

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



Б-247

12/21-77  
P2 - 10873

4870 / 2-77

Д.Ю.Бардин, Н.М.Шумейко

О ВЛИЯНИИ НЕЙТРАЛЬНЫХ ТОКОВ  
И ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОПРАВOK  
НА НАБЛЮДАЕМЫЕ ВЕЛИЧИНЫ  
В ГЛУБОКОНЕУПРУГОМ  $p^+N$ -РАССЕЯНИИ

1977

P2 - 10873

Д.Ю.Бардин, Н.М.Шумейко\*

О ВЛИЯНИИ НЕЙТРАЛЬНЫХ ТОКОВ  
И ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОПРАВOK  
НА НАБЛЮДАЕМЫЕ ВЕЛИЧИНЫ  
В ГЛУБОКОНЕУПРУГОМ  $e^+N$ -РАССЕЯНИИ

Направлено в "Nuclear Physics"

---

\*Белорусский государственный университет, Минск.

Бардин Д.Ю., Шумейко Н.М.

P2 - 10873

О влиянии нейтральных токов и электромагнитных поправок на наблюдаемые величины в глубоконеупругом  $f^{\pm}N$ -рассеянии

Рассматривается влияние эффектов нейтральных токов и электромагнитных поправок на результаты измерений структурных функций и зарядовой асимметрии в глубоконеупругом  $f^{\pm}N$ -рассеянии. Указывается на возможность независимого определения обоих эффектов по зарядовой асимметрии, что позволит учесть их в качестве поправок при прецизионных измерениях структурных функций.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1977

Bardin D.Yu., Shumeiko N.M.

P2 - 10873

On the ~~Weak~~ Neutral Current and Electromagnetic Corrections Effects on the Quantities Measured in Deep Inelastic  $f^{\pm}N$ -Scattering

The effects of ~~weak~~ neutral current and electromagnetic corrections on the measurements of the structure functions and charge asymmetry in deep-inelastic charged lepton-nucleon scattering are discussed. A possibility for independent determination of both the effects through the charge asymmetry measurements is pointed out. Such a measurement may present a possibility for taking these effects into account in a refined radiative correction procedure for a precise extraction of structure functions.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research, Dubna 1977

Исследованию эффектов нейтральных слабых токов /НТ/ в глубоконеупругом рассеянии заряженных лептонов на нуклонах

$$\ell^{\pm} + N \rightarrow \ell^{\pm} + \text{адроны} \quad /1/$$

посвящено немало теоретических работ<sup>/1-8/</sup>. Первые опыты<sup>/9/</sup> по поиску этих эффектов позволили установить лишь верхнюю границу для константы такого взаимодействия. В ближайшие годы будут выполнены новые эксперименты<sup>/10/</sup> по глубоконеупругому  $\mu^{\pm} N$ -рассеянию при высоких энергиях, в которых эффекты НТ могут стать заметными. В связи с этим мы хотели бы обратить внимание на некоторые важные, но недостаточно освещенные в литературе вопросы, касающиеся влияния подобных эффектов на наблюдаемые величины.

1. При извлечении структурных функций, т.е. вклада диаграммы *рис. 1а*, из измеряемого на опыте сечения, отвечающего процессам

$$\ell^{\pm} + N \rightarrow \ell^{\pm} + X, \quad /2/$$

где X - все, что угодно /адроны, дополнительные лептоны, фотоны/, эффекты НТ следует рассматривать как

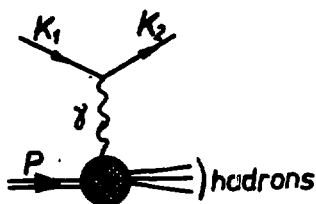


Рис. 1а

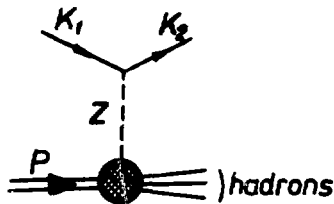


Рис. 1б

радиационные поправки к этой диаграмме, обусловленные слабым взаимодействием. Наряду с электромагнитными "слабые" поправки могут служить источником систематических ошибок в извлеченном сечении. Поэтому, если они могут быть надежно вычислены и оказываются значительными, их необходимо включить в процедуру учета радиационной поправки сечения процесса /1/, полученного из измеренного сечения процесса /2/ после устранения из последнего всех других систематических эффектов.

Электромагнитные поправки /ЭП/ низшего порядка к лептонному току в /1/ были вычислены в работах /11,12/, а ЭП к адронному току - в работах /13,14/. Здесь мы приведем результаты расчетов для "слабой" поправки, отвечающей вкладу диаграммы *рис. 1б* в сечение рассеяния поляризованных лептонов на неполяризованных нуклонах.

В  $SU(2) \times U(1)$  калиброванной теории НТ заряженных лептонов  $j_\alpha^Z$  и адронов  $J_\alpha^Z$  имеют вид

$$j_\alpha^Z = \sum_{e,\mu} \bar{l} \gamma_\alpha (g_V + g_A \gamma_5) l \quad , \quad J_\alpha^Z = \sum_{q,u,d,\dots} \bar{q} \gamma_\alpha (v_q + a_q \gamma_5) q \quad /3/$$

где  $l$  и  $q$  - операторы полей лептонов и кварков, а константы  $g_{V,A}$ ,  $v_q$  и  $a_q$  определяются конкретной моделью. На основе /3/ для сечения процесса /1/, учитывающего диаграммы *рис. 1а,б,в* в кварк-партонной модели можно найти

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \Sigma \rho^\pm}{dx dy} = \frac{2\pi \alpha^2}{S x y^2} \sum_{q=u,d,\dots} f_q(x) & \{ f_q^2 T_y + 2r f_q [v_q (\tau \lambda g_A - g_V) T_y + \\ & + a_q (\pm g_A + \lambda g_V) \tilde{T}_y] + r^2 [(v_q^2 + a_q^2)(g_V^2 + g_A^2 \pm 2g_V g_A) T_y + \\ & + 2v_q a_q (-2g_V g_A - \lambda(g_V^2 + g_A^2)) \tilde{T}_y] \} \quad /4/ \end{aligned}$$

Здесь  $x$  и  $y$  - обычные скейлинговые переменные;  $f_q(x)$  - функция распределения  $q$ -го партона;  $f_q$  - заряд  $q$ -го кварка;  $\lambda$  - продольная поляризация лептона;  $S = -2p k_1$ ,  $T_y = 1 + (1-y)^2$ ,  $\tilde{T}_y = y(2-y)$ ,  $r = G q^2 m_Z^2 [\sqrt{2} 2\pi \alpha (q^2 + m_Z^2)]^{-1}$ . где

$q^2 = Sxy$ ,  $m_Z$  - масса промежуточного Z-бозона,  $G$  - константа Ферми,  $\alpha \approx 1/137$ . Формула /4/ получена в пренебрежении массами лептонов и кварков. Суммирование в ней производится по всем кваркам и антикваркам, причем при переходе к антикваркам необходимо сделать замену  $a_q \rightarrow -a_q$ , оставляя  $f_q$  и  $v_q$  без изменения.

Представим /4/ в виде

$$\frac{d \Sigma p^{\pm}}{dx dy} = d\sigma_0 [1 + \delta_{\pm}(\lambda)], \quad /5/$$

где

$$d\sigma_0 = \frac{2\pi\alpha^2}{Sxy^2} T_y \sum_{q=u,d,\dots} f_q^2 f_q(x) - \quad /6/$$

сечение\*, которое отвечает в партонной модели диаграмме рис. 1а, а  $\delta_{\pm}(\lambda)$  - поправка, обусловленная вкладом НТ. Ограничившись в /4/ ÷ /6/ u- и d-кварками, мы вычислили  $\delta_{\pm}(\lambda)$  в двух популярных моделях: а/ модели Вайнберга-Салама<sup>/15/</sup>, в которой

$$g_V = -\frac{1}{2} + 2S_W, \quad g_A = -\frac{1}{2}, \quad v_u = \frac{1}{2} - \frac{4}{3}S_W, \quad a_u = \frac{1}{2}, \quad /7/$$

$$v_d = -\frac{1}{2} + \frac{2}{3}S_W, \quad a_d = -\frac{1}{2}, \quad m_Z^2 = \pi\alpha [\sqrt{2}G \cdot S_W(1-S_W)]^{-1};$$

б/ модели<sup>/16/</sup>, где ток  $j_a^Z$  - чистый вектор и

$$g_V = -1 + 2S_W, \quad g_A = 0, \quad v_u = 1 - \frac{4}{3}S_W, \quad a_u = 0,$$

$$v_d = -\frac{1}{2} + \frac{2}{3}S_W, \quad a_d = -\frac{1}{2}, \quad m_Z^2 = \pi\alpha [\sqrt{2}G \cdot S_W(1-S_W)]^{-1} \quad /8/$$

\* Сечение процесса /1/ с учетом только ЭП не зависит от  $\lambda$  во всех порядках теории возмущений, поскольку электромагнитные взаимодействия сохраняют четность.

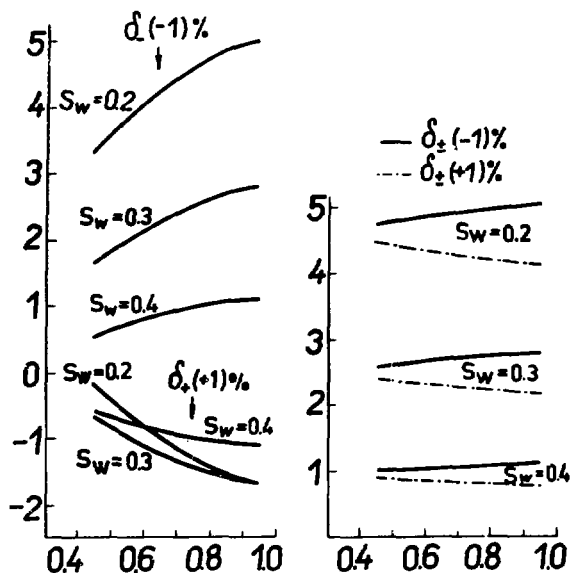


Рис. 2. "Слабая" поправка к сечению глубоконеупругого  $\mu^\pm p$ -рассеяния при  $E = 250$  ГэВ и  $q^2 = 200$  ГэВ/с<sup>2</sup>. а - в модели а/, б - в модели б/.

Здесь  $S_W = \sin^2 \theta_W$ , где  $\theta_W$  - угол Вайнберга. Как видно из формул /4/ и /8/, в модели б/  $\delta_+(\lambda) = \delta_-(\lambda)$ , а в модели а/  $\delta_+(\lambda) \neq \delta_-(\lambda)$ . Интересно отметить также, что при  $S_W = 0.5$  в модели а/  $\delta_+(+1) = \delta_-( -1) = 0$ ,  $\delta_+(-1) \neq \delta_-(+1) \neq 0$ , а в модели б/ при этом  $\delta_\pm(\lambda) = 0$  независимо от  $\lambda$ .

На рис. 2а,б приведена поправка  $\delta_\pm(\lambda)$  для рассеяния на протонах мюонов с энергией  $E = 250$  ГэВ и поляризацией  $\lambda = \pm 1$  для  $\mu^\pm$ -пучков соответственно при трех значениях  $S_W$ , которые лежат в пределах экспериментальных ошибок /17/. Для спектра партоннов мы использовали модифицированное распределение Кути-Вайскопфа из работы /18/.

Расчеты показывают, что  $\delta_\pm(\lambda)$  имеет тот же порядок величины, что и ЭП к адронному току /см. /13,14/. При этом член  $\sim g^2$  в формуле /4/ дает вклад лишь в несколько сотых долей процента, т.е. пренебрежимо мал.

Имеет место очень сильная зависимость  $\delta_{\pm}(\lambda)$  от угла Вайнберга. Отметим также, что при рассеянии на нейтроне  $\delta_{\pm}(\lambda)$  сохраняет характер поведения поправки в  $\ell p$ -рассеянии, но по величине может отличаться в три раза.

В модели Вайнберга-Салама как в  $\ell p$ - так и в  $\ell n$ -рассеянии у "слабой" поправки наблюдается чрезвычайно сильная чувствительность к знаку заряда лептона, а также к величине и знаку его поляризации. Особенно велика зависимость от  $\lambda$  в рассеянии на нейтроне, где при  $\lambda = +1$  и  $\lambda = -1$  поправки могут различаться больше чем на порядок.

В модели б/, где  $\delta_{\pm}(\lambda) = \delta_{\pm}(\lambda)$  зависимость от поляризации в  $\ell p$ -рассеянии, как видно из рис. 2б, довольно слабая. Однако в  $\ell n$ -рассеянии она, как и в модели а/, выражена очень заметно.

Таким образом, в настоящее время из-за модельных неопределенностей "слабая" поправка не может быть вычислена настолько точно, чтобы ее можно было включить в процедуру учета радиационных поправок. Для будущих прецизионных измерений структурных функций необходима добавочная информация о структуре нейтральных токов.

2. В последние годы предметом интенсивного исследования является разность сечений  $\ell^+N$  и  $\ell^-N$  глубоко-неупругого рассеяния, в которую могут давать вклад как некоторые электромагнитные эффекты, отличные от механизма однофотонного обмена, так и эффекты НТ. Опыты при невысоких энергиях <sup>'19'</sup> пока не обнаружили эту разность. Но, как показывают расчеты <sup>'4,5,13,14'</sup>, в принципе она может быть наблюдаема уже в проводимых экспериментах <sup>'10'</sup> с мюонами высоких энергий. Однако в работах по изучению электромагнитной разности <sup>'19,13,14'</sup> эффекты НТ вообще не обсуждаются, а в работах по исследованию эффектов НТ <sup>'4,5'</sup> делаются некоторые утверждения относительно электромагнитных вкладов, требующие уточнения. Сделаем такие уточнения и сопоставим электромагнитные и "слабые" вклады в обсуждаемую разность.



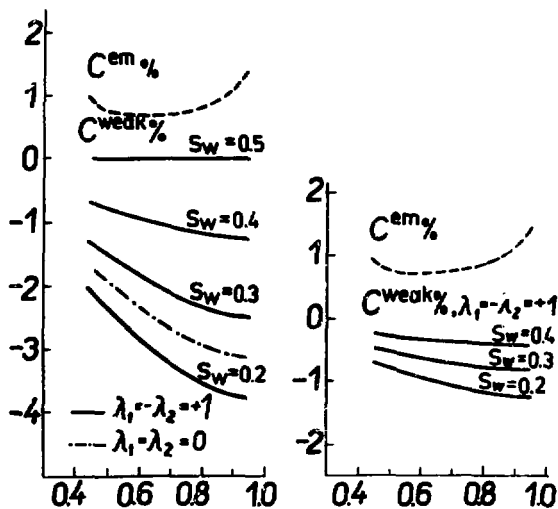


Рис. 3. Электромагнитный  $C^{em}$  и "слабый"  $C^{weak}$  вклады в зарядовую асимметрию  $C$  для усредненных по промону и нейтрону сечений глубоконеупругого  $\mu^\pm$ -рассеяния при  $E = 250$  ГэВ и  $q^2 = 200$  ГэВ/с<sup>2</sup>. а - в модели а/, б - в модели б/.

Измеряемыми на опыте величинами являются асимметрии

$$C = \frac{d\sigma_+(\lambda_1) - d\sigma_-(\lambda_2)}{d\sigma_+(\lambda_1) + d\sigma_-(\lambda_2)} \quad \text{или} \quad R = \frac{d\sigma_+(\lambda_1)}{d\sigma_-(\lambda_2)} = 1 + 2C. \quad /9/$$

где

$$d\sigma_{\pm}(\lambda) = d^2\sigma_{\pm}/dx dy - \quad /10/$$

- сечение процесса /1/ с учетом радиационных поправок. Относительно электромагнитных вкладов в /9/ обычные утверждения состоят в следующем /см., например, /4,5/ /.

1/ Только двухфотонный обмен, т.е. интерференция

$$2 \operatorname{Re} \left( \left( \text{Diagram 1} \right) \cdot \left( \text{Diagram 2} \right)^* \right) /11/$$

дает вклад в  $C$ , и этот вклад мал  $\sim 0,5\%$ .

2/ Двухфотонный вклад /11/ масштабно-инвариантен в том смысле, что он не зависит от  $E$  и масс частиц, а зависит только от  $x$  и  $y$ , как показывают некоторые вычисления /19,14/.

Хорошо известно, однако, что не только двухфотонный обмен дает вклад в разность сечений, присутствующую в /9/, но также интерференция диаграмм тормозного излучения лептонами и адронами

$$2 \operatorname{Re} \left( \left( \text{Diagram 3} + \text{Diagram 4} \right) \cdot \left( \text{Diagram 5} \right)^* \right) /12/$$

Именно этот вклад сокращает инфракрасную расходимость в /11/, и лишь свободная от расходимости сумма /11/ и /12/ является наблюдаемой величиной.

Для удобства численного расчета асимметрии  $C$  представим сечение /10/ в виде

$$d\sigma_{\pm}(\lambda) = d\sigma_0 [1 + \delta \pm \delta^I + \delta_{\pm}(\lambda)]. /13/$$

где  $\delta$  - радиационная поправка, которая не зависит от знака заряда лептона и его поляризации,  $\delta^I$  - вклад /11/ и /12/,  $d\sigma_0$  и  $\delta_{\pm}(\lambda)$  определены равенствами /5/ и /6/. Тогда

$$C = C^{\text{em}} [1 + O_e(\alpha)] + C^{\text{weak}} [1 + O_w(\alpha)]. /14/$$

где

$$C^{em} = \delta^I \cdot C^{weak} = \frac{1}{2} [\delta_+(\lambda_1) - \delta_-(\lambda_2)] , \quad /15/$$

а  $O_e(a)$  и  $O_w(a)$  - радиационные поправки к этим величинам. Численные результаты для  $C^{em}$  и  $C^{weak}$  в случае, когда /10/, /13/ есть сумма сечений рассеяния на протоне и нейтроне, приведены на рис. 3а,б. При получении  $C^{em}$  мы воспользовались нашей работой /14/, а  $C^{weak}$  нашли с помощью формул /4/, /8/, /15/.

Из рисунков видно, что асимметрия  $C^{weak}$  сильно зависит от угла Вайнберга, поляризации мюона и выбора модели\*. Однако во всех случаях она имеет тот же порядок величины, что и  $C^{em}$ , и противоположна  $C^{em}$  по знаку. Таким образом, в измеряемой асимметрии  $C = C^{em} + C^{weak}$  имеет место тенденция к сокращению слабых и электромагнитных вкладов.

В заключение отметим, что в противоположность двухфотонной поправке /11/  $C^{em}$  /как видно из формул работы /14/ / не является явно масштабно-инвариантной /не зависящей от  $E$  и масс/. Однако приведенные нами численные расчеты обнаруживают такую независимость с высокой точностью. Например, вариация начальной энергии в интервале  $E = 50-250$  ГэВ приводит к изменению  $C^{em}$  всего на 0,01%.

Факт масштабной инвариантности величины  $C^{em}$  позволяет в принципе, несмотря на ее относительно большой вклад в  $C$ , избавиться от этой величины при измерении  $C$  и таким образом определить эффекты НТ. С этой целью необходимо найти разность асимметрий  $C$ , измеренных при различных  $E$ . С другой стороны, в таком эксперименте можно измерить и  $C^{em}$ , поскольку при низких энергиях эта величина остается прежней, а асимметрия  $C^{weak}$  становится пренебрежимо малой. Независимое измерение  $C^{em}$  и  $C^{weak}$ , в частности, предоставит возможность ответить на вопрос, как учи-

---

\* При  $\lambda_1 = \lambda_2 = 0$   $C^{weak}$  не зависит от  $S_w$ , а в модели б/ равна 0.

тывать обсуждаемые эффекты при прецизионном измерении структурных функций.

Выражаем глубокую благодарность С.М.Биленькому, С.Б.Герасимову, С.Т.Петкову, И.А.Савилу и Д.В.Ширкову за стимулирующие обсуждения затронутых здесь вопросов.

### Литература

1. Love A., Ross G.G., Nanopoulos D.V. *Nucl. Phys.*, 1972, B49, p.513.
2. Николаев Н.Н., Шифман М.А., Шматиков М.Ж. *Письма в ЖЭТФ*, 1973, 18, с.70.
3. Shifman M.A., Shmatikov M.Zh. *Lett. Nuovo Cim.*, 1973, 8, p.201.
4. Derman E. *Phys. Rev.*, 1973, D7, p.2755.
5. Berman S.M., Primack J.R. *Phys. Rev.*, 1974, D9, p.2171.
6. Wilson W.J. *Phys. Rev.*, 1974, D10, p.218.
7. Биленький С.М., Дадаян Н.А., Христова Е.Х. *ЯФ*, 1975, 21, с.360; 1975, 21, с.1271.
8. Bilenky S.M., Petcov S.T. *JINR, E2-10405, Dubna*, 1977; *ЯФ*, 1977, 25, с.1223.
9. Bushnin Yu.B. e.a. *Phys. Lett.*, 1976, 64B, p.102, Prescott C.Y. e.a. *Proc. XVIII Intern. Conf. on High Energy Physics, Tbilisi, 1976. JINR, D1,2-10400, Dubna, 1977, v. II, p.B55.*
10. Clüfft R. e.a. *CERN/SPSC/74-78, P18, 1974*; Krienen F. e.a. *CERN/SPSC/74-79, P19, 1974.*
11. Mo L.W., Tsai Y.S. *Rev. Mod. Phys.*, 1969, 41, p.205
12. Akhundov A.A., Bardin D.Yu., Shumeiko N.M. *JINR, E2-10147, E2-10205, Dubna, 1976; E2-10471, Дубна, 1977.*
13. Бардин Д.Ю., Шумейко Н.М. *ОИЯИ, P2-994C, Дубна, 1976.*
14. Бардин Д.Ю., Шумейко Н.М. *ОИЯИ, P2-10872, Дубна, 1977.*
15. Weinberg S. *Phys. Rev.Lett.*, 1967, 19, p.1254; *Rev. Mod. Phys.*, 1974, 46, p.255; Salam A. *Elementary Particle Physics, Stockholm, 1968*; Glashow S.L., Iliopoulos J., Maiani L. *Phys. Rev.*, 1970, D2, p.1285.
16. Barnett M. *Phys. Rev.*, 1976, D13, p.671; Gürsey F., Sikivie P. *Phys. Rev.Lett.*, 1976, 36, p.775.

17. Blietshau J. e.a. *Nucl.Phys.*, 1977, B118, p.216;  
Golshani M. *Nuovo Cim.*, 1977, 39A, p.120.
18. Okada J., Pakvasa S., Tuan S.F. *Lett. Nuovo Cim.*,  
1976, 16, p.555.
19. Jöstlein H. e.a. *Phys. Lett.*, 1974, 52B, p.485;  
Rochester L.S. e.a. *Phys. Rev.Lett.*, 1976, 36, p.1284;  
Fancher D.L. e.a. *Phys. Rev.Lett.*, 1976, 37, p.1323.
20. Fishbane P.M., Kingsley R.L. *Phys. Rev.*, 1973, D8,  
p.3074; Bartels J. *Nucl.Phys.*, 1974, B82, p.172;  
Bodwin G.T., Stockham C.D. *Phys. Rev.*, 1975, D11,  
p.3324.

**Рукопись поступила в издательский отдел  
20 июля 1977 года.**