объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

Р2-84-816

В.А.Бедняков, Ю.П.Иванов, П.С.Исаев

О ВЛИЯНИИ ТВИСТОВЫХ ПОПРАВОК НА $\sin^2\Theta_W$

Направлено в журнал "Ядерная физика"
и на VI Рабочее совещание
по нейтринному детектору

1984

ВВЕДЕНИЕ

Экспериментальное определение фундаментального параметра стандартной теории электрослабых взаимодействий[1] - синуса угла Вайнберга ($\sin^2\theta_W$) - представляет в настоящее время несомненный интерес - значение $\sin^2\theta_W$ связано с величинами масс промежуточных бозонов, для него даются предсказания в различных моделях великого объединения[2].

Чтобы извлечь из эксперимента правильное значение $\sin^2\theta_W$, необходимо учесть влияние эффектов поправочного характера. Без их учета $\sin^2\theta_W$ определяется с заметной систематической ошибкой. Например, из отношения сечений $\sigma(\nu N\to\nu X)/\sigma(\nu N\to\mu X)$ было получено - $\sin^2\theta_W = 0{,}227\pm0{,}015$. Включение всех электрослабых поправок /W и Z - пропагаторные поправки, перенормировка вершинных и волновых функций, учет двух W-бозонного обмена и реального тормозного излучения/ дало значение $\sin^2\theta_W = 0{,}215\pm0{,}015$[3]. Аналогично, учет поправок в экспериментах по измерению асимметрии в ed-рассеянии /SLAC/ снизил значение $\sin^2\theta_W$ с $0{,}223\pm0{,}015$ до $0{,}215\pm0{,}015$[3].

Оставляя в стороне важные вопросы о роли радиационных поправок /которые, как видим, уменьшают значение $\sin^2\theta_W$ на 3÷5%/, рассмотрим влияние структуры мишени, а точнее,- эффектов высших твистов на извлекаемое из экспериментов по νN-рассеянию значение $\sin^2\theta_W$.

Вопрос о влиянии твистовых поправок на значение $\sin^2\theta_W$ впервые анализировался в работе[4]. В ней было показано, что учет этих поправок изменяет $\sin^2\theta_W$ примерно на 10%.

Однако позднее, на основании использования локальных операторов твиста 4, введенных в работе[5], процедуры вычисления коэффициентных функций[6] и модели мешков[7]*, было получено, что изменение $\sin^2\theta_W$ при включении твистовых поправок не превышает 1-2%[8,9].

В нашей работе мы ставим ту же цель - определить влияние учета твистовых поправок на значение $\sin^2\theta_W$. При рассмотрении этого вопроса мы будем следовать результатам работы[10], в которой на основе партоноподобной интерпретации вкладов операторов твиста 4[11] сформулирована процедура извлечения из эксперимента первой твистовой поправки к структурным функциям. Зная извлеченную из эксперимента величину твистовой поправки, оценим ее влияние на значение $\sin^2\theta_W$. Эта задача решается в §2. В §1 сформулированы основные определения и даны необходимые формулы.

---

* Модель мешков использовалась авторами[8,9] для вычисления нуклонных матричных элементов локальных операторов твиста 4.

§1. ГЛУБОКОНЕУПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ В КАНАЛЕ НЕЙТРАЛЬНЫХ ТОКОВ И ПОПРАВКИ ВЫСШИХ ТВИСТОВ

Как известно, инклюзивное сечение νN-рассеяния $\nu(k) + N(p) \to \nu'(k') + X$ пропорционально адронному тензору $W_{\mu\nu}(p,q)$, выражающемуся в виде линейной комбинации инвариантных структурных функций

$$F_1(x,Q^2) = W_1/M,\quad F_2(x,Q^2) = \nu W_2,\quad F_3(x,Q^2) = \nu W_3:$$

$$W_{\mu\nu} = \int dz\, e^{iqz} \langle p|J_\mu(z)\, J_\nu(0)|p\rangle = \left(-g_{\mu\nu} + \frac{q_\mu q_\nu}{q^2}\right) W_1 + \qquad /1/$$

$$+ \left(p_\mu - \frac{pq}{q^2}q_\mu\right)\left(p_\nu - \frac{pq}{q^2}q_\nu\right)\frac{W_2}{M^2} - i\epsilon_{\mu\nu\alpha\beta}\, p_\alpha q_\beta W_3/M^2.$$

Здесь $Q^2 = -q^2 = -(k-k')^2$; $\nu = k_0 - k'_0$, $x = Q^2/2M\nu$, M - масса адронной мишени.

В рамках квантовой хромодинамики /КХД/, основного претендента на роль теории сильного взаимодействия, моменты структурных функций представляются бесконечным рядом по обратным степеням Q^2:

$$\int_0^1 dx\, x^{n-1} F_k(x,Q^2) = C^{(0)}_{n,k}(1, \alpha_s(Q^2/\Lambda^2))\, A_n(\alpha_s(Q^2/\Lambda^2)) +$$

$$+ \sum_{m=1}^{\infty}\left(\frac{h^2}{Q^2}\right)^m C^{(m)}_{n,k}(1, \alpha_s(Q^2/\Lambda^2))\, D^{(m)}_n(\alpha_s(Q^2/\Lambda^2)). \qquad /2/$$

Здесь $\alpha_s(Q^2/\Lambda^2)$ - бегущая константа связи, в главном логарифмическом приближении равная $0{,}48\pi/\ln(\Lambda^2/Q^2)$, Λ - фундаментальный параметр КХД. Каждая величина в правой части соотношения /2/ обладает вполне определенным теоретико-полевым смыслом. A_n и $D^{(m)}_n$ - нуклонные матричные элементы так называемых вильсоновских операторов, в них концентрируется вся зависимость структурных функций от "больших" расстояний. Коэффициентные функции $C^{(m)}_{n,k}$, напротив, зависят только от свойств теории на "малых" расстояниях. Для их вычисления применимы методы асимптотически свободной теории возмущений. Первое слагаемое в правой части соотношения /2/, соответствующее приближению твиста 2 /τ = 2/, содержит лишь логарифмическую зависимость от Q^2, определяемую эволюционными уравнениями Липатова-Алтарелли-Паризи [12]. В этом приближении справедлива партонная интерпретация [13] - матричным элементам A_n придается смысл моментов функций распределения $q(x, Q^2)$ кварков и глюонов в нуклоне:

$$A_n(Q^2) = \int_0^1 dx x^{n-1} q(x, Q^2).$$

Через эти функции распределения /ФР/ $q(x, Q^2)$ в рамках партонной модели выражаются структурные функции $F_k(x, Q^2)$.

Остальные слагаемые в формуле /2/ включают $1/Q^2$ -зависимость и отвечают вкладам операторов высших твистов ($\tau > 2$).

Сечение глубоконеупругого νN -рассеяния в канале нейтральных токов выражается через ФР [14]:

$$\frac{d^2\sigma^{\nu i}}{dx\,dy} = \sigma_0 \{ [u_L^2 + u_R^2(1-y)^2](xu^i(x, Q^2) + \hat{\xi}_c xc^i(x, Q^2)) +$$

$$+ [d_L^2 + d_R^2(1-y)^2](xd^i(x, Q^2) + xs^i(x, Q^2)) +$$

$$+ [u_R^2 + u_L^2(1-y)^2](x\bar{u}^i(x, Q^2) + \hat{\xi}_c x\bar{c}^i(x, Q^2)) + \qquad /3/$$

$$+ [d_R^2 + d_L^2(1-y)^2](x\bar{d}^i(x, Q^2) + x\bar{s}^i(x, Q^2)) \}.$$

Здесь $\sigma_0 = \frac{2G^2}{\pi} ME_\nu$; $y = \nu/E_\nu$; $q^i(x, Q^2)$ - ФР q -кварка в протоне $(i=p)$ или нейтроне $(i=n)$; $u^p = d^n$, $d^p = u^n$, $c^n = c^p$, $s^n = s^p$. Выражение $\hat{\xi}_c xc$ понимается в смысле $\hat{\xi}_c xc = \theta(1-z) zc(z, Q^2)$, где $z = x + m_c^2/2M\nu$, m_c - масса очарованного кварка. Для изоскалярной мишени:

$$\frac{d^2\sigma^{\nu N}}{dx\,dy} = \frac{1}{2}\left(\frac{d^2\sigma^{\nu p}}{dx\,dy} + \frac{d^2\sigma^{\nu n}}{dx\,dy}\right). \qquad /4/$$

В стандартной теории электрослабого взаимодействия [1,14] киральные константы $u_{L,R}$ и $d_{L,R}$ полностью определяются значением $\sin^2\theta_W$:

$$u_L = 1/2 - 2/3\sin^2\theta_W, \qquad u_R = -2/3\sin^2\theta_W;$$

$$d_L = -1/2 + 1/3\sin^2\theta_W, \qquad d_R = 1/3\sin^2\theta_W. \qquad /5/$$

После интегрирования дифференциального сечения /3/ по переменным x и y получим:

$$\sigma^{\nu i} = \sigma_0 [u_L^2 U_L^i + u_R^2 U_R^i + d_L^2 D_L^i + d_R^2 D_R^i] \qquad /6/$$

или, полагая $\xi = \sin^2\theta_W$ и учтя /5/:

$$\sigma^{\nu i} = \sigma_0 [A^i \xi^2 + B^i \xi + C^i]. \qquad /7/$$

Константы $U^i_{L,R}$, $D^i_{L,R}$, A^i, B^i, C^i определяются динамикой сильного взаимодействия и кинематическими ограничениями конкретного эксперимента по измерению $\sigma^{\nu i}$. Предположим, что $u = \bar{u} + 2v(x, Q^2)$, $d = \bar{d} + v(x, Q^2)$; $s(x, Q^2) = \bar{u} = \bar{d} = c = \bar{c} = s = s$, т.е. $v(x, Q^2)$ и $s(x, Q^2)$ - ФР валентного и морского кварка в протоне, соответственно. Тогда в приближении $\tau = 2$ для рассеяния нейтрино на изоскалярной мишени имеем:

$$A = \frac{4}{9}(U_L + U_R) + \frac{1}{9}(D_L + D_R), \quad C = \frac{1}{4}(U_L + D_L), \quad B = -\frac{2}{3}U_L - \frac{1}{3}D_L; \qquad /8/$$

$$U_{L,R} = 3V_{L,R} + 2(S + C); \qquad D_{L,R} = 3V_{L,R} + 4S, \qquad /9/$$

где

$$V_L = \int dx\,dy\, g(x, y)\, xv(x, Q^2), \quad V_R = \int dx\,dy\, g(x, y)(1-y)^2 xv(x, Q^2),$$

$$S = \int dx\,dy\, g(x, y)(1 + (1-y)^2) xs(x, Q^2), \qquad /10/$$

$$C = \int dx\,dy\, g(x, y)(1 + (1-y)^2)\theta(1-z) zs(z, Q^2),$$

$g(x, y)$ - функция, учитывающая кинематические ограничения.

Если известно экспериментальное значение $\sigma^{\nu N}$ и величины A, B, C, то по формуле /7/ можно определить $\xi = \sin^2\theta_W$. Напомним, однако, что полученная таким способом величина ξ определена в рамках приближения $\tau = 2$ и не учитывает твистовых $1/Q^2$ -поправок.

В настоящее время убедительно показано, что отказ от учета твистовых поправок при анализе глубоконеупругих процессов представляется слишком грубым приближением, непригодным для адекватного описания имеющихся экспериментальных данных [10,15].

В работе [10], на основе партонной интерпретации вкладов ряда диаграмм операторов твиста 4 [11], нами было установлено, что первую степенную $1/Q^2$ -поправку можно учесть, если структурные функции в приближении $\tau = 4$ записать в виде:

$$F_k^{\tau=4}(x, Q^2) = \left(1 + \frac{h^2}{Q^2} x \frac{\partial}{\partial x}\right) F_k^{\Pi M}(x, Q^2). \qquad /11/$$

Здесь $F_k^{\Pi M}$ - структурные функции, вычисленные по формулам партонной модели /$\tau = 2$/. В случае $e(\mu)p$ и $\nu(\bar{\nu})p$ -рассеяния имеем:

$$F_2^{\text{ПМ}}(x, Q^2) = F_2^{\tau=2}(x, Q^2) = xv(x, Q^2) + x\frac{20}{9}s(x, Q^2),$$

$$F_3^{\text{ПМ}}(x, Q^2) = F_3^{\tau=2}(x, Q^2) = -3v(x, Q^2). \qquad /12/$$

Существование партонной интерпретации и структура формулы /11/ позволяют использовать все приведенные выше выражения /3/, /4/, /6/-/10/ для определения значения $\sin^2\theta_W$ в приближении $\tau = 4$, т.е. с учетом $1/Q^2$ -поправки. При этом достаточно вместо ФР $xv^{\tau=2} = xv(x, Q^2)$ и $xs^{\tau=2} = xs(x, Q^2)$ подставить выражения:

$$\begin{Bmatrix} xv^{\tau=4}(x, Q^2) \\ xs^{\tau=4}(x, Q^2) \end{Bmatrix} = \left(1 + \frac{h^2}{Q^2}x\frac{\partial}{\partial x}\right)\begin{Bmatrix} xv(x, Q^2) \\ xs(x, Q^2) \end{Bmatrix}. \qquad /13/$$

Параметр h^2 /найденный из эксперимента/ определяет масштаб $1/Q^2$-поправки.

Таким образом, в рамках подхода [10,11] мы располагаем всеми необходимыми формулами для оценки влияния твистовой поправки на извлекаемое из экспериментов по глубоконеупругому νN -рассеянию значение $\sin^2\theta_W$.

§2. ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ ТВИСТОВОЙ ПОПРАВКИ НА ЗНАЧЕНИЕ $\sin^2\theta_W$

Для решения поставленной задачи воспользуемся следующим алгоритмом, который позволяет оценить влияние твистовой поправки на $\sin^2\theta_W$ независимо от результатов конкретных экспериментов по определению $\sigma^{\nu N}$.

1/ Зафиксируем некоторую совокупность экспериментальных данных по глубоконеупругому рассеянию /например, μp -рассеянию [16]/.

2/ Проанализируем эти данные как в приближении $\tau = 2$ /по формуле /12//, так и в приближении $\tau = 4$ /по формуле /11//. При этом функции $v(x, Q^2)$ и $s(x, Q^2)$, входящие в /12/ и /13/, выберем в виде [17]:

$$v(x, Q^2) = \frac{(1-x)^\tau}{\sqrt{x}}\,\frac{H^{(2)}(1-x)}{B(1/2, \tau+1)}, \quad s(x, Q^2) = \frac{\tau - g}{8x}(1-x)^{\tau+1/2}H^{(3)}(1-x), \qquad /14/$$

где

$$H^{(k)}(y) = \frac{\Phi(g, \tau + k/2; -\beta y)}{\Phi(g, \tau + 3/2; -\beta)},$$

$$\tau = \tau(Q^2) = \tau_0 + \frac{16}{25}s; \quad g = g(Q^2) = g_0 + g_1 \cdot s;$$

$$\beta = \beta(Q^2) = \beta_0 + \beta_1 \cdot s; \quad s = \ln(\ln Q^2/\Lambda^2 / \ln Q_0^2/\Lambda^2).$$

В результате такого анализа в обоих приближениях будут зафиксированы все свободные параметры, входящие в формулы /14/ и, следовательно, определены ФР $v^{\tau=2}(x, Q^2)$, $s^{\tau=2}(x, Q^2)$ /твист = 2/, $v^{\tau=4}(x, Q^2)$, $s^{\tau=4}(x, Q^2)$ /твист = 4/. Заметим, что логарифмическая Q^2-зависимость этих ФР определяется эволюционными уравнениями [12].

3/ Зная выражения для $v^{\tau=2}$, $s^{\tau=2}$ и $v^{\tau=4}$, $s^{\tau=4}$ по формулам /8/-/10/ вычислим A_2, B_2, C_2 /$\tau = 2$/ и A_4, B_4, C_4 /$\tau = 4$/.

4/ Зададим для ξ некоторое пробное значение /например, $\xi = 0{,}215$/. Подставим его $(\xi = \xi_2)$ и величины A_2, B_2, C_2 в формулу /7/, вычислим $\sigma^{\nu N} = \sigma_{\text{пр}}$.

5/ Зная $\sigma_{\text{пр}}$ и величины A_4, B_4, C_4 по формуле /7/, найдем $\xi = \xi_4$. Сравнивая ξ_4 и ξ_2, получим оценку искомого эффекта.

Следуя этому алгоритму, мы получили результаты, приведенные на рис.1, где показана зависимость относительного изменения $\sin^2\theta_n - |\xi_4 - \xi_2| / \xi_2$ от энергии нейтрино E_ν. Кривая 1 отвечает обработке данных при относительно больших значениях Q^2: $11{,}5 \leq Q^2 \leq 170$ и $0{,}35 \leq X \leq 0{,}65$

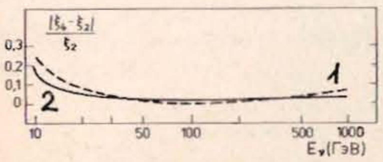

Рис.1

/на энергетической оси этой области соответствует интервал энергий $50 \leq E_\nu \leq 300$ ГэВ/. Здесь данные одинаково хорошо описываются как в приближении твиста $\tau = 2$, так и в приближении твиста $\tau = 4$ и $\xi_4 \approx \xi_2$.

Вне области определения ФР /на энергетической оси - при $E_\nu \leq 50$ и $E_\nu \geq 300$/ вступает в силу различие в поведении выражений для $v^{\tau=2}(x, Q^2)$ $(s^{\tau=2})$ и $v^{\tau=4}(x, Q^2)$ $(s^{\tau=4})$, что приводит к возрастанию $\Delta\xi = |\xi_4 - \xi_2|$, особенно сильному при малых E_ν.

Однако из того факта, что в известной кинематической области данные одинаково хорошо описываются формулами приближений $\tau = 2$ и $\tau = 4$, еще не следует однозначно, что в этой области $\xi_4 = \xi_2$. Иллюстрацией этому служит кривая 2, соответствующая обработке данных при относительно малых значениях Q^2: $2{,}5 \leq Q^2 \leq 65$/ГэВ^2/ и $0{,}03 \leq X \leq 0{,}65$.

Несмотря на одинаково хорошее описание данных, в этом случае при учете твистовой поправки происходит перераспределение вкладов в сечение /3/ кварков различного аромата, что приводит к относительному изменению $\sin^2\theta_W - |\xi_4 - \xi_2|/\xi_2 \gtrsim 0{,}02 \div 0{,}03$ на всей энергетической оси E_ν.

Возрастание относительного изменения $\sin^2\theta_W$ при уменьшении E_ν также имеет место, однако оно менее значительно, т.к. экстраполяция начинается с меньших энергий E_ν /или Q^2 / и различие в поведении функций $v^{\tau=2}(s^{\tau=2})$ и $v^{\tau=4}(s^{\tau=4})$ не успевает сильно проявиться.

Параметры функций /14/, определяющие ФР $v^{\tau=2,4}$ и $s^{\tau=2,4}$, использованные для построения кривых 1 и 2, даны в таблице.

Таблица

	g_0	r_0	β_0	g_1	β_1	Q_0^2	Λ	h^2	
1	1,79	2,48	-1,08	0,83	-1,22	10	0,14	-	/τ = 2/
	1,43	2,13	-1,32	0,84	-1,03	10	0,59	0,87	/τ = 4/
2	0,96	1,51	-1,99	0,53	-0,78	4	0,40	-	/τ = 2/
	0,48	1,03	-3,32	0,59	+0,04	4	1,18	0,66	/τ = 4/

/В данном случае Λ является всего лишь подгоночным параметром, регулирующим логарифмическую Q^2-зависимость ФР, точное его значение в настоящей работе нас не интересует/.

В качестве дополнения приведем некоторые другие результаты, полученные по схеме, аналогичной вышеизложенному алгоритму.

1/. Как известно, простейшая формула для определения из νN-рассеяния значения $\xi = \sin^2\theta_W$ имеет вид:

$$R^{\nu N}_{I=0} = \frac{\sigma(\nu N \to \nu X)}{\sigma(\nu N \to \mu X)} = \frac{1}{2} - \xi + \frac{20}{27}\xi^2 . \qquad /15/$$

Более точная формула, учитывающая /в приближении $m_c = 0$/ наличие морских кварков и Q^2-зависимость ФР, записывается в виде:

$$R^{\nu N}_{I=0} = \frac{1}{2} - \xi + \frac{5}{9}\xi^2 (1 + \frac{D_R}{D_L}) . \qquad /16/$$

Погрешность, обусловленная использованием формулы /15/ вместо /16/, составляет 3÷4% и не зависит от энергии.

2/. Погрешность в значении $\sin^2\theta_W$, обусловленная пренебрежением неизоскалярностью железа и CH_2, составляет 0,7% и 1,3%, соответственно.

3/. За счет использования различных параметризаций при определении $\xi = \sin^2\theta_W$ в приближении $\tau = 2$ / соответствующих кривым 1 и 2/ изменение ξ составляет 2÷5%.

4/. На рис.2 представлены кривые, иллюстрирующие изменение $\sin^2\theta_W$ при учете порога рождения очарованного кварка. Результат получен в приближении $\tau = 2$ /пунктир - $m_c^2 = 5$; сплошная - $m_c^2 = 1$/.

5/. Влияние учета твистовой поправки в "чистом виде" на изменение $\sin^2\theta_W$ дано на рис.3. Как и ожидалось, эффект высших твистов достаточно велик при малых энергиях /малые Q^2/ и исчезает с ростом энергии /с ростом Q^2/. На графике ξ_4 - результат использования приближения $\tau = 4$, $\bar{\xi}_4$ - результат того же приближения, но при $h^2 = 0$.

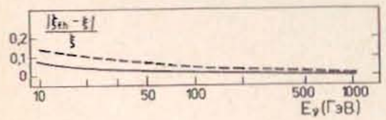

Рис.2

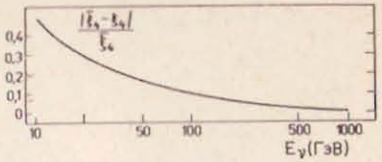

Рис.3

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проанализировано влияние поправки твиста 4 на извлекаемое из глубоконеупругого νN-рассеяния значение $\sin^2\theta_W$ -фундаментального параметра теории электрослабого взаимодействия.

Анализ основывается на использовании партоноподобной интерпретации вкладов в структурные функции операторов твиста 4. Величина твистовой $1/Q^2$-поправки извлекается из обработки данных в приближении твиста 4. Основной результат работы приведен на рис.1. Показано, что учет твистовой поправки приводит к изменению извлеченного значения $\sin^2\theta_W$ на 2÷3% при $E_\nu \geq 50$ ГэВ. С уменьшением энергии E_ν эта погрешность возрастает, достигая 10÷12% при $E_\nu \simeq 10$ ГэВ.

Отметим в заключение, что в используемом нами приближении твиста 4 /11/ не учтены твистовые вклады, обусловленные комптоновским рассеянием промежуточного бозона на двух кварках /5,18/. Однако экспериментальное определение величины твистовой поправки позволяет надеяться на их эффективный учет.

Авторы благодарят Д.Ю.Бардина, С.А.Бунятова, Л.И.Лапидуса, С.Г.Коваленко, В.В.Люкова за интерес к работе и плодотворные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Glashow S.L. Nucl.Phys., 1961, 22, p.579; Weinberg S. Phys.Rev.Lett., 1967, 19, p.1264; Salam A. In: Elementary Particle Theory. (Ed.by N.Swartholm). Stockholm, 1968, p.367. Nobel Symposium No.8.
2. Ellis J. et al. Nucl.Phys., 1980, B176, p.61.
3. Wheater J.E., Llewellyn Smith C.H. Nucl.Phys., 1982, B208, p.27; Marciano W.J., Sirlin A. Nucl.Phys., 1981,

B159, p.442; Paschos E.A. Preprint DO-TH.82/06, 1982.
4. Gluck M., Reya E. Phys.Rev.Lett., 1981, 47, p.1104.
5. Jaffe R.L., Soldate M. Phys.Rev., 1982, D26, p.49.
6. Luttrell S.P., Wada S., Weber B.R. Nucl.Phys., 1981, B188, p.219; Luttrell S.P., Wada S. Nucl.Phys., 1982, B197, p.290.
7. DeGrand T. et al. Phys.Rev., 1975, D12, p.2060.
8. Llewellyn-Smith C.H. Nucl.Phys., 1983, B228, p.205.
9. Fajfer S., Oakes R.J. Fermilab-Pub-83/80 THY, 1983; Castorina P., Mulders P.J. NIKHEF 1984/P-15, CTP-1171,1984.
10. Бедняков В.А. и др. ЯФ, 1984, т.40, с.770.
11. Ellis R.K., Furmanski W., Petronzio R. Nucl.Phys., 1982, B207, p.1; Nucl.Phys., 1983, B212, p.29.
12. Липатов Л.А. ЯФ, 1974, 20, с.181; Altarelli G., Parisi G. Nucl.Phys., 1977, B126, p.208.
13. Politzer H.D. Phys.Rep., 1974, C14, p.129; Amati D., Petronzio R., Veneziano G. Nucl.Phys., 1978, B140, p.54; B146, p.29; Гайер Б., Робашик Д., Вицорек Э. ЭЧАЯ, 1980, 11, с.132; Ефремов А.В., Радюшкин А.В. ТМФ, 1980, 44, с.17,157,327; Радюшкин А.В. ЭЧАЯ, 1983, 14, с.58.
14. Kim J.E. et al. Rev.Mod.Phys., 1981, 53, p.211.
15. Abbot L.F., Atwood W.B., Barnett R.M. Phys.Rev., 1980, D22, p.582; Devoto A. et al. Phys.Rev., 1983, D27, p.508; Eisele F. et al. Phys.Rev., 1983, D26, p.41.
16. Aubert J.J. et al. Phys.Lett., 1981, B105, p.315.
17. Isaev P.S., Kovalenko S.G. Hadronic Journal, 1980, 3, p.919; Bednyakov V.A. et al. JINR, E2-82-467, Dubna,1982. Златев И.С. и др. ЯФ, 1982, 35, с.454; Бедняков В.А. и др. ЯФ, 1982, 36, с.745.
18. Shuryak E.V., Wainshtein A.I. Nucl.Phys., 1982, B199, p.451; Nucl.Phys., 1982, B201, p.141.

Рукопись поступила в издательский отдел
18 декабря 1984 года.

Бедняков В.А., Иванов Ю.П., Исаев П.С. P2-84-816
О влиянии твистовых поправок на $\sin^2\theta_W$

Проанализировано влияние поправки твиста 4 на извлекаемое из глубоконеупругого νN -рассеяния в канале нейтральных токов значение $\sin^2\theta_W$ -фундаментального параметра теории электрослабого взаимодействия. Используется партоноподобная интерпретация вкладов в структурные функции операторов твиста 4. Показано, что учет твистовой поправки приводит к изменению извлеченного значения $\sin^2\theta_W$ на 2÷3% при $E_\nu \geq 50$ ГэВ. С уменьшением E_ν различие возрастает, достигая 10÷15% при $E_\nu \approx 10$ ГэВ.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1984