Известия НАН Армении, Физика, т.43, №6, с.410-417 (2008)

УДК 539.126

КИНЕМАТИЧЕСКАЯ ПОПРАВКА К СЕЧЕНИЮ СЕМИИНКЛЮЗИВНОГО ЭЛЕКТРОРОЖДЕНИЯ π-МЕЗОНОВ В ОБЛАСТИ НИЗКИХ ЭНЕРГИЙ

Г. Г. МКРТЧЯН

Ереванский физический институт им. А.И.Алиханяна, Армения

(Поступила в редакцию 30 апреля 2008 г.)

Изучена Q^2 инклюзивного электророждения пионов в области низких энергий, охватывающая нуклонные резонансы. Найдено, что ▯-зависимость этих данных Q^2 акторизованного сечения высоких энергий. Анализ отношений измеренных и модельно-рассчитанных сечений позволил найти простую полиномиальную функцию для введения Q^2 поправки в сечение. С такой дополнительной коррено лучшее согласие между экспериментальными и расчетными данными.

1. Введение

Как показано в [1], процесс семиинклюзивного глубоко-неупругог

1. Введение

Как показано в [1], процесс семиинклюзивного глубоко-неупругого рассеяния (SIDIS) лептонов при высоких энергиях факторизуется на лептонкварк рассеяние и последующую адронизацию кварка. В этом случае сечение SIDIS может быть разбито на части, зависящие только от кварк–фотонного взаимодействия, $g\left(x,Q^2\right)$, и адронизации кварка, $f\left(z\right)$, то есть $\sigma \sim f\left(z\right)g\left(x,Q^2\right)$. Здесь $x = Q^2/2M\nu$ – кинематическая переменная Бьеркена, Q^2 – квадрат 4-импульса виртуального фотона, $z = E_\pi/\nu$ – доля энергии вир-туального фотона, уносимая пионом, M – масса покоя нуклона, ν и E_π – энергии виртуального фотона и пиона.

При низких энергиях ожидалось, что из-за эффектов взаимодействия в конечном состоянии и резонансных возбуждений такая факторизация сечения будет нарушена. Главной задачей эксперимента E00-108 [2] в экспериментальном зале C лаборатории им. Т.Джефферсона была проверка дуального поведения сечения семиинклюзивного электророждения пионов в области низких энергий (включая область резонансов), подобного характерному партонному поведению при высоких энергиях.

В эксперименте пучок электронов с энергией 5.5 ГэВ и током до 60 μA рассеивался от водородной и дейтериевой мишени длиной 4 см. Продукты реакции регистрировались на совпадение в магнитных спектрометрах: электроны – в HMS, а пионы – в SOS. Исходя из

поставленной задачи, измерения проводились по следующим трем направлениям: i) при фиксированной кинематике рассеянного электрона $\left(x,Q^2\right)=\left(0.32,2.30\,\text{ГэВ}^2\right)$ варьировалось значение z в пределах от 0.3 до 1.0, при практически полном 2π захвате пионов по азимутальному углу φ (относительно направления виртуального фотона), и со средним значением поперечного импульса $P_t \approx 0.05\,\text{ГэВ}^2$; ii) при $z=0.55$ менялось значение x от 0.2 до 0.5 (с соответствующим изменением Q^2 от 1.5 до 4.2 ГэВ^2), с сохранением направления пионов вдоль виртуального фотона; iii) при $\left(x,Q^2\right)=\left(0.32,2.30\,\text{ГэВ}^2\right)$ и $z=0.55$, увеличивая угол вылета пиона $\theta_{\pi q}$ относительно направления виртуального фотона, сканировалось значение P_t в пределах от 0 до 0.4 ГэВ (при среднем значении угла $\varphi \sim 180°$). Весь набор данных соответственно был поделен на 3 части: "z-скан", "x-скан" и "P_t-скан". Инвариантная масса системы "виртуальный фотон–нуклон" поддерживалась выше 2.1 ГэВ (типично ~2.4 ГэВ), в области глубоко-неупругого рассеяния.

Ниже мы рассмотрим некоторые проблемы, связанные с анализом данных указанного эксперимента и с применяемым при моделировании сечением семиинклюзивного рассеяния.

При анализе данных (с учетом радиационных поправок, кинематической центровкой при гистограммировании) необходимо провести моделирование процесса электророждения пионов с учетом кинематических условий эксперимента и параметров установки. Для этой цели была использована стандартная Монте-Карло программа Hall C SIMC [3]. Мы добавили в SIMC возможность моделирования процесса семиинклюзивного электророждения пионов, предполагая для сечения такую же форму, которая принята при высоких энергиях [4]. Для каждой мишени и знака пионов мы параметризовали сечение согласно выражению

$$\begin{aligned} d\sigma_{ee'\pi x} &= d\sigma_{ee'x}\,\frac{dN}{dz}\,b e^{-bP_t^2\frac{1+A\cos\varphi+B\cos 2\varphi}{2\pi}}, \\ \frac{dN}{dz} &\sim \sum_q e_q^2 g\left(x,Q^2\right) D_{q\to\pi}\left(z\right), \end{aligned} \qquad (1)$$

где $d\sigma_{ee'\pi x}$ – дифференциальное сечение семиинклюзивного электророждения пионов, $d\sigma_{ee'x}$ – сечение процесса глубоко-неупругого рассеяния электронов, dN/dz – множественность рождения пионов, b – параметр наклона зависимости сечения от квадрата поперечного импульса, и $D_{q\to\pi}$ – функция фрагментации кварка в пион.

Первоочередной задачей эксперимента E000-108 было изучение z-зависимости сечений и x- и z-зависимостей ряда отношений [5]. Пионы регистрировались под малыми углами относительно виртуального фотона ($\theta_{\pi q} \approx 0$). В этом случае зависимость от азимутального угла φ эффективно интегрировалась к нулю, что и позволило нам в программе моделирования SIMC использовать упрощенное выражение для сечения, считая $A \approx B \approx 0$. сечения и кварк–адронную дуальность и в области более низких эне области более низких энергий, можно воспользоваться данными из глубоконеупругой области для партонных функций распределения (PDF) и фрагментационных функций $\left(D^{\pm}\right)$, входящих в сечение. Мы использовали CTEQ5 параметризацию $g\left(x,Q^2\right)$ из работы [6] и усредненные значения фрагментационных функций $D^{+}_{q\to\pi}(z)+D^{-}_{q\to\pi}(z)$ из [7]. Значения для отношений D^{-}/D^{+} и параметр наклона b взяты из анализа HERMES [8,9].

При таком подходе мы нашли весьма хорошее согласие между экспериментальными и расчетно-ожидаемыми (от высоких энергий) данными для z-зависимостей дифференциальных сечений, π^+/π^- и дейтрон/протон отношений. Мы подтвердили эту дуальность количественно, изучая поведение комбинаций ряда отношений, не зависящих от фрагментации кварков. Было найдено, что отношения up- и down-кварков $u(x)/d(x)$, а также валентных кварков $u_v(x)/d_v(x)$, найденные из комбинаций сечений $\pi^\pm$-мезонов, близки к предсказаниям из высоких энергий. Наконец, извлеченные из данных отношения предпочтительной $\left(D^+\right)$ и непредпочтительной $\left(D^-\right)$ фрагментационных функций находятся в весьма разумном согласии с данными других экспериментов.

Все вышеотмеченные результаты обнадеживали, что в кинематической области нашего эксперимента можно опираться на форму сечения (формула (1)), заимствованную из глубоко-неупругой области. Однако, при изучении x- и P_t^2-зависимостей сечения обнаружились сильные разногласия между данными и предсказаниями из высоких энергий. Как будет показано ниже, основная причина этого – разница в Q^2-поведении сечений в нашей кинематической области от предсказаний высоких энергий.

2. Q^2-поправки к сечению SIDIS для области низких энергий

Для изучения P_t^2-зависимости дифференциальных сечений электророждения $\pi^\pm$ на протоне и дейтроне, при фиксированных значениях кинематических параметров рассеянного электрона ($\overline{Q^2}$ и x) и доли энергии виртуального фотона, уносимой пионом $(z = E_\pi/\nu)$, мы варьировали угол вылета пиона относительно направления виртуального фотона в интервале 0°–8°. На рис.1 в качестве примера представлены экспериментальные распределения сечений образования π^+ на водороде в зависимости от квадрата поперечного импульса P_t^2, вместе с модельной кривой по формуле (1). Для наглядности экспериментальные данные, измеренные при разных значениях $\theta_{\pi q}$, разбиты на мелкие интервалы по P_t^2 и показаны различными символами.

Сплошная кривая на рис.1 представляет подгонку совокупности всех экспериментальных точек простой экспонентой. Пунктирная кривая отра-жает ожидаемое от высоких энергий P_t^2-поведение сечения. Легко заметить разброс и сильное разногласие между точками из разных наборов измерений (точки с одинаковыми значениями P_t^2, измеренные при разных $\theta_{\pi q}$). Как было отмечено, для устранения аппаратурных искажений и искажений от кинематической центровки, при моделировании мы пользовались сечением по формуле (1), предположив $A \approx B \approx 0$ (без дополнительных Q^2-поправок). Разногласие между данными частично может быть результатом сильной корреляции кинематических параметров из-за ограниченного углового захвата наших спектрометров. К примеру, мы знаем, что среднее значение $\langle \cos\varphi \rangle$ меняется с изменением $\left\langle P_t^2 \right\rangle$ (приближаясь к 1 при $P_t \sim 0.45$ ГэВ). Однако, большое разногласие между экспериментальными данными можно обнаружить даже при малых значениях P_t, где наблюдается практически полный захват по азимутальному углу и можно пренебречь φ-зависимостью. Вдобавок к этому, разногласие между данными и модельно-ожидаемыми результатами наблюдалось и для измерений x-зависимостей сечения. Мы специально изучили эффективности φ-захвата при измерениях z- и x-зависимостей

сечений π⁺- и π⁻-мезонов на мишенях H и D. Оказалось, что для всех измерений в области $z < 0.85$ и $x < 0.45$ распределения по углу φ близки к симметричным.

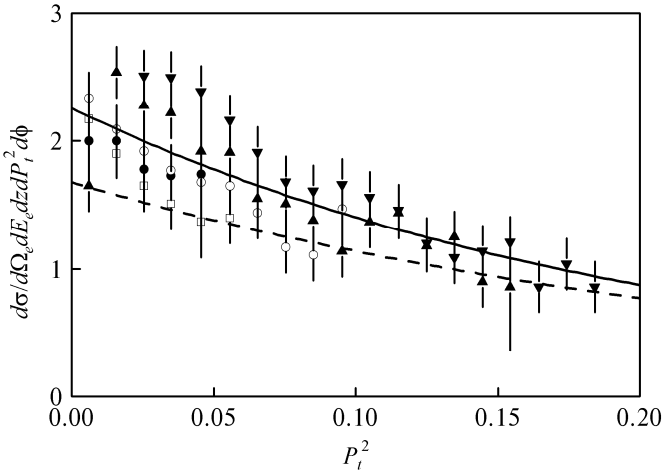


Рис.1. P_t^2-зависимость экспериментального сечения для π⁺-мезонов на протоне. Данные измерений при разных $\theta_{\pi q}$ показаны различными символами. Сплошная кривая – подгонка данных экспонентой, пунктирная кривая – предсказание из высоких энергий. Аппаратурные искажения и искажение от кинематической центровки устранены при помощи Монте-Карло расчетов с сечением в форме (1) в предположении $A \approx B \approx 0$.

Убедившись в хорошем захвате по азимутальному углу при измерениях *z*- и *x*-зависимостей сечений, мы предположили, что основная причина разногласия между данными и моделированием связана с отличием в Q^2-поведении сечения в нашей кинематической области от глубоко-неупругой области. Чтобы определить функциональный вид этой зависимости, было проведено детальное исследование расхождения между данными и моделью. Используя SIMC, мы провели Монте-Карло расчеты для семиинклюзивного электророждения π^+ и π^- на протоне и дейтроне для кинематик *z*-скан и

x -скан, пользуясь сечением в формуле (1), без каких-либо Q^2- и φ-членов в модели. С мелким шагом, разделив весь Q^2-интервал на 16 интервалов, мы вычислили отношение экспериментальных и модельно-ожидаемых нормированных выходов $r(i) = Y_{\exp}(i)/Y_{\mathrm{mc}}(i)$ для всех наших измерений. Далее, предположив одинаковую Q^2-зависимость для всех сечений (для рождения π^+ и π^- на протоне и дейтроне), мы скомбинировали все вычисленные отношения $r(i)$ и подогнали их полиномом, зависящим от Q^2. Оптимальные значения параметров функции находились программой минимизации MINUIT. Исходя из общих соображений, предполагалось, что Q^2-коррекция может быть простой полиномиальной функцией Q^2, такой как

$$F\left(Q^2\right) = 1 + C_1 \ln\left(Q^2\right) + \frac{C_2}{Q^2} + \frac{C_3}{Q^4}. \qquad (2)$$

Подгонки к разным наборам данных дали для параметров C_1, C_2 и C_3 весьма близкие значения (в пределах 10–20%). Использование более сложной функции, включающей $\cos\varphi$-зависимость (формула (3)), с дополнительным разбиением по φ и P_t, не сильно повлияло на качество подгонки или на значение получаемых параметров C_i $(i = 1-3)$:

$$F\left(Q^2\right) = \left(1 + C_1 \ln\left(Q^2\right) + \frac{C_2}{Q^2} + \frac{C_3}{Q^4}\right)\left(1 + C_4\sqrt{\frac{P_t^2}{Q^2}\cos\varphi}\right). \qquad (3)$$

Результаты для параметров C_i, полученных из подгонок по формуле (2) к разным наборам измерений, приведены в Табл.1.

Табл.1.

	C_1	C_2	C_3
x-scan	0.744	-2.498	2.658
P_t-scan	0.989	-3.112	3.318
z-scan	0.934	-2.090	3.180
All data	0.889	-2.902	3.05

Для окончательной коррекции модельного сечения была выбрана функция со значениями параметров, полученными от подгонки всей совокупности данных: $C_1 = 0.889$, $C_2 = -2.902$ и $C_3 = 3.05$. На рис.2 для сравнения, наряду с лучшей подгонкой (показан сплошной кривой при $Q^2 > 1.4\,\text{ГэВ}^2$ и короткими штрихами при $Q^2 < 1.4\,\text{ГэВ}^2$) представлены и две другие функции. Штриховая кривая получена при пренебрежении Q^4-членом в функции (2) при подгонке данных. Штрих-пунктирная кривая получена увеличением значения параметров “лучшей подгонки” на одну стандартную ошибку.

Можно видеть, что в области $Q^2 > 1.5 - 4.0\,\text{ГэВ}^2$ коррекции по всем трем функциям близки (отличие в пределах $\pm 10\%$). Большое расхождение между тремя функциями и их нефизическое Q^2-поведение наблюдается при $Q^2 < 1.5\,\text{ГэВ}^2$. Учитывая ничтожную долю в общей статистике событий из области $Q^2 < 1.5\,\text{ГэВ}^2$ и избегая физически неправдоподобных поправок, мы предположили $F\left(Q^2\right)$ равным 0.8 при $Q^2 < 1.4\,\text{ГэВ}^2$ (показано сплошной прямой линией на рис.2).

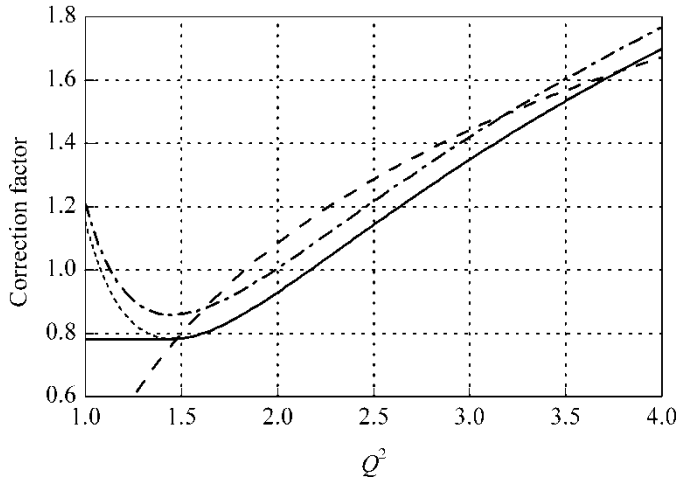
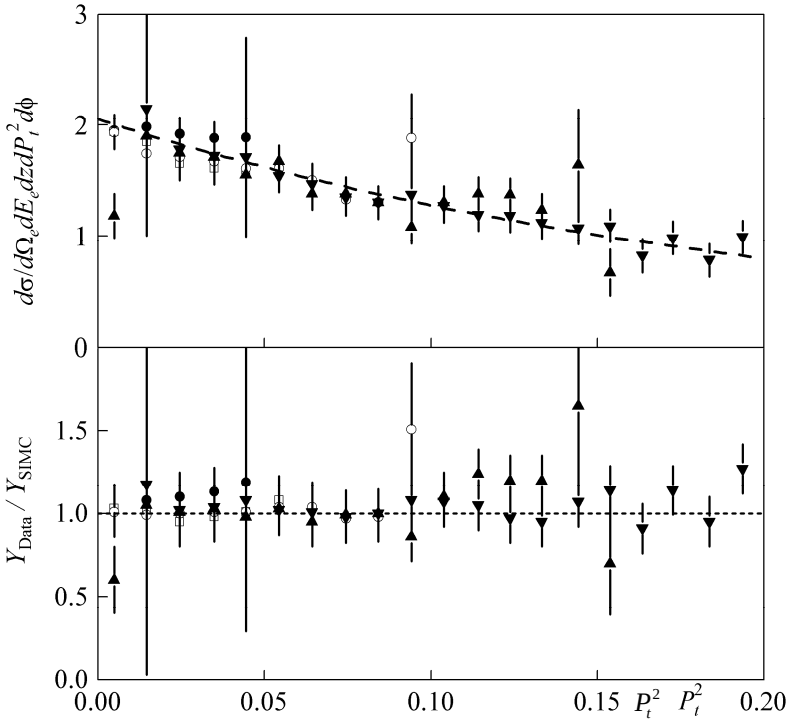


Рис.2. Примеры функций, использованых при подгонке отношений Data/SIMC. Сплошной кривой представлена функция, использованная для Q^2- коррекции модели. Штриховая кривая получена при пренебрежении членом Q^4. Штрих-пунктиром представлена функция, в которой значения параметров сдвинуты относительно параметров оптимальной функции.

С такой Q^2-поправкой к модельному сечению мы повторили все Монте-Карло расчеты и заново проанализировали данные. В результате значительно уменьшились разбросы между перекрывающимися экспериментальными точками (при одинаковых значениях P_t^2, но при разных $\theta_{\pi q}$), а также улучшилось общее согласие между экспериментом и Монте-Карло расчетом. Для иллюстрации на рис.3 приведены P_t^2-зависимость сечения рождения π^+ на водородной мишени и отношения нормированных выходов эксперимент/Монте-Карло.

Таким образом, наши исследования подтвердили, что Q^2-поведение сечения семиинклюзивного электророждения пионов в кинематических условиях нашего эксперимента отличается от ожидаемого для факторизованного сечения при высоких энергиях. Общепринятое выражение для сечения SIDIS (формула (1)) можно применить в области более низких энергий лишь с введением дополнительной Q^2-коррекции. Такое Q^2-корректированное сечение SIDIS было успешно использовано в наших последующих анализах, где мы изучали зависимости сечений от величины переданного поперечного импульса и от азимутального угла [10,11].



Р и с .3. P_t^2 - зависимость семиинклюзивного сечения и отношений нормированных выходов Y_{Data} / Y_{SIMC} после введения Q^2-коррекции в сечение модели. Кривая на верхней панели – экспоненциальная подгонка к данным.

3. Заключение

Нами показано, что Q^2-зависимость наших данных отличается от поведения факторизованного сечения при высоких энергиях. Основываясь на детальном анализе Q^2-поведения отношений нормированных выходов Data/ SIMC при сканировании по переменным z и x, найдена простая полино-миальная функция коррекции. С введением этой дополнительной Q^2-коррекции в общепринятое для высоких энергий выражение для семиинклюзивного сечения достигнуто лучшее согласие между экспериментальными данными и моделированием. Такое Q^2-корректированное семиинклюзивное сечение успешно было применено нами при исследовании азимутальной угловой зависимости и P_t-зависимости сечения.

Автор благодарен руководству ЕрФИ и лаборатории им. Т.Джефферсона за предоставленную возможность совместной работы, что позволило выполнить данное исследование. Выражаю особую благодарность Р.Энту, П.Бостеду и В.О.Тадевосяну за помощь при анализе данных и полезные обсуждения. Я признателен также Д.Гаскеллу и Г.А.Асряну за поддержку в работе и полезные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. **X.Ji** et al. Phys. Lett. B, **597**, 299 (2004).
2. TJNAF proposal E00-108, **R.Ent, H.Mkrtchyan, G.Niculescu**, spokespersons, JLab 2000.
3. **D.Gaskell**, private communication. See also http://www.jlab.org/Hall-C.
4. **J.Dakin** et al. Phys. Rev. Lett., **31**, 786 (1973).
5. **T.Navasardyan** et al. Phys. Rev. Lett., **98**, 022001 (2007).
6. **H.L.Lai** et al. Eur. Phys. J. C, **12**, 375 (2000).
7. **J.Binnewies** et al. Phys. Rev. D, **52**, 4947 (1995).
8. **B.Hommez**, Ph.D. Dissertation. Gent University, 2003 (unpublished).
9. **P.Geiger**, Ph.D. Dissertation. Heidelberg University, 1998 (unpublished).
10. **H.Mkrtchyan** et al. Phys. Lett. B, **661**, 200 (2008).
11. **H.Mkrtchyan.** National Academy of Science of RA, Electronic Journal of Natural Sciences, June 2008, issue 2, pp. 65-69.

Կինեմատիկ ուղղում ցածր էներգիաների տիրույթում պիոնների կիսաինկլյուզիվ էլեկտրաձնման կտրվածքի համար

Հ.Գ.Մկրտչյան

Ուսումնասիրված է պիոնների կիսաինկլյուզիվ էլեկտրաձնման կտրվածքի կախվածությունը Q^2-ուց նուկլոնային ռեզոնանսներն ընդգրկող ցածր էներգիաների տիրույթում: Պարզվել է, որ այդ տվյալների Q^2-կախվածությունը տարբերվում է բարձր էներգիաների ֆակտորիզացված կտր-վածքի կախվածությունից: Չափված և մոդելային հաշվարկով ստացված կտրվածքների հարա-բերության անալիզից գտնվել է պարզ բազմանդամ ֆունկցիա Q^2-ուղղումը կտրվածք ներմուծելու համար: Այդպիսի լրացուցիչ ուղղումը հանգեցրել է փորձարարական և հաշվարկային տվյալների համաձայնության զգալի լավացմանը:

KINEMATIC CORRECTION TO THE CROSS-SECTION OF SEMI-INCLUSIVE π-MESON ELECTROPRODUCTION IN THE LOW-ENERGY RANGE

H.G. MKRTCHYAN

The Q^2-dependence of the cross-section of semi-inclusive π-meson electroproduction has been studied in the low-energy range, the nucleonic resonances included. It has been found that the Q^2-dependence of the data is different from that of the factorized cross-section from high energies. Analysis of the ratios of the measured to model cross-sections rendered a simple polynomial function for the Q^2-correction to the cross-section. With that supplemental correction much better agreement between experimental and simulated data is reached.