p_L$ , ГэВ/с	Знак и величина $P$ при малых $ t $	Нули, $-t$ ( $\text{ГэВ}^2$ )	Знак и величина $P$ при больших $-t$ ( $\text{ГэВ}^2$ )
17,5	+5%	1,0 (двойной)	+10%
45	+2-3%	0,5	
150	+1-2%	0,4; 1,8	+15+20% ( $-t=3$ )
200	+1%	0,6; 1,7	+20% ( $-t=3$ )
300	+0,5-1%	0,4; 1,5	+25% ( $-t=2$ )

В  $\pi N$ -рассеянии характерной особенностью, на наш взгляд, является отклонение параметров  $P_{\pi^+p}$  и  $P_{\pi^-p}$  от зеркальной симметрии. Начиная с энергии  $40 \text{ ГэВ/с}$ , величина  $\Sigma = \frac{1}{2}(P_{\pi^+p} + P_{\pi^-p})$ , характеризующая это отклонение, составляет  $-(1-2)\%$  (рис. 1).

В  $K^+p$ - и  $K^-p$ -рассеянии параметр поляризации при малых  $|t|$  ведет себя существенно различным образом. Так, в  $K^+p$ -рассеянии в диапазоне импульсов  $10 \leq p_L \leq 45$  ГэВ/с параметр поляризации положителен и равен 10–20%, в то время как в  $K^-p$ -рассеянии поляризация практически равна нулю.

Зависимость поляризации от энергии при фиксированном квадрате переданного импульса  $-t \approx 0,1 - 0,2$  ГэВ<sup>2</sup> (область первого максимума) может быть описана степенной функцией<sup>/3/</sup>:

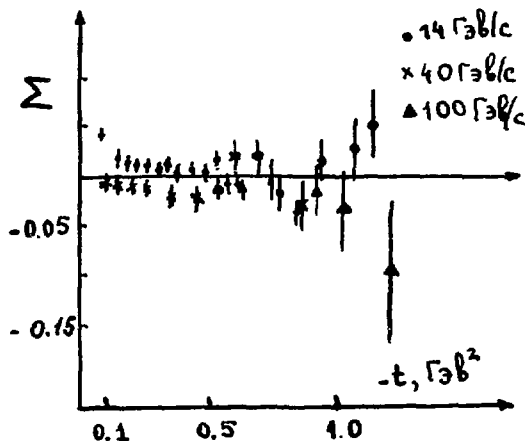


Рис. 1.

функцией<sup>/3/</sup>:  $P_{pp} \sim s^{-0,93}$ ;  $P_{\pi^+p} \sim s^{-0,85}$ ;  $P_{\pi^-p} \sim s^{-0,41}$ ;  $P_{K^+p} \sim s^{-0,62}$ ;  $P_{K^-p} \sim s^{-1,8}$ .

## 1.2. Упругое рассеяние с большими переданными импульсами

Рассмотрим кинематическую область  $s$ ,  $|t| \gg 1$   $-t/s \ll 1$ . Эта область является переходной между областью малых углов рассеяния и областью фиксированных углов рассеяния; данные имеют достаточно большие статистические погрешности. Тем не менее, данные по параметру поляризации в упругом рассеянии при больших  $-t$  позволяют сделать важное заключение о значительной величине поляризации в этой кинематической области (табл. 1). Так, при  $p_L = 150-300$  ГэВ/с величина параметра поляризации в  $pp$ -рассеянии при  $-t \approx 3$  ГэВ<sup>2</sup> составляет 15–20%<sup>/4/</sup>. Последним результатом, подтверждающим этот вывод, явилось измерение параметра поляризации в  $pp$ -соударениях на AGS при  $p_L = 28$  ГэВ/с<sup>/7/</sup> (рис. 2). Как видно из рисунка, новые данные указывают на возможность роста параметра поляризации в области больших переданных импульсов.

Важно отметить также, что величина поляризации в этой кинематической области практически не зависит от энергии.

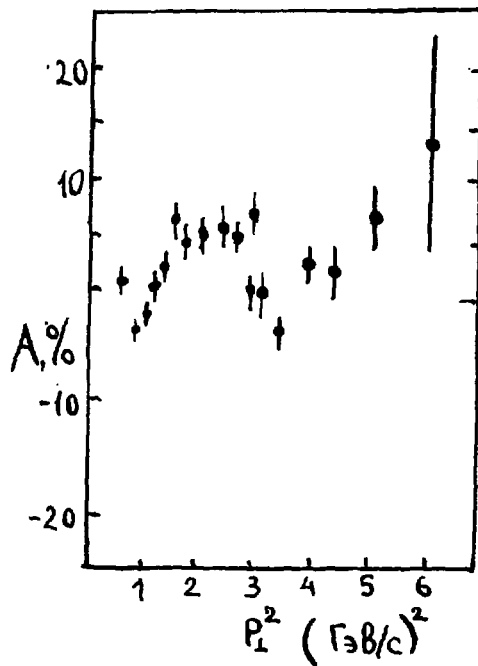


Рис. 2.

### 1.3. Поляризационные эффекты при рассеянии на фиксированных углах

Данные, полученные при  $p_L = 28 \text{ ГэВ/с}$ , показывают, что поляризация в упругом  $pp$ -рассеянии не исчезает при переходе к области рассеяния на большие углы. Так, при  $\theta \approx 45^\circ$  параметр поляризации в упругом  $pp$ -рассеянии составляет более  $10\%$ . Это указывает на то, что спиральность в  $s$ -канале при рассеянии на большие углы может не сохраняться. Если этот результат подтвердится и при больших энергиях, он будет иметь существенное значение для развития теоретических моделей.

Другой важный результат, полученный ранее в экспериментах с поляризованными протонными пучками на ZGS, состоит в обнаружении резкого роста параметра спиновой корреляции  $A_{nn}(s, 90^\circ)$  с ростом энергии в интервале от 6 до 12 ГэВ<sup>1/8</sup>. При энергии 12 ГэВ его величина достигает значения  $0,59 \pm 0,09$  (рис. 3). Параметр  $A_{nn}(s, 90^\circ)$  непосредственно связан с отношением сечений рассеяния на  $90^\circ$  с параллельными  $\sigma_p$  и антипараллельными  $\sigma_a$  спинами:

$$\frac{\sigma_p}{\sigma_a} \equiv \frac{\sigma_{\uparrow\uparrow} + \sigma_{\downarrow\downarrow}}{\sigma_{\uparrow\downarrow} + \sigma_{\downarrow\uparrow}} = \frac{1 + A_{nn}}{1 - A_{nn}}$$

Из приведенного выше значения параметра  $A_{nn}$  следует, что сечение рассеяния с параллельными спинами превышает сечение рассеяния с антипараллельными спинами в четыре раза.

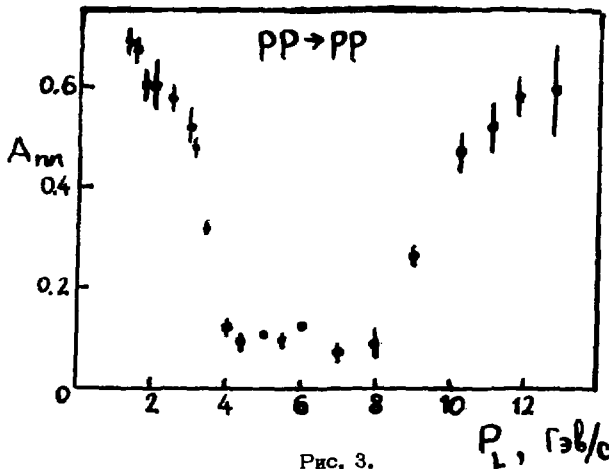


Рис. 3.

#### 1.4. Поляризационные эффекты в инклюзивном рождении гиперонов

Обнаружение большой поляризации  $\Lambda$ -гиперонов в  $pp$ -взаимодействиях с неполяризованными начальными частицами оказалось весьма неожиданным. В настоящее время поляризация  $\Lambda$  в реакции  $pp \rightarrow \Lambda X$  измерена в диапазоне энергий 24–2000 ГэВ. Величина поляризации, усредненная по  $p_L$  и  $x_F$ , имеет значение  $\sim (10-20)\%$  и от энергии практически не зависит. С ростом  $p_L$  абсолютная величина поляризации растет. При больших  $p_L \sim 2$  ГэВ/с рост поляризации замедляется. С ростом переменной  $x_F$  поляризация возрастает по линейному закону.

Поляризация была измерена также и в реакциях рождения  $\Sigma^-$  и  $\Xi^-$ -гиперонов при энергии  $p_L = 400$  ГэВ/с. Оказалось, что  $P_{\Xi} \approx P_{\Lambda}$ , а  $P_{\Sigma} \approx -P_{\Lambda}$ . В то же время поляризация  $\bar{\Lambda}$ -частиц в реакции  $pp \rightarrow \bar{\Lambda} X$  исчезающе мала. Практически нулевое значение имеет также поляризация протонов в реакции  $pp \rightarrow p X$ . Поляризация гиперонов была измерена в реакциях с мезонными пучками, где также были обнаружены значительные спиновые эффекты.

Предварительные результаты, полученные на ISR, указывают на то, что величины поляризации  $\Lambda$  в реакции  $pp \rightarrow \Lambda X$  и  $\bar{\Lambda}$  в реакции  $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda} X$  совпадают<sup>19/</sup>.



Таким образом, в инклюзивном рождении гиперонов при достаточно больших  $p_{\perp}$  ( $p_{\perp} \sim 2$  ГэВ/с) наблюдаются значительные поляризационные эффекты (рис. 4).

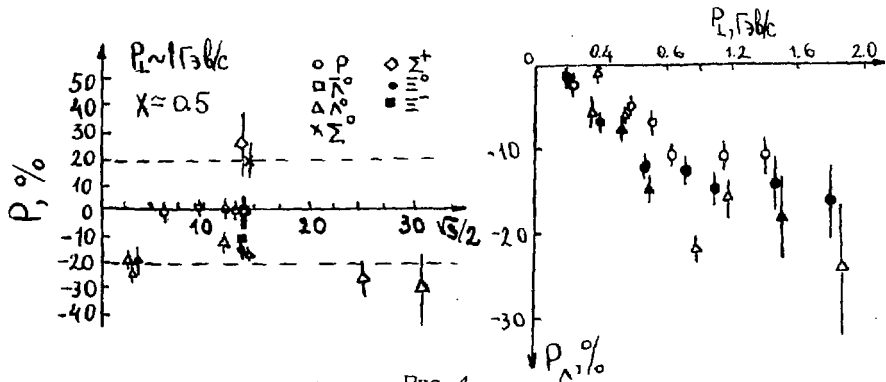


Рис. 4.

В разделе 1 были приведены те экспериментальные результаты, которые, на наш взгляд, представляют наибольший интерес с точки зрения проверки существующих теоретических подходов. Конечно, эти данные не исчерпывают всю область экспериментальных исследований по спиновым эффектам. В частности, имеются интересные данные по измерению поляризации в реакции перезарядки  $\pi^- p \rightarrow \pi^0 p$ , где наблюдается новая структура в области малых переданных импульсов<sup>/10/</sup>. Эти данные, однако, представляют наибольший интерес с точки зрения так называемого "полного опыта" в  $\pi N$ -рассеянии и детального феноменологического анализа с целью вычисления амплитуд и фазовых соотношений между ними.

## 2. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ

Перечисленные выше экспериментальные результаты оказываются весьма критичными при сравнении различных теоретических моделей.

Уже отмечалось, что квантовая хромодинамика испытывает серьезные трудности при описании экспериментальных данных по поляризационным эффектам в области больших углов рассеяния. С другой стороны, расчеты по теории возмущений в КХД не применимы для процессов с малыми переданными импульсами. Поэтому развитие модельных подходов к описанию адронных взаимодействий остается по-прежнему актуальной задачей.

Большинство моделей, предложенных для описания спиновых эффектов при взаимодействии адронов, можно разделить на два класса: модели, предназначенные для описания мягких процессов<sup>/11-16/</sup>, и модели для описания процессов рассеяния на фиксированных углах<sup>/17-22/</sup>. Имеется также ряд работ, в которых предлагаются модели, предназначенные для описания поляризации гиперонов в инклюзивных реакциях<sup>/23-27/</sup>. Следует отметить, что предложенные модели имеют отношение, как правило, лишь к одному из экспериментальных результатов, отмеченных в первой части обзора. Единным образом рассматривать всю область переданных импульсов позволяет подход, основанный на решении трехмерных динамических уравнений в квантовой теории поля<sup>/28-31/</sup>.

## 2.1. Описание спиновых эффектов в области фиксированных переданных импульсов

Удовлетворительное описание экспериментальных данных по параметру поляризации в упругом рассеянии было получено в ряде абсорбционных моделей<sup>/14/</sup>, которые учитывают поправки к полюсной модели Редже, связанные с эффектами перерассеяния. Однако о структуре адронов и механизме их взаимодействия указанные модели позволяют сделать лишь самые общие выводы.

Большие значения для поляризации в упругих адронных реакциях в широком диапазоне энергий предсказываются в модели быстрого роста<sup>/12/</sup>. Предсказываемый эффект должен наблюдаться, начиная с энергий порядка нескольких десятков ГэВ при переданных импульсах  $-t < 2 \text{ ГэВ}^2$ . Модель основана на предположении о насыщении предела полностью поглощающего диска при высоких энергиях. Амплитуда с изменением спиральности растет при  $s \rightarrow \infty$  как  $\ln s$ , что приводит к медленно убывающему с энергией вкладу в поляризацию. Появление области переданных импульсов, где поляризация  $P(s, t)$  становится отрицательной, связывается в модели с ростом полных сечений.

Качественный вывод о связи спиновых эффектов с растущими полными сечениями сделан и в работе<sup>/3/</sup>, в которой рассмотрена модель вращающейся адронной материи.

К несохранению померомом  $S$ -канальной спиральности приводит двухкомпонентная модель<sup>/15/</sup>, в которой адрон представляется в виде центральной части, окруженной облаком виртуальных  $\pi$ -мезонов. Взаимодействие адронов в этой модели происходит путем взаимодействия виртуального пиона из облака одного адрона с облаком или центральной частью другого адрона.

Аналогичные представления о двухкомпонентной структуре адронов и их взаимодействиях используются в модели мезонной шубы/16/ при построении выражения для квазипотенциала взаимодействия двух адронов. Учет спина частиц приводит к замене выражения для эйкональной фазы

$$\chi_0(s, b) \rightarrow \tilde{\chi}_0(s, b) = \chi_0(s, b) + \frac{\sqrt{s}}{2} \chi_{sp \ln}(s, b). \quad (1)$$

Вклад второго слагаемого оказывается существенным для  $\sqrt{s} > 100$  ГэВ и приводит к фруассаровскому росту полных сечений. Модель предсказывает большое значение поляризации в области дифракционного минимума углового распределения  $pp$ -рассеяния, где поляризация слабо зависит от энергии.

Метод U-матрицы/6,5,11/ позволяет объяснить экспериментальные закономерности, наблюдающиеся в широкой области переданных импульсов, в частности поведение сечений и поляризаций в области малых и фиксированных переданных импульсов. Отличительной чертой метода является ненулевой вклад в поляризацию от вакуумного обмена, что приводит, в частности, к отсутствию зеркальной симметрии для поляризации в  $\pi^+p$ -рассеянии. Такое поведение при малых  $-t$  согласуется с отмечавшейся в разделе 1.1. тенденцией в экспериментальных данных. Абсолютное значение поляризации убывает с энергией как  $(\ln s)^{-1}$  при  $s \rightarrow \infty$ . В частности, для малых значений  $t$  и  $s \rightarrow \infty$  имеет место следующее выражение/32/:

$$P_{\pi^+p}(s, t) \approx - \frac{\sqrt{|t|}}{\ln s} \Phi(s, t), \quad (2)$$

где  $\Phi(s, 0) \rightarrow \text{const}$  при  $s \rightarrow \infty$ .

В общем случае выражение для параметра поляризации имеет вид

$$P \sim \text{Im}[(A_{nf} + B_{nf})(A_f^* + B_f^*)] \approx \text{Im}(A_{nf}B_f^* + B_{nf}A_f^*) + \text{Im}(A_{nf}A_f^*),$$

где  $A$  и  $B$  - соответственно вакуумный и невакуумный вклады в амплитуды с переворотом ( $f$ ) и без переворота ( $nf$ ) спина. При современных энергиях вклад первого члена является определяющим. Фактически, в существующих реджевских (включая абсорбционные) моделях фазы  $A_{nf}$  и  $A_f$  совпадают. Отмеченные поляризационные эффекты являются следствием вклада от второго члена в этом выражении.

Отсутствие второго минимума в угловых распределениях в упругом  $pp$ -рассеянии при энергиях ISR может быть объяснено/11/ наличием существенного вклада амплитуд с двойным из-

менением спиральности в области  $-t \geq 2 \text{ ГэВ}^2$ . Относительный вклад этих амплитуд медленно убывает с ростом энергии.

Перечисленные модели и их характерные черты суммированы в табл. 2.

Таблица 2

Модель	Основные предположения	Характерные черты модели, Предсказания
Модель быстрого роста/12/	Насыщение предела черного диска	Связь изменения знака $P(s, t)$ с ростом полного сечения $\sigma_{\text{pp-взаимодействий}}$ , медленное убывание $P(s, t)$ при $s \rightarrow \infty$ при малых $-t$ .
Двухкомпонентная модель/15/	Нуклон: центральная часть, окруженная облаком виртуальных пионов	Несохранение помером $s$ -канальной спиральности.
Модель "мезонной шубы"/16/	Взаимодействие мезонов из шубы одного нуклона с мезонами или центральной частью другого нуклона. Квазипотенциальное уравнение.	Рост $\sigma_{\text{tot}}$ за счет спиновых эффектов, большая отрицательная величина $P(s, t)$ в области дифракционного минимума $\text{pp-рассеяния}$ .
Абсорбционные модели/14/	Поправки к реджевским вкладам в амплитуду, учитывающие перераспределение.	Удовлетворительное описание $P(s, t)$ .
Модель Чоу и Янга/13/	Представление о вращающейся адронной материи.	Спиновые эффекты связываются с ростом полных сечений.
Метод U-матрицы/6,11,5/	Связь $s$ - и $t$ -каналов реакции с помощью аналитического продолжения U-матрицы. Асимптотически U-матрица имеет вид $g(t) s^{\beta(t)}$ . Унитарность сохраняется без дополнительного условия $\beta(0) \ll 1$ на траекторию.	Ненулевой вклад вакуумной особенности в поляризацию. Отсутствие второго минимума в угловых распределениях $\text{pp-рассеяния}$ за счет вклада амплитуд с двойным изменением спиральности.

## 2.2. Описание спиновых эффектов при рассеянии на фиксированные углы

Спиновые эффекты при рассеянии на большие углы играют важную роль для изучения динамики взаимодействия адронов на малых расстояниях. В этой кинематической области, хотя и с определенными неоднозначностями, должны быть применимы расчеты по теории возмущений в КХД, которые во всех порядках по  $\alpha_s(Q^2)$  в силу векторного характера глюонного обмена приводят к сохранению  $s$ -канальной спиральности и, следовательно, к нулевому значению поляризации и параметра  $A_{nn}$ <sup>/17/</sup>. Этот результат справедлив с точностью до членов порядка  $m_q/Q$ . Такое предсказание КХД, однако, не согласуется с существующими экспериментальными данными.

Использование для вычисления жесткой части амплитуды диаграмм кваркового обмена<sup>/18/</sup> (модель типа С1М) приводит для  $pp$ -рассеяния на угол  $90^\circ$  к результату

$$A_{nn} = -A_{\ell\ell} = -A_{ss} = 1/3. \quad (3)$$

Отметим, что многие теоретические модели так же, как и КХД, приводят к параметру поляризации, равному нулю при рассеянии на большие углы с точностью до членов  $O(m_q/Q)$ . Предсказания же этих моделей для параметров спиновой корреляции достаточно сильно различаются между собой. Так, в работе<sup>/20/</sup> рассматривается обмен кварками в системе отсчета Готфрида-Джексона, что позволяет получить значение параметра  $A_{nn} = 0,97$ .

В кварк-партоновой модели<sup>/21/</sup> доминирующей считается область  $x_i \approx 1$ . Предположение о том, что спиновые состояния партонов, участвующих в рассеянии, совпадают со спиновыми состояниями взаимодействующих адронов, ведет к предсказанию  $A_{nn}(90^\circ) = 1/9$  при  $s \rightarrow \infty$ . Параметр поляризации в этой модели при  $|t| > 3 \text{ ГэВ}^2$  и  $s > 100 \text{ ГэВ}^2$  исчезающе мал.

Рассмотрим теперь модели, предсказывающие ненулевое значение параметра поляризации при рассеянии на большие углы. Кварковая модель для  $U$ -матрицы<sup>/31/</sup> основана на решении одновременного динамического уравнения  $F = F[U]$  для амплитуды и привлечении представлений о кварковой структуре адронов при построении выражения для ядра этого уравнения — обобщенной матрицы реакций ( $U$ -матрицы).

В модели предполагается, что взаимодействие адронных структур (облаков) создает некоторое поле  $V_{\text{эфф}}$ , в котором валентные кварки рассеиваются квазинезависимым образом. Считается, что валентные кварки сосредоточены в центре

адрона, и  $U$ -матрица в представлении прицельного параметра записывается в виде произведения

$$u(s, b) \sim \prod_q f_q(s_q, b)$$

функций (амплитуд), отвечающих рассеянию кварков в поле  $V_{\text{эфф}}$ . При выборе выражений для  $f_q(s, b)$  используются следствия, вытекающие из аналитических свойств амплитуды рассеяния  $F$  по  $\cos \theta$ , а также роста полных адронных сечений с энергией <sup>/31/</sup>

$$f_q(s, b) = g_q(s) e^{-m_q b}, \quad g_q(s) = g_q s^\lambda.$$

Не предполагая заранее сохранения спиральности валентных кварков при рассеянии в поле  $V_{\text{эфф}}$ , следует ввести функции  $f_q^{(o)}(s, b)$  и  $f_q^{(f)}(s, b)$ , отвечающие рассеянию без изменения и с изменением спиральности.

Представляет интерес детализация этой картины, что позволяет ввести определенную физическую интерпретацию. Предположим, что облако, возникающее при взаимодействии адронных структур, содержит  $q\bar{q}$ -пары, находящиеся вблизи массовой поверхности. Число кварков в облаке при данном значении  $s$  можно оценить величиной  $N_q(s) \sim (\sqrt{s}/m_q)$ . Предположим далее, что в отличие от рассеяния без изменения спиральности, когда валентный кварк чувствует "непрозрачность" облака, рассеяние с изменением спиральности эффективно соответствует взаимодействию валентного кварка лишь с одним кварком из облака. Такой картине естественно сопоставить соотношение  $g^{(f)}(s) = (m_q/\sqrt{s}) g^{(o)}(s)$ , следствием которого является существенная и исчезающая при  $s \rightarrow \infty$  поляризация в упругом рассеянии в области фиксированных углов. В рамках обсуждаемой геометрической картины естественно принять также, что при соударении адронов с ненулевым прицельным параметром возникающее облако имеет ненулевой угловой момент  $L$ . Таким образом, возникает выделенное направление, перпендикулярное плоскости рассеяния, а потенциал  $V_{\text{эфф}}$  может оказывать поляризующее действие.

Рассматриваемая кварковая модель для  $U$ -матрицы приводит к следующему выражению для параметра поляризации при рассеянии на большие углы:

$$P(\dots, \theta) \approx 2N^{-1} \sin \Delta(s) \sin \frac{\theta}{2} \left\{ 1 + O\left(\frac{m_q^2}{s}\right) \right\}, \quad (4)$$

где  $N$  - общее число валентных кварков в сталкивающихся адронах;  $\Delta(s)$  - разность фаз амплитуд, связанных с рассеянием кварков, с изменением спиральности и без ее изменения.

Величина  $\Delta(s)$  определяет также поведение параметра  $A_{nn}(s, 90^\circ)$  и дифференциального сечения<sup>/33/</sup>:

$$A_{nn}(s, 90^\circ) = \frac{1}{3} \left\{ 1 - \frac{8m_q^2}{s} \left[ 1 + \frac{2}{N}(1-\mathcal{X}) \right] \cos 2\Delta(s) \right\}, \quad (5)$$

$$\frac{d\sigma}{dt} \Big|_{s, \theta = 90^\circ} = \sigma_0(s) \left\{ 1 - \frac{2m_q^2}{s} \left[ 1 + \frac{2}{N}(1-\mathcal{X}) \right] \cos 2\Delta(s) \right\}, \quad (6)$$

где  $\sigma_0(s) \sim (1/s)^{2\lambda N+3}$ , а  $\lambda$  и  $\mathcal{X}$  - параметры модели. В работе<sup>/34/</sup> были рассмотрены два возможных режима в поведении параметра  $A_{nn}(s, 90^\circ)$ . Это резкий рост параметра  $A_{nn}(s, 90^\circ)$  при энергиях  $8 \div 12$  ГэВ, а затем медленное убывание до асимптотического значения  $1/3$  или осциллирующее поведение с затухающей амплитудой вокруг значения  $1/3$  (рис. 5). В первом случае параметр поляризации не будет зависеть от энергии, а дифференциальное сечение будет убывать по чисто степенному закону. Во втором случае параметр поляризации будет осциллирующей функцией энергии, а на степенной закон убывания дифференциального сечения будут накладываться осцилляции (рис. 6).

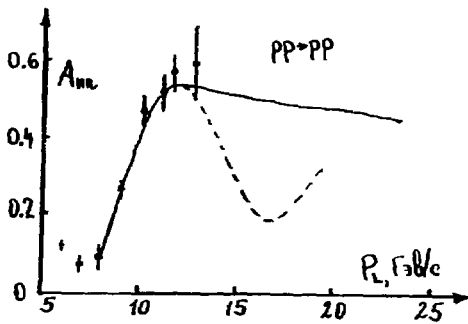


Рис. 5.

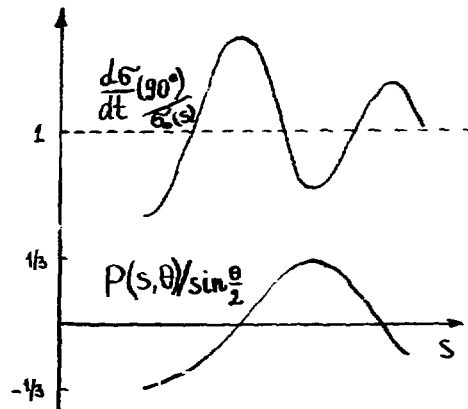


Рис. 6.

В модели массивных кварков<sup>/19/</sup> предполагается, что взаимодействие адронов на малых расстояниях происходит путем обмена мезонами, находящимися на массовой поверхности, между кварками из различных адронов. Предсказывается

большое значение поляризации, в мезон-нуклонном рассеянии на большие углы получены рост параметра  $A_{nn}$  при  $\theta \rightarrow 90^\circ$  и значение  $A_{nn}(90^\circ) \sim 0,5-0,7$  при энергиях ZGS. Модель массивных кварков применима только для рассеяния на большие углы.

В заключение раздела отметим, что изучение параметров поляризации и спиновой корреляции при энергиях 100-1000 ГэВ является исключительно интересным для исследования механизма взаимодействия адронов на уровне их структурных составляющих, поскольку эти параметры несут нетривиальную информацию о динамике спина кварков в процессе адрон-адронного рассеяния. Как и в дифракционной области, изучение спиновых характеристик в области больших углов рассеяния позволяет дифференцировать различные подходы с точки зрения построения амплитуды адрон-адронного рассеяния.

### 2.3. Описание поляризационных эффектов в инклюзивном рождении гиперонов

Открытие большой поляризации в инклюзивном рождении  $\Lambda$ -гиперонов в реакции  $pp \rightarrow \Lambda X$  явилось критичным для ряда моделей, предсказывавших нулевую поляризацию в этой реакции. Так, если поперечные импульсы, при которых проводились измерения поляризации, считать достаточно большими для того, чтобы можно было использовать расчеты по теории возмущений в КХД, то поляризация  $P \sim m_q/Q$  исчезающе мала. В работе<sup>/23/</sup> утверждается, что фактическим размерным параметром в КХД является не масса кварка, а масса адрона. С учетом этого обстоятельства, однако, удается получить значение поляризации только на уровне 3%.

В дальнейшем рассмотрим подходы, в которых поляризация в инклюзивном рождении гиперонов является отличной от нуля.

В модели многократных кварковых перерассеяний<sup>/24/</sup> морской  $s$ -кварк при образовании  $\Lambda$  приобретает поперечный импульс при многократном перерассеянии на кварках и глюонах, в результате чего он поляризуется. Поляризация кварка получается при этом пропорциональной его массе:

$$P_q = a_s m_q f(k, \theta) \hat{n}, \quad (7)$$

где  $k$  и  $\theta$  - импульс и угол рассеяния кварка. Из формулы (7) следует, что поляризация частиц, содержащих тяжелые кварки, должна иметь большее значение, чем  $P_\Lambda$ . Модель дает предсказания для поляризации в реакциях с рождением



других гиперонов и приводит, в частности, к соотношению  $P_{\Sigma} = -P_{\Lambda}$ .

В полуклассической модели Лунда /25/ возникновение поляризации  $\Lambda$  является следствием предположения о локальном сохранении поперечного импульса, энергии и углового момента в струноподобном глюонном поле, возникающем в  $pp$ -соударениях между продолжающимся двигаться как целое  $ud$ -ди-кварком и центральной частью области взаимодействия. В этом поле рождается  $s\bar{s}$ -пара, в которой  $s$ - и  $\bar{s}$ -кварки имеют противоположные поперечные импульсы  $\vec{k}_{\perp}$  и  $-\vec{k}_{\perp}$ . Так как кварки имеют ненулевые массы и импульсы, они не могут родиться в одной точке и, следовательно, пара имеет ненулевой угловой момент.

$$|\vec{L}| = \ell |\vec{k}_{\perp}|, \quad (8)$$

где  $\ell$  - расстояние между рожденными странными кварками. Предполагается, что угловой момент компенсируется спином  $s\bar{s}$ -пары. Таким образом, возникает корреляция между поляризацией  $s$ -кварка и величиной его поперечного импульса. При соответствующей параметризации зависимости поляризации от углового момента модель позволяет описать зависимость поляризации от  $p_{\perp}$ . Для описания поляризации других гиперонов модель нуждается в дополнительных предположениях, она испытывает трудности в объяснении отсутствия поляризации протонов в реакции  $pp \rightarrow pX$ .

В модели прецессии Томаса /26/ поляризация  $s$ -кварков из моря возникает в процессе рекомбинации на последнем этапе взаимодействия адронов. При этом  $s$ -кварк ускоряется, на него действует сила  $\vec{F}$ , не являющаяся параллельной его скорости  $\vec{\beta}$ , следствием чего является прецессия Томаса. В результате такого механизма  $s$ -кварк поляризуется в направлении, противоположном  $\vec{\omega}_{\perp} = [\vec{F} \times \vec{\beta}]$ . Модель приводит к соотношению  $P_{\Sigma} = -P_{\Lambda}$  и предсказывает положительную поляризацию для  $\Lambda_c$ , измерение которой может явиться важным для проверки справедливости модели.

Качественное объяснение поляризации гиперонов дается также в работе /27/, где возникновение поляризации связывается со спин-орбитальным взаимодействием в скалярном поле, связывающем кварки внутри адрона.

В рамках кварковой модели для U-матрицы рассмотрен случай рождения  $\Lambda$  в  $pp$ -соударениях в процессе дифракционной диссоциации /35/. Поляризация гиперонов возникает в модели в результате рассеяния эффективным полем  $V_{\text{эфф}}$  пары

$s\bar{s}$  -кварков, находящейся в  ${}^3P_0$  -состоянии, которая с определенной вероятностью содержится в волновой функции начального протона.

Как уже отмечалось в разделе 2.2, эффективное поле создается в модели облаком кварков, которое как целое имеет ненулевой угловой момент. Вычисления, выполненные в рамках модели, приводят к следующему выражению для параметра поляризации<sup>/36/</sup>:

$$P_{\Lambda}(p_{\perp}) \approx -\text{th} \left[ \frac{1}{8} \left( \frac{p_{\perp}}{2m_s} \right)^2 \left( 1 - \frac{1}{\chi^2} \right) \right], \quad (9)$$

где  $m_s$  - масса странного кварка, а  $\chi > 1$  - параметр модели. Выражение (9) справедливо в области  $p_{\perp} \lesssim 1$  ГэВ/с. Поляризация в модели не зависит от энергии.

Выражение для поляризации частиц, содержащих тяжелые кварки, имеет вид, аналогичный (9), при этом массу странного кварка  $m_s$  следует заменить на массу тяжелого кварка  $m_Q$ . Поэтому у более тяжелой частицы значительная поляризация должна наблюдаться при больших значениях  $p_{\perp}$ . В модели поляризация  $\Sigma$  должна быть положительной, а поляризация  $\Xi$ , как и  $\Lambda$  - отрицательной. Поляризация  $\bar{\Lambda}$ , рожденной в процессе  $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}X$ , должна совпадать с поляризацией  $\Lambda$  в процессе  $pp \rightarrow \Lambda X$ . Эти выводы соответствуют экспериментальной ситуации.

В табл. 3 приведены характерные черты некоторых из указанных в разделах 2.2. и 2.3. моделей.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе рассмотрены наиболее важные, на наш взгляд, для понимания динамики адронных взаимодействий спиновые эффекты и теоретические модели, рассматривающие эти эффекты. Перечень теоретических моделей, конечно, не является исчерпывающим.

Наблюдаемые, связанные со спиновыми степенями свободы, несут нетривиальную информацию о динамике взаимодействия, которая в ряде случаев является более важной, чем информация, которую можно извлечь из анализа сечений.

Обзор теоретических моделей, предложенных для объяснения поляризационных эффектов (часть 2), показывает, что экспериментальные исследования при более высоких энергиях представляют несомненный интерес, в частности для выяснения:

Таблица 3

Модель	$P(s, t)$ в области $s, -t \rightarrow \infty$ $-t/s$ - фикс.	Параметр $A_{nn}$	Поляризация $P_Y$ в процессе $pp \rightarrow YX$
Кварк-партоновая модель /21/	КХД взаимодействие в низшем порядке, спиновые состояния адронов совпадают со спиновыми состояниями партонов	$\sim 0$	$A_{nn}(s, 90^\circ) = 1/9$ при $s \rightarrow \infty$ .
Модель Лунда /25/	Пара кварков рождается в струноподобном поле с $ \vec{L}  \neq 0$ . Угловой момент компенсируется спином кварков		$P_\Lambda \neq 0$ , для других гиперонов необходимы дополнительные предположения
Модель массивных кварков /19/	Кварки взаимодействуют путем обмена мезонами на массовой поверхности	$\sim 50\%$ для $(\pi^-, K^-)p$ -рассеяния при $\theta \sim 40^\circ$	Рост при $\theta \rightarrow 90^\circ$ $A_{nn}(90^\circ) \approx 0,6$
Модель многократных кварковых перераспределений /24/	Поляризация s-кварка в результате его многократных перераспределений на кварках и глюонах		$P_{\Lambda_q} \sim m_q, P_p = 0$ для $pp \rightarrow pX$ . Усиление эффекта для $\Lambda_c$ и $\Lambda_b$ .
Кварковая модель для U-матрицы /31/	Уравнение для амплитуды $F = F[U]$ . Факторизация U-матрицы в представлении прицельного параметра. Выбор кварковых амплитуд с учетом аналитических свойств U-матрицы, учет высших фоковских состояний.	$P_{\pi N}(60^\circ) \approx 20\%$ с $P_{pp}(45^\circ) \sim 10-15\%$ .	Осцилляции с энергией. $A_{nn}(90^\circ) \approx 0,6$ при $P_L = 12 \text{ ГэВ/с}$ связь с осцилляциями $d\sigma/dt$ и $P(s, t)$ Рост $P_\Lambda$ в зависимости от $p_\Lambda$ . Независимость $P_\Lambda$ от энергии. Качественное согласие с данными для других гиперонов, $P_{\Lambda_q} \sim m_q^2$ .

- механизма роста полных сечений ( $P$  в области фиксированных  $t$ );
- механизма адронных взаимодействий на кварковом уровне и роли спина кварков ( $P$  в области фиксированных  $t/s$ , параметр  $A_{nn}$ ,  $P$  в реакциях  $pp \rightarrow YX$ );
- справедливости КХД или области ее применимости, включая схему выделения мягкой и жесткой компонент амплитуды ( $P$  в области фиксированных  $t/s$ , параметр  $A_{nn}$ );
- корреляций в поведении  $P(s, t)$  и  $d\sigma/dt$ , роли спина в формировании угловых распределений.

Ответы на эти и другие вопросы без детального анализа поляризационных эффектов и роли спиновых степеней свободы в адронной динамике будут заведомо неполными. Большое количество теоретических моделей свидетельствует не только о сложности наблюдаемых эффектов, но также о том, что их экспериментальное исследование далеко не завершено.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Crabb D.G. et al. - *Phys.Rev.Lett.*, 1978, 41, p.1267.
2. Bunce G. et al. - *Phys. Rev. Lett.*, 1976, 36, p.1113.
3. Нурушев С.Б. - Препринт ИФВЭ 83-127, Серпухов, 1982.
4. Bourrely C., Leader E., Soffer J. - *Phys. Rep.*, 1980, 59, N 2;  
Yokosawa A. - *Phys. Rep.*, 1980, 64, N 2;  
Craigie N. et al. - *Phys. Rep.*, 1983, 29, N 2,3.
5. Еднерал В.Ф., Трошин С.М., Тюрин Н.Е. - Препринт ИФВЭ 80-81, Серпухов, 1980.
6. Тюрин Н.Е., Хрусталеv О.А. - ТМФ, 1975, 24, с. 291.
7. Peaslee D.C. et al. - Preprint UM HE 83-15, 1983.
8. Crosbie E.A. et al. - *Phys. Rev.*, 1981, D23, 600.
9. Kuhn D. - In: Proceed. of NEP83, RAL, 1983, p. 271.
10. Arokin V.D. et al. - *Z. Phys. C.*, 1982, 15, p. 293.
11. Еднерал В.Ф., Трошин С.М., Тюрин Н.Е. - "Письма в ЖЭТФ", 1979, 30, с. 356.
12. Соловьев Л.Д., Шелкачев А.В. - ЯФ, 1980, 31, с. 248.
13. Chou T., Yang C.N. - *Nucl. Phys.*, 1976, B107, p. 1.
14. Irving A., Worden R. - *Phys. Rep.*, 1977, 34C, p. 117.
15. Pumphlin J., Kane G.L. - *Phys. Rev.*, 1975, D11, p.1183.
16. Голоскоков С.В., Кулешов С.П., Теляков В.Г. - Препринт ОИЯИ P2-82-822, Дубна, 1982.
17. Brodsky S.J., Lepage G.P. - In.: Proceed.of the Conf. NEP83, Lausanne, 1981.

18. Farrar G.R. et al. - *Phys. Rev.*, 1979, D20, p. 202.  
Brodsky S.J., Carlson C.E., Lipkin H. - *Phys. Rev.*,  
1979, D20, p. 2278.
19. Chiapetta P., Soffer J. - *Phys. Rev.*, 1983, D28, p. 2162.
20. Szwed J. - *Phys. Lett.*, 1980, 93B, p. 485.
21. Головизнин В.В., Снигирев А.М., Соловьев Л.Д., Щелка-  
чев А.В. - *ЯФ*, 1981, 34, с. 216.
22. Anselmino M., Vercellino G. - *Nuovo Cim.*, 1979,  
53A, p. 289.
23. Ефремов А.В., Теряев О.В. - В кн.: Труды Международного  
симпозиума по поляризаационным явлениям, Дубна, 1982,  
1, 2-82-27, С53.
24. Szwed J. - *Phys. Lett.*, 1981, 105B, p. 403.
25. Andersson B.A., Gustafson G., Ingelman G. - *Phys.*  
*Lett.*, 1979, 85B, p. 417.
26. DeGrand T., Miettinen H.I. - *Phys. Rev.*, 1981, D23,  
p. 1227.
27. Струминский Б.В. - *ЯФ*, 1981, 34, с. 1594.
28. Логунов А.А., Саврия В.И., Тюрин Н.Е., Хрусталеv О.А. -  
*ТМФ*, 1971, 6, с. 157.
29. Трошин С.М., Тюрин Н.Е. - *ТМФ*, 1976, 28, с. 139.
30. Трошин С.М., Тюрин Н.Е. - *ЭЧАЯ*, 1984, 15, с. 53.
31. Трошин С.М., Тюрин Н.Е. - В кн.: Труды УІ Международ-  
ного семинара по проблемам физики высоких энергий и  
квантовой теории поля, Протвино, Серпухов: ИФВЭ, 1983,  
т. 2, с. 79.
32. Трошин С.М., Тюрин Н.Е. - *Письма в ЖЭТФ*, 1976, 23,  
с. 716.
33. Troshin S.M., Tyurin N.E. - *Preprint IHEP 83-205*,  
*Serpukhov*, 1983.
34. Troshin S.M., Tyurin N.E. - *Nadronic Journal*, 1983,  
6, p. 259.- *Preprint IHEP 82-38*, *Serpukhov*, 1982.
35. Трошин С.М., Тюрин Н.Е. - *ЯФ*, 1983, 38, с. 1065.

Рукопись поступила 11 апреля 1984 года.

С.М.Трошин, Н.Е.Тюрин  
Спиновые эффекты в адронных взаимодействиях при  
высоких энергиях.

Редактор Н.В.Ежела. Технический редактор Л.П.Тимкина.  
Корректор М.И.Онегина.

---

Подписано к печати 21.04.84. Т-08841. Формат 60x90/16.  
Офсетная печать. Печ.л. 1,25. Уч.-изд.л. 1,3. Тираж 270.  
Заказ 435. Индекс 3624. Цена 19 коп.

---

Институт физики высоких энергий, 142284, Серпухов Московской обл.

Цена 19 коп.

Индекс 3624

---

ПРЕПРИНТ 84-85, ИФВЭ, 1984

---