

# СПИНОВЫЕ ЯВЛЕНИЯ В СИЛЬНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

*С. М. Трошин, Н. Е. Тюрин*

Институт физики высоких энергий, Серпухов

Рассматривается современное состояние экспериментальных и теоретических исследований спиновых эффектов в мягких и жестких адронных взаимодействиях при высоких энергиях.

The present status of the theoretical and experimental studies of spin effects in the hard and soft hadronic interactions at high energies is considered.

## ВВЕДЕНИЕ

Большинство из известных частиц имеют спин, который является одним из фундаментальных квантовых чисел, характеризующих состояние частицы. Изучение спиновых явлений представляет эффективный способ исследования структуры частиц и динамики их взаимодействий. Важность учета спиновых явлений в области физики высоких энергий в настоящее время становится общепризнанной [1].

Эксперименты по изучению поляризационных эффектов ведутся практически на всех действующих и планируются на строящихся ускорителях [2]. Следует, однако, отметить, что такая ситуация сложилась лишь в последние 10—15 лет. Ранее считалось, что учет спина частиц при теоретическом рассмотрении высокоэнергетических процессов приводит лишь к несущественным усложнениям и не связан с динамикой взаимодействия. Только после экспериментального обнаружения ряда важных спиновых эффектов учет спиновых степеней свободы стал необходимой частью теоретического анализа. Здесь прежде всего следует отметить открытие в середине 60-х годов ненулевой поляризации в реакции перезарядки  $\pi^+p \rightarrow \rho^0n$ , в результате которого стала ясна неприменимость полюсной модели Редже [3]. Оказалось, что  $\rho$ -мезонный обмен, с помощью которого удавалось хорошо описать дифференциальные сечения, не в состоянии объяснить наличие ненулевой поляризации. Это открытие свидетельствовало о необходимости изменения теоретических представлений о динамике взаимодействий. В середине 70-х годов были обнаружены большие поляризационные эффекты в инклюзионном

рождении гиперонов [4], а в последние годы — весьма значительные эффекты в упругом рассеянии адронов, в частности в жестких взаимодействиях [5] и в неупругих бинарных реакциях [6].

Спиновые эффекты являются весьма критичными при проверке теоретических представлений. Так, пертурбативная квантовая хромодинамика (КХД) испытывает серьезные трудности при описании новых экспериментальных результатов.

Спиновые эффекты являются важными с точки зрения изучения структуры частиц, в частности, вопроса о связи спина частицы со спином составляющих и механизма взаимодействия составляющих.

Изучение спиновых явлений дает более богатую информацию, чем изучение усредненных по спину величин, а измеряемые в соответствующих экспериментах величины являются более фундаментальными, что позволяет проводить детальный анализ различных теоретических представлений и подходов.

В настоящем обзоре обсуждаются спиновые явления в адронных взаимодействиях при высоких энергиях, которые, как нам представляется, имеют наибольший интерес для изучения динамики взаимодействий адронов. В разд. 1 описываются ключевые, по нашему мнению, результаты экспериментальных исследований спиновых эффектов. Раздел 2 посвящен теоретическим подходам к анализу спиновых эффектов. В разд. 3 спиновые эффекты рассматриваются в рамках динамического подхода к анализу адронных процессов при произвольных значениях переданного импульса. В силу важности поляризационных явлений в инклюзивном рождении гиперонов рассмотрение этих процессов выделено в отдельный раздел (разд. 4).

## 1. ОСНОВНЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Все поляризационные эксперименты можно разделить на три группы:

1. Эксперименты с неполяризованными мишенью и пучком.
2. Эксперименты с поляризованной мишенью и неполяризованным пучком.
3. Эксперименты с поляризованными мишенью и пучком.

Эксперименты первой группы пригодны для измерения поляризации нестабильных конечных частиц, например  $\Lambda$ -гиперонов, поляризация которых определяется по распаду. Для измерения поляризации стабильных частиц в таких экспериментах применяются поляриметры. В экспериментах второй группы используются поляризованные мишени различных типов. Перспективным здесь является использование струйных мишеней [7], которые позволяют обеспечить высокую степень поляризации. В экспериментах третьей группы необходимы либо ускоренные поляризованные пучки, либо вторичные поляризованные пучки, полученные в результате взаимодействия первичного неполяризованного пучка с мишенью, например

$p(\uparrow)$ , получаемые от распада  $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ . Недостатком вторичных поляризованных пучков является, как правило, их сравнительно невысокая интенсивность.

В поляризационных экспериментах могут измеряться поляризация и односпиновые асимметрии, а в экспериментах с поляризованным пучком — параметры спиновой корреляции. Рассмотрим наиболее распространенный случай  $pp$ -рассеяния, который описывается пятью независимыми спиральными амплитудами, соответствующими переходам следующего вида:

$$F_1: (+ + \rightarrow + +); \quad F_2: (+ + \rightarrow - -); \quad F_3: (+ - \rightarrow + -); \\ F_4: (+ - \rightarrow - +); \quad F_5: (+ + \rightarrow + -).$$

Здесь знаки  $\pm$  означают спиральность протона  $+1/2$  или  $-1/2$  соответственно. Эти амплитуды удовлетворяют соотношениям, следующим из условия тождественности частиц:

$$F_1(\theta) = F_1(\pi - \theta); \quad F_2(\theta) = F_2(\pi - \theta); \quad F_3(\theta) = -F_4(\pi - \theta); \\ F_5(\theta) = -F_5(\pi - \theta).$$

Поляризация  $P$  или анализирующая способность  $A$  (для бинарных реакций  $P = A$ ) связана со спиральными амплитудами следующим соотношением:

$$P = -\frac{1}{\sigma} \operatorname{Im} [(F_1 + F_2 + F_3 - F_4) F_5^*],$$

где

$$\sigma = \frac{1}{2} (|F_1|^2 + |F_2|^2 + |F_3|^2 + |F_4|^2 + 4|F_5|^2).$$

Параметр спиновой корреляции  $A_{nn}$  определяется следующим образом:

$$A_{nn} = \frac{\frac{d\sigma}{dt}(\uparrow\uparrow) + \frac{d\sigma}{dt}(\downarrow\downarrow) - \frac{d\sigma}{dt}(\uparrow\downarrow) - \frac{d\sigma}{dt}(\downarrow\uparrow)}{\frac{d\sigma}{dt}(\uparrow\uparrow) + \frac{d\sigma}{dt}(\downarrow\downarrow) + \frac{d\sigma}{dt}(\uparrow\downarrow) + \frac{d\sigma}{dt}(\downarrow\uparrow)},$$

где  $\frac{d\sigma}{dt}(\uparrow\uparrow)$  — сечение упругого рассеяния в случае, когда начальные протоны поляризованы вдоль нормали к плоскости рассеяния ( $\hat{n} = \hat{x}$ ). Аналогично определяются параметр  $A_{ll}$ , в этом случае адроны поляризованы вдоль направления импульса пучка  $\hat{z}$ , и параметр  $A_{ss}$ , когда протоны поляризованы в направлении  $\hat{y}$ . Возможны и другие комбинации поляризаций начальных протонов.

Рассматриваются также корреляции между спинами начальных и конечных частиц. Так, параметр поворота спина  $R$  характеризует вращение спина налетающей частицы в результате взаимодействия.

Параметры спиновой корреляции связаны со спиральными амплитудами соотношениями:

$$A_{nn} = \frac{1}{\sigma} \operatorname{Re} [F_1 F_2^* - F_3 F_4^* + 2 |F_5|^2];$$

$$A_{ll} = \frac{1}{2\sigma} [-|F_1|^2 - |F_2|^2 + |F_3|^2 + |F_4|^2];$$

$$A_{ss} = \frac{1}{\sigma} \operatorname{Re} [F_1 F_2^* + F_3 F_4^*].$$

При рассеянии на  $90^\circ$  в с. ц. м. из свойств симметрии следует, что  $F_5 = 0$ , а  $F_4 = -F_3$ . Это приводит к следующему соотношению для параметров спиновой корреляции в  $pp$ -рассеянии:

$$A_{nn} - A_{ll} - A_{ss} = 1. \tag{4}$$

Из оптической теоремы нетрудно получить выражения для разностей полных сечений для различных проекций спина:

$$\Delta\sigma_L = \sigma_{\text{tot}}(+ +) - \sigma_{\text{tot}}(+ -) = \sigma_{\text{tot}}(\overleftarrow{\uparrow}) - \sigma_{\text{tot}}(\overrightarrow{\uparrow}) =$$

$$= \frac{8\pi^3}{s} \operatorname{Im} [F_1(0) - F_3(0)];$$

$$\Delta\sigma_{\perp} = \sigma_{\text{tot}}(\uparrow\uparrow) - \sigma_{\text{tot}}(\uparrow\downarrow) = \frac{8\pi^3}{s} \operatorname{Im} F_2(0).$$

Экспериментальное изучение поляризационных явлений в упругом рассеянии при высоких энергиях ведется уже на протяжении

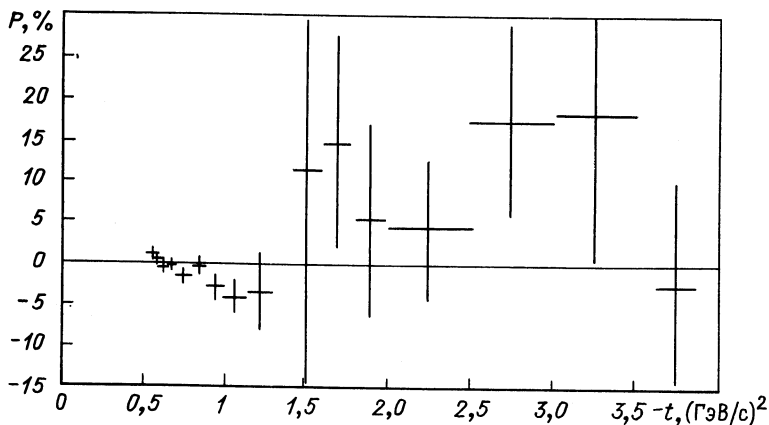


Рис. 1. Параметр поляризации в упругом  $pp$ -рассеянии при  $p_{\text{лаб}} = 200 \text{ ГэВ}/c$  (данные из [38])

почти двух десятилетий. Наибольшее количество данных получено в области малых и фиксированных значений переданных импульсов. В области малых переданных импульсов поляризация убывает с ростом энергии степенным образом  $P \sim s^{-\alpha}$ , причем параметр  $\alpha$

имеет различные значения для различных процессов:

$$\alpha_{pp} = 0,93, \quad \alpha_{\pi+p} = 0,85, \quad \alpha_{\pi-p} = 0,41, \quad \alpha_{K+p} = 0,62, \\ \alpha_{K-p} = 1,8 \quad \text{при} \quad -t = 0,1 \div 0,2 \quad (\text{ГэВ}/c)^2.$$

В области фиксированных переданных импульсов зависимость параметра поляризации от переданного импульса имеет характерное осциллирующее поведение. На рис. 1 приведены данные для поляризации в упругом  $pp$ -рассеянии при  $p_{\text{лаб}} = 200$  ГэВ/с, имеющие характерную  $t$ -зависимость.

Разности полных сечений  $\Delta\sigma_L$  и  $\Delta\sigma_{\perp}$  измерены в области энергий до 12 ГэВ, где наблюдается их убывание с энергией (рис. 2, 3).

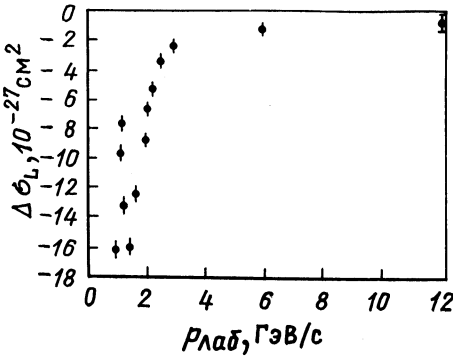


Рис. 2. Разность полных сечений  $pp$ -взаимодействия  $\Delta\sigma_L = \sigma_{\text{tot}}(\rightleftharpoons) - \sigma_{\text{tot}}(\rightarrow)$  (данные из [39])

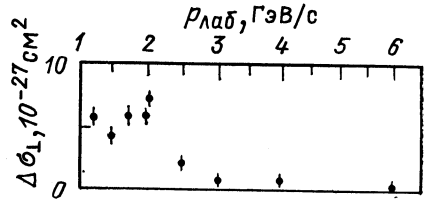


Рис. 3. Разность полных сечений  $pp$ -взаимодействия  $\Delta\sigma_{\perp} = \sigma_{\text{tot}}(\uparrow) - \sigma_{\text{tot}}(\downarrow)$  (данные из [39])

Значительные спиновые эффекты в упругом  $pp$ -рассеянии были обнаружены в области больших углов. Наиболее ярким результатом здесь является так называемый «аргонский эффект», который заключается в сильной зависимости от энергии параметра спиновой корреляции  $A_{nn}(s, 90^\circ)$  [5]. На рис. 4 приведены экспериментальные данные по измерению параметра  $A_{nn}$  при  $\theta_{\text{ц.м}} = 90^\circ$ . При  $p_{\text{лаб}} = 12$  ГэВ/с сечение рассеяния с параллельными спинами  $d\sigma(\uparrow\uparrow)/dt$  в 4 раза превышает сечение рассеяния с антипараллельными спинами. Наиболее значительные эффекты наблюдаются в области  $\theta_{\text{ц.м}} = 90^\circ$ . На рис. 5 и 6 представлены угловые зависимости параметров  $A_{nn}$ ,  $A_{ll}$ ,  $A_{ss}$  и  $A_{ls}$  при  $p_{\text{лаб}} = 11,75$  ГэВ/с.

Недавно в экспериментах с поляризованным пучком на АGS был измерен параметр спиновой корреляции  $A_{nn}$  при  $p_{\text{лаб}} = 18,5$  ГэВ/с и  $p_{\perp}^2 = 4,7$  (ГэВ/с)<sup>2</sup> [5]. Оказалось, что при этих значениях  $p_{\text{лаб}}$  и  $p_{\perp}$  параметр  $A_{nn} = (-2 \pm 16)\%$ . Этот результат, а также данные, полученные при энергиях ZGS (БНЛ), указывают на возможность осциллирующего поведения параметра  $A_{nn}$  в зависимости от  $p_{\text{лаб}}$  (рис. 7).

Более ранним результатом является обнаружение большой поляризации в упругом  $pp$ -рассеянии при  $p_{\text{лаб}} = 28$  ГэВ/с и  $\theta_{\text{ц.м.}} = 45^\circ$

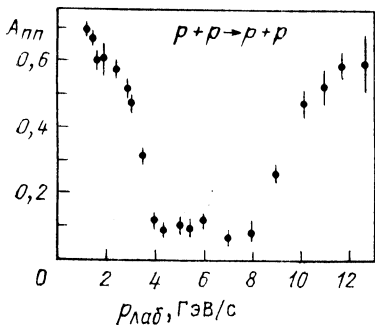


Рис. 4. Зависимость параметра спиновой корреляции  $A_{nn}(s, 90^\circ)$  в упругом  $pp$ -рассеянии от энергии (данные из [5])

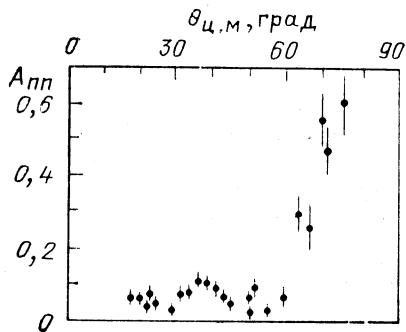


Рис. 5. Угловая зависимость параметра спиновой корреляции  $A_{nn}(s, \theta^\circ)$  в упругом  $pp$ -рассеянии при  $p_{\text{лаб}} = 11,75$  ГэВ/с (данные из [5])

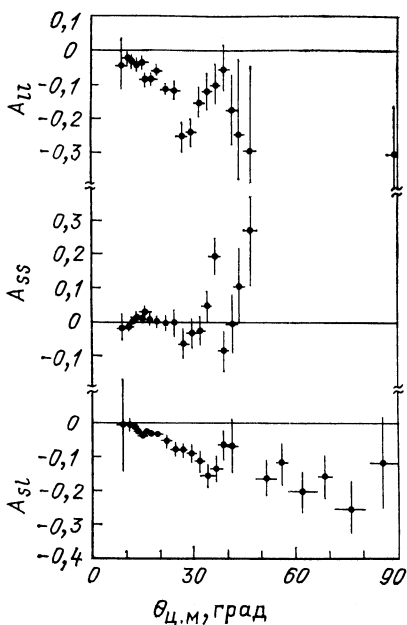


Рис. 6. Угловые зависимости параметров спиновой корреляции  $A_{ll}$ ,  $A_{ss}$  и  $A_{sl}$  в упругом  $pp$ -рассеянии при  $p_{\text{лаб}} = 11,75$  ГэВ/с (данные из [40])

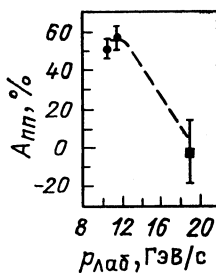


Рис. 7. Зависимость параметра спиновой корреляции  $A_{nn}$  в упругом  $pp$ -рассеянии от  $p_{\text{лаб}}$  при фиксированном значении  $p_{\perp}^2 = 4,7$  (ГэВ/с)<sup>2</sup> (данные из [5])

[5]. Как видно из рис. 8, если при малых значениях переданного импульса поляризация составляет  $\sim 5\%$ , то в области больших углов

поляризация составляет около 25 %. Отметим, что большая поляризация наблюдалась также в упругом  $pp$ -рассеянии (рис. 9).

**В неупругих бинарных реакциях** также наблюдаются большие спиновые эффекты. Недавно в ИФВЭ был завершен цикл исследований поляризационных явлений в бинарных реакциях с обменом зарядом  $\pi^- + p \rightarrow M^0 + n$  при импульсе  $\pi^-$ -мезонов 40 ГэВ/с. Экспериментальные данные по измерению поляризации и асимметрий при-

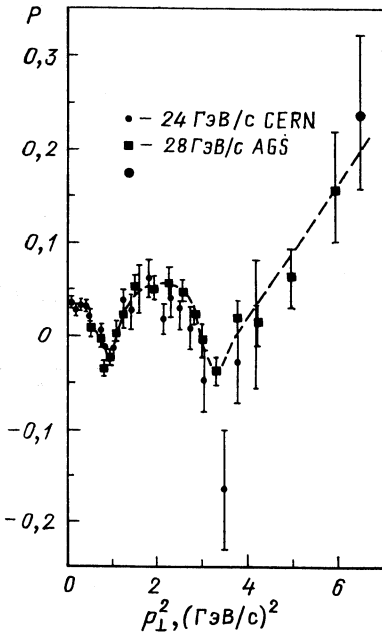


Рис. 8. Параметр поляризации в упругом  $pp$ -рассеянии при  $p_{\text{лаб}}$ , равном 24 и 28 ГэВ/с (данные из [5])

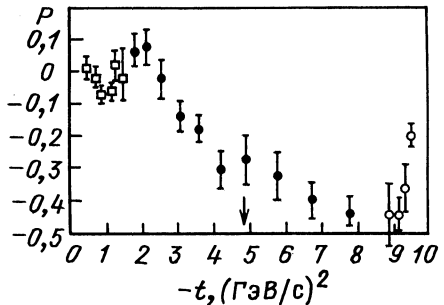


Рис. 9. Параметр поляризации в упругом  $pp$ -рассеянии при  $p_{\text{лаб}} = 6$  ГэВ/с (данные из [41])

ведены на рис. 10. Данные указывают на осциллирующую зависимость параметра поляризации от переданного импульса. В области переданных импульсов  $-t \geq 1$   $(\text{ГэВ/с})^2$  поляризация значительна. Сравнение с данными, полученными при  $p_{\text{лаб}} \leq 10$  ГэВ/с, указывает на то, что поляризация в неупругих бинарных реакциях в области фиксированных переданных импульсов не убывает с ростом энергии.

Большой интерес представляет изучение неупругих бинарных реакций в жесткой области, т. е. в области рассеяния на фиксированные углы.

Такая программа исследований проводится в настоящее время в БНЛ, где измеряются характеристики реакций  $\pi^-p \rightarrow \rho^-p$ ,  $A_2p$ ,  $\Delta K^0$ ,  $\pi^- \Delta^+$ ,  $\pi^+ \Delta^-$  и других неупругих бинарных процессов в области углов  $\theta_{\text{ц.м}} \approx 90^\circ$ . В результате анализа углового распределения

$\pi^-$ -мезона, родившегося при распаде  $\rho^-$ -мезона в реакции  $\pi^- p \rightarrow \rho^- p$  [8]:

$$W(\tilde{\theta}, \varphi) = \frac{3}{4\pi} [\rho_{00} \cos^2 \tilde{\theta} + (\rho_{11} - \rho_{1-1}) \sin^2 \tilde{\theta} \cos^2 \varphi + (\rho_{11} + \rho_{1-1}) \sin^2 \tilde{\theta} \sin^2 \varphi - \sqrt{2} \rho_{10} \sin 2\tilde{\theta} \sin \varphi]$$

было показано, что член, содержащий зависимость  $\sin^2 \tilde{\theta} \sin^2 \varphi$ , является доминирующим ( $\tilde{\theta}$  и  $\varphi$  — полярный и азимутальный углы  $\pi^-$ -мезона в системе Готфрида — Джексона). Это означает, что элемент матрицы плотности  $\rho^-$ -мезона  $\rho_{1-1} \neq 0$ ; его значение  $\rho_{1-1} = 0,32 \pm 0,10$ , и, следовательно, спиральность в  $s$ -канале не сохраняется.

Весьма значительные спиновые эффекты наблюдаются в инклюзивных процессах. Более десяти лет назад впервые было обнаружено, что  $\Lambda$ -гипероны в реакции  $pp \rightarrow \Lambda X$  рождаются поляризованными, причем поляризация возрастает с ростом  $x_F$  и  $p_{\perp}$ . В настоящее время поляризация гиперонов, родившихся в инклюзивных реакциях, изучена достаточно хорошо [4]. Отметим здесь характерные особенности экспериментальных данных:

при фрагментации протона в  $\Lambda^0, \Xi^0, \Xi^-, \Sigma^+, \Sigma^-$  гипероны рождаются поляризованными. Это справедливо и для процессов  $\bar{p} \rightarrow \bar{\Lambda}$  и  $K^- \rightarrow \Lambda$ , однако в процессе  $p \rightarrow \bar{\Lambda} \bar{\Lambda}$  — не поляризован, близкое к нулю значение имеет поляризация протона в реакции  $pp \rightarrow pX$ ;

в процессах  $p \rightarrow \Lambda^0, \Xi^0, \Xi^-$  поляризация гиперонов имеет отрицательный знак, а в реакциях  $p \rightarrow \Sigma^+$  и  $\Sigma^-$  — положительный; поляризация  $\Lambda$ -гиперонов в реакции  $pp \rightarrow \Lambda X$  не зависит от энергии в области 24—2000 ГэВ; при больших  $p_{\perp} \sim 1,5 \div 3,5$  ГэВ/с поляризация не возрастает с ростом  $p_{\perp}$ , однако данные в настоящее время не позволяют сделать определенного вывода о характере зависимости  $P_{\Lambda}$  от  $p_{\perp}$  в этой области.

Значение поляризации  $\Lambda$ , усредненное по  $p_{\perp}$  и  $x_F$ , составляет

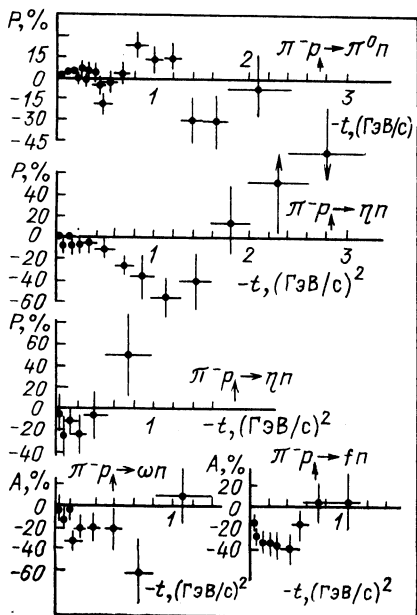


Рис. 10. Поляризация и асимметрия в эксклюзивных реакциях  $\pi^- p \rightarrow (\pi^0, \eta, \eta', \omega, f) n$  при  $p_{\text{лаб}} = 40$  ГэВ/с (данные из [6])



10—20 %. На рис. 11 представлены экспериментальные данные по измерению поляризации  $\Lambda$ . Поляризация в области больших значений  $p_{\perp}$  не имеет тенденции к убыванию, что свидетельствует о несохранении  $s$ -канальной спиральности во взаимодействиях

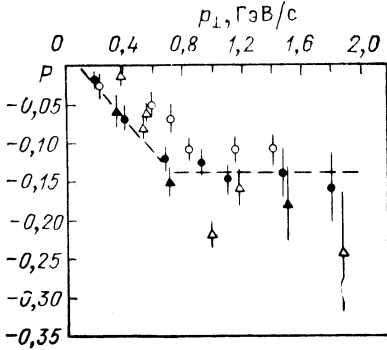


Рис. 11. Зависимость поляризации  $\Lambda$ -гиперонов от  $p_{\perp}$  (данные из [42])

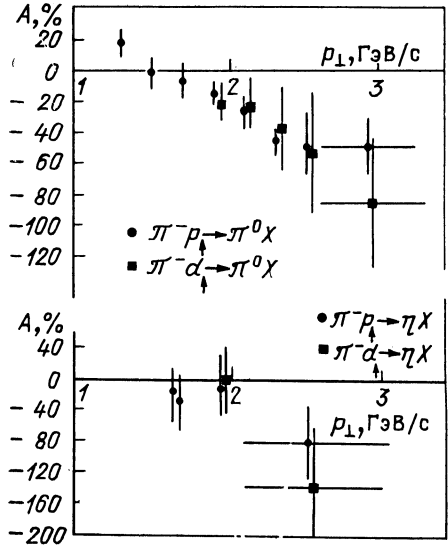


Рис. 12. Асимметрия в реакциях  $\pi^- p \rightarrow (\pi^0, \eta) X$  при  $p_{\text{лаб}} = 40$  ГэВ/с,  $x_F \sim 0$  (данные из [6])

на малых расстояниях. Об этом же говорят и большие значения асимметрии в рождении  $\pi^0$ - и  $\eta$ -мезонов в реакциях  $\pi^- p \rightarrow \pi^0 X$  и  $\pi^- p \rightarrow \eta X$ , которые были измерены при  $p_{\text{лаб}} = 40$  ГэВ/с [9]. На рис. 12 представлены экспериментальные данные, относящиеся к указанным реакциям.

Резюмируя этот краткий обзор экспериментальных результатов по исследованию спиновых эффектов в адронных процессах, следует отметить, что имеется целый ряд важных закономерностей свидетельствующих о сильной зависимости динамики взаимодействия от спина частиц. Значительные поляризационные эффекты имеют место, в частности, в жестких процессах, где доминируют взаимодействия на малых расстояниях.

## 2. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ ДЛЯ ОПИСАНИЯ СПИНОВЫХ ЯВЛЕНИЙ

Как отмечалось во введении, пертурбативная КХД встречает серьезные трудности при описании спиновых эффектов в адронных взаимодействиях. Часть отмеченных в первой части экспериментальных результатов относится к жестким взаимодействиям, для

вычисления амплитуд которых естественно использовать расчеты по теории возмущений в КХД. Предсказания пертурбативной КХД для спиновых явлений являются следствием простого факта: кварк-глюонное взаимодействие, описываемое вершиной  $\gamma_\mu$ , сохраняет спиральность с точностью до членов  $O\left(\frac{m}{E}\right)$ . Это означает, что при  $E \gg m$  кварк-глюонная вершина

$$\bar{q}\gamma_\mu A^\mu q = \bar{q}_L \gamma_\mu q_L A^\mu + \bar{q}_R \gamma_\mu q_R A^\mu,$$

где

$$q_{1/2} = q_R + O\left(\frac{m}{E}\right) q_L, \quad q_{-1/2} = q_L + O\left(\frac{m}{E}\right) q_R,$$

и

$$q_R = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5) q, \quad q_L = \frac{1}{2}(1 - \gamma_5) q.$$

Таким образом, спиральность кварка в процессе взаимодействия измениться не может. С учетом того, что  $L_Z = 0$ , отсюда следует, что  $s$ -канальная спиральность в любом эксклюзивном процессе сохраняется [10], например, для процесса  $A + B \rightarrow C + D + E \dots$ .  $\lambda_A + \lambda_B = \lambda_C + \lambda_D + \lambda_E \dots$ . Для  $pp$ -рассеяния отсюда получаем, что амплитуда  $F_5$ , описывающая переход  $(1/2, 1/2) \rightarrow (1/2, -1/2)$ , обращается в нуль и, следовательно, поляризация и все односпиновые асимметрии равны нулю. Это верно и для инклюзивных процессов, например в жесткой области параметр  $P_\Lambda$  в процессе  $pp \rightarrow \Lambda X$  и асимметрия в реакциях  $pp \rightarrow \pi^0 X$  и  $\pi^- p \rightarrow \pi^0 X$  должны обращаться в нуль. Этот вывод находится в противоречии с экспериментальными данными. Конечно, здесь можно сказать, что достигнутые энергии и переданные импульсы малы для того, чтобы использовать пертурбативную КХД, но тогда возникает вопрос, следует ли использовать ее при этих же энергиях для вычисления сечений и делать на этом основании вывод о справедливости КХД? Во всяком случае имеется проблема, которая требует экспериментального и теоретического изучения.

Сохранение  $s$ -канальной спиральности в случае  $pp$ -рассеяния приводит также к обращению в нуль амплитуды  $F_2$ , которая описывает переходы  $(1/2, 1/2) \rightarrow (-1/2, -1/2)$ . Отсюда следует, что  $A_{nn} = -A_{ss}$  при любом значении угла  $\theta_{\text{ц.м}}$ , а для  $\theta_{\text{ц.м}} = 90^\circ$  выполняется соотношение  $2A_{nn} - A_{ll} = 1$ . Первое из этих соотношений не согласуется с экспериментальными данными.

Для вычисления явного вида параметров спиновой корреляции в КХД требуется вычисление большого числа диаграмм, однако, ограничиваясь лишь диаграммами кваркового обмена, можно получить при угле рассеяния  $\theta_{\text{ц.м}} = 90^\circ$ , что  $A_{nn} = -A_{ll} = -A_{ss} = 1/3$  [10]. Этот вывод также не согласуется с экспериментальными данными.

Таким образом, как для физики мягких столкновений, так и для описания спиновых эффектов в жестких процессах по-прежнему

остаются актуальными, поиск и использование отличных от пертурбативной КХД представлений и подходов.

**Реджевские модели.** Строго доказанные в потенциальном рассеянии представления о полюсах Редже были перенесены и использовались также и в релятивистском случае. Модели, опирающиеся на метод полюсов Редже, одними из первых применялись к описанию бинарных реакций. Вклад полюса Редже в амплитуду бинарного процесса  $a + b \rightarrow c + d$  имеет хорошо известный вид

$$F_{\{\lambda_i\}}(s, t) = g_{\{\lambda_i\}}(t) \frac{(1 + \tau e^{-i\pi\alpha(t)})}{\sin \pi\alpha(t)} (s/s_0)^{\alpha(t)}, \quad (2)$$

где  $\alpha(t)$  — траектория полюса;  $g_{\{\lambda_i\}}(t)$  — функция вычета;  $\tau$  — сигнатура траектории, которая может быть либо четной  $\tau = 1$ , либо нечетной  $\tau = -1$ ,  $\alpha$  и  $g$  являются действительными функциями  $t$ . Из унитарности следует, что  $\alpha(t) \leq 1$  при  $-t \geq 0$ . Фаза амплитуды  $F_{\{\lambda_i\}}(s, t)$ , как следует из соотношения (2), определяется сигнатурным множителем и не зависит от спиральности. Отсюда сразу же следует, что в реакциях, в амплитуды которых дает вклад один полюс, параметр поляризации должен обращаться в нуль. Как уже отмечалось, экспериментальные данные указывают, однако, что поляризация, например, в реакции перезарядки  $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$  ( $\rho$  — полюс) отлична от нуля и значительна. Это свидетельствует о неприменимости простой полюсной модели.

Возможность выхода за рамки этой модели состоит в учете разрезов в комплексной  $l$ -плоскости или в учете поправок на абсорбцию, когда к обмену реджеоном добавляется обмен реджеоном и помероном. Учет таких членов интерпретируется также как учет поправок, связанных с перерасеянием. При этом парциальная амплитуда  $f_i^{jf}(s)$  процесса перехода из канала  $i$  в канал  $f$  записывается в следующем виде:

$$f_i^{jf}(s) = (S_i^{ii}(s))^{1/2} \tilde{f}_i^{jf}(s) (S_i^{ff}(s))^{1/2},$$

где  $S_i^{ii(ff)}$  — элемент разложения  $S$ -матрицы для упругого рассеяния по парциальным волнам в начальном (конечном) состоянии;  $\tilde{f}_i^{jf}(s)$  — разложение вклада реджевского полюса по парциальным волнам. При этом существуют различные варианты построения результирующей амплитуды, например реджезованная абсорбционная модель с сильными разрезами [11] или модель слабой абсорбции [12]. Поправки, связанные с абсорбцией, дают различные вклады в спиральные амплитуды, что приводит к различию фаз. Модели позволяют получить удовлетворительное описание ряда поляризационных эффектов в двухчастичных процессах в области фиксированных переданных импульсов. Однако единого рецепта учета абсорбционных поправок не существует.

В рамках реджевской схемы для объяснения поляризационных явлений используется также гипотеза о наличии вклада оддерона,

которая в последнее время интенсивно обсуждается в связи с возможным различием дифференциальных сечений  $pp$ - и  $p\bar{p}$ -рассеяния. Оддерон представляет собой вклад полюса с нечетной сигнатурой, положение полюса берется при  $l = 1$ . Интерференция оддерона с обычными реджеонами позволяет получить ненулевую поляризацию, так как оддерон имеет нечетную сигнатуру [13]. Следует отметить, что в стандартной реджевской схеме с учетом разрезов или абсорбционных поправок параметр поляризации убывает с ростом энергии при малых переданных импульсах степенным образом. Введение оддерона приводит к тому, что в области малых  $t$  поляризация может не убывать с энергией, если вклады померона и оддерона имеют одинаковую энергетическую зависимость. Этот вывод трудно принять, так как с ростом энергии область малых  $t$  все более соответствует коллинеарной конфигурации рассеянных частиц, и поляризация должна обращаться в нуль [14].

Это, конечно, не означает, что в других кинематических областях поляризация также должна обращаться в нуль или должны быть малы двухспиновые асимметрии в области малых  $t$ .

Отметим, что реджевские модели стали испытывать серьезные трудности после открытия роста полных сечений.

**Геометрические модели.** Геометрические модели основаны на полуклассических представлениях об адронах и области их взаимодействия. Привлекательной чертой этих моделей является возможность получения связи поведения наблюдаемых с геометрическими полуклассическими характеристиками, такими, как, например, размеры адрона и области взаимодействия, непрозрачность и др.

Одной из первых моделей, которые появились после открытия роста полных сечений, является модель быстрого роста [15]. Рассеяние адронов в модели представляется как рассеяние на двух структурах.

При больших значениях  $s$  ненулевая поляризация в модели является следствием различия фаз растущей части амплитуды без изменения спиральности  $D(s, t)$  и вклада померонного обмена в амплитуду с изменением спиральности

$$P \frac{d\sigma}{dt} \sim \text{Im} [DT_f^{*(P)}].$$

Вклад  $D(s, t)$  отвечает за максимальный рост полных сечений. При  $s > 100 \text{ ГэВ}^2$  и  $|t| < 2 (\text{ГэВ}/c)^2$  модель предсказывает большие значения для параметра поляризации. Появление области переданных импульсов, где поляризация изменяет знак и становится отрицательной, связывается в модели с ростом полных сечений. При фиксированном значении поляризация в модели убывает как  $1/\ln s$  [16].

Большое значение параметра поворота спина  $R$  предсказывается в модели, которая обобщает гипотезу о связи распределения адронной материи с электромагнитным формфактором адрона и предпола-

гает, что плотность тока адронной материи внутри протона пропорциональна плотности электромагнитного тока [17]. Поляризованный протон представляется как распределение вращающейся адронной материи. Это вращение ведет к появлению у протона проекции спина  $s_z$ . В зависимости от прицельного параметра налетающая частица взаимодействует с частями протона, имеющими разную скорость, которая связывается с непрозрачностью. При этом, так как непрозрачность связывается с полным сечением и  $\sigma_{\text{tot}}(s)$  растет, должна возникать право-левая асимметрия в рассеянии и, таким образом, должны появляться поляризационные эффекты.

Аналогичные рассуждения использованы в [18], где для  $NN$ -рассеяния было получено соотношение между поляризацией и сечением

$$P(\theta) \frac{d\sigma}{d\theta} \sim \frac{\partial}{\partial\theta} \left( \frac{d\sigma}{d\theta} \right).$$

В ряде случаев это исключительно привлекательное соотношение, однако не согласуется с экспериментальными данными.

Все геометрические модели рассматривают адрон как протяженный объект, не имеющий внутренней структуры. Естественно поэтому, что область их применимости ограничивается областью небольших переданных импульсов.

**Эйконольные модели.** Эти модели основаны на использовании эйконольного представления для амплитуды, рассеяния и различных предположений о виде эйконольной функции. Для частиц со спином эйконольная функция является оператором в спиновом пространстве, при этом амплитуда рассеяния может быть представлена в виде

$$F(s, t) = -\frac{is}{2} \int d^2b e^{ibq} (e^{i\chi(s, \mathbf{b})} - 1),$$

где  $F(s, t)$  — матрица в спиновом пространстве.

Эйконол  $\Omega(s, \mathbf{b}) = i\chi(s, \mathbf{b})$  представляется [19] в виде суммы двух слагаемых  $\Omega(s, \mathbf{b}) = \Omega_0(s, \mathbf{b}) \pm \Omega_1(s, \mathbf{b}) \mathbf{b}_x$ , где  $\Omega_0$  от спина не зависит, и величина, зависящая от спина, обозначена  $\Omega_1(s, \mathbf{b})$ , причем знаки  $\pm$  относятся к поляризации мишени  $\pm 1/2$  вдоль оси  $z$ ,  $\mathbf{b}_x$  — единичный вектор. Для выбора  $\Omega_1(s, \mathbf{b})$  используется идея о связи спина с вращением адронной материи:  $\Omega_1(s, \mathbf{b}) = S_1(s) \times v(b) F(b^2)$ , где  $v(b)$  — скорость малого участка мишени в с. ц. м. Для этой функции, вид которой неизвестен, используется параметризация в виде  $v(b) = \omega_0 b e^{-b^2/b_0^2} (1 - \omega_1 \sin(b/b_1))$ , при помощи которой удастся получить описание экспериментальных данных по параметру поляризации в упругом  $pp$ -рассеянии. Поляризация в модели не убывает с ростом энергии и даже при  $\sqrt{s} = 10 \div 20$  ТэВ поляризация в области переданных импульсов —  $t = 2 \div 3$  (ГэВ/с)<sup>2</sup> достигает 60%. Модель описывает упругое  $pp$ -рассеяние двумя спиральными амплитудами, так как налетающая частица рассматривается как бесспиновая. Модель не дает в силу этого упрощения предсказаний для двухспиновых корреляций.

В [20] проведен учет спина в рамках квазипотенциального подхода Логунова — Тавхелидзе [21] при условии слабой энергетической зависимости амплитуд с переворотом спина. Это приводит к модификации обычного эйконоального представления и к появлению в выражении для эйконоала  $\Omega_0(s, \mathbf{b})$  аномального члена, происхождение которого связано с двойным рассеянием с переворотом спина  $\Omega_0(s, \mathbf{b}) \rightarrow \Omega_0(s, \mathbf{b}) + \frac{\sqrt{s}}{2} \Omega_{\text{ан}}(s, \mathbf{b})$ . При  $s \rightarrow \infty$  доминирует вклад  $\Omega_{\text{ан}}(s, \mathbf{b})$ , который приводит к росту полных сечений как  $\ln^2 s$ . Модель исходит из представления о протоне, состоящем из ядра валентных кварков и облака виртуальных мезонов. Она приводит к большим значениям для параметра поляризации при высоких энергиях и заполнению дифракционного минимума в угловом распределении упругого  $pp$ -рассеяния при энергиях коллайдера. Однако при этом не учитываются амплитуды с двойным изменением спиральности  $F_2$  и  $F_4$ , которые должны играть значительную роль в силу предположения о слабой энергетической зависимости амплитуд с однократным переворотом спина.

**Составные модели.** Модели, обсуждавшиеся выше, применимы для описания взаимодействий в области больших расстояний, или процессов с фиксированными переданными импульсами. Для описания процессов на малых расстояниях используется пертурбативная КХД, которая, как уже отмечалось, испытывает серьезные трудности при анализе спиновых явлений. В данном разделе будут рассмотрены различные модели, основанные на учете выделенных типов КХД-диаграмм.

В [22] проводился учет класса диаграмм, соответствующих трем последовательным кварк-кварковым рассеяниям, когда кварки находятся на массовой поверхности. Амплитуда  $F_{pp}$  имеет вид

$$F_{pp} = \left( \frac{i}{\sqrt{stu\mu^2}} \right)^2 F_{qq}^3,$$

где  $\mu$  — массовый параметр. Такой механизм предсказывает зависимость сечения при больших  $t$  в виде  $d\sigma/dt = C/t^8$ . Он дает значение параметра  $A_{nn}(90^\circ) = 0,22$  и нулевое значение для поляризации.

В кварк-партоновой модели [23] доминирующей считается область  $x_l \sim 1$  и используется предположение о том, что спиновые состояния партонов, участвующих в рассеянии, совпадают со спиновыми состояниями взаимодействующих адронов. Модель позволяет получить резкую зависимость параметра  $A_{nn}$  от угла в области  $\theta \rightarrow 90^\circ$ . Поляризация в этой модели в области больших переданных импульсов обращается в нуль.

Рассматриваются и гибридные модели [24], которые учитывают сумму вкладов от диаграмм различных классов.

В [25] предлагается альтернативный по отношению к КХД подход — квантовая геометродинамика. В рамках этого подхода была построена модель массивных кварков MQM. В этой модели взаимо-

действие кварков осуществляется за счет обмена бесконечным набором мезонных состояний. Благодаря этому возникает богатая спиновая структура амплитуд, и спиральность в  $s$ -канале не сохраняется. Сечение рассеяния на большие углы убывает в модели как  $s^{-11} \ln^2 \times (s/m^2)$  для  $BB$ -рассеяния и  $s^{-9} \ln^2 (s/m^2)$  для  $MB$ -рассеяния. Параметр спиновой корреляции  $A_{nn} (90^\circ)$  при  $s \rightarrow \infty$  имеет в модели значение 0,97. Следует отметить, что предсказывается нулевая поляризация в процессах, где невозможно образование резонансов в прямом канале реакции, например в  $pp$ -рассеянии. Для объяснения большой величины поляризации в упругом  $pp$ -рассеянии было предложено к амплитудам модели массивных кварков добавить амплитуды эйкональной модели [19]. Этот искусственный прием позволяет получить для поляризации значение, согласующееся с экспериментальными данными при  $p_{\text{лаб}} = 28$  ГэВ/с. Однако в области больших углов в этом случае начинают доминировать амплитуды эйкональной модели и приводят к поведению сечения в этой области как  $\frac{1}{s^6} f(\theta)$  [13], в противоречии с ранними выводами MQM.

Проведенное рассмотрение теоретических моделей показывает, что все они могут быть разделены на два класса, соответственно для описания мягких и жестких адронных взаимодействий. Естественно возникает проблема описания мягких и жестких взаимодействий на единой основе.

### 3. СПИНОВЫЕ ЭФФЕКТЫ В МЕТОДЕ $U$ -МАТРИЦЫ

На основе трехмерных динамических уравнений в квантовой теории поля [26] был развит подход к описанию адронных процессов, в рамках которого взаимодействия в мягкой и жесткой областях можно рассматривать на единой основе. Подход опирается на использование общих принципов теории, таких, как аналитичность и унитарность, и предположений о структуре адронов и взаимодействиях составляющих. Подход позволяет описать основные экспериментальные закономерности в адронных взаимодействиях и, в частности, спиновые явления в этих процессах.

**Формулировка метода.** Рассмотрим вначале формулировку подхода для бесспинового случая. Исходное уравнение для амплитуды рассеяния в с. ц. м. имеет следующий вид:

$$F(\mathbf{p}, \mathbf{q}) = U(\mathbf{p}, \mathbf{q}) + \frac{i\pi\rho(s)}{8} \int d\Omega_{\mathbf{k}} U(\mathbf{p}, \mathbf{k}) F(\mathbf{k}, \mathbf{q}),$$

где  $F$  — амплитуда рассеяния, а  $U$  — обобщенная матрица реакций, которая является исходной динамической величиной [27]. Амплитуда рассеяния находится как решение этого уравнения, что позволяет автоматически учитывать условие унитарности в прямом канале реакции.

При выборе выражения для обобщенной матрицы реакций используются аналитические свойства, которым должна удовлетворять

$U$ -матрица и представления о составной структуре адронов. При этом предполагается:

квазинезависимость рассеяния валентных кварков в эффективном поле  $V_{\text{эф}}$ , возникающем при перекрывании адронных структур (глюонных облаков);

короткодействующий характер взаимодействия валентных кварков с эффективным полем и локализация цветового поля кварка в области  $r_q \sim 1/m_q$ .

Остановимся более подробно на механизме взаимодействия адронов, которому могут быть поставлены в соответствие указанные представления. Адроны считаются состоящими из центральной части, где находятся валентные кварки, окруженной облаком глюонов. При столкновении адронов происходит взаимодействие их глюонных облаков. В результате этого взаимодействия образуется эффективное поле, в котором рассеиваются валентные кварки. При взаимодействии могут происходить сложные процессы, связанные с излучением глюонов, кварков и их рождением в  $gg$ -взаимодействиях. Рассматривая мягкие процессы и используя представление прицельного параметра, необходимо учесть также  $s$ -зависимость интенсивности поля  $V_{\text{эф}}$ , что выразится в  $s$ -зависимости амплитуды рассеяния валентного кварка  $f_q$  в поле  $V_{\text{эф}}$ . Естественно положить  $f_q \sim N_c(s)$ , где  $N_c$  — эффективное число составляющих в облаке, возникающем при перекрывании адронных структур. Для простоты будем считать, что взаимодействие глюонных облаков приводит к образованию виртуального облака  $q\bar{q}$ -пар. Число кварков в облаке можно оценить величиной

$$N_q(s) = \frac{(1-k)\sqrt{s}}{m_q},$$

которая является максимальной при данной энергии. Здесь  $k$  — доля энергии адрона, которую несут валентные кварки. Тогда

$$f_q \sim N_q(s).$$

Конечно, такая картина является упрощенной. Однако существенным элементом для дальнейшего является лишь степенная зависимость  $f_q$  от энергии. Отметим, что зависимость  $f_q \sim N_q(s)$  позволяет объяснить ряд важнейших закономерностей: рост  $\sigma_{\text{tot}}(s)$  как  $\ln^2 s$  при  $s \rightarrow \infty$ , значения показателя степени убывания сечения рассеяния на большие углы, отклонение от КНУ-скейлинга и др.

Следует отметить, что в общем случае функции  $f_q$  являются результатом усреднения амплитуды рассеяния валентного кварка  $\tilde{f}_q$  с соответствующей функцией распределения  $D$  кварка в адроне:

$$f_q(s, \mathbf{b}) = \int d^2\mathbf{r}'_q D(\mathbf{r}'_q) \tilde{f}_q(s, \mathbf{b} + \mathbf{r}'_q).$$

Аналогичным образом можно рассмотреть и усреднение по доле импульса валентного кварка.



Если, как предполагается, валентные кварки находятся в центральной части адрона, то функции  $f_q$  с точностью до членов  $O[(r_0/r_q)^2]$  ( $r_0$  — радиус центральной части адрона) совпадают с амплитудами рассеяния кварков.

В соответствии с указанными представлениями для обобщенной матрицы реакций, описывающей процесс упругого рассеяния  $h_1 h_2 \rightarrow h_1 h_2$ , используется выражение в факторизованном по амплитудам  $f_q$  виде:

$$u(s, \mathbf{b}) = G(s, \mathbf{b}) \prod_{q=1}^N f_q(s, \mathbf{b}), \quad (3)$$

где функция  $G$  определяется взаимодействиями глюонных облаков адронов.

Для иллюстрации связи функции  $G$  со структурой адронов введем функцию  $\Phi_n(\{x_i\}, \{\mathbf{b}_i\})$ , которая определяется амплитудой вероятности обнаружить в адроне  $n$  глюонов, имеющих доли импульса  $x_i$ ,  $i = 1, \dots, n$ , и значения прицельного параметра относительно центра адрона  $\{\mathbf{b}_i\}$ . Пусть  $T_{n_1 n_2}(\{x_i\}, \{x_j\}, \{\mathbf{b}_i\}, \{\mathbf{b}_j\}, s, \mathbf{b})$  — описывает взаимодействие  $n_1$  глюонов из адрона  $h_1$  и  $n_2$  глюонов из адрона  $h_2$ , следствием которого является возникновение облака  $q\bar{q}$ -пар. Функцию  $G(s, \mathbf{b})$  можно представить в виде свертки:

$$G(s, \mathbf{b}) = \sum_{n_1 n_2} \int \prod_{i=1}^{n_1} dx_i d\mathbf{b}_i \prod_{j=1}^{n_2} dx_j d\mathbf{b}_j \Phi_{n_1}^*(\{x_i\}, \{\mathbf{b}_i\}) \Phi_{n_2}^*(\{x_j\}, \{\mathbf{b}_j\}) \times \\ \times T_{n_1 n_2}(\{x_i\}, \{x_j\}, \{\mathbf{b}_i\}, \{\mathbf{b}_j\}, s, \mathbf{b}) \Phi_{n_1}(\{x_i\}, \{\mathbf{b}_i\}) \Phi_{n_2}(\{x_j\}, \{\mathbf{b}_j\}), \quad (4)$$

где  $\sum_{i=1}^{n_1} x_i = \sum_{j=1}^{n_2} x_j = 1 - k$ .

Как уже отмечалось, функции  $f_q$  отвечают рассеянию валентных кварков в эффективном поле. Так как радиус взаимодействия кварка с эффективным полем  $r_q \sim m_q^{-1}$ , а из аналитических свойств амплитуды рассеяния по  $\cos \theta$  следует, что обобщенная матрица реакций при больших значениях прицельного параметра убывает экспоненциально, то естественно для зависимости  $f_q$  от прицельного параметра принять выражение [27—29] в следующем виде:

$$f_q \sim \exp(-m_q b).$$

Для величины  $G(s, \mathbf{b})$  при этом естественно предположить более медленную зависимость от прицельного параметра, например степенную. В выборе значения  $G$  имеется произвол, поскольку вид функций  $\Phi_n$  и  $T_{n_1 n_2}$  неизвестен. Однако учет функции  $G$  важен при количественном описании экспериментальных данных по упругому рассеянию в области малых переданных импульсов для анализа поляризационных эффектов он роли не играет.

Зависимость функции  $f_q$  от энергии определяется числом кварков в виртуальном облаке, и, таким образом, для обобщенной матрицы

реакций получаем следующее выражение:

$$u(s, b) = iC \left( \frac{s}{M^2} \right)^{N/2} \exp(-Mb), \quad (5)$$

где  $N$  — число валентных кварков в адронах;  $M = \sum_{q=1}^N m_q$ .

При этом мы не учитывали фазы функций  $f_q$ , а амплитуда рассеяния адронов считалась чисто мнимой.

Используя метод вычисления амплитуд, основанный на анализе сингулярностей в комплексной плоскости прицельного параметра [30], можно получить явный вид амплитуды рассеяния адронов при любом значении переданного импульса. При этом оказывается, что при  $s \rightarrow \infty$  полное сечение растет как  $\ln^2 s$ . Растет также отношение  $\sigma_{el}(s)/\sigma_{tot}(s)$  и при  $s \rightarrow \infty$  стремится к 1. При малых значениях  $|t|$  дифференциальное сечение упругого рассеяния убывает по экспоненциальному закону. В области  $|t| \geq 1$  (ГэВ/с)<sup>2</sup>,  $|t|/s \ll 1$  сечение убывает по орировскому закону, а в области рассеяния на большие углы в модели воспроизводится степенной закон убывания сечений  $d\sigma/dt \sim (1/s)^{N+3}$ . Таким образом, воспроизводятся основные закономерности в поведении полных сечений и сечения упругого рассеяния.

**Спиральные амплитуды  $pp$ -рассеяния.** Перейдем теперь к рассмотрению рассеяния частиц со спином.

Процесс упругого  $pp$ -рассеяния описывается с помощью пяти независимых спиральных амплитуд. Система уравнений для спиральных амплитуд имеет вид

$$F_{\lambda_1 \lambda_2 \lambda_3 \lambda_4}(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}'_1) = U_{\lambda_1 \lambda_2 \lambda_3 \lambda_4}(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}'_1) + \frac{i}{8\pi^2} \sum_{\nu_1, \nu_2} \int \frac{dq_1}{2q_1^0 \cdot 2q_2^0} U_{\lambda_1 \lambda_2 \nu_1 \nu_2}(\mathbf{p}_1, \mathbf{q}_1) F_{\nu_1 \nu_2 \lambda_3 \lambda_4}(\mathbf{q}_1, \mathbf{p}'_1). \quad (6)$$

В представлении прицельного параметра система уравнений (6) сводится к алгебраической:

$$f_{\lambda_1 \lambda_2 \lambda_3 \lambda_4}(s, b) = u_{\lambda_1 \lambda_2 \lambda_3 \lambda_4}(s, b) + i\rho(s) \sum_{\nu_1 \nu_2} u_{\lambda_1 \lambda_2 \nu_1 \nu_2}(s, b) f_{\nu_1 \nu_2 \lambda_3 \lambda_4}(s, b),$$

где  $\rho(s) = ((s - 4m^2)/s)^{1/2}$ , в дальнейшем мы полагаем  $\rho(s) = 1$ . Решение системы уравнений для спиральных амплитуд имеет вид:

$$f_1(s, b) = \frac{u'_1(s, b) [1 - iu_1(s, b)] - iu'_2(s, b) u_2(s, b)}{[1 - iu_1(s, b)]^2 - [u_2(s, b)]^2};$$

$$f_2(s, b) = \frac{u'_2(s, b) [1 - iu_1(s, b)] - iu'_1(s, b) u_2(s, b)}{[1 - iu_1(s, b)]^2 - [u_2(s, b)]^2};$$

$$f_3(s, b) = \frac{u'_3(s, b) [1 - iu_3(s, b)] - iu'_4(s, b) u_3(s, b)}{[1 - iu_3(s, b)]^2 - [u_4(s, b)]^2};$$

$$f_4(s, b) = \frac{u'_4(s, b) [1 - iu_3(s, b)] - iu'_3(s, b) u_4(s, b)}{[1 - iu_3(s, b)]^2 - [u_4(s, b)]^2};$$

$$f_5(s, b) = \frac{u_5(s, b)}{[1 - iu_1(s, b) - iu_2(s, b)] [1 - iu_3(s, b) - iu_4(s, b)] - 4[u_5(s, b)]^2},$$

где  $u'_i(s, b) = u_i(s, b) + 2u_5(s, b) f_5(s, b)$ .

В рамках модели для  $U$ -матрицы, как будет следовать из дальнейшего, выполняются следующие соотношения:  $u_2, u_4, u_5 \ll u_1, u_3$ . В этом случае указанные выражения упрощаются и принимают следующий вид:

$$\begin{aligned} f_{1,3}(s, b) &= \frac{u_{1,3}(s, b)}{1 - iu_{1,3}(s, b)}; \\ f_2(s, b) &= \frac{u_2(s, b)}{[1 - iu_1(s, b)]^2}; \\ f_4(s, b) &= \frac{u_4(s, b)}{[1 - iu_3(s, b)]^2}; \\ f_5(s, b) &= \frac{u_5(s, b)}{[1 - iu_1(s, b)][1 - iu_3(s, b)]}. \end{aligned} \quad (7)$$

Эти выражения явным образом учитывают унитарность в прямом канале реакции.

Аналогичным способом можно получить представления для амплитуд рассеяния частиц с другими значениями спина, а также для неупругих бинарных и многочастичных процессов.

Воспользуемся далее тем, что спиральность адрона равна сумме

спиральностей валентных составляющих [10]:  $\lambda_h = \sum_{i=1}^{n_h} s_i$ .

Не предполагая априори сохранение спиральности валентного кварка при рассеянии в эффективном поле, следует ввести две функции  $f_q(s, b)$  и  $f_{qf}(s, b)$ , описывающие рассеяние валентного кварка без изменения спиральности и с ее изменением. Выражения для этих функций с учетом фаз имеют вид [27]:

$$\left. \begin{aligned} f_q(s, b) &= g_q(s) \exp[-m_q b + i\varphi_q(s)]; \\ f_{qf}(s, b) &= g_{qf}(s) \exp[-\alpha m_q b + i\varphi_{qf}(s)]. \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

Фактор  $\alpha > 1$  учитывает более центральный механизм рассеяния кварка с изменением спиральности по сравнению с рассеянием без изменения спиральности, при этом  $\varphi_q(s) \neq \varphi_{qf}(s)$ . Как отмечалось, рассеяние валентного кварка в поле  $V_{3\phi}$  осуществляется за счет обмена глюонами с кварками из виртуального облака, т. е.

$$g_q(s) \sim N_q(s).$$

Механизм, связанный с обменом глюонами, не может изменить спиральность кварка, благодаря векторному характеру взаимодействия. Изменение спиральности валентного кварка может осуществляться за счет обмена скалярными или тензорными связанными состояниями глюонов. Характерный радиус этого взаимодействия  $r_{qf} \sim m_G^{-1} \ll r_q \sim m_q^{-1}$ . В этом случае параметр  $\alpha = m_G/m_q$ , где  $m_G$  — характерная масса глюобольного состояния. Другой механизм, также приводящий к изменению спиральности, — это кварковый обмен, когда валентный кварк «выбивает» кварк из облака с противоположной спиральностью, т. е.  $q(\uparrow) \rightarrow q'(\downarrow)$ ,  $q = q'$ . Такие про-

цессы имеют малый радиус взаимодействия и поэтому естественно, что кварк взаимодействует в этом случае не со всем облаком, а с одним или с несколькими кварками из облака  $q\bar{q}$ -пар. Эти механизмы изменения спиральности приводят к соотношению

$$g_{qf}(s) = (N_q(s))^{-1} g_q(s)$$

между интенсивностями взаимодействия валентного кварка с облаком с изменением спиральности  $g_{qf}(s)$  и без изменения  $g_q(s)$ .

Конечно, отмеченные процессы на конституэнтном уровне будут давать вклад также и в амплитуду рассеяния кварка без изменения спиральности. Однако, как нетрудно видеть, этот вклад подавлен по энергии как  $s^{-1,2}$  по отношению к главному вкладу. С учетом указанных представлений для функций  $u_i(s, b)$ ,  $i = 1, \dots, 5$ , будем иметь следующие выражения:

$$\left. \begin{aligned} u_1(s, b) &\equiv u_3(s, b) = [g_q(s)]^N \exp[-Mb + iN\varphi_q(s)]; \\ u_2(s, b) &\equiv u_4(s, b) = [g_q(s)]^{N-2} g_{qf}^2(s) \exp[-M_{ff}b + \\ &+ i(N-2)\varphi_q(s) + 2i\varphi_{qf}(s)]; \\ u_5(s, b) &= [g_q(s)]^{N-1} g_{qf}(s) \exp[-M_f b + \\ &+ i(N-1)\varphi_q(s) + i\varphi_{qf}(s)], \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

где  $M_f = (N + \alpha - 1) m_q$ ;  $M_{ff} = (N + 2\alpha - 2) m_q$ .

Для вычисления спиральных амплитуд  $F_i(s, t)$ ,  $i = 1, \dots, 5$ , воспользуемся методом, основанным на анализе сингулярностей в комплексной плоскости прицельного параметра [30]. Для этого перейдем к интегрированию по контуру  $C$ , охватывающему положительную полуось в  $\beta$ -плоскости ( $\beta = b^2$ ). Для спиральных амплитуд тогда получаем:

$$\left. \begin{aligned} F_i(s, t) &= -\frac{is}{2\pi^3} \int_C d\beta f_i(s, \beta) K_0(\sqrt{t\beta}), \quad t < 0, \quad i = 1, 2, 3; \\ F_5(s, t) &= -\frac{is}{4\pi^3} \frac{\sqrt{-t}}{t} \int_C d\beta \sqrt{\beta} f_5(s, \beta) [K_0(\sqrt{t\beta}) - K_2(\sqrt{t\beta})]; \\ F_4(s, t) &= \frac{is}{2\pi^3} \int_C d\beta f_4(s, \beta) K_2(\sqrt{t\beta}). \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

Амплитуды  $f_i(s, \beta)$  имеют в комплексной  $\beta$ -плоскости полюсы, положение которых определяется решениями уравнений  $1 - i u_{1,3}(s, \beta) = 0$ , и разрез  $\beta \in [0, -\infty)$ . Спиральные амплитуды можно поэтому представить в виде суммы вкладов от полюсов и от разреза:

$$F_i(s, t) = F_{i,p}(s, t) + F_{i,c}(s, t).$$

В случае роста полных сечений вклады полюсов и разреза динамически разделяются. Полюсы в комплексной плоскости прицельного

параметра определяют поведение амплитуд в области  $|t|/s \ll 1$  ( $t \neq 0$ ). При этом для спиральных амплитуд справедливо разложение в ряд по параметру  $\tau$  ( $V\sqrt{-t} = \exp(-\frac{2\pi}{M} V\sqrt{-t})$ ):

$$F_i(s, t) = s \sum_{k=1}^{\infty} \tau^k (V\sqrt{-t}) \Phi_k^{(i)}[R(s), V\sqrt{-t}].$$

Из этого представления следует, что поведение спиральных амплитуд в области больших  $|t|$  ( $|t|/s \ll 1$ ) определяется величиной  $M = Nm_q$ .

Поведение амплитуд при  $s \rightarrow \infty$ ,  $|t|/s$  — фиксированном определяется вкладом от разреза  $\beta \in [0, -\infty)$ :

$$\left. \begin{aligned} F_1(s, t) &= \frac{s}{\pi^3} \int_{-\infty}^0 d\beta \operatorname{disc} f_1(s, \beta) K_0(\sqrt{t\beta}), \quad i = 1, 2, 3; \\ F_4(s, t) &= -\frac{s}{\pi^3} \int_{-\infty}^0 d\beta \operatorname{disc} f_4(s, \beta) K_2(\sqrt{t\beta}); \\ F_5(s, t) &= -\frac{s}{\pi^3} \int_{-\infty}^0 d\beta \operatorname{disc} f_5(s, \beta) K_1(\sqrt{t\beta}). \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

Вычисление указанных интегралов и учет обменного взаимодействия приводят к следующим выражениям для спиральных амплитуд рассеяния на большие углы:

$$\left. \begin{aligned} F_1(s, \theta) &= \omega(s) M (|t|^{-3/2} + |u|^{-3/2}); \\ F_2(s, \theta) &= -\omega(s) \tilde{M}_f \left[ \frac{g_{qf}(s)}{g_q(s)} \right]^2 e^{2i\Delta(s)} (|t|^{-3/2} + |u|^{-3/2}); \\ F_3(s, \theta) &= \omega(s) \left\{ \frac{M}{|t|^{3/2}} - \left[ \frac{g_{qf}(s)}{g_q(s)} \right]^2 \frac{3M_f}{|u|^{3/2}} e^{2i\Delta(s)} \right\}; \\ F_4(s, \theta) &= -F_3(s, \pi - \theta); \\ F_5(s, \theta) &= \omega(s) \frac{g_{qf}(s)}{g_q(s)} e^{i\Delta(s)} (|t|^{-1} - |u|^{-1}), \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

где

$$\omega(s) = \frac{se^{-iN\Phi_q(s)}}{\pi^2 [g_q(s)]^N}; \quad \Delta(s) = \varphi_{qf}(s) - \varphi_q(s); \quad \tilde{M}_f = M + 2m_q(1 - \alpha).$$

**Спиновые эффекты.** Полученные выражения для амплитуд позволяют сделать следующие выводы о спиновых эффектах.

В области фиксированных переданных импульсов параметр поляризации имеет осциллирующую зависимость от переданного импульса. Период осцилляций определяется эффективным радиусом взаимодействия  $R(s)$ ,  $R(s) = \frac{N}{2M} \ln s$  при  $s \rightarrow \infty$ . Осцилляции пара-

метра поляризации, которые связаны со вкладом полюсов в плоскости прицельного параметра, являются, таким образом, одним из следствий условия унитарности в прямом канале реакции.

В области больших углов предсказывается ненулевая поляризация в упругом рассеянии. Поляризация в этой области не убывает с ростом энергии. Для  $pp$ -рассеяния выражение для параметра поляризации имеет вид

$$P(s, \theta) = \frac{4 \sin \Delta(s)}{(1-k)N} f(\theta) \left[ 1 + O\left(\frac{m_q^2}{s}\right) \right], \quad (13)$$

где

$$f(\theta) = \frac{\sin 2\theta \left( \cos^3 \frac{\theta}{2} + \sin^3 \frac{\theta}{2} \right)}{3 \cos 2\theta + 5 + \sin^2 \theta + (1-k)^{-2} N^{-2} \sin^2 \theta}.$$

Обычно  $k = 1/2$ , т. е. предполагается, что половина энергии адрона приходится на долю валентных кварков. На рис. 13 приведено сравнение выражения (12) в случае, когда  $\sin \Delta(s) \simeq 1$ , с эксперимен-

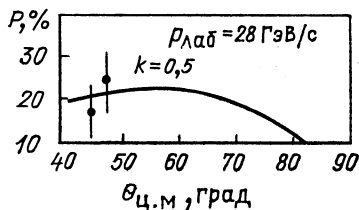


Рис. 13. Поведение параметра поляризации в рамках метода  $U$ -матрицы в упругом  $pp$ -рассеянии в области больших углов. В области  $p_{\perp}^2 \leq 4$  (ГэВ/с)<sup>2</sup> параметр поляризации имеет осциллирующую зависимость от  $p_{\perp}$ .

тальными данными в области больших углов. Как видно из рисунка, модель предсказывает правильное значение поляризации в области больших углов.

Можно показать [29], что для  $pN$ -рассеяния выражение для параметра поляризации в области больших углов имеет следующий вид:

$$P(s, \theta) = 2N^{-1} (1-k)^{-1} \sin \Delta(s) \sin \frac{\theta}{2} \times \left[ 1 + (1-k)^{-2} N^{-2} \sin^2 \frac{\theta}{2} \right]^{-1} \left[ 1 + O\left(\frac{m_q^2}{s}\right) \right], \quad (14)$$

откуда, в частности, следует, что поляризация в области больших углов, например при  $\theta_{ц.м.} = 60^\circ$ , может достигать 60 %.

Зависимость параметра поляризации от энергии при фиксированном значении угла определяется разностью фаз  $\Delta(s)$ . Как следует из анализа экспериментальных данных по дифференциальным сечениям рассеяния на большие углы, эта величина должна расти с ростом энергии. Таким образом,  $P(s, \theta)$  будет иметь осциллирующую зависимость от  $s$ . Амплитуда осцилляций, однако, не зависит от энергии и определяется величинами  $N$  и  $k$ . Поэтому в асимптотической области предсказывается ненулевая поляризация при рассеянии

на большие углы. С использованием соотношений (12) для параметров спиновой корреляции в упругом  $pp$ -рассеянии на угол  $90^\circ$  в с. ц. м. можно получить следующие выражения:

$$\left. \begin{aligned} A_{nn}(s, 90^\circ) &= \pm \frac{1}{3} \left[ 1 \mp \frac{8m_q^2}{(1-k)^2 s} \left[ 1 + \frac{2}{N} (1-\alpha) \right] \cos 2\Delta(s) \right], \\ A_{ss}(s, 90^\circ) &= -\frac{1}{3} + O\left(\frac{m_q^4}{s^2}\right). \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

При этом выражение для дифференциального сечения рассеяния на  $90^\circ$  имеет вид

$$\frac{d\sigma}{dt}(s, 90^\circ) = \sigma_0(s) \left[ 1 - \frac{2m_q^2}{(1-k)^2 s} \left[ 1 + \frac{2}{N} (1-\alpha) \right] \cos 2\Delta(s) \right], \quad (16)$$

где  $\sigma_0(s) \sim (1/s)^{N+3}$ .

Как видно из соотношения (16), в случае роста функции  $\Delta(s)$  на степенной закон убывания сечения рассеяния накладываются

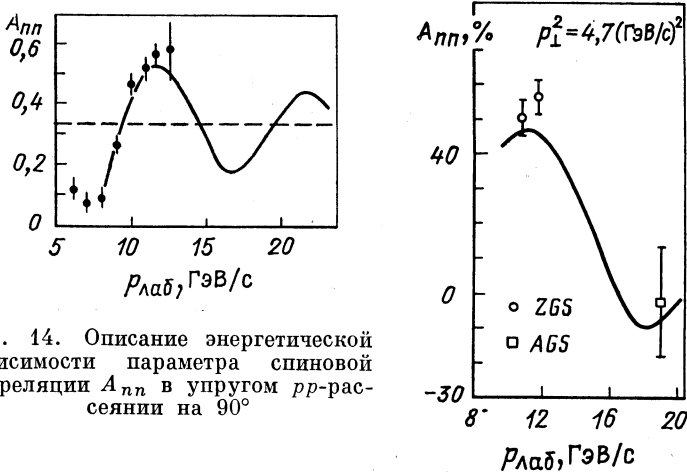


Рис. 14. Описание энергетической зависимости параметра спиновой корреляции  $A_{nn}$  в упругом  $pp$ -рассеянии на  $90^\circ$

Рис. 15. Сравнение предсказания метода  $U$ -матрицы с новыми экспериментальными данными по измерению параметра  $A_{nn}$  при фиксированном значении  $p_{\text{лаб}}$

осцилляции. Отмеченные осцилляции наблюдались в экспериментах по измерению сечения рассеяния на большие углы [31]. При этом параметры спиновой корреляции имеют осциллирующее поведение. Это позволяет объяснить наблюдаемый экспериментально резкий рост параметра  $A_{nn}(s, 90^\circ)$  при переходе от  $p_{\text{лаб}} = 8$  ГэВ/с к  $p_{\text{лаб}} = 12$  ГэВ/с (рис. 14).

Асимптотический режим в поведении этих величин наступает при  $p_{\text{лаб}} \simeq 1000$  ГэВ/с, при  $s \rightarrow \infty$   $A_{nn}(s, 90^\circ) = -A_{ll}(s, 90^\circ) = -A_{ss}(s, 90^\circ) = 1/3$ .

Выражение для параметра  $A_{nn}(s, \theta)$ , справедливое также для углов, отличных от  $90^\circ$ , имеет вид

$$\begin{aligned}
 A_{nn}(s, \theta) = & \left[ 1 + \left( \frac{t}{u} \right)^{3/2} + \left( \frac{u}{t} \right)^{3/2} \right]^{-1} \left\{ 1 + \frac{6m_q^2}{(1-k)^2 s} \times \right. \\
 & \times \left[ 1 + \frac{2}{N} (1-\alpha) \right] \cos 2\Delta(s) \left[ \left( 1 + \left( \frac{t}{u} \right)^{3/2} + \left( \frac{u}{t} \right)^{3/2} \right)^{-1} - \right. \\
 & \left. \left. - \frac{1}{3} \left( 1 + 2 \left( \frac{t}{u} \right)^{3/2} + 2 \left( \frac{u}{t} \right)^{3/2} \right) \right] + \frac{2}{(1-k)^2 N^2 s} \times \right. \\
 & \left. \times (tu)^{-1/2} (t-u)^2 \left( 1 - \frac{2}{1 + \left( \frac{t}{u} \right)^{3/2} + \left( \frac{u}{t} \right)^{3/2}} \right) \right\}. \quad (17)
 \end{aligned}$$

С использованием этого выражения для параметра  $A_{nn}$  при  $p_{\text{лаб}} = 18,5 \text{ ГэВ/с}$  и  $p_{\perp}^2 = 4,7 \text{ (ГэВ/с)}^2$  получаем значение  $A_{nn} = -6 \%$

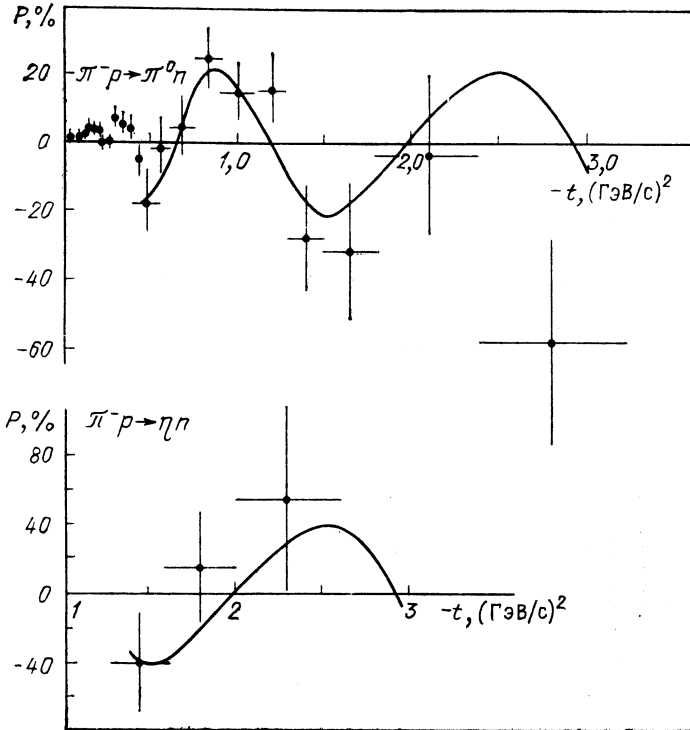


Рис. 16. Поведение параметра поляризации в неупругих бинарных реакциях  $\pi^- p \rightarrow (\pi^0, \eta) n$

Поведение параметра  $A_{nn}$  в зависимости от энергии при фиксированном значении  $p_{\text{лаб}}$  приведено на рис. 15. Как видно из рисунка, модель



хорошо согласуется с новыми данными, полученными в БНЛ. Такое поведение параметра  $A_{nn}$  при переходе от энергий АНЛ (ZGS) к энергиям БНЛ (AGS) при фиксированном  $p_{\perp}$  является следствием двух факторов: убывания параметра  $A_{nn}$  при убывании  $\theta_{ц.м}$  от  $90^{\circ}$  в область меньших углов и накладывающихся осцилляций по энергии [32].

Эти осцилляции имеют динамическую природу и могут быть связаны с резонансными эффектами при рассеянии валентных кварков с изменением спиральности в эффективном поле и, в частности, с образованием виртуальных дикварковых состояний типа  $q(\uparrow)q(\downarrow)$ .

Описанный выше подход приводит к неубывающей с ростом энергии поляризации в неупругих бинарных реакциях и к осциллирующей зависимости этой величины от переданного импульса в области фиксированных переданных импульсов. Изменение спиральности кварка в таких реакциях осуществляется за счет переходов типа  $q(\uparrow) \rightarrow q'(\downarrow)$ , в то время как вклад переходов  $q(\uparrow) \rightarrow q(\downarrow)$  подавлен по энергии [28]. Выражение для параметра поляризации имеет вид

$$P(s, t) = -\sin \tilde{\Delta}(s) 2M \sqrt{-t} \cos [2R(s) \sqrt{-t}] \times \\ \times \{M^2 - t - (M^2 + t) \sin [2R(s) \sqrt{-t}]\}^{-1}. \quad (18)$$

На рис. 16 приведено сравнение выражения (18) с экспериментальными данными при энергии 40 ГэВ.

Согласие с экспериментальными данными свидетельствует в пользу принятых представлений о механизме взаимодействия адронов, среди которых еще раз выделим два, непосредственно связанных с динамикой спина кварков при рассеянии в эффективном поле: качественно различный механизм рассеяния валентных кварков в эффективном поле с изменением и без изменения спиральности; равновероятность неупругих кварковых переходов с изменением и без изменения спиральности.

#### 4. ОПИСАНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ЯВЛЕНИЙ В ИНКЛЮЗИВНЫХ ПРОЦЕССАХ РОЖДЕНИЯ ГИПЕРОНОВ

После открытия большой поляризации  $\Lambda$ -гиперонов в процессе  $pp \rightarrow \Lambda X$  изучение поляризационных явлений в инклюзивных реакциях сформировалось в самостоятельное направление в области спиновой физики. Уже отмечалось, что пертурбативная КХД предсказывает нулевую поляризацию  $\Lambda$ .

Для объяснения больших спиновых эффектов в инклюзивных процессах были предложены различные модели. Так, в [32] была предложена модель многократных кварковых перерассеяний, в которой морской  $s$ -кварк при образовании  $\Lambda$  приобретает поперечный импульс при многократных перерассеяниях на кварках и глюонах, в результате чего он поляризуется. Поляризация кварка при этом пропор-

циональна его массе  $P_q = \alpha_s m_s f(k, \theta) n$ , где  $k$  и  $\theta$  — импульс и угол рассеяния кварка. Отсюда следует, что поляризация частиц, содержащих тяжелые кварки, должна иметь большее значение, чем  $P_\Lambda$ . Модель приводит к соотношению  $P_\Sigma = -P_\Lambda$ .

В полуклассической модели Лунда [34] 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  $ud$ -дикварком и центральной частью области взаимодействия. В этом поле рождается  $s\bar{s}$ -пара, причем  $s$ - и  $\bar{s}$ -кварки имеют противоположные поперечные импульсы  $\mathbf{k}_\perp$  и  $-\mathbf{k}_\perp$ . Так как кварки имеют ненулевые массы и импульсы, они не могут родиться в одной точке, и, следовательно, пара имеет ненулевой угловой момент  $L = lk_\perp$ , где  $l$  — расстояние между кварками. Орбитальный угловой момент  $L \neq 0$  компенсируется спином  $s\bar{s}$ -пары. При соответствующей параметризации зависимости  $P_q$  от орбитального момента модель позволяет описать зависимость  $P_\Lambda$  от  $p_\perp$ . Для описания поляризации других гиперонов модель нуждается в дополнительных предположениях.

Другая полуклассическая модель [35] основана на учете прецессии Томаса. Поляризация возникает при рекомбинации  $s$ -кварка с  $ud$ -дикварком. При этом  $s$ -кварк ускоряется, и на него действует сила  $\mathbf{F}$ , которая непараллельна его скорости  $\beta$ . В результате  $s$ -кварк поляризуется в направлении, противоположном  $\omega_\perp \sim [\mathbf{F}\beta]$ . Любой процесс с рекомбинацией  $s$ -кварка описывается в модели аналогичным образом.

Качественное описание поляризации гиперонов дается также в работе [36], где возникновение поляризации объясняется спин-орбитальным взаимодействием в скалярном поле, которое связывает кварки внутри адрона.

В рамках кварковой модели для  $U$ -матрицы рассмотрены процессы дифракционного рождения гиперонов [37]. Поляризация гиперонов в модели возникает при рассеянии в поле  $V_{\text{эф}}$  пары  $s\bar{s}$ -кварков, которая, по предположению, присутствует в волновой функции протона. Облако из  $q\bar{q}$ -пар, которое является источником эффективного поля, при столкновении адронов с ненулевым прицельным параметром имеет ненулевой угловой момент и поэтому оказывает поляризующее действие на  $s\bar{s}$ -пару. Поляризация  $s$ -кварка, однако, является следствием не только этого эффекта, но и различия радиусов амплитуд с переворотом и без переворота спина кварка [30]:

$$P_\Lambda(p_\perp) \cong -\text{th} \left[ \frac{1}{8} \left( \frac{p_\perp}{2m_s} \right)^2 \left( 1 - \frac{1}{\alpha^2} \right) \right].$$

Параметр  $\alpha > 1$  учитывает более центральный механизм переворота спина по сравнению с механизмом рассеяния без переворота спина. Модель позволяет описать зависимость  $P_\Lambda$  от  $p_\perp$  (рис. 17) и качественное поведение поляризации других гиперонов:  $P_\Sigma = -P_\Lambda$ .

В области  $p_{\perp} \gg m_s$  модель предсказывает осциллирующую зависимость поляризации от поперечного импульса [37]. Выражение для параметра поляризации  $\Lambda$  имеет в этой области следующий вид:

$$P_{\Lambda}(s, p_{\perp}) = [\tilde{R}(s, p_{\perp}) - Q(s, p_{\perp})] / [\tilde{R}(s, p_{\perp}) + Q(s, p_{\perp})], \quad (19)$$

где

$$\tilde{R}(s, p_{\perp}) = \sin^2 \left[ R(s) p_{\perp} + \frac{1}{4} \left( \frac{2m_s}{3m_q} - 1 \right) \right];$$

$$Q(s, p_{\perp}) = \alpha^4 \exp(-4m_s R(s) (\alpha - 1)) \sin^2 [R(s) p_{\perp} + 1/4 (2\alpha m_s / 3m_q - 1)],$$

где  $m_s$  — масса странного кварка.

В заключение раздела следует отметить, что, несмотря на разнообразие предложенных моделей, до настоящего времени не получено

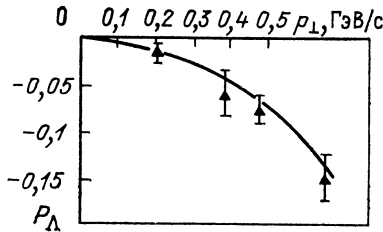


Рис. 17. Поведение параметра поляризации в дифракционном рождении  $\Lambda$ -гиперонов в методе  $U$ -матрицы. При  $p_{\perp} \gtrsim 3$  ГэВ/с поляризация  $\Lambda$ -гиперонов должна иметь осциллирующую зависимость от  $p_{\perp}$

исчерпывающего теоретического объяснения всех поляризационных эффектов, наблюдающихся в инклюзивных процессах. Необходимы также и дальнейшие экспериментальные исследования в этом направлении, и прежде всего в области больших  $p_{\perp}$ , т. е. при  $p_{\perp} \gtrsim 3$  ГэВ/с.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изучение спиновых эффектов в адронных процессах показывает, что в жесткой области спиральность не сохраняется. Этот важный вывод свидетельствует о неприменимости пертурбативной КХД в области энергий и переданных импульсов, изученных экспериментально.

Обзор теоретических моделей показывает, что экспериментальные исследования при более высоких энергиях представляют несомненный интерес для изучения структуры адронов, механизма взаимодействия составляющих, проблемы конфайнмента, справедливости КХД. Ответы на эти и другие вопросы будут заведомо неполными без изучения спиновых явлений. Большое количество теоретических моделей свидетельствует не только о сложности наблюдаемых эффектов,

но также и о том, что их экспериментальное исследование далеко не завершено.

В настоящее время идет подготовка к двум высокоэнергетическим поляризационным экспериментам в FNAL (E-704) и в CERN (UA6) и ведется разработка программ экспериментальных исследований поляризационных явлений на УНК.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Труды Международного симпозиума по спиновым явлениям в физике высоких энергий. Марсель, 1984. Протвино, 1986.
2. Физические исследования на ускорительно-накопительном комплексе ИФВЭ. Материалы 5-го рабочего совещания. Протвино, 1986.
3. Irving A., Worden R.//Phys. Repts. 1977. Vol. 34C. P. 117—156.
4. Heller K.//J. Phys. 1985. Vol. 46. P. C2-124—C2-138.
5. Krisch A. D.//Proc. 7th Intern. Symposium on High Energy Spin Physics. Protvino, 1986.
6. Solovianov V. L.//Proc. 7th Intern. Symposium of High Energy Spin Physics. Protvino, 1986.
7. Проект эксперимента «Нептун». Материалы рабочего совещания. Протвино, 1987.
8. Bunce G., Barton D. S., Carroll A. e.a.//J. Phys. 1985. Vol. 46. P. C2-115—C2-149.
9. Apokin V. D., Arestov Yu. I., Belkov N. I. e.a. Preprint IHEP 86-2, Serpukhov, 1986.
10. Lepage C., Brodsky S. J.//Phys. Rev. 1980. Vol. 22D. P. 2157—2198.
11. Kane G., Seidl A.//Rev. Mod. Phys. 1976. Vol. 48. P. 309—316.
12. Girardi G., Lacaze R., Peshanski R. e.a.//Nucl. Phys. 1972. Vol. B47. P. 445—453.
13. Leader E.//J. Phys. 1985. Vol. 46. P. C2-185—C2-193.
14. Goldstein G. R., Moravesik M. J.//Phys. Lett. 1985. Vol. 157B. P. 235—239.
15. Соловьев Л. Д.//Письма в ЖЭТФ. 1973. Т. 13, С. 455—462.
16. Соловьев Л. Д., Щелкачев А. В.//ЯФ. 1980. Т. 31. С. 248—253.
17. Chou T., Yang C. N.//Nucl. Phys. 1976. Vol. B107. P. 1—12.
18. Halzen F.//Preprint RL-77-025/A, Chilton, 1977.
19. Bourrely C., Soffer J., Wu T. T.//Phys. Rev. 1979. Vol. D19. P. 3249—3256.
20. Голоскоков С. В., Кулешов С. П., Селюгин О. В.//ЯФ. 1982. Т. 35. С. 1570—1581.
21. Logunov A. A., Tavkhelidze A. N.//Nuovo cimento. 1963. Vol. 29. P. 380—399.
22. Landshoff P. V.//Phys. Rev. 1974. Vol. D10. P. 1024—1029.
23. Головин В. В., Снигирев А. М., Соловьев Л. Д., Щелкачев А. В.//ЯФ. 1981. Т. 34. С. 216—226.
24. Pire B., Ralston J. P.//Phys. Lett. 1982. Vol. 117. P. 233—238.
25. Preparata G.//J. Phys. 1985. Vol. 46. P. C2-13—C2-21.
26. Логунов А. А., Саврин В. И., Тюрин Н. Е., Хрусталев О. А.//ТМФ. 1971. Т. 6. С. 157—165.; Тюрин Н. Е., Хрусталев О. А.//ТМФ. 1975. Т. 24. С. 291—302.
27. Трошин С. М., Тюрин Н. Е.//Труды II Междунар. семинара по спиновым явлениям в физике высоких энергий. Протвино, 1984. С. 167.
28. Troshin S. M., Tyurin N. E.//Proc. 6-th Intern. Symposium on Polarization Phenomena in Nucl. Phys. Osaka, 1986. P. 207—211.
29. Troshin S. M., Tyurin N. E.//J. Phys. 1985. Vol. 6. P. C2—235.
30. Трошин С. М., Тюрин Н. Е.//ЭЧАЯ. 1984. Т. 15. Вып. 1. С. 53—92.
31. Hendry A.//Phys. Rev. 1974. Vol. D10. P. 2300—2309.
32. Трошин С. М., Тюрин Н. Е.//Письма в ЖЭТФ. 1986. Т. 44. С. 117—120.
33. Szwed J.//Phys. Lett. 1981. Vol. 105B. P. 403—408.

34. **Andersson B., Gustafson G., Ingelman G.**//Phys. Lett. 1979. Vol. B85. P. 417—420.
35. **De Grand T. A., Miettinen H. I.**//Phys. Rev. 1981. Vol. D24. P. 2419—2427.
36. **Струминский Б. В.**//ЯФ. 1981. Т. 34. С. 1584—1592.
37. **Трошин С. М., Тюрин Н. Е.**//ЯФ. 1983. Т. 38. С. 1065—1073.
38. **Onel Y., Penzo A.** Preprint CERN, Geneva, 1985.
39. **Auer I., Beretvas A., Colton E. e.a.**//Phys. Lett. 1977. Vol. 70B. P. 475—483.
40. **Stanek R.**//Proc. 2nd Intern. Workshop on High Energy Physics, Serpukhov, 1985. P. 67—72.
41. **Soffer J.** Preprint CPT-85/P. 1809, Marseille, 1985.
42. **Heller K.**//Proc. VII Intern. Symposium on High Energy Spin Physics, Protvino, 1987. Vol. 1. P. 81—90.