

e
f

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

5489/2-81

9/x1-81

P2-81-552

Д.Ю.Бардин, В.А.Докучаева

О РАДИАЦИОННЫХ ПОПРАВКАХ
К ПРОЦЕССУ $\nu N \rightarrow \nu X$

Направлено в ЯФ

1981

I. ВВЕДЕНИЕ

Хорошо известно, что радиационные поправки /РП/ растут с энергией, поэтому их вклад в экспериментально наблюдаемые характеристики процессов, изучаемых на современных ускорителях, может превышать точность измерений. В таком случае интерпретация экспериментальных данных на достигнутом уровне точности без учета РП невозможна.

С появлением единых теорий электрослабого взаимодействия в круг процессов, для которых РП могут быть вычислены надежно, стали входить нейтринные реакции. Так, в работах /1-3/ вычислялись РП к упругим реакциям

$$\nu_{\mu}(\bar{\nu}_{\mu}) + e \rightarrow \nu_{\mu}(\bar{\nu}_{\mu}) + e, \quad /1/$$

а в работах /4,5/ - к процессам глубоконеупругого рассеяния нейтрино на нуклонах

$$\nu_{\mu}(e) + N \rightarrow \mu(e) + X, \quad /2/$$

индуцированным заряженным слабым током. Было показано, что РП достигает десятков процентов.

В этой работе вычисляются РП к глубоконеупругим процессам

$$\nu_{\mu}(e) + N \rightarrow \nu_{\mu}(e) + X, \quad /3/$$

индуцированным слабым нейтральным током.

Расчет проведен в полной аналогии с работами /4,6/, т.е. в рамках теории Вайнберга-Салама и кварк-партонной модели сильного взаимодействия. В следующем разделе дается схема расчета сечения процесса /3/ вплоть до членов порядка $G^2\alpha$.

В заключении приводятся и обсуждаются численные результаты для поправок, а также показывается, что значение параметра $\sin^2\theta_W$, извлекаемого из экспериментов, с учетом РП понижается на величину ~ 5%.

II. ИНКЛЮЗИВНОЕ СЕЧЕНИЕ ПРОЦЕССА В ПОРЯДКЕ $G^2\alpha$

Расчет инклюзивного сечения $d\Sigma_1(E, x, y) / E$ - начальная энергия нейтрино, x и y - обычные скейлинговые переменные/

процессов /3/ до членов $\sim G^2\alpha$ проведем по следующей схеме. Сначала находим дважды дифференциальное сечение, $d\sigma_B^1$, процесса

$$\nu(\bar{\nu}) + q_i \rightarrow \nu(\bar{\nu}) + q_i, \quad /4/$$

где q_i - точечная частица с зарядом $Q_i = f_i e$ и массой M_i в борновском приближении, т.е. в порядке G^2 .

Далее рассчитываем вклад в сечение диаграмм с испусканием реального фотона при рассеянии на i -м кварке, $d\sigma_R^1$,

$$\nu(\bar{\nu}) + q_i \rightarrow \nu(\bar{\nu}) + q_i + \gamma. \quad /5/$$

Сечение процесса /4/ в однопетлевом приближении, $d\sigma_V^1$, берем из работы /6/.

В выражении для суммы сечений $d\sigma_B^1 + d\sigma_V^1 + d\sigma_R^1$ заменяем импульс начального партона на ξP , где P - 4-импульс нуклона мишени, умножаем на функцию распределения $f_i(\xi)$ партонів i -го сорта по импульсам, интегрируем по ξ и суммируем по типам участвующих в реакции партонів. Для нахождения сечения рассеяния на изоскалярном нуклоне усредняем полученные сечения по протону и нейтрону.

1. Борновское сечение. Эффективный гамильтониан слабого взаимодействия, дающий вклад в матричный элемент процессов /3/ в борновском приближении, имеет вид

$$H = \frac{G}{\sqrt{2}} \bar{\nu} \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) \nu \cdot J_\alpha^h + \text{э.с.}, \quad /6/$$

где J_α^h - слабый адронный нейтральный ток.

Выражение для сечения процесса /2/, записанное через структурные функции F_i ,

$$\frac{d^2\sigma_B}{dy dy} = \sigma_0 \left[xy^2 F_1 + \left(1 - y - \frac{M_N xy}{2E}\right) F_2 \pm xy \left(1 - \frac{y}{2}\right) F_3 \right], \quad /7/$$

где $\sigma_0 = \frac{G^2}{2\pi} S_N / S_N = 2M_N E$, M_N - масса нуклона, E - энергия нейтрино в л.с./, сравним с сечением этого же процесса, вычисленным в кварк-партонной модели с кварковым током:

$$J_\alpha^h = \bar{q}_i \gamma'_\alpha (v_i + a_i \gamma_5) q_i. \quad /8/$$

Получаем

$$F_1 = \frac{1}{2x} F_2 = \frac{1}{2} \sum_i (v_i^2 + a_i^2) [f_i(x) + \bar{f}_i(x)],$$

$$F_3 = -2s_f \sum_i v_i a_i [f_i(x) - \bar{f}_i(x)]. \quad /9/$$

где

$$s_{\ell} = \begin{cases} -1 & \text{для } u, \quad v_u = \frac{1}{2} - \frac{4}{3} \sin^2 \theta_W, \quad a_u = \frac{1}{2}. \\ +1 & \text{для } \bar{v}, \quad v_d = -\frac{1}{2} + \frac{2}{3} \sin^2 \theta_W, \quad a_d = -\frac{1}{2}. \end{cases}$$

Из /7/ и /9/ находим

$$\frac{d^2 \sigma_B}{dx dy} = \sum_i [k_i f_i(x) + \bar{k}_i \bar{f}_i(x)], \quad /10/$$

$$k_i = \frac{\sigma_0}{2} x [(v_i - s_{\ell} a_i)^2 + (1-y)^2 (v_i + s_{\ell} a_i)^2], \quad \bar{k}_i = k_i (s_{\ell} \rightarrow -s_{\ell}).$$

2. R-вклад. Вычисление вклада в РП, обусловленного процессом /5/ проводим непосредственно с использованием приемов работ /4,6,7/. Как обычно, разбиваем $d^2 \sigma_R^i$ на три слагаемых:

$$\frac{d^2 \sigma_R^i}{dx dy} = \frac{d^2 \sigma_B^i}{dx dy} \frac{\alpha}{\pi} \delta_i + \frac{d^2 \sigma_{TR}^i}{dx dy} + \frac{d^2 \sigma_F^i}{dx dy}. \quad /11/$$

Первый член содержит инфракрасную расходимость, сокращающуюся при сложении с V-вкладом,

$$\delta_i = f_i^2 \{ 2(\ell_i - 1) P_{IR} + 1 + \ell_i - \frac{3}{2} \ell_i^2 + \ell_i \ln x - \frac{1}{2} \ln^2 x + 2(\ell_i - 1) \ln \frac{V_{\max}}{M_i M_W} + \ln \frac{V_{\max}}{M_i^2} + \Phi(1-x) - \frac{\pi^2}{3} \}. \quad /12/$$

Здесь $\ell = \ln \frac{q^2}{M_i^2}$, $V_{\max} = S_N y (1-x)$, $\Phi(x)$ - функция Спенса, $P_{IR} =$

$$= \frac{1}{n-4} + \frac{1}{2} C + \ln \frac{M_W}{2\sqrt{\pi} \eta} - \text{полюсной член по размерности пространства}$$

времени n , C - постоянная Эйлера, а η - произвольный параметр размерности массы, q - переданный 4-импульс, M_i - масса i -го кварка, M_W - масса W-бозона.

Второй и третий члены формулы /11/ - конечные вклады:

$$\frac{d^2 \sigma_{TR}^i}{dx dy} = k_i \int_x^1 \frac{\xi f_i(\xi) - x f_i(x)}{\xi - x} d\left(\frac{\xi}{x}\right) (L_i - 1), \quad /13/$$

где

$$L_i = \frac{x}{\xi} \ln \left(\frac{Y^2}{M_i^2 r_i} \frac{\xi^2}{x^2} \right), \quad r_i = S_N y (\xi - x) + M_i^2, \quad Y = q^2,$$

$$\begin{aligned}
 \text{и} \quad \frac{d^2 \sigma_F^i}{dx dy} &= \frac{G^2 \alpha S_N}{4\pi^2} \frac{1}{x} \int f_1(\xi) d\xi \tilde{T}_0 \left[1 + \frac{3}{2} \frac{x}{\xi} + \frac{x^2}{\xi^2} - \frac{3Y}{4r_i} - \right. \\
 &- \left. \frac{1}{2} \left(1 + \frac{x}{\xi} \right) L_i \right] (-2a_i v_i s \rho) + \left[T_0 \left(1 + \frac{2x}{\xi} - \frac{3Y}{r_i} + \frac{x^2}{2\xi^2} - \right. \right. \\
 &- \left. \left. \frac{1}{2} \left(1 + \frac{x}{\xi} \right) L_i \right) + \frac{2(1-y)x^2}{\xi} \right] (v_i^2 + a_i^2) \}, \quad T_0 = 1 + (1-y)^2, \quad \tilde{T}_0 = 1 - (1-y)^2.
 \end{aligned} \quad /14/$$

3. V-вклад. Однопетлевое приближение амплитуды рассеяния двух фермионов и используемая для ее вычисления схема перенормировок обсуждались подробно в работах ^{6,8/}. Используя результаты этих работ для вычисления сечения $d^2 \sigma_V^i$, находим

$$\begin{aligned}
 \frac{d^2 \sigma_V^i}{dx dy} &= \frac{\sigma_0 x f_1(x)}{4} \left[(T_0 - s \rho \tilde{T}_0) (v_i + a_i)^2 T_1 + \right. \\
 &+ \left. (v_i - a_i) (v_i T_0 - s \rho a_i \tilde{T}_0) T_2 \right],
 \end{aligned} \quad /15/$$

где T_1 и T_2 - перенормированные вклады однопетлевых диаграмм, приведенные в приложении 1 работы ^{6/}.

Искомое сечение $d\Sigma_1$ процессов /3/ с точностью до членов $\sim G^2 \alpha$ равно

$$\frac{d^2 \Sigma_1(E, x, y)}{dx dy} = \sum_i \left(\frac{d^2 \sigma_B^i}{dx dy} + \frac{d^2 \sigma_V^i}{dx dy} + \frac{d^2 \sigma_R^i}{dx dy} \right). \quad /16/$$

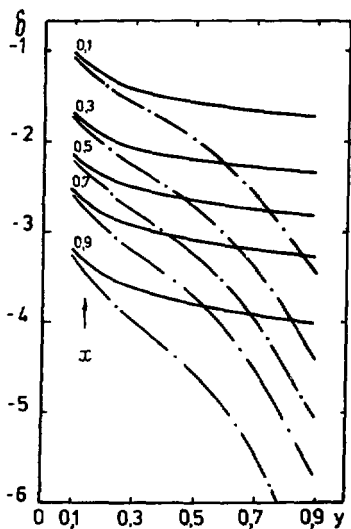
Суммирование в /16/ проводится по всем кваркам, содержащимся в рассматриваемом нуклоне: $N = [p, n, 1/2(p+n)]$.

III. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для иллюстрации радиационных поправок к процессам /3/ на рисунке изображена величина

$$\delta(x, y) = \left(\frac{d^2 \Sigma_1 / dx dy}{d^2 \Sigma_0 / dx dy} - 1 \right) \cdot 100\% \quad /17/$$

для $\nu_\mu N$ - и $\bar{\nu}_\mu N$ - рассеяния при $E = 150$ ГэВ и при фиксированных x в зависимости от y . Как видно, РП невелики и в среднем составляют около 2-3%. Вычисления, проведенные при других энергиях, показывают, что, как в случае реакции /2/, РП изме-



Электромагнитные поправки $\delta^{\nu, \bar{\nu}}$ при энергии нейтрино /антинейтрино/ $E_{\nu(\bar{\nu})} = 150$ ГэВ для процессов: $\nu N \rightarrow \nu X$ /сплошные линии/, $\bar{\nu} N \rightarrow \bar{\nu} X$ /штрих-пунктирные линии/.

няются незначительно при варьировании E в пределах ширины энергетических спектров нейтринных пучков, получаемых на современных ускорителях.

Найдем теперь, какое влияние оказывает эта поправка на значение параметра $\sin^2 \theta_W^{ex}$, извлекаемого из экспериментов по исследованию рассматриваемых реакций. Для примера ограничимся экспериментами ^{9,10}, в которых измерялась величина

$$R_{\nu(\bar{\nu})} = \sigma_{\nu(\bar{\nu})}^{NC} / \sigma_{\nu(\bar{\nu})}^{CC} \quad /18/$$

В борновском приближении для R_{ν} и $R_{\bar{\nu}}$ имеем

$$R_{\nu} = \frac{1}{2} - \sin^2 \theta_W + \frac{20}{27} \sin^4 \theta_W,$$

$$R_{\bar{\nu}} = \frac{1}{2} - \sin^2 \theta_W + \frac{20}{9} \sin^4 \theta_W. \quad /19/$$

При учете РП к сечению $\sigma_{\nu(\bar{\nu})}^{NC}$ экспериментальное отношение /18/ следует умножить на поправочный фактор

$$\Delta = \int d^2 \Sigma_0 / \int d^2 \Sigma_1, \quad /20/$$

где интеграл вычисляется по области чувствительности эксперимента, после чего результат сравнить с /19/.

Расчеты Δ , проведенные при дополнительном условии $E_h > 12$ ГэВ ^{9/}, дают $\Delta_{\nu} = 1/(1 - 0,020)$ и $\Delta_{\bar{\nu}} = 1/(1 - 0,025)$. Из последних чисел и соотношений /19/ находим, что учет РП в числителе величин $R_{\nu(\bar{\nu})}$ изменяет экспериментально извлекаемое значение $\sin^2 \theta_W^{ex}$ на величину $\approx 0,01$, т.е. на величину, примерно равную ошибке в изменении $\sin^2 \theta_W^{ex}$.

Конечно, точная процедура учета РП требует также и поправки знаменателя величины R . Мы не проводим здесь более точного учета РП, поскольку он требует использования детальной информации

о процедуре обработки экспериментальных данных. Вышеприведенная оценка лишь демонстрирует возможное влияние РП к процессу /3/.

После завершения этой работы мы обнаружили статью^{11/}, в которой также исследовалось влияние РП на значение $\sin^2 \theta_w$, извлекаемое из экспериментов по измерению различных комбинаций нейтринных сечений. Масштаб полученных в^{11/} поправок к сечениям /3/ ~4% — такой же, как и у нас. Более детальное сравнение результатов представляется, однако, затруднительным, поскольку мы используем иную схему перенормировки и вкладываем иной смысл в интерпретацию перенормированного значения угла Вайнберга /более подробно эти вопросы изложены в наших работах^{8/} /.

Авторы выражают благодарность В.М.Дубовику и О.М.Федоренко за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Solomonson P., Ueda Y. Phys.Rev., 1975, D11, p.2606.
2. Byers N. et al. Preprint UCLA/78/ TEP/22, Los Angeles, 1978.
3. Aoki K. et al. Progr.Theor.Phys., 1981, 65, p.1001.
4. Бардин Д.Ю., Федоренко О.М. ЯФ, 1979, 30, с.811.
5. De Rujula A. et al. Nucl.Phys., 1979, B154, p.394.
6. Бардин Д.Ю. и др. ЯФ, 1980, 32, с.782.
7. Bardin D.Yu., Shumeiko N.M. Nucl.Phys., 1977, B127, p.242.
8. Bardin D.Yu. et al. Nucl.Phys., 1980, B175, p.435; JINR, E2-81-485, Dubna, 1981; Journ.of Phys., 1981, G7, p.1641.
9. Holder M. et al. Phys.Lett., 1977, B72, p.254.
10. Jonker M. et al. Phys.Lett., 1981, B99, p.265.
11. Paschos E.A., Wirbel M. Preprint D0-TH 81, 1981.