

НАБЛЮДЕНИЕ ЭМС-ЭФФЕКТА В ν Ne-ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ

В.В.Аммосов¹⁾, А.Э.Асратян²⁾, В.А.Гапиенко¹⁾,
 Г.С.Гапиенко¹⁾, П.А.Горичев²⁾, А.Г.Денисов¹⁾,
 В.И.Ефременко²⁾, В.Г.Заец¹⁾, Г.К.Клигер²⁾, В.И.Клюхин¹⁾,
 В.З.Колганов²⁾, В.И.Корешев¹⁾, С.П.Кручинин²⁾,
 М.А.Кубанцев²⁾, И.В.Махлюева²⁾, П.В.Питухин¹⁾,
 В.И.Сиротенко¹⁾, Е.А.Слободюк¹⁾, З.У.Усубов¹⁾,
 А.В.Федотов²⁾, В.Г.Шевченко²⁾, В.И.Шекелян²⁾

Из сравнения x -распределений антинейтринных взаимодействий в неоне и дейтерии, измеренных в опытах с пузырьковыми камерами, получено первое свидетельство существования ЭМС-эффекта в нейтринных реакциях.

В рассеянии мюонов на ядрах железа (массовое число $A = 56$) и дейтерия при $9 < Q^2 < 170 \text{ ГэВ}^2$ ³⁾ Европейским Мюонным Сотрудничеством (ЕМС) недавно было измерено отношение структурных функций нуклона $F_2^{\text{Fe}}(x)/F_2^{\text{D}}(x) \cong 1,2 - (0,5 \pm 0,2)x^{-1}$, оказав-

1) Институт физики высоких энергий, Серпухов, СССР.

2) Институт теоретической и экспериментальной физики, Москва, СССР.

3) В лептон-нуклонном рассеянии $l + N \rightarrow l' + \dots$ все имеем $Q^2 = -(p_l - p_{l'})^2$ — квадрат переданного 4-импульса, $\nu = E_l - E_{l'}$, — переданная энергия, $x = Q^2/2M_N\nu$.

шея падающей функцией x вместо растущей, ожидаемой в стандартной картине ферми-движения нуклонов в ядре железа. Явление, названное ЕМС-эффектом, вскоре подтвердилось в рассеянии электронов при меньших Q^2 и вызвало к жизни большое число теоретических схем, см. обзоры^{3, 4}. Попытки наблюдения ЕМС-эффекта в нейтринных реакциях приводили до сих пор к неопределенным результатам^{5, 4}.

В статье исследуется отношение x -распределений для взаимодействий антинейтрино в неоне ($A = 20$) и дейтерия с переходом $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \mu^+$

$$R(x) = \left(\frac{1}{N} \frac{dN}{dx} \right)_{\text{Ne}} / \left(\frac{1}{N} \frac{dN}{dx} \right)_{\text{D}}$$

В кварк-партонной модели $(dN/dx)_{\bar{\nu}} \sim q(x) + 3\bar{q}(x) = F_2 + 2\bar{q}$. Вклад антикварков⁴⁾, доминирующий при $x \ll 0,1$, быстро исчезает с ростом x , при этом $R(x) \sim F_2^{\text{Ne}} / F_2^{\text{D}}$, и возможно прямое сравнение с^{1, 2}.

Взятые из⁶ нормировочные данные для дейтерия, полученные на пузырьковой камере ВЕВС (ЦЕРН), основаны на 5575 событиях с $E_{\bar{\nu}} > 10$ ГэВ, импульсом мюона $p_\mu > 4$ ГэВ ($\langle E_{\bar{\nu}} \rangle = 40$ ГэВ, $\langle Q^2 \rangle = 5,2$ ГэВ²), поправленных на обрезание по p_μ , радиационные эффекты, разрешение по x , неэффективность регистрации. Потерины лишь однолучевые события (ОЛС) (часть из них – квазиупругие $\bar{\nu}p \rightarrow \mu^+ n$ – имеют известное $x = 1$)⁵⁾.

Для анализа наших данных, полученных на 15-фут. пузырьковой камере ФНАЛ с тяжелым $\text{Ne} - \text{H}_2$ заполнением, отобрано 5679 событий ($\langle E_{\bar{\nu}} \rangle = 35$ ГэВ, $\langle Q^2 \rangle = 4,4$ ГэВ²) в тех же условиях по $E_{\bar{\nu}}$ и p_μ , но с дополнительным отбором $\nu > 2$ ГэВ, введенных из-за плохого знания разрешения по ν (и значит – по x) при малых ν ⁶⁾. Общее описание опыта, а также процедуры выделения мюона и учета просмотровой неэффективности можно найти в⁷. Видимая адронная энергия поправлялась как $\nu = 0,65$ ГэВ + $1,14 \nu_{\text{вид}}$, после чего $E_{\bar{\nu}} = E_\mu + \nu$. Окончательные поправки вводились в x -распределение весовой функцией $W(x)$, рассчитанной по методу Монте-Карло (МК) в скейлинговой модели $\bar{\nu}N$ -взаимодействий на основе кварковых распределений Филда – Фейнмана (ФФ)⁸. Учитывались радиационные эффекты⁹, экспериментальное разрешение по p_μ и ν , обрезания на p_μ и ν . Вклады этих эффектов показаны отдельно на рис. 1 ($W = W_{\text{рад}} W_{\text{рзр}} W_{\text{обр}}$). Мы ограничимся далее областью $x < 0,7$, где поправка на разрешение $\ll 10\%$. Расчет $W_{\text{рзр}}$ здесь самосогласован, так как а) модельное x -распределение хорошо воспроизводит экспериментальное⁷⁾, и, в то же время б) $W_{\text{рзр}}$ практически не зависит от вариаций первого в пределах ошибок второго. Приведенные систематические ошибки отражают эти вариации, а также – статистические ошибки в калибровочных функциях разрешения по ν . Отметим, что для наших целей несуществен 3,8% избыток протонов над нейтронами в $\text{Ne} - \text{H}_2$ смеси.

На рис. 2, а показаны нормированные x -распределения $\bar{\nu}D$ - и $\bar{\nu}\text{Ne}$ -событий. Первое имеет интеграл, равный 0,90 из-за потери ОЛС, второй – 0,94 в соответствии с нашей оценкой 6% вклада квазиупругого канала при $x = 1$. На рис. 2, б – отношение этих распределений.

4) (Анти) кварковые структурные функции нуклона есть $q, \bar{q} = (F_2 \pm xF_3)/2$.

5) В⁶ приведены нормированные на единицу x -распределения для $\bar{\nu}n$ - и $\bar{\nu}p$ -взаимодействий – $n(x)$ и $p(x)$ ($\bar{\nu}p$ -образец – без ОЛС). Взяв там же $\sigma_{\bar{\nu}n}/\sigma_{\bar{\nu}p} = 0,51$ и 10% для доли ОЛС, мы восстановили $dN/dx = 0,34n(x) + 0,56p(x)$, приписав ошибки в предположении, что это – распределение 5575 взвешенных событий.

6) Функции разрешения по адронной энергии известны из калибровочных измерений взаимодействий π^- в камере при $E_\pi = 1 \div 50$ ГэВ.

7) На самом деле, x -распределение ФФ было изменено при $x < 0,1$ для согласия с данными; это изменило $W_{\text{рзр}}$ только при $x < 0,05$ лишь на 2%.

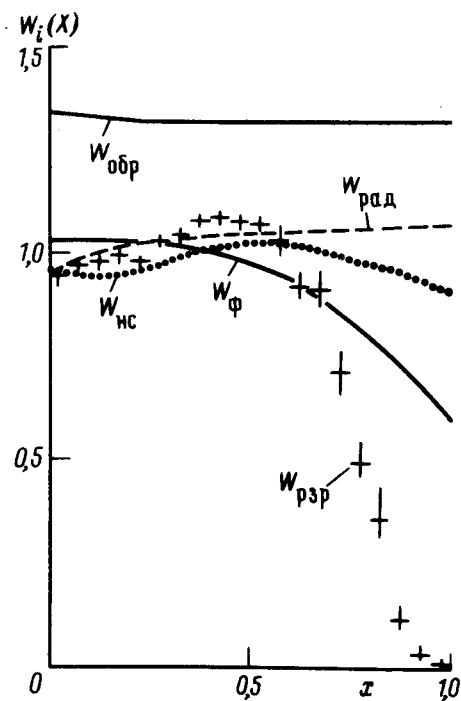


Рис. 1. МК поправки к $\bar{\nu}Ne$ x -распределению, учитывающие: $W_{рзр}$ – разрешение (показаны систематические ошибки), $W_{рад}$ – радиационные эффекты, $W_{обр}$ – обрезания на p_{μ} и ν , $W_{нс}$ – нарушение скейлинга при малых Q^2 , $W_{ф}$ – ферми-движение. Две последних не применены к данным

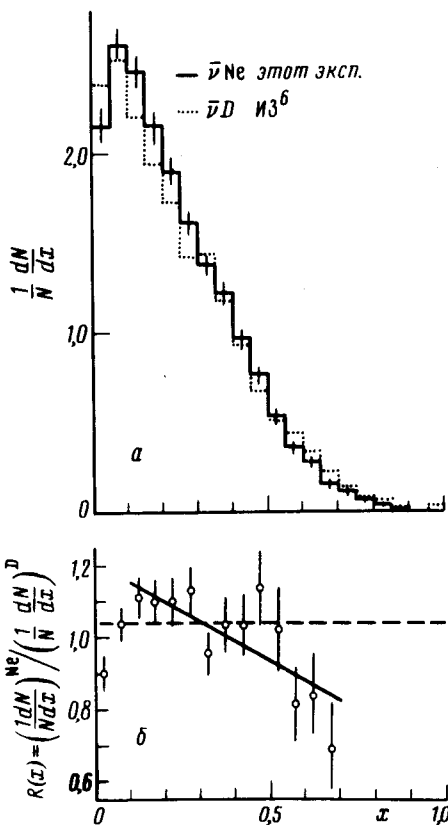


Рис. 2

Рис. 2, а – x -распределения $\bar{\nu}Ne$ и $\bar{\nu}D$ событий, нормированные на 0,94 и 0,90. Поправка на ферми-движение не внесена. б – Отношение распределений при $x < 0,7$, ошибки статистические. Пунктир – отношение интегралов; сплошная прямая – результат фита при $0,1 < x < 0,7$

Фитирование прямой линией $R(x) = a(1 - bx)$, т. е. так, как делалось в опыте ЕМС, приводит к отношению χ^2 на число степеней свободы (ЧСС), равному 25/12, при $b = 0,17 \pm 0,10$. Значение χ^2 велико из-за провала при малых x . Вместе с тем именно в этой области $R(x)$ не пропорционально F_2^{Ne} / F_2^D , и, кроме того, особенно малы Q^2 по сравнению с ЕМС ($\langle Q^2 \rangle$ меняется приблизительно линейно от ~ 1 ГэВ² для бина $x < 0,05$ до ~ 12 ГэВ² при $x = 0,7$). Ограничение $x > 0,1$, обеспечивая более прямое сравнение с данными ЕМС, улучшает качество фита – $\chi^2/\text{ЧСС} = 8,9/10$ – и дает

$$b = 0,45 \pm 0,11 \text{ (стат.)}, \quad 0,1 < x < 0,7. \quad (1)$$

Этот ответ искажен как методическими ошибками в самих данных для Ne и D, так и физическими различиями между наборами данных. Рассмотрим следующие источники систематических ошибок. (А) Неопределенности в поправке на разрешение ($W_{рзр}$) приводят к погрешностям $\Delta b = \pm 0,05$ из-за разрешения по ν и $+0,02$ из-за вариаций МК-модели. (Отметим, что поправка $W_{рзр}$ сама по себе изменила b только на $-0,04$). Аналогичная систематика для D-данных не приведена в ⁶, но можно надеяться, что она – того же порядка и, тем самым, слабо влияет на результаты. (Б) Ne-данные поправлены на отброшенную область $\nu < 2$ ГэВ. Скейлинговый подход здесь не вполне пригоден (малы $Q^2 = 2M_N \nu x \lesssim 4x$ ГэВ²) и проблема – в точности описания нарушения скейлинга. Кривая $W_{нс}$ на рис.1 дает оценку нужной поправки. Она получена введением в МК при малых Q^2 эмпирического фита нарушения скейлинга ¹⁰, неплохо описывающего низкоэнергетические данные ¹¹.

Поправка изменяет b на $-0,13$. (В) D-данные имеют более жесткий энергетический спектр. Взвешивание $\bar{\nu}$ -событий на отношение $\bar{\nu}$ спектра ЦЕРН^{1,2} к спектру ФНАЛ изменило b на $+0,09$. (Г) Из Ne-данных нужно удалить аналоги ОЛС в D (в Ne из-за перерасеяния в ядре могут появляться добавочные положительные треки), а также — учесть вклад ОЛС в $\nu < 2$ ГэВ. Определив долю таких событий в зависимости от x отдельно для $\nu > 2$ ГэВ и $\nu < 2$ ГэВ, мы получаем изменение b на $+0,09$ и $+0,03$. Суммирование погрешностей каждого знака в (А — Г) дает максимальную систематическую ошибку в (1) $\Delta b_{\text{сист}}^{\text{max}} = +0,28$ — $-0,21$.

Наблюдаемое уменьшение $R(x)$ с ростом x противоречит ожидаемому эффекту ферми-движения (соответствующая поправка, оценка которой дана кривой $W_{\text{ф}}$ на рис. 1, лишь увеличивает b до $0,57$), являясь новым свидетельством в пользу EMC-эффекта. Параметр наклона (1) согласуется с аналогичными результатами, полученными в рассеянии заряженных лептонов^{1,2}.

При $x < 0,1$ наблюдается изменение в поведении $R(x)$. Характеризуя глубину провала численно, например, с помощью $r = R(x < 0,05) / R(0,10 < x < 0,25)$, получаем $r = 0,81 \pm 0,06$ — $+0,068$ — $-0,005$. Похожая тенденция при малых x наблюдалась ранее в $\sigma_{eA}(x)$: $\sigma_{eD}(x)$ для $A = \text{Al}, \text{Cu}$ в рассеянии электронов при малых Q^2 , см.².

Таким образом, изучая отношение $R(x)/x$ -распределений $\bar{\nu}\text{Ne}$ - и $\bar{\nu}\text{D}$ -взаимодействий, мы наблюдаем EMC-эффект для ядра Ne при $0,1 < x < 0,7$ и $\langle Q^2 \rangle \cong 5$ ГэВ². В то же время есть указание на изменение в поведении $R(x)$ при малых x .

Мы благодарим физиков ФНАЛ и Мичиганского университета за неоценимый вклад в наш эксперимент на его первой стадии.

Литература

1. Aubert J.J. et al. Phys. Lett., 1983, 123B, 275.
2. Bodek A. et al. Phys. Rev. Lett., 1983, 50, 1431; 51, 534,
3. Llewellyn Smith C.H. Oxford preprint OUTF-37, 1983.
4. Dydak F. Preprint CERN-EP/83-171, 1983.
5. Parker M.A. et al. Rutherford Appleton Lab. preprint RL-83-059, 1983.
6. Allasia D. et al. Phys. Lett., 1982, 117B, 262; 1981, 107B, 148.
7. Ammosov V.V. et al. Nucl. Phys., 1982, B199, 399.
8. Field R.D., Feynman R.P. Phys. Rev., 1977, D15, 2590.
9. De Rujula A. et al. Nucl. Phys., 1979, B174, 394.
10. Perkins D.H. et al. Phys. Lett., 1977, 67B, 347.
11. Bosetti P.C. et al. Nucl. Phys., 1978, B142, 1.
12. Venus W.A., Wachsmuth H.W. Preprint CERN TC-L/Int. 74-5, 1974.