

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P2-84-603

А.В.Ефремов, О.В.Теряев

АСИММЕТРИЯ В КХД
И ИЗМЕРЕНИЕ СТРУКТУРНЫХ ФУНКЦИЙ
ПОЛЯРИЗОВАННОГО АДРОНА

Направлено в журнал "Physics Letters"

1984

Рассмотрение поперечной поляризации в рамках КХД представляет большой интерес, как в связи с описанием одиночных асимметрий /экспериментальное исследование которых по распространенному мнению^{/1/}, ставит КХД под сомнение/, так и для исследования тонких деталей проблемы высших твистов^{/2/}.

Анализ матрицы плотности адрона в КХД^{/3/} позволил установить, что истинным массовым параметром поперечной поляризации является не токовая масса кварка /как считалось ранее^{/4/} /, а масса поляризованного адрона, в согласии с кинематическими соображениями /безмассовая частица всегда поляризована продольно/. Динамическая причина этого - эффективная перенормировка массы кварка при движении во внешнем глюонном поле адрона^{/5/}.

Детальный анализ этих эффектов в КХД^{/6/} приводит к следующей формуле партонного типа для пропорционального поляризации вклада в сечение некоторого жесткого процесса

$$W = \int dx C_T^A(x) [E(x) \hat{s} \gamma^5] + \int dx_1 dx_2 Z^A(x_1, x_2) [E^\mu(x_1, x_2) \hat{p} \gamma^5] s_\mu + \int dx_1 dx_2 [E^\mu(x_1, x_2) \gamma^\rho] \epsilon^{\rho\mu\sigma\beta} s_\sigma p_\beta s^\mu \quad /1/$$

где [...] = $\frac{1}{4} \text{Sp}(\dots)$, $\epsilon^{\rho\mu\sigma\beta} = \epsilon^{\rho\mu\alpha\beta} s_\alpha p_\beta s^\mu$ - ковариантная поляризация адрона, а E и E^μ - коэффициентные функции подпроцессов с двумя кварковыми "ногами" и с дополнительной глюонной соответственно /рис.1/. Зависимость от распределения партонов в других /неполяризованных/ адронах опущена. Также опущена зависимость от параметра μ^2 , с помощью которого устраняются инфракрасные расходимости в коэффициентных функциях и ультрафиолетовые - в функциях распределения.

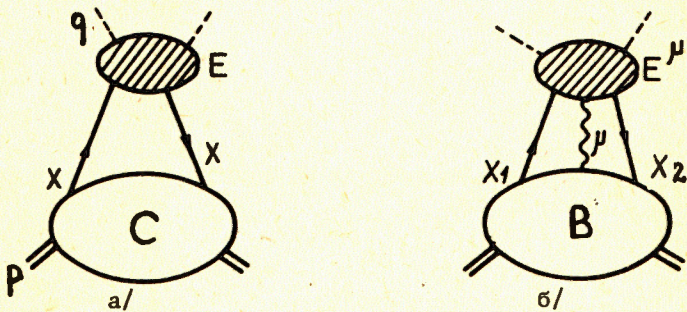
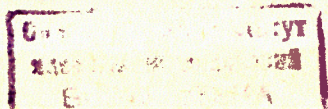


Рис. 1



Функции распределения партонов определены следующим образом:

$$C_T^A(x) = \int \frac{d\lambda}{2\pi} \langle p, s | \bar{\psi}(0) \hat{s} \gamma^5 \psi(\lambda p) | p, s \rangle e^{i\lambda x},$$

$$B^A(x_1, x_2) = \int \frac{d\lambda_1}{2\pi} \frac{d\lambda_2}{2\pi} \langle p, s | \bar{\psi}(0) \hat{n} \gamma^5 D(\lambda_1) \cdot s \psi(\lambda_2) | p, s \rangle \cdot$$

$$e^{i\lambda_1(x_1 - x_2) + i\lambda_2 x_2},$$

$$B^V(x_1, x_2) = \int \frac{d\lambda_1}{2\pi} \frac{d\lambda_2}{2\pi} \langle p, s | \bar{\psi}(0) \hat{n} D^\mu(\lambda_1) \psi(\lambda_2) | p, s \rangle \cdot$$

$$\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} e^{i\lambda_1(x_1 - x_2) + i\lambda_2 x_2},$$

где n - светоподобный калибровочный вектор $n^2 = A \cdot n = 0$, нормированный условием $n \cdot p = 1$: Двухиндексные функции распределения /корреляторы/ обладают свойствами симметрии, следующими из Т-инвариантности

$$B^A(x_1, x_2) = B^A(x_2, x_1); B^V(x_1, x_2) = -B^V(x_2, x_1) \quad /3/$$

и удовлетворяют правилам сумм, следующим из уравнения движения

$$\int dx_2 (B^A(x_1, x_2) - iB^V(x_1, x_2)) = x_1 C_T^A(x_1). \quad /4/$$

Переменные x_1, x_2 в формулах /1/, /4/ изменяются в пределах /7/ $-1 < x_1, x_2, x_1 - x_2 < 1$, причем в зависимости от их значения двухиндексная функция может быть связана с интерференцией состояний q и qG , \bar{q} и $\bar{q}G$, G и $q\bar{q}$. Для глубоконеупругого рассеяния на поляризованном адроне эта картина приводит, в борновском приближении, к партонным формулам

$$(pq)G_2(x) + M^2 G_1(x) = \frac{1}{2pq} C_T^A(x), \quad /5a/$$

$$G_2(x) = \frac{1}{2(pq)^2} \int \frac{dy B^A(x, y)}{x - y}. \quad /5b/$$

^{/8,9/} было учтено влияние корреляторов на нарушение скейлинга формфакторов G_1 и G_2 , причем в последней полностью найдены уравнения эволюции.

В отличие от случая глубоконеупругого рассеяния, право-левая асимметрия при рассеянии на поляризованном нуклоне пропорциональна мнимой части амплитуды рассеяния, "компенсирующей" мнимую единицу в γ^5 (матрица плотности $\rho = \frac{1}{2}(\hat{p} + m)(1 + \hat{s}\gamma^5)$). В случае

стандартной партонной картины /4/, она может возникнуть только за счет однопетлевой амплитуды на малых расстояниях, вследствие чего асимметрия пропорциональна α_s /кроме того, в кварк-кварковом подпроцессе в центральной области есть также дополнительная численная малость /3/ /. Когда рассматриваются вклады, пропорциональные корреляторам, ситуация меняется. Мнимая часть /скачок по s / может возникнуть в диаграммах типа рис.2а, когда "внешний" глюон втыкается в борновский подпроцесс.

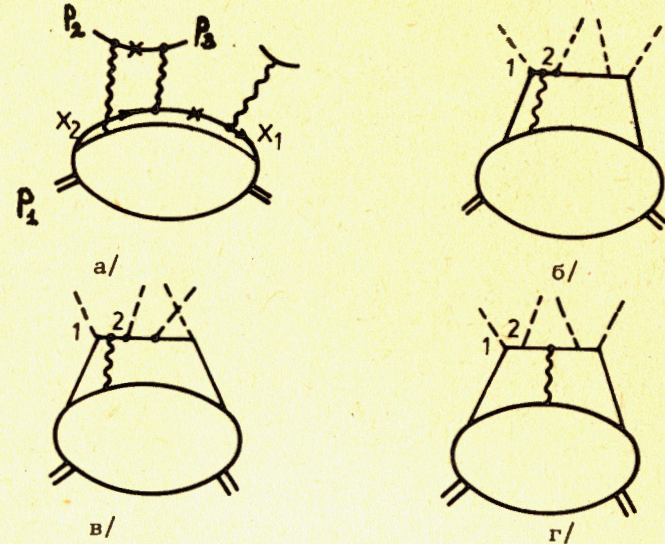


Рис.2

При выполнении интегрирования по x_2 /интегрирование по x_1 снимается при вычислении скачка по M^2 / в окрестности $x_2 \approx x_1$ мнимая часть пропагатора $[(x_1 - x_2)s + i\epsilon]^{-1} = 2\pi\delta(x_1 - x_2)$ приводит к появлению мнимой части у адрон-кварковой амплитуды, пропорциональной $B(x, x)$. Асимметрия в этом случае не содержит α_s . Точнее, α_s , как это видно из /2/ и /4/, уже включена в функцию B , содержащую $\langle \bar{\psi} g A \psi \rangle$, в чем можно убедиться при анализе простейших диаграмм теории возмущений. Ситуация здесь вполне аналогична расчету нетеоретико-возмущенческих вакуумных поправок /10/. Может показаться странным, что мнимая часть появляется и при $s < 0$. Это связано с тем, что диаграмма рис.2а описывает при $x_{1,2} < 0$ амплитуду, имеющую скачок по u . Аналогично и u -канальный подпроцесс, получающийся в результате перестановки вершин 1 и 2, дает вклад в физическую S -канальную амплитуду /также при $x < 0$ /.

При расчете подробных мнимых частей возникает еще одна особенность - продольный импульс одного из партонов /глюона на рис.2а/ оказывается нулевым. Это связано с тем, что распределение импульса между кварком и глюоном в составном партоне /рис.3а/ ограничено лишь законом сохранения импульса и аналитическими

свойствами корреляторов. Скачок по S возникает, когда весь импульс составного партона переносится кварком.

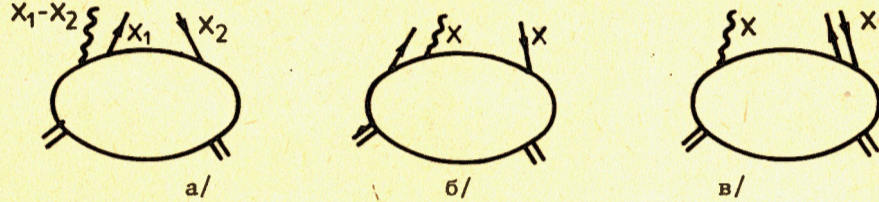


Рис.3

Расчет диаграммы рис.2а и получаемой при кроссинге $1 \leftrightarrow 2$ приводит, однако, к нулевому результату для асимметрии: член с V^V выпадает, поскольку $V^V(x, x) = 0$ из-за ее антисимметрии /2/. В числителе члена с B^A образуются /т.к. импульс глюона - нулевой/ выражения $\hat{p}_2 \hat{s} p_2$, $\hat{p}_3 \hat{s} p_3$. Поскольку $p_2 s = p_3 s = 0$ /поперечная поляризация/, то в пренебрежении p_2^2 , p_3^2 /т.е. кинематическими степенными поправками к асимметрии/ член с B^A также обращается в нуль.

Рассмотрим в связи с этим асимметрию в процессе $\gamma N \uparrow \rightarrow \gamma X$, который является абелевой моделью для кварк-глюонного подпроцесса и представляет значительный самостоятельный интерес. Дело в том, что вычисление скачков по M^2 и S снимает оба интегрирования в /1/, так что мы получаем возможность измерения корреляторов B непосредственно, а не проинтегрированных по одной из переменных /ср./46//. Проводимые в ЦЕРНе измерения инклюзивного комптон-эффекта /на неполяризованной мишени/ делают эту возможность вполне реальной.

Отметим, что вклады диаграмм рис.2б, в пропорциональны $V^V(+0, x)$, а получаемые при кроссинге $1 \leftrightarrow 2$ - $V^V(-0, x)$ /в этом нетрудно убедиться, добавив в кварковые пропагаторы малые массы, после чего они примут вид $(Sx_2 - m^2 + i\epsilon)^{-1}$ и $(ux_2 - m^2 + i\epsilon)^{-1}$ соответственно. Диаграмма же 2г дает вклады пропорциональных $B^A(\pm 0, x)$; считая эти пределы совпадающими /2/ и вводя безразмерные корреляторы

$$Mb^V(x, y) = 2\pi i B^V(x, y), Mb^A(x, y) = 2\pi B^A(x, y), \quad /6/$$

приходим к следующему выражению для асимметрии в случае единичного заряда кварка-партона:

$$A = 4 \frac{u-S}{t(S^2+u^2)} \cdot \epsilon p_1 p_2 p_3 d \cdot M \frac{b^A(0, x_1) + b^V(0, x_1)}{f(x_1)}, \quad /7/$$

где d - ковариантная поляризация мишени, $x_1 = \frac{t}{S+u}$, f - усредненная по спинам функция распределения. Считая мишень полностью поляризованной, имеем в ее системе покоя

$$A = \frac{b^A(0, x_1) + b^V(0, x_1)}{x f(x_1)} \frac{x_2(1+x_2)}{(1-x_2)(1+x_2^2)} \sin\theta, \quad /8/$$

где θ - угол рассеяния фотона, $x_2 = -u/S$ ($\approx x_F$). Можно записать A также в следующем виде, аналогичном получающемуся в партонной модели /11/

$$A = \frac{b^A(0, x_1) + b^V(0, x_1)}{f(x_1)} \frac{x_2(1+x_1)}{1+x_2^2} \frac{2M p_T}{m_T^2}. \quad /9/$$

Здесь $m_T^2 = ut/s$ ($\neq p_T^2 + m^2$, вследствие безмассовости фотона). Выражение /9/ поэтому имеет сингулярность при $p_T \rightarrow 0$ (в /8/ сингулярность проявляется в множителе x_1^{-1}) для устранения которой нужен учет высших твистов (напр., поперечного движения кварков). При $M \ll p_T \ll \sqrt{S}$ можно переписать /8/ так:

$$A = \frac{b^A(0, x_1) + b^V(0, x_1)}{f(x_1)} \frac{x_F(1+x_F)}{1+x_F^2} \frac{2M}{p_T}. \quad /10/$$

Таким образом, право-левая асимметрия в инклюзивном комптон-эффекте на поперечно-поляризованном протоне, как и в партонной модели для кварк-кваркового рассеяния /12/, не зависит от энергии, но, в отличие от последней, сильно зависит от x_F . Это связано с тем, что вследствие тождественности фотонов усредненный по спине член матрицы плотности симметричен по S и u , а пропорциональный поляризации - антисимметричен.

Заметим, что имеющиеся поперечно-поляризованные мишени предназначены для экспериментов с адронными пучками. В связи с этим большой интерес вызывает измерение право-левой асимметрии прямых фотонов в адронных соударениях, а также дрелл-яновских пар. В последнем случае в выражение для асимметрии будут входить корреляторы, вычисленные в точке $(\tau \frac{t}{S+u-Q^2}, \pm \frac{Q^2}{u-Q^2})$, т.е. в области интерференции глюона с кварк-антикварковой парой /рис.3в/.

В заключение отметим, что рассмотренный эффект означает возникновение сдвига фаз, требующегося для ненулевой асимметрии, на стадии перехода партонных в адроны* /хотя сами корреляторы b , конечно, действительны/. Поскольку массовый параметр, как указывалось ранее /5/, также обусловлен большими расстояниями, поперечная поляризация оказывается, в известном смысле, парадоксальным эффектом: хотя она обязана своим возникновением большим расстояниям, ее расчет по партонным формулам столь же обоснован, как и для усредненных по спине величин. Можно сказать и иначе: если в обычной партонной формуле физика связана, в основном, с подпроцессами, то здесь, напротив - с функцией распределения.

* На возможность этого неоднократно указывал Л.И.Липидус.

Вот почему их исследование предложенным выше методом, а также путем измерения формфактора G_2 представляется очень важным для понимания поляризационных явлений при высоких энергиях.

Авторы благодарны Л.И.Липидусу, Ж.Прентки, Р.Петронцио и А.В.Радюшкину за обсуждение этих проблем. Один из авторов /А.Е./ благодарит теоретический отдел ЦЕРНа за гостеприимство.

ЛИТЕРАТУРА

- Heller K. In: Proc. 5 High Energy Spin Symp., 1982. New York, 1983, p.310-322.
- Бухвостов А.П., Кураев Э.А., Липатов Л.Н. ЯФ, 1983, 38, с.439.
- Ефремов А.В., Теряев О.В. ЯФ, 1982, 36, с.242.
- Kane G.L., Pumplin J., Repko W. Phys.Rev.Lett., 1978, 41, p.1689.
- Ефремов А.В., Теряев О.В. ОИЯИ, Д1,2-82-27, Дубна, 1982, с.53.
- Efremov A.V., Teryaev O.V. JINR, E2-83-700, Dubna, 1983; ЯФ, 1984, 39, с.1517.
- Ellis R.K., Furmanski W., Petronzio R. CERN, TH-3301, Geneva, 1982; Nucl.Phys., 1983, B212, p.29.
- Shuryak E.V., Vainshtein A.I. Nucl.Phys, 1982, B201, p.141.
- Бухвостов А.П., Кураев Э.А., Липатов Л.Н. Письма в ЖЭТФ, 1983, 37, с.406; ЯФ, 1984, 39, с.194; Препринт ИЯФ СОАН СССР, 83-147, Новосибирск, 1983.
- Shifman M.A., Vainshtein A.I., Zakharov V.I. Nucl.Phys., 1979, B147, p.385,448.
- Ефремов А.В. ЯФ, 1978, 28, с.168.

Рукопись поступила в издательский отдел
21 августа 1984 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

	Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978 /2 тома/	7 р. 40 к.
	Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1980 /2 тома/	8 р. 00 к.
	Труды УШ Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Протвино, 1982 /2 тома/	11 р. 40 к.
Д11-80-13	Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике, Дубна, 1979	3 р. 50 к.
Д2-81-543	Труды VI Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1981	2 р. 50 к.
Д10,11-81-622	Труды Международного совещания по проблемам математического моделирования в ядерно-физических исследованиях. Дубна, 1980	2 р. 50 к.
Д17-81-758	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 к.
Р18-82-117	Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981.	3 р. 80 к.
Д2-82-568	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
Д9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
Д3,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.
Д11-83-511	Труды совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1982.	2 р. 50 к.
Д7-83-644	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Алушта, 1983.	6 р. 55 к.
Д2,13-83-689	Труды рабочего совещания по проблемам излучения и детектирования гравитационных волн. Дубна, 1983.	2 р. 00 к.
Д13-84-63	Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, Чехословакия, 1983.	4 р. 50 к.
Д2-84-366	Труды 7 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984.	4 р. 30 к.

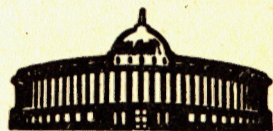
Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

Настоящий сборник продолжает новую рубрику "Сообщений ОИЯИ". Сборник "Краткие сообщения ОИЯИ" будет выходить регулярно. В нем будут помещаться статьи, содержащие оригинальные научные, научно-технические, методические и прикладные результаты, требующие срочной публикации. Будучи частью "Сообщений ОИЯИ", статьи, вошедшие в сборник, имеют статус официальных публикаций ОИЯИ.

The present collection opens a new rubric of the JINR Communications entitled *JINR Rapid Communications*. The collection will be issued regularly and is intended for the accelerated publication of important new results on the following subjects:

Physics of elementary particles and atomic nuclei.
Theoretical physics.
Experimental techniques and methods.
Accelerators.
Cryogenics.
Computing mathematics and methods.
Solid state physics. Liquids.
Theory of condensed matter.
Applied researches.

Being a part of the JINR Communications, the articles of this new collection have the status of official publications of the JINR.



Ефремов А.В., Теряев О.В.

P2-84-603

Асимметрия в КХД и измерение структурных функций поляризованного адрона

Показано, что в жестких процессах с участием 1-й поляризованной частицы вклады, пропорциональные двухиндексным функциям распределения /корреляционным плотностям числа партонов/ имеют мнимые части уже в борновском подпроцессе. Они являются источником больших /не пропорциональных a_s / оди-ночных асимметрий. Проведен расчет такой асимметрии в про-цессе $\gamma P^+ \rightarrow \gamma X$, который оказывается хорошим партонетром для корреляционных плотностей.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1984

Перевод Т.Ю.Думбрайс

Efremov A.V., Teryaev O.V.

P2-84-603

QCD Asymmetry and Polarized Hadron Structure Functions

In the previous paper^{/6/} the general form (1) of a one-particle polarized density matrix in QCD is obtained, which contains new two-argument parton distribution functions (den- sity correlations) B^A and B^V due to contributions of the type shown in Fig.1b and does not vanish for a zero quark mass. The form factor G_2 of DIS (Expr.(5b)) and single asym- metry in high p_T particle production are proportional to these correlations. Here we show that the asymmetry can be non zero even for the Born subprocess due to diagram like in Fig.2 and so contains no a_s -factor. It means that both the mass parameter and phase shift necessary for asymmetry are due to interaction of partons with a gluon field of a polari- zed hadron. As a partoneter for the new correlation func- tions the asymmetry measurement of high p_T γ production in $\gamma N^+ \rightarrow \gamma X$ on a transversally polarized target is proposed. In the Born approximation it is given by Exprs.(7) to (9).

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1984