

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ
ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ СССР
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

И Ф В Э 86-231
ОТФ

С.М.Трошин

СПИНОВЫЕ ЭФФЕКТЫ НА УНК

Серпухов 1986

Аннотация

Трошин С.М. Спиновые эффекты на УНК: Препринт ИФВЭ 86-231 - Серпухов, 1986. - II с., библиогр.: 15.

Дан краткий обзор состояния экспериментальных и теоретических исследований спиновых эффектов при высоких энергиях.

Обсуждаются предложения для программы исследования этих эффектов на УНК.

Abstract

Troshin S.M. Spin Effects at UNK: IHEP Preprint 86-231. - Serpukhov, 1986. - p. 11, refs.: 15.

The brief survey experimental and theoreticus studies of spin effects is presented. The proposals for the program of experimental studies at UNK are discussed.

СПИНОВЫЕ ЭФФЕКТЫ НА УНК

С.М.Трошин

Институт физики высоких энергий, Серпухов

ВВЕДЕНИЕ

Изучение спиновых эффектов при высоких энергиях является весьма эффективным способом исследования динамики сильных взаимодействий и позволяет получать, в частности, информацию о свойствах взаимодействия, которая не может быть получена при анализе усредненных по спину величин.

Классическим примером здесь является обнаружение в середине 60-х годов ненулевой поляризации в реакции перезарядки $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$, которое впервые указало на неприменимость широко использовавшейся в то время полюсной модели Редже.

Изучение спиновых эффектов является важным, с точки зрения получения новой информации о структуре частиц и механизме взаимодействия составляющих. Спиновые эффекты могут служить инструментом для поиска новых частиц (дибарионы, суперсимметричные частицы и др.)

В докладе дается краткий обзор недавних результатов в теоретическом анализе спиновых эффектов и предложения по изучению спиновых эффектов на УНК.

I. УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ С МАЛЫМИ ПЕРЕДАННЫМИ ИМПУЛЬСАМИ

Изучение упругого рассеяния в этой области связывается с надеждами выяснить механизм, который приводит к необычному вкладу в полное сечение взаимодействия.

На языке реджевской схемы за поведение амплитуд в этой области отвечает вклад вакуумного обмена (обмен помероном). Полюсная реджевская модель приводит к поляризации убывающей при $s \rightarrow \infty$ степенным образом, что является следствием интерференции вклада померона с вкладом вторичных полюсов Редже. Например, для πN -рассеяния, когда имеются две независимые спиральные амплитуды $P \sim \text{Im } P_{++} \text{Re } R_{+-}$.

Ненулевая поляризация в реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$, а также открытый позднее рост полных сечений указали на необходимость развития

новых теоретических подходов в теории сильных взаимодействий. Одним из эффективных способов преодоления трудностей, с которыми столкнулась полюсная реджевская модель, явился метод U -матрицы, основанный на использовании трехмерного динамического уравнения для амплитуды рассеяния $F = F[U]$ и связи каналов реакции с помощью аналитического продолжения из аннигиляционного канала в прямой U -матрицы, которая является здесь исходной динамической величиной. При этом для $U(s, t)$ справедливо представление реджевского типа $U(s, t) = g(t) s^{\beta(t)}$. В этом подходе автоматически учитывается условие унитарности, при этом выбор значения $\beta(0) > 1$ приводит к росту $\sigma_{tot}(s)$. В результате учета унитарности поляризация в реакции $\mathbb{N}^{-}_p \rightarrow \mathbb{N}^0_n$ имеет ненулевое значение. Этот учет приводит также к ненулевому вкладу от вакуумного обмена в поляризацию в упругом рассеянии при $s \rightarrow \infty$. Асимптотически поляризация в упругом рассеянии убывает как $(\ln s)^{-1/3}$.

Вклад в поляризацию от вакуумного обмена может быть экспериментально определен путем измерения величины: $\Sigma = \frac{1}{2} (P_{\mathbb{N}^+_p} + P_{\mathbb{N}^-_p})$.

К медленному убыванию поляризации при малых t приводит модель быстрого роста, которая основана на предположении о достижении парциальными амплитудами предела черного диска при высоких энергиях. Первый нуль на кривой $P(t)$ должен как $1/\ln s$ приближаться к $-t = 0$, а величина поляризации должна убывать как $1/\ln s$.

Предположение о медленном убывании поляризации с энергией, т.е. фактически о примерно одинаковой величине и энергетической зависимости борновских амплитуд с изменением и без изменения спиральности было использовано в модели мезонной ямбы в качестве исходного^{5/}. Это приводит к быстрорастущему вкладу в эйконал $\chi_0(s, b) \rightarrow \tilde{\chi}_0(s, b) = \chi_0 + \frac{\sqrt{s}}{2} \chi_{spin}$ и к росту полного сечения за счет механизма изменения спиральности у одного из адронов. Вклад спинового механизма в σ_{tot} при $\sqrt{s} = 540$ ГэВ составляет 5 мб.

Обратное утверждение о спиновых эффектах как о следствии роста полных сечений было сделано вскоре после открытия роста сечений. При этом спин адрона ассоциировался с вращением адронной материи внутри него. Изменение сечения с энергией будет тогда приводить к лево-правой асимметрии в рассеянии (см., напр.^{3/}).

Поведение параметра поляризации в зависимости от энергии при малых t может пролить свет и на давно уже существующую проблему интерпретации померона. Так, если использовать гипотезу о померон-фотонной аналогии, то вклад померона в амплитуду с изменением спиральности равен нулю из-за векторного характера фотонного обмена^{/6/}.

Начиная с работ^{/7/} обмен помероном часто интерпретируется как обмен двумя или несколькими глюонами. Так как глюон, как и фотон, векторная частица, то изменение спиральности в такой схеме происходить не может (если m_1/\sqrt{s} мало). Однако трехглюонные промежуточные состояния могут приводить к корреляциям типа (\vec{s}_1, \vec{s}_2) между спинами нуклонов в сечении^{/8/}, следствием которых должны быть неравенства $\Delta\sigma_{\perp}(s) \neq 0$ и $\Delta\sigma_{\parallel}(s) \neq 0$ при высоких энергиях. Измерение этих величин является поэтому весьма важным для изучения природы вакуумного обмена.

Более реально, однако, предполагать, что при высоких энергиях и малых переданных импульсах адроны взаимодействуют не путем обмена двумя или тремя глюонами, а путем сложных многоглюонных обменов. В результате взаимодействия глюонов между собой появляется большая вероятность образования связанных глюонных состояний - глеболов. Взаимодействие адронов может быть поэтому обусловлено обменом глеболоми в t -канале. Эта гипотеза была выдвинута в работе^{/9/}.

Обмен скалярными или тензорными связанными состояниями глюонов будет давать вклад в амплитуду с изменением спиральности и приводить в рамках метода U -матрицы к слабо убывающей при $s \rightarrow \infty$ поляризации, если пересечение глеболой траектории $\beta_g(0) > 1$. (Выражение для U -матрицы при этом имеет вид $U(s, t) = g(t)s^{\beta_g(t)}$.)

Вывод о необходимости убывания поляризации при $s \rightarrow \infty$ и малых t был сделан в работе^{/10/} на основании того, что с ростом энергии упругое рассеяние при малых t становится всё более коллинеарным процессом, в котором по кинематическим причинам поляризация должна равняться нулю. Закон убывания поляризации из такого рода рассмотрений не следует.

Отметим, что кварковая модель для U -матрицы приводит к степенному убыванию поляризации при малых t ^{/3/}.

Что касается экспериментальных результатов, то в области энергий, где проводились измерения поляризации ($p_{\perp} \leq 300$ ГэВ/с),

в настоящее время не обнаружено указаний на отклонение от степенного закона убывания поляризации при малых t .

Для области фиксированных переданных импульсов ($-t \gg 1 \text{ ГэВ}^2$, $-t/s \ll 1$) экспериментальная ситуация является во многом неопределенной из-за больших ошибок данных. Большинство теоретических моделей приводят в этой области к большим значениям поляризации.

Резюмируя этот раздел, отметим характерные предсказания теоретических моделей для области энергий УНК с фиксированной мишенью:

- поляризация для pp -рассеяния при $-t = 0,1$ должна иметь величину $1-2\%$;
- $P(pp)$ при $-t = 1+2 \text{ ГэВ}^2$ должна быть на уровне $20-30\%$;
- $\Sigma = \frac{1}{2}(P_{\pi^+p} + P_{\pi^-p}) \neq 0$;
- значительные спиновые эффекты должны наблюдаться на ядерных мишенях.

Предсказывается возрастание с ростом переданного импульса отношения $R = P_{pb}/P_{H_2} / |t|$;

- поляризация в неупругих бинарных реакциях не убывает с ростом энергии в области фиксированных переданных импульсов ($-t = |s|/2$) и имеет значение $10-20\%$.

Как уже отмечалось, интерес к экспериментальному изучению спиновых эффектов в области фиксированных переданных импульсов связан в основном с вопросом о механизме роста $\sigma_{tot}(s)$. Поэтому представляется необходимым, чтобы программа поляризационных исследований на УНК включала:

- измерение энергетической зависимости поляризации при малых переданных импульсах в различных адронных процессах (pp , $\bar{p}p$, $\pi^\pm p$, $K^\pm p$, Np , где N - гиперон);
- измерение разностей полных сечений $\Delta\sigma_L$ и $\Delta\sigma_\perp$ в pp - и одновременно в $\bar{p}p$ -взаимодействиях;
- измерение поляризации в pp - и $\bar{p}p$ -рассеянии в области минимума $d\sigma/dt$;
- изучение поляризационных эффектов в неупругих бинарных реакциях и в адрон-ядерных взаимодействиях.

2. УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ В ОБЛАСТИ ФИКСИРОВАННЫХ УГЛОВ

Изучение спиновых эффектов в области больших углов представляет особый интерес, так как составная структура адронов и механизм

взаимодействий кварков и глюонов должны наиболее ясно проявляться в этой области, когда взаимодействие происходит на малых расстояниях.

Экспериментальные данные свидетельствуют о сильной зависимости динамики взаимодействия адронных составляющих от их спиновых степеней свободы. Так, при $\theta_{ц.м.} = 90^\circ$ наблюдается резкий рост параметра A_{nn} при переходе от энергии 8 ГэВ к энергии 12 ГэВ. Параметр поляризации в pp-рассеянии при $\theta_{ц.м.} = 45^\circ$ и $P_L = 28$ ГэВ/с равен 24%, причем он имеет тенденцию к росту с ростом угла.

При рассеянии на большие углы при высоких энергиях можно пользоваться теорией возмущений в КХД. Из этого факта, а также из-за векторного характера глюонного обмена следует сохранение s-канальной спиральности. Таким образом, для процесса $a+b \rightarrow c+d$ имеем: $\lambda_a + \lambda_b = \lambda_c + \lambda_d$, λ_1 - спиральность 1-го адрона. Для упругого pp-рассеяния отсюда сразу же следует, что амплитуды $F_2 = F_5 = 0$ и $P = 0$. Для вычисления параметров спиновой корреляции требуется вычисление очень большого количества диаграмм. Принимая во внимание только диаграммы кваркового обмена, для параметров спиновой корреляции можно получить $A_{nn} = -A_{ss} = -A_{ll} = 1/3$ при $\theta_{ц.м.} = 90^\circ$. Использование более сложных, например инстантонных вкладов или амплитуд с тремя последовательными σ -мезонными обмнами, позволяет получить $F_2 \neq 0$, однако, по-прежнему, $F_5 = 0$ и, следовательно, $P = 0$.

В кварк-партонной модели /12/ для описания упругого рассеяния принимается гипотеза о доминирующем вкладе в процесс упругого рассеяния состояний адрона, когда весь его спин несет лидирующий партон с $x_1 \approx 1$. При этом удается описать угловую зависимость параметра спиновой корреляции A_{nn} . Поляризация в модели $P = 0$ при $|t| > 3$ (ГэВ/с)² и $s > 100$ ГэВ².

К нулевой поляризации приводит также учет другого класса диаграмм, так называемых диаграмм Ландшюффа, соответствующих трем последовательным qq-рассеяниям на угол $\theta_{ц.м.}^{qq} = \theta_{ц.м.}^{pp}$. Амплитуда pp-рассеяния имеет при этом вид $F_{pp} = [1/(stu)^2]^{1/2} F_{qq}^3$.

Модель массивных кварков приводит к ненулевой поляризации в процессах рассеяния на большие углы, в которых возможно образование резонансов в s-канале. В этой модели взаимодействие адронов сводится к взаимодействию кварков путем обмена набором мезонных состояний на массовой поверхности. Невзаимодействующие кварки

сохраняют при этом спин, а не спиральность. Модель предсказывает большую положительную величину для параметра $A_{pp}(\theta)$, $\theta = 90^\circ$ в pp-рассеянии^{/3/}. Для получения ненулевой поляризации в pp-рассеянии амплитуды модели массивных кварков складываются с амплитудами эйкональной модели, что является искусственным приемом.

К ненулевой поляризации в области больших углов приводит также кварковая модель для U-матрицы, которая позволяет рассматривать рассеяние во всем диапазоне переданных импульсов^{/3/}. Модель основана на решении трехмерных динамических уравнений для амплитуд $F = F[U]$, которые учитывают унитарность S-матрицы и на определенных представлениях о составной структуре адронов. Динамика взаимодействий адронных составляющих учитывается при построении U-матрицы, которая является исходной динамической величиной в рассматриваемом подходе. Предполагается, что валентные кварки в сталкивающихся адронах квазинезависимым образом рассеиваются в эффективном поле, возникающем при перекрывании адронных структур (глюонных облаков). Это соответствует выбору для U-матрицы в представлении прицельного параметра выражения в факторизованном виде. Цветовое поле кварка при этом считается локализованным в области, размеры которой определяются его массой $r_q \sim m_q^{-1}$. Модель приводит к росту полных сечений (как $\ln^2 s$ при $s \rightarrow \infty$). Поляризация в модели в упругом рассеянии на фиксированные углы не убывает при $s \rightarrow \infty$

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

где $\Delta(s)$ - разность фаз кварковых амплитуд; $f(\theta)$ - известная функция угла рассеяния; k - доля энергии адрона, которую несут валентные кварки.

Величина параметра поляризации зависит от общего числа валентных кварков $N = n_s + n_b$ и от доли энергии, приходящейся на валентные кварки. Так, для обычно используемого значения $k = 0,5$ имеем $P_{pp}(\theta_{ц.м.} = 45^\circ) = 22\%$. Энергетическая зависимость параметра поляризации определяется поведением разности фаз $\Delta(s)$ кварковых амплитуд. В случае роста этой величины с энергией поляризация $P(s, \theta)$ при θ -фиксированном будет иметь осциллирующую зависимость от s . Осциллирующим будет и поведение величин A_{pp} , A_{ll} и $\frac{d\sigma}{dt}$ в предасимптотическом диапазоне энергий:

$$A_{\frac{nn}{ll}}(s, 90^\circ) = \pm \frac{1}{3} \left\{ 1 \mp c \left(\frac{m_g^2}{(1-k)^2 s} \right) \cos 2\Delta(s) \right\},$$

$$\frac{d\sigma}{dt}(s, 90^\circ) = \sigma_0(s) \left\{ 1 - \tilde{c} \frac{m_g^2}{(1-k)^2 s} \cos 2\Delta(s) \right\},$$

где $\sigma_0(s) \sim s^{-N-3}$. Модель предсказывает неубывающую с энергией поляризацию в упругом рассеянии на большие углы и существенные предасимптотические эффекты в поведении параметров спиновой корреляции и $d\sigma/dt$ в области больших углов.

Таким образом, исходя из предыдущего рассмотрения ясно, что программа поляризационных исследований на УНК должна предусматривать:

- проверку существования большой величины поляризации в упругом pp-рассеянии на большие углы;
- поиск аналогичных эффектов в мезон-нуклонных взаимодействиях;
- изучение энергетической зависимости поляризации в упругом рассеянии на большие углы;
- изучение параметров спиновой корреляции в упругом нуклон-нуклонном рассеянии в области больших углов (нужен интенсивный поляризованный пучок протонов);
- изучение угловых распределений в области больших углов (возможны осцилляции, связанные со спиновыми эффектами)

3. НЕУПРУГИЕ БИНАРНЫЕ РЕАКЦИИ

Неупругие бинарные реакции при фиксированных переданных импульсах аналогично упругому рассеянию на большие углы связаны с областью малых расстояний. Изучение спиновых эффектов в таких реакциях может служить тестом для проверки различных механизмов взаимодействия валентных кварков.

Экспериментально в этих реакциях наблюдается сильная зависимость от спиновых степеней свободы. Так, например, в процессе $\pi^- p \rightarrow p^- p$ определяющей является амплитуда рассеяния с изменением спиральности адрона. Значительная величина поляризации наблюдается в реакциях перезарядки $\pi^- p \rightarrow (\pi^0, \eta, \eta')$ и др. при достаточно больших переданных импульсах при $p_{\perp} = 40$ ГэВ/с.

Для описания новых данных по реакциям перезарядки часто используют реджевскую феноменологию с различными осложнениями. При этом используется введение дополнительных сингулярностей таких, как дипольный померон, оддерон, либо вводится специальным образом параметризация вычетов в обычной реджевской схеме^{/11,13/}.

Рассмотрение неупругих бинарных реакций в рамках кварковой модели для U -матрицы позволяет сделать вывод, что механизм взаимодействия, приводящий к таким реакциям, имеет в представлении прицельного параметра центральный характер. Изменение спиральности адронов происходит при этом за счет изменения спиральности кварков в неупругих кварковых переходах типа $q(\uparrow) \rightarrow q'(\downarrow)$. Выражение для параметра поляризации в процессе $a+b \rightarrow c+d$ имеет вид^{/14/}

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

где $M = m_q N$, а $N = n_a + n_b$. Модель приводит к осциллирующему поведению параметра поляризации в зависимости от переданного импульса. При фиксированных переданных импульсах поляризация в модели не убывает с ростом s .

Экспериментальное изучение поляризационных эффектов в неупругих бинарных реакциях представляет большой интерес с точки зрения динамики взаимодействия валентных кварков. На УНК изучение этих реакций хотя и трудноосуществимо, но вполне реально.

4. СПИНОВЫЕ ЭФФЕКТЫ В ИНКЛЮЗИВНЫХ РЕАКЦИЯХ

Спиновые эффекты в инклюзивных реакциях с момента открытия большой поляризации Λ десять лет назад продолжают активно обсуждаться. Большой интерес вызывает также и большая асимметрия в инклюзивном рождении \mathcal{N}^0 в реакции $pp \rightarrow \mathcal{N}^0 X$ в центральной области при энергии 24 ГэВ. Экспериментальные данные свидетельствуют, что спиральность в s -канале не сохраняется.

Трудности КХД в описании данных по спиновым эффектам не раз обсуждались. В работах^{/8,15/} был сделан вывод о неприменимости стандартной теории возмущений для вычисления поперечных асимметрий в инклюзивных процессах. Так, в работе^{/15/} утверждается, что фактическим размерным параметром в КХД является не масса кварка, а масса адрона. С учетом этого обстоятельства удается, однако, получить значение поляризации только на уровне 3%.

Расчеты по теории возмущений в КХД предсказывают большие значения для двухспиновых продольных асимметрий в области x_1 , близких к 1. Эффект начинает быть заметным (на уровне 5%) при $x_1 \approx 0,5$. Следует, однако, учесть что эти расчеты опираются на использование феноменологической параметризации спиновых структурных функций, о которых в настоящее время экспериментально известно немного. Большие продольные двухспиновые асимметрии в КХД связаны с векторным характером кварк-глюонного взаимодействия.

Для объяснения большой поляризации в инклюзивном рождении гиперонов были предложены различные модельные объяснения^{/3/}. Модели основаны на различных предположениях и предсказывают различную зависимость от p_{\perp} и массы странного кварка. Изучение поэтому поляризации гиперонов при $p_{\perp} = 4\div 8$ ГэВ/с, а также поляризации Λ_c позволит дискриминировать различные модели и продвинуться в понимании механизма возникновения поляризации в инклюзивных реакциях.

Для УНК в области изучения спиновых эффектов в инклюзивных реакциях имеются большие возможности, которые связаны:

- с изучением односпиновых асимметрий в инклюзивных процессах в жесткой области (проверка КХД или определение области применимости расчетов по теории возмущений);
- с измерением поляризации Λ и других гиперонов, а также Λ_c при больших p_{\perp} ($p_{\perp} \geq 4\div 5$ ГэВ/с) в экспериментах с поляризованными и неполяризованными мишенями и пучком (проверка моделей, изучение проявлений механизма удержания кварков);
- измерением двухспиновых асимметрий (проверка КХД, дискриминация моделей для спиновых структурных функций). Здесь необходим ускоренный поляризованный пучок;
- измерением поляризации в различных эксклюзивных многочастичных реакциях;
- изучением поляризационных эффектов и одновременно других динамических характеристик процесса.

ВЫВОДЫ

Спиновые эффекты играют важную роль в адронных взаимодействиях. Экспериментальное изучение этих эффектов в новых кинематических областях, в процессах с участием новых частиц, как показывает опыт, всегда приводит к обнаружению неожиданных закономерностей

и результатов. Мнение о том, что можно пренебречь зависимостью от спина, в настоящее время уже не является доминирующим. Поэтому для УНК представляется важным иметь ускоренный поляризованный пучок и разнообразные мезонные, гиперонные и барионные пучки. На первом этапе, пока не будет ускоренного поляризованного пучка, важно иметь вторичный поляризованный пучок, что даст возможность измерять, например, $\Delta\sigma_{\perp}$ и $\Delta\sigma_{\parallel}$ в новой области энергий.

Вообще говоря, развитие поляризационной программы на УНК с фиксированной мишенью позволит исследовать спиновые явления в новой области энергий. При этом, однако, следует иметь в виду, что предложения по изучению спиновых явлений выдвигаются в настоящее время уже для SSC.

В заключение хочу выразить глубокую благодарность Н.Е.Тырину за многочисленные полезные обсуждения и критические замечания при подготовке доклада.

Многие из предложений, упомянутых в докладе, явились результатом обсуждений, в которых принимали участие Ю.И.Арестов, Н.А.Ачасов, А.Н.Васильев, Л.Л.Енковский, Э.П.Кистенев, Б.Э.Копелювич, Э.А.Кураев, Л.Н.Липатов, С.Б.Нурушев, С.Р.Слабоспицкий, В.Л.Соловьянов, О.Г.Чикилев и А.В.Щелкачев, которым автор искренне признателен.

Хочу также выразить благодарность организаторам совещания С.С.Герштейну и А.М.Зайцеву за обсуждения и полезные рекомендации.

ЛИТЕРАТУРА

1. Irving A., Vorden R. - Phys. Rep., 1977, v. 34C, p. 117.
2. Тирин Н.Е., Хрусталев О.А. - ТМФ, 1975, т. 24, с. 291.
3. Трошин С.М., Тирин Н.Е. - В кн.: Труды II Международного семинара по спиновым явлениям в физике высоких энергий. - Протвино, 1984, с. 167.
4. Соловьев Л.Д., Щелкачев А.В. - ЯФ, 1980, т. 31, с. 248.
5. Голоскоков С.В., Кулешов С.П., Тепляков В.Г. - Препринт ОИЯИ P2-82-822, Дубна, 1982.
6. Donnachie A., Landshoff P.V. - Nucl. Phys., 1984, B244, p.3222.
7. Low F.E. - Phys. Rev., 1975, v. D12, p. 63.
Nussinov S. - Phys. Rev. Lett., 1975, v. 34, p. 1286.
8. Бухвостов А.П., Кураев Э.А., Липатов Л.Н. - ЖЭТФ, 1984, т. 87, с. 37.

9. Герштейн С.С., Логунов А.А. - ЯФ, 1984, т. 39, с. 1514.
10. Moravcsik M.J., Arash F. - Phys. Rev., 1985, v. D31, с. 2986.
11. Копеллиович Б.З. - В кн.: Труды II Международного семинара по спиновым явлениям в физике высоких энергий. - Протвино, 1984, с. 167.
12. Головинин В.В., Снитирев А.М., Соловьев Л.Д., Щелкачев А.В. - ЯФ, 1981, т. 34, с. 216.
13. Енковский Л.Л., Струминский Б.В. - В кн.: Труды II Международного семинара по спиновым явлениям в физике высоких энергий. - Протвино, 1984, с. 219.
14. Troshin S.M., Tyurin N.E. - Proc. of the 6-th Intern. Symp. on Polarization Phenomena in Nucl. Phys. - Osaka, 1985, p. 297.
15. Ефремов А.В., Теряев О.В. - В кн.: Труды II Международного семинара по спиновым явлениям в физике высоких энергий. - Протвино, 1984, с. 205.

Рукопись поступила 22 декабря 1986 года.

С.М.Трошин.

Спиновые эффекты на УНК.

Редактор М.Л.Фоломешкина. Технический редактор Л.П.Тимкина.

Подписано к печати 24.12.86. Т-23990. Формат 60x90/16.
Офсетная печать. Печ.л. 0,70. Уч.-изд.л. 0,70. Тираж 260.
Заказ 1217. Индекс 3624. Цена 12 коп.

Институт физики высоких энергий, 142284, Серпухов Москов-
ской обл.

12 коп.

Индекс 3624.

П Р Е П Р И Н Т 86-231, И Ф В Э, 1986
