

объединенный  
институт  
ядерных  
исследований  
дубна

4794 / 2-81

28/9-81

P2-81-485

А.В. Ефремов, О.В. Теряев

О СПИНОВЫХ ЭФФЕКТАХ  
В КВАНТОВОЙ ХРОМОДИНАМИКЕ

Направлено в ЯФ

1981

Стало почти общепризнанным, что роль спиновых эффектов в экспериментах с высокоэнергетическими адронными процессами растет с ростом поперечного импульса<sup>/1/</sup>. Это относится и к наиболее простым с точки зрения экспериментального изучения процессам, в которых детектируется спин всего одной частицы. Поляризация  $\Lambda$ -гиперона при соударении неполяризованных частиц и асимметрия  $\pi$ -мезонов, когда поляризована только мишень, оказываются весьма большими<sup>/2/</sup>.

Предположение, что поляризация гиперонов с  $p_T > 1$  ГэВ/с объяснена своим происхождением механизму жесткого рассеяния партонов<sup>/3/</sup>, позволило предсказать ряд ее качественных особенностей, в частности, независимость от энергии и сорта мишени, слабую зависимость от  $x_F$  в области  $x_F \approx 0,3 \div 0,7$ , а также большую асимметрию пионов.

Однако анализ партонного подпроцесса в КХД<sup>/5/</sup> приводит к малой поляризации /асимметрии/, пропорциональной токовой массе кварка. Действительно, согласно физическим соображениям поляризация в таком подпроцессе может быть только поперечной, а безмассовые частицы всегда продольно поляризованы. Кроме того, поляризация отсутствует в борновском приближении, так как для "компенсации" мнимой единицы в  $\gamma^5$  /матрица плотности  $\rho = 1/2 (\hat{p} + m)(1 + \hat{S}\gamma^5)$ / амплитуда должна иметь мнимую часть; поляризация /асимметрия/ поэтому пропорциональна  $\alpha_s$ . Именно эти причины привели авторов<sup>/5/</sup> к заключению, что наблюдаемая большая поляризация  $\Lambda$ -частиц противоречит КХД. Этот результат выглядит особенно странным в применении к асимметрии  $\pi$ -мезонов, ибо если для рождения барионов и есть веские основания сомневаться в важности подпроцесса кварк-кваркового рассеяния /прежде всего - гораздо более быстрое падение сечения:  $\sim p_T^{-12}$  вместо  $p_T^{-8}$  для мезонов/, то для мезонов таких оснований сейчас нет. КХД не только объясняет качественные черты поведения этого процесса, но и /с учетом сглаживания из-за ферми-движения кварков/ его количественную величину<sup>/6/</sup>. В этой работе мы провели анализ поляризационной матрицы плотности адрона в КХД без учета распределения глюонов в адроне и в конечном счете пришли к заключению, что истинным размерным параметром, определяющим асимметрию, является не масса кварка, а масса поляризованного адрона. Однако вычисление простейшей диаграммы кварк-кваркового рассеяния, ответственной за асимметрию, и грубая оценка ее величины при  $p_T \approx 1$  ГэВ/с в центральной области  $y = 0$

показывает, что величина асимметрии для кваркового подпроцесса составляет  $\approx 3\%$ .

Мы исходим из следующего представления сечения процесса  $AB \rightarrow CX$  в области  $s, t, u \gg M_{\text{part}}^2, u/s, t/s \sim 1$ , где одна из частиц,  $B$ , поляризована /рис.1/.

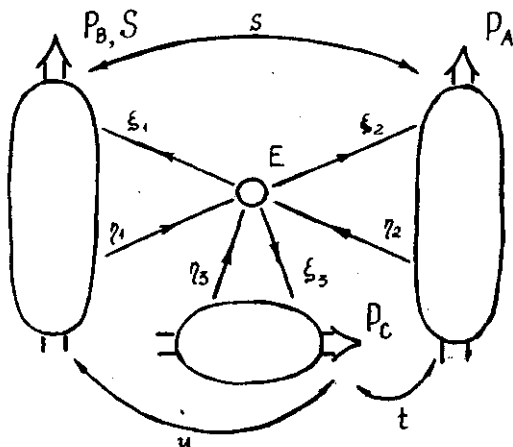


Рис.1. Диаграмма, соответствующая формуле /1/. Частица  $B$  описывается ковариантным 4-вектором поляризации  $S$ .

$$d\sigma = \int d\xi d\eta \langle P_B, S | N_\mu (\bar{\psi}_\alpha(\xi_1) e^{ig \int_{\eta_1}^{\xi_1} \hat{A}^\mu dz^\mu} \psi_\beta(\eta_1)) | P_B, S \rangle \times$$

$$\times \langle P_A | \bar{\psi}(\xi_2) \gamma^\rho \dots \psi(\eta_2) | P_A \rangle \langle P_C | \dots \gamma^\sigma \dots | P_C \rangle E_{op}^{\alpha\beta}(\xi, \eta, \mu). \quad /1/$$

Здесь матричные элементы суть суммы диаграмм, из которых мы вычтем все сингулярные при  $\xi - \eta \rightarrow 0$  члены / $\mu$  - размерный параметр такой регуляризации/, связанные с функциями распределения и фрагментации партонов. Все сингулярные при  $\xi - \eta \rightarrow 0$  члены содержатся в функции  $E$  - сумме диаграмм, описывающих партонный подпроцесс /инфракрасно-регуляризованных с помощью того же параметра  $\mu$ /. Доказательство этого представления в КХД по существу ничем не отличается от доказательства для неполяризованных частиц<sup>77/</sup>. Переход к партонной картине осуществляется посредством операторного разложения.

$$\langle P, S | \bar{\psi}_\alpha(0) e^{ig \int_0^{\hat{x}} \hat{A}^\mu dz^\mu} \psi_\beta(x) | P, S \rangle =$$

$$= \sum \frac{1}{n!} \langle P, S | \bar{\psi}_\alpha(0) \vec{D}_{\nu_1} \dots \vec{D}_{\nu_n} \psi_\beta(0) | P, S \rangle x^{\nu_1} \dots x^{\nu_n}. \quad /2/$$

Используя преобразование Фирца в дуальном базисе (V, S, A, PT, P) и выделяя, как обычно, структуры с минимальным твистом, имеем

$$\langle P, S | \bar{\psi}_\alpha(0) \overleftrightarrow{D}_{\nu_1} \dots \overleftrightarrow{D}_{\nu_n} \psi_\beta(0) | P, S \rangle = \quad /3/$$

$$= \sum_{i=1}^5 \Gamma_{\beta\alpha}^i \langle P, S | \bar{\psi}(0) \Gamma_i \overleftrightarrow{D}_{\nu_1} \dots \overleftrightarrow{D}_{\nu_n} \psi(0) | P, S \rangle,$$

$$\langle P, S | \bar{\psi}(0) \gamma^\mu \overleftrightarrow{D}^{\nu_1} \dots \overleftrightarrow{D}^{\nu_n} \psi(0) | P, S \rangle = i^{-n} a_{nV} \{ P^\mu P^{\nu_1} \dots P^{\nu_n} \}, \quad /4/$$

$$\langle P, S | \bar{\psi}(0) \overleftrightarrow{D}^{\nu_1} \dots \overleftrightarrow{D}^{\nu_n} \psi(0) | P, S \rangle = i^{-n} a_{nS} \{ P^{\nu_1} \dots P^{\nu_n} \}_m, \quad /5/$$

$$\langle P, S | \bar{\psi}(0) \gamma^\mu \gamma^5 \overleftrightarrow{D}^{\nu_1} \dots \overleftrightarrow{D}^{\nu_n} \psi(0) | P, S \rangle = \quad /6/$$

$$= i^{-n} a_{nA} S^\mu \{ P^{\nu_1} \dots P^{\nu_n} \}_m,$$

$$\langle P, S | \bar{\psi}(0) \sigma^{\mu\nu} \gamma^5 \overleftrightarrow{D}^{\nu_1} \dots \overleftrightarrow{D}^{\nu_n} \psi(0) | P, S \rangle = \quad /7/$$

$$= i^{-n} a_{nPT} \cdot \frac{1}{2} \{ (P^\mu S^\nu - S^\nu P^\mu) F^{\nu_1} \dots P^{\nu_n} \},$$

$$\langle P, S | \bar{\psi}(0) \gamma^5 \overleftrightarrow{D}^{\nu_1} \dots \overleftrightarrow{D}^{\nu_n} \psi(0) | P, S \rangle = i^{-n} a_{nP} \{ S^{\nu_1} F^{\nu_2} \dots P^{\nu_n} \}_m^2. \quad /8/$$

Для поперечной поляризации в /6/ и /7/ можно опустить члены вида  $P^\mu S^{\nu_1} \dots$ , поскольку они приведут в /1/ к слагаемым, содержащим  $S(\xi-\eta)$ ; после интегрирования по  $\xi, \eta$  эта величина превратится в  $(SP)_{A,B,C}$  равные нулю.

В качестве размерного параметра в операторах твиста  $\mathcal{Z}$  мы выделили массу кварка, хотя она не обязательно является истинным размерным параметром матричного элемента. Это связано с тем важным обстоятельством, что разделение вклада диаграмм в КХД на подпроцесс и функцию распределения будет инфракрасно-стабильным только тогда, когда каждая из частей калибровочно-инвариантна. Для бесцветных состояний A, B и C достаточно потребовать калибровочной инвариантности матричных элементов, которая сводится к тому, чтобы внешние концы лежали "на массовой поверхности" /8/

$$(i\hat{D} - m)\psi = 0. \quad /9/$$

Чтобы найти ограничения, накладываемые этим условием на матричный элемент /2/; подействуем на него оператором  $i\hat{D} - m$ . С учетом /9/ имеем

$$\begin{aligned}
 (i\hat{d}-m)_{\gamma\beta} \langle P, S | \bar{\psi}_a(0) e^{ig \int_x^0 \hat{A}_\rho dz^\rho} \psi_\beta(x) | P, S \rangle = \\
 = g \langle P, S | \bar{\psi}_a(0) \int_0^1 da a G_{\mu\nu}(ax) e^{ig \int_x^0 \hat{A}_\rho dz^\rho} \cdot x^\mu (\gamma^\nu \psi(x))_\gamma | P, S \rangle. \quad /9a/
 \end{aligned}$$

Правая часть, содержащая тензор напряженности глюонного поля  $G$ , имеет тот же минимальный твист 3, что и левая. Мы, однако, пренебрежем ею по следующей причине. Поскольку глюонное поле имеет твист 0, формула /1/ подразумевает суммирование по внешним глюонным линиям подпроцесса /7/. При рассмотрении поляризации помимо экспоненциального фактора, восстанавливающего калибровочную инвариантность функции распределения, надо учесть возникающие при суммировании операторы твиста 3, содержащие  $G_{\mu\nu}$ . Для борновской диаграммы глубоконеупругого рассеяния поляризованных частиц их учет, однако, приводит лишь к "перенормировке" токовой массы кварка. При этом уравнение /9a/ может быть записано с нулем в правой части при условии, что в левой стоит "перенормированная" масса. Общего доказательства этого факта пока нет.

Итак, положим правую часть /9a/ равной нулю, а в левую подставим формулы /4/-/8/. Учет только членов твиста 3 приводит к простым следствиям

$$a_{nV} = a_{n+1S}, \quad /10/$$

$$a_{nPT} = a_{n+1A}. \quad /11/$$

Они позволяют описывать векторную и скалярную, а также псевдотензорную и аксиальную проекции общими функциями распределения

$$a_{nV} = a_{n+1S} = \int_0^1 \frac{d\beta}{\beta} f(\beta) \beta^{n+1}, \quad /12/$$

$$a_{nPT} = a_{n+1A} = \int_0^1 \frac{d\beta}{\beta} \phi_\perp(\beta) \beta^{n+1}. \quad /13/$$

Подставляя /2/, /3/, /4/-/7/, /12/ и /13/ в /1/, получаем формулу жесткого рассеяния для поперечно поляризованного адрона:

$$d\sigma = \int_0^1 \frac{d\beta}{\beta} f(\beta) \text{Sp}[(\beta\hat{P} + m)(1 + \hat{S}_\gamma \cdot \frac{\phi_\perp(\beta)}{f(\beta)})] E(\beta P). \quad /14/$$

Случай продольной поляризации еще проще. Поскольку  $S_\mu \approx \frac{P_\mu}{M} \xi_\parallel$  /где  $\xi_\parallel$  - степень продольной поляризации/, псевдотензорный вклад отсутствует, зато в аксиальный добавляются члены вида  $P_\mu S_{\nu 1}$ :

$$\langle P, S | \bar{\psi}(0) \gamma^\mu \gamma^5 \overleftrightarrow{D}^{\nu_1} \dots \overleftrightarrow{D}^{\nu_n} \psi(0) | P, S \rangle = i^{-n} a_{nA} S^\mu \{P^{\nu_1} \dots P^{\nu_n}\}_{m+} + i^{-n} b_{nA} P^\mu \{S^{\nu_1} P^{\nu_2} \dots P^{\nu_n}\}_m = i^{-n} (a_{nA} + b_{nA}) \{P^\mu P^{\nu_1} \dots P^{\nu_n}\} \frac{m}{M} \quad /15/$$

Вводя "продольную" функцию распределения

$$a_{nA} + b_{nA} = \int_0^1 \frac{d\beta}{\beta} \phi_{\parallel}(\beta) \beta^{n+1}, \quad /16/$$

мы приходим к формуле, также имеющей партонный вид:

$$d\sigma = \int_0^1 \frac{d\beta}{\beta} f(\beta) \text{Sp}[\beta \hat{P} (1 + \gamma^5 \xi_{\parallel} \frac{m}{M} \frac{\phi_{\parallel}(\beta)}{f(\beta)}) E(\beta P)]. \quad /17/$$

Введение массы кварка в функции распределения было вспомогательным приемом для калибровочно-инвариантного выделения подпроцесса. Для выявления истинного параметра воспользуемся сохранением углового момента и известным из эксперимента значением аксиального оператора  $\beta$ -распада

$$\sum_i \langle P, S | \bar{\psi}_i(0) \gamma^\mu \gamma^5 \psi_i(0) | P, S \rangle = M S^\mu, \quad /18/$$

$$\langle p | J_A^{+\mu} | n \rangle = \frac{G_A}{G_V} \bar{u}_p \gamma^\mu \gamma^5 u_n. \quad /19/$$

Первое из этих равенств, справедливое в пренебрежении вкладом глюонов, приводит к правилу сумм

$$\sum_i m_i \int_0^1 \frac{d\beta}{\beta} \phi_{\perp i}(\beta) = M. \quad /20/$$

Из второго же следует известное правило сумм Бьеркена<sup>9/</sup>, которое в терминах функций  $\phi$  принимает вид

$$\int_0^1 \frac{d\beta}{\beta} (m_u \phi_{\perp u} - m_d \phi_{\perp d}) = \frac{G_A}{G_V} M. \quad /21/$$

Отсюда видно, что истинным размерным параметром аксиального тока является не масса кварка, а масса адрона. Введение функций  $f_{\perp} \equiv \frac{m}{M} \phi_{\perp}$  заменит правые части правил сумм на 1 и  $G_A/G_V$ , а в выражении для асимметрии и поляризации - массу кварка на массу адрона

$$d\sigma_{\text{pol}} = \int_0^1 \frac{d\beta}{\beta} f_{\perp}(\beta) \text{Sp}[(\beta \hat{P} + m) \frac{M}{m} \hat{S} \gamma^5 E(\beta P)]. \quad /22/$$

То же происходит и при анализе рассеяния продольно поляризованного адрона. В /17/ естественно выделяется функция  $f_{\parallel} \equiv \frac{m}{M} \phi_{\parallel}$  /имеющиеся экспериментальные данные<sup>10/</sup> свидетельствуют о том,

что она не мала/. Поскольку  $b_{0A} = 0$ , функции  $\beta f_{\parallel}(\beta)$  и  $f_{\perp}(\beta)$  удовлетворяют одинаковым правилам сумм

$$\int_0^1 \frac{d\beta}{\beta} (f_{\perp}(\beta) - \beta f_{\parallel}(\beta)) = 0 \quad /23/$$

и мы снова приходим к необходимости введения функции  $f_{\perp}$ .

Перейдем теперь к выражению для асимметрии  $\pi$ -мезонов в низшем порядке КХД. Единственной однопетлевой диаграммой кварк-кваркового рассеяния, имеющей мнимую часть, является  $s$ -канальный "box" /рис.2а/. Вычисление его интерференции с борновским членом /рис.2б/ дает для асимметрии кварк-кваркового рассеяния, усредненного по цветам /детали вычислений будут опубликованы/,

$$A = \frac{g^2}{4\pi} \frac{m^{\mu\nu\rho\sigma} p_{1\mu} p_{2\nu} p_{3\rho} s_{\sigma} \{ \phi_1(\hat{s}, \hat{t}) + \delta_{ff'} [ \phi_2(\hat{s}, \hat{t}) - \phi_2(\hat{s}, \hat{u}) - \phi_1(\hat{s}, \hat{u}) ] \}}{\frac{\hat{s}^2 + \hat{u}^2}{\hat{t}^2} + \delta_{ff'} \left( \frac{\hat{s}^2 + \hat{t}^2}{\hat{u}^2} - \frac{2}{3} \frac{\hat{s}^2}{\hat{u}\hat{t}} \right)} \left( \frac{1}{2} \right) \delta_{ff'} \quad /24/$$

где

$$\phi_1(\hat{s}, \hat{t}) = \frac{2}{3} \frac{1}{\hat{s}\hat{t}}, \quad /24a/$$

$$\phi_2(\hat{s}, \hat{t}) = \frac{10}{9} \left[ -\frac{1}{\hat{s}(\hat{s}+\hat{t})} + \frac{3}{\hat{t}(\hat{s}+\hat{t})} \left( 1 + \frac{\hat{s}}{\hat{s}+\hat{t}} \right) \ln \left( -\frac{\hat{t}}{\hat{s}} \right) \right], \quad /24б/$$

$\hat{s} = a\beta s$ ,  $\hat{t} = \frac{\alpha}{\gamma} t$ ,  $\hat{u} = \frac{\beta}{\gamma} u$ ;  $\alpha, \beta, \gamma$  - доли импульсов партонов в адронах и адронов в партоне. Для грубой оценки величины асимметрии пиона в центральной области  $y_c = 0$  воспользуемся тем, что

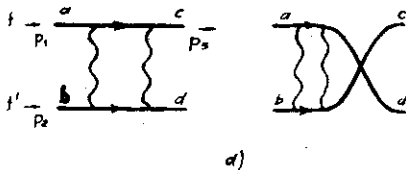
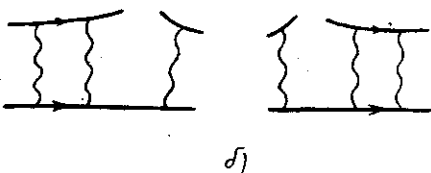


Рис.2. Однопетлевые диаграммы подпроцесса для матрицы плотности. Обменная диаграмма присутствует только в том случае, когда совпадают ароматы  $f$  и  $f'$  рассеивающихся кварков.



/см., например, <sup>11/</sup>  $\alpha = \frac{m_T}{\gamma\sqrt{s}}(1+e^{y_d}) \approx \frac{m_T}{\sqrt{s}}; \beta = \frac{m_T}{\gamma\sqrt{s}}(1+e^{-y_d}) \approx \frac{2m_T}{\sqrt{s}}$ ,  
 где  $y_d$  - быстрота партона  $d$ , которую мы положили равной ее  
 среднему значению  $\langle y_d \rangle = 0$ ,  $\gamma = 1$ ,  $m_T^2 = p_T^2 + m_c^2$ . При этом  $s \approx 4m_T^2$ ,  
 $u \approx t \approx -2m_T^2$ . Подставляя эти значения в <sup>724/</sup> и предполагая до-  
 полнительно, что  $f_{\perp} = f$ , найдем окончательно

$$A \sim \alpha_s(p_T^2) \frac{1}{30} \frac{M p_T}{m_T^2} \approx 3\% \quad \text{при } p_T \approx 1 \text{ ГэВ/с.}$$

Эта оценка показывает, что несмотря на сокращение массы  
 кварка, вклад кварк-партонового подпроцесса в асимметрию ока-  
 зывается небольшим. В то же время известно <sup>6/</sup>, что в этой об-  
 ласти поперечных импульсов существенный вклад дает подпроцесс  
 кварк-глюонного рассеяния. Является важным сглаживание из-за  
 поперечного движения партонов. Необходим также полный учет  
 операторов вида  $\langle \bar{\psi} G^{\mu\nu} \psi \rangle$ . Более точный расчет с учетом  
 этих эффектов будет опубликован позднее.

Мы искренне признательны Ф.-М. Диттесу, Л.И. Лапидусу, Е.М. Ле-  
 вину, С.Б. Нурушеву, А.В. Радюшкину и Д.В. Ширкову за полезные  
 обсуждения и интерес к работе.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Bourelly C., Leader E., Soffer J. Phys.Rep., 1980, v.59, pp.95-297; Brodsky S.J., Lepage G.P. SLAC-PUB-2656, 1980.
2. Antille J. et al. Phys.Lett., 1980, 94B, p.523-526.
3. Berman S.M., Bjorken J.D., Kogut J.B. Phys.Rev., 1971, D4, pp.3388-3418; Ellis S.D., Kislinger M.B., ibid, 1974, D9, pp.2029-2051.
4. Ефремов А.В. ЯФ, 1978, т.28, с.166-172.
5. Kane G.L., Pumplin J.P., Repko W. Phys.Rev.Lett., 1978, v.41, pp.1689-1692.
6. Feynman R.P., Field R.D., Fox G.C. Phys.Rev., 1978, D18, pp.3320-3343.
7. Ефремов А.В., Радюшкин А.В. ТМФ, 1980, т.44, с.17-33, 157-171, 327-341.
8. Georgi H., Politzer H.D. Phys.Rev., 1976, D14, pp.1829-1848.
9. Bjorken J.D. Phys.Rev., 1970, D1, pp.1376-1379.
10. Alguard M.J. et al. Phys.Rev.Lett., 1978, v.41, pp.70-73.
11. Ефремов А.В., Радюшкин А.В. ОИЯИ, P2-12763, Дубна, 1979.

Рукопись поступила в издательский отдел  
 13 июля 1981 года.