Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

Р. Фиоре, Л. Л. Енковский, В. Либов, М. В. Мачадо, Рождение векторных мезонов в ультрапериферических столкновениях на Большом адронном коллайдере, *ТМФ*, 2015, том 182, номер 1, 171–181

DOI: <https://doi.org/10.4213/tmf8740>

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением <http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 52.6.47.48

26 апреля 2023 г., 15:02:07

© 2015 г. Р. Фиоре^{*†}, Л. Енковский[‡], В. Либов[§],
М. В. Т. Мачадо[¶]

РОЖДЕНИЕ ВЕКТОРНЫХ МЕЗОНОВ В УЛЬТРАПЕРИФЕРИЧЕСКИХ СТОЛКНОВЕНИЯХ НА БОЛЬШОМ АДРОННОМ КОЛЛАЙДЕРЕ

Связь между сечениями реакций с участием фотонов на HERA и ультрапериферическими столкновениями на Большом адронном коллайдере исследована с помощью модели полюсов Редже для рождения векторных мезонов, хорошо описывающей экспериментальные данные ускорителя HERA. Получены предсказания для будущих экспериментов по рождению J/ψ и других векторных мезонов.

Ключевые слова: векторные мезоны, коллайдер, HERA, Большой адронный коллайдер, поперек.

DOI: 10.4213/tmf8740

1. ВВЕДЕНИЕ

После закрытия коллайдера HERA в DESY (Германия) исследование эксклюзивного дифракционного рождения мезонов в ультрапериферических столкновениях протонов и ядер стала одной из приоритетных программ исследований на Большом адронном коллайдере (БАК) [1], [2], что вызвало поток теоретических исследований на эту тему [3]–[7] (обзор можно найти, например, в [8]). Первые экспериментальные результаты о рождении векторных мезонов уже опубликованы [1], [2].

В настоящем исследовании рождения векторных мезонов на БАК мы отмечаем изменение энергетической зависимости сечений при переходе от данных коллайдера HERA к данным БАК. В частности, нас интересует переход от мягких столкновений легких векторных мезонов к тяжелым ϕ , J/ψ , Υ и другим мезонам.

^{*}Dipartimento di Fisica, Università della Calabria, Calabria, Italy

[†]Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Gruppo collegato di Cosenza, Cosenza, Italy.
E-mail: fiore@fis.unical.it

[‡]Институт теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова НАН Украины, Киев, Украина.
E-mail: jenk@bitp.kiev.ua

[§]DESY, Hamburg, Germany. E-mail: vladyslav.libov@desy.de

[¶]HEP Phenomenology Group, CEP, Porto Alegre, RS, Brazil. E-mail: magnus@if.ufrgs.br

Рис. 1. Диаграммы глубоко виртуального комптоновского рассеяния рождения векторных мезонов (а) и (б); амплитуда глубоко виртуального комптоновского рассеяния с факторизацией Редже (в).

2. РОЖДЕНИЕ ВЕКТОРНЫХ МЕЗОНОВ НА HERA

Рождение векторных мезонов на HERA детально исследовалось коллаборациями H1 и ZEUS. Большая часть событий отбиралась из кинематической области, соответствующей дифракционному рассеянию, вследствие чего процесс может описываться обменом полюса Померанчука – померона (как это показано на рис. 1). Померонный обмен, особенно явный в процессе рождения J/Ψ , в котором в соответствии с правилом Цвейга запрещен любой обмен вторичными траекториями, составленными из кварков, кроме померонного обмена. Это означает вовсе не упрощение динамики взаимодействия, а возможность детального изучения с помощью этого класса реакций столь сложного объекта, каким является померон. При этом основной является двойственная проблема померона: он представляется мягким или жестким в зависимости от виртуальности налетающего фотона и/или массы рожденного векторного мезона.

В большинстве работ на данную тему предполагается существование двух померонов: жесткого, или КХД-померона, следующего из пертурбативной квантовой хромодинамики (КХД), а также мягкого, называемого не совсем удачно непертурбативным. Мы, однако, считаем, что в природе существует единый померон, состоящий из двух компонент, относительный вес которых меняется соответствующими весовыми множителями, где мера жесткости есть сумма квадрата виртуальности фотона Q^2 и массы рожденного векторного мезона M_V^2 , $\tilde{Q}^2 = Q^2 + M_V^2$.

Конкретная модель, реализующая эту идею, была недавно построена и апробирована сравнением с опытом (см. [9], [10] и ссылки в указанных работах). Соответствующая амплитуда рождения векторных мезонов имеет вид

$$\begin{aligned}
 A(s, t, Q^2, M_V^2) = & \tilde{A}_s e^{-(i\pi/2)\alpha_s(t)} \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha_s(t)} e^{b_s t - n_s \ln(1 + \tilde{Q}^2/\tilde{Q}_s^2)} + \\
 & + \tilde{A}_h e^{-(i\pi/2)\alpha_h(t)} \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha_h(t)} \times \\
 & \times \exp \left[b_h t - (n_h + 1) \ln \left(1 + \frac{\tilde{Q}^2}{\tilde{Q}_h^2} \right) + \ln \left(\frac{\tilde{Q}^2}{\tilde{Q}_h^2} \right) \right], \quad (1)
 \end{aligned}$$

Рис. 2. Диаграмма Фейнмана для рождения векторного мезона при столкновении адронов.

где $\alpha_s(t)$ и $\alpha_h(t)$ – траектории мягкой и жесткой компонент померона. Напомним, что померон един для всех реакций, меняться могут его компоненты и параметры в них. Соответствующие примеры можно найти в недавних работах [9], [10].

Учитывая экспоненциальный вид дифракционного конуса, интегральное (называемое также полным) сечение рождения векторных мезонов можно легко найти без интегрирования по формуле

$$\sigma_{\text{el}}(s) = \frac{1}{B(s)} \left. \frac{d\sigma}{dt} \right|_{t=0}.$$

Поскольку нашей главной целью является сравнение энергетических зависимостей рождения векторных мезонов, полученных на HERA и на БАК, мы начнем с простых выражений для сечения $\gamma p \rightarrow Vp$, отложив использование более сложных выражений (1) до будущих исследований.

3. РОЖДЕНИЕ ВЕКТОРНЫХ МЕЗОНОВ НА БАК

Сечение рождения векторных мезонов (рис. 2) можно записать в факторизованном виде (см. [4], [8], в частности выражения (1) и (9) в первой из работ [4]). Распределение по быструтам Y рожденных векторных мезонов V в реакции $h_1 + h_2 \rightarrow h_1 V h_2$ (где h – нуклон, например протон или ядро pPb, PbPb и т.п.) вычисляется согласно стандартной процедуре, основанной на факторизации потока фотонов и сечения рассеяния фотона на протоне (см. ниже).

Вообще говоря, дифференциальное сечение рассеяния γp зависит от трех переменных: полной энергии W системы γp , квадрата переданного импульса в протонной вершине t , а также $\tilde{Q}^2 = Q^2 + M_V^2$, где $Q^2 = -q^2$ – виртуальность фотона. Поскольку по определению в ультрапериферических столкновениях $b \gg R_1 + R_2$, где b – прицельный параметр, т. е. кратчайшее расстояние между центрами сталкивающихся частиц (ядер), а R – их радиус, фотоны почти реальные, $Q^2 = 0$, единственной мерой жесткости остается M_V^2 . Отметим, что это условие может не выполняться

для периферических столкновений, где $b \sim R_1 + R_2$, а также если заменить обмен фотона помероном или оддероном.

Будем пользоваться сечением рождения векторных мезонов, проинтегрированным по t , или, что эквивалентно, соответствующим дифференциальным сечением, деленным на величину наклона переднего конуса. Начнем с простой параметризации сечения $\sigma_{\gamma p \rightarrow Vp}(W)$,

$$\sigma_{\gamma p \rightarrow Vp}(W) = \int_{t_{\min}}^{t_{\text{thr}}} dt \frac{d\sigma}{dt}, \quad t_{\min} \approx -\frac{s}{2}, \quad t_{\text{thr}} \approx 0,$$

предложенного Доннаки и Ландсхофом [11]: $\sigma(W) \sim W^\delta$, $\delta \approx 0.8$ (более сложные модели [9], [10], [12] будут использованы ниже).

Дифференциальное сечение как функция быстроты имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{h_1 h_2 \rightarrow h_1 V h_2}}{dY} = \omega_+ \frac{dN_{\gamma/h_1}(\omega_+)}{d\omega} \sigma_{\gamma h_2 \rightarrow V h_2}(\omega_+) + \\ + \omega_- \frac{dN_{\gamma/h_2}(\omega_-)}{d\omega} \sigma_{\gamma h_1 \rightarrow V h_1}(\omega_-), \end{aligned} \quad (2)$$

где $dN_{\gamma/h}(\omega)/d\omega$ – поток “эквивалентных” фотонов [8],

$$\frac{dN_{\gamma/h}(\omega)}{d\omega} = \frac{\alpha_{em}}{2\pi\omega} \left[1 + \left(1 - \frac{2\omega}{\sqrt{s}} \right)^2 \right] \left(\ln \Omega - \frac{11}{6} + \frac{3}{\Omega} - \frac{3}{2\Omega^2} + \frac{1}{3\Omega^3} \right),$$

$\sigma_{\gamma p \rightarrow Vp}(\omega)$ – полное (проинтегрированное по t) сечение процесса фоторождения векторного мезона (то же, что на HERA, см. [12]), ω – энергия фотона, $\omega = W_{\gamma p}^2/2\sqrt{s}_{pp}$, $\omega_{\min} = M_V^2/4\gamma_L m_p$, где $\gamma_L = \sqrt{s}/2m_p$ – лоренц-фактор (лоренцевский буст одного пучка). Например, для pp -рассеяния при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ имеем $\gamma_L = 3731$. Далее, $\Omega = 1 + Q_0^2/Q_{\min}^2$, $Q_{\min}^2 = \omega/\gamma_L^2$, $Q_0^2 = 0.71$ ГэВ, $x = M_V e^{(-y)}/\sqrt{s}$, $Y \sim \ln(2\omega/m_V)$ – быстрота.

Для определенности зафиксируем следующее: а) сталкивающиеся частицы – протоны; б) рожденный векторный мезон $V = J/\psi$, а энергия столкновения равна $\sqrt{s} = 7$ ТэВ; в) константы собраны в $A = \alpha_{em}/2\pi c = Q_0^2 \gamma_L^2$ (отметим, что форма распределения по Y чувствительна к значению и знаку константы c). Знаки $i = \pm$ соответствуют первому или второму члену в (2), $\omega_{\pm} \sim e^{\pm Y}$.

3.1. Поправки на вероятность выживания быстротного зазора. На полученные результаты может повлиять учет взаимодействия в начальном и конечном состояниях, называемого также перерассеянием. Вычисление этих поправок далеко не однозначно, причем результат вычислений зависит как от затравки, так и от выбранной процедуры унитаризации. Чем лучше (ближе к реальности) затравка, тем меньше поправки и больше вероятность выживания быстротного зазора. Ввиду неоднозначности этого сложного явления, заслуживающего отдельного изучения, выходящего за рамки данной статьи, здесь мы пользуемся лишь общепринятым рецептом [5], умножая амплитуду рассеяния (сечение) на число (меньшее единицы), зависящее от энергии и, возможно, от других кинематических переменных. Значение этой константы для простоты положим равным 0.8.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ

Сравним наши теоретические предсказания с экспериментальными данными. При вычислениях мы пользуемся двумя моделями для сечения эксклюзивного фоторождения $\sigma_{\gamma p \rightarrow J/\Psi}$ – моделью со степенным поведением $\sigma_{\gamma p \rightarrow J/\Psi} \sim W^\delta$ с $\delta = 0.8$ и так называемой геометрической моделью, предложенной и использованной для глубоко виртуального комптоновского рассеяния [11].

Помимо W и t модель содержит также зависимость от виртуальности Q^2 . Параметры подгонялись к данным о глубоко виртуальных комптоновских рассеяниях, полученных на HERA, но модель также может быть с успехом применена к описанию рождения векторных мезонов. Здесь мы будем пользоваться двумя версиями реджеометрической модели [9], [10]. В работе [9] она описывает сечение фоторождения ($Q^2 = 0$), а также интегральное сечение (формула (11) работы [9])

$$\sigma_{\gamma p \rightarrow J/\Psi} = A_0^2 \frac{(W/W_0)^{4(\alpha_0-1)}}{(1 + \tilde{Q}^2/Q_0^2)^{2n} [4\alpha' \ln(W/W_0) + 4(a/\tilde{Q}^2 + b/2m_N^2)]}, \quad (3)$$

где $\tilde{Q}^2 = Q^2 + m_V^2$, а параметры, полученные подгонкой в работе [9] к фоторождению J/ψ , приведены в табл. II указанной работы: $A_0 = 29.8 \pm 2.8$, $Q_0^2 = 2.1 \pm 0.4 \text{ ГэВ}^2$, $n = 1.37 \pm 0.14$, $\alpha_0 = 1.20 \pm 0.02 \text{ ГэВ}^{-2}$, $\alpha' = 0.17 \pm 0.05 \text{ ГэВ}^{-2}$, $a = 1.01 \pm 0.11$, $b = 0.44 \pm 0.08$, $W_0 = 1 \text{ ГэВ}^2$. Отметим, что, в отличие от исходной формулы, здесь мы заменили s на W^2 , так как W в нашем случае относится к энергии в системе центра масс системы фотон–протон, в то время как $\sqrt{s}$ – энергия в системе центра масс двух протонов.

На рис. 3а показаны предсказания для распределения по быстрой Y сечения рождения J/Ψ на БАК при $\sqrt{s} = 7 \text{ ТэВ}$. Вообще говоря, степенная и геометрическая модели дают сходные распределения, хотя распределение, которое дает последняя модель, несколько положе. На рис. 3б показана зависимость сечения фоторождения J/ψ от W . Здесь предсказания двух моделей близки.

Недавно коллаборацией LHCb [1], [2] были измерены сечения рождения J/Ψ в зависимости от быстрой. На рис. 4а показано сравнение результатов наших вычислений с этими данными. Как видно из рисунка, экспериментальные точки идут несколько круче обеих теоретических кривых. Из распределений по быстрой коллаборацией LHCb было получено также сечение фоторождения как функции W . Полученный экспериментаторами результат сравнивается с нашими предсказаниями на рис. 4б, где показаны также данные коллабораций ZEUS и H1.

4.1. Подгонка степенной зависимости к данным коллаборации LHCb.

Как было отмечено выше, в данных коллаборации LHCb распределение по быстрой круче наших предсказаний. Обсудим роль степени δ в этих распределениях. В частности, выполним подгонку к этим данным с наименьшим квадратичным отклонением. Свободными параметрами являются степень δ и нормировка. Подгонка дает $\delta = 0.37$, а результат показан на рис. 5. Из рисунка видно, что предсказания распределений по быстрой с этим значением параметра оказываются лучше. Поучительно привести сравнение с другими параметризациями, в частности с логарифмической, которая положе степенной (см. рис. 6). Описание с помощью логарифма также хорошее. На рис. 7 показаны предсказания других групп вместе

Рис. 3. Дифференциальное сечение эксклюзивного фоторождения J/ψ на БАК как функция быстрот Y (а) и энергии в системе центра масс двух протонов W (б). Сплошные кривые соответствуют простой степенной параметризации сечения рассеяния фотона на протоне, а пунктирные кривые – геометрической модели.

Рис. 4. Дифференциальное сечение рождения J/ψ на БАК как функция быстроты Y и данные LHCb (а). Сечение $\gamma p \rightarrow J/\psi p$ как функция энергии в системе центра масс протонов с данными коллабораций LHCb, ZEUS и H1 (б).

с распределениями по быстротам данных коллаборации LHCb. Результат описания можно считать разумным.

Наши предсказания сравниваются также с данными коллабораций H1 и ZEUS на рис. 8. Как видно из этого рисунка, лучшее согласие получено при использова-

Рис. 5. Дифференциальное сечение рождения J/ψ на БАК как функция быстроты Y и данные ЛНСб. В вычислениях использована простая степенная параметризация с $\delta = 0.8$ (сплошная кривая) и $\delta = 0.37$ (пунктирная кривая).

Рис. 6. Дифференциальное сечение рождения J/ψ на БАК как функция быстроты Y и данные ЛНСб. Для сечения рассеяния фотона на протоне использованы различные параметризации: степенная с $\delta = 0.8$ и $\delta = 0.37$ (кривые 1 и 2 соответственно), логарифмическая (кривая 3) и геометрическая модель (кривая 4).

нии геометрической модели. Разумное описание дают также степенная параметризация со значением $\delta = 0.8$. В то же время при $\delta = 0.37$ результаты этой параметризации, как и логарифмической, расходятся с экспериментальными данными.

Рис. 7. Дифференциальное сечение рождения J/ψ на БАК как функция быстроты Y и данные LHCb [2].

Рис. 8. Сечение фоторождения ($\gamma p \rightarrow J/\psi p$) в зависимости от энергии в системе центра масс двух протонов в сравнении с данными LHCb, ZEUS и H1. Обозначения те же, что на рис. 6.

5. ВЫВОДЫ И ПЕРСПЕКТИВЫ

В настоящей работе представлены предсказания для эксклюзивного рождения векторного мезона J/Ψ на ускорителе БАК и их сравнение с экспериментальными данными коллаборации LHCb. Для сравнения приведены также данные коллабораций H1 и ZEUS с ускорителя HERA. Для описания фотон-протонных сечений использовались простые степенные параметризации, а также более совершенная геометрическая модель. Быстротные распределения, измеренные LHCb, оказались круче наших предсказаний. Более качественного описания можно достигнуть, подбирая степень роста, что, однако, несовместимо с данными HERA.

Настоящие исследования будут продолжены в следующих направлениях:

- 1) включение зависимости от t , чисто экспоненциальной, а также с отклонениями от нее, соответствующими нелинейным траекториям Редже;
- 2) учет зависимости сечений $\sigma_{\gamma p \rightarrow V p}$ от Q^2 , пренебрежимой при обмене фотоном, однако существенной при обмене реджеонами (помероном, оддероном и т. п.);
- 3) изучение неупругих процессов, т.е. таких, в которых рождаются дополнительные частицы за счет излучения глюонов и/или диссоциации протона;
- 4) более детальное изучение поправок, связанных с вероятностью сохранения быстротного зазора.

Благодарности. Л. Енковский благодарит Физический факультет Университета Калабрии и группу Козенцы Национального института ядерной физики, где была выполнена частично эта работа, за гостеприимство и поддержку. Работа поддержана НАН Украины в рамках гранта “Вещество в экстремальных условиях” и программой DOMUS Венгерской Академии наук.

Список литературы

- [1] R. Aaij, C. Abellan Beteta, A. Adametz et al. [LHCb Collaboration], *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, **40**:4 (2013), 045001, 18 pp., arXiv: 1301.7084.
- [2] R. Aaij, B. Adeva, M. Adinolfi et al. [LHCb Collaboration], *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, **41**:5 (2014), 055002, 21 pp., arXiv: 1401.3288.
- [3] A. Schäfer, L. Mankiewicz, O. Nachtmann, *Phys. Lett. B*, **272**:3–4 (1991), 419–424.
- [4] V. P. Gonçalves, M. M. Machado, *Heavy quark production in photon-Pomeron interactions at hadronic colliders*, arXiv: 1112.3500; *Quarkonium+ γ production in coherent hadron-hadron interactions at LHC energies*, arXiv: 1207.5273; *Phys. Rev. C*, **84**:1 (2011), 011902, 4 pp., arXiv: 1106.3036; *Phys. Rev. C*, **80**:5 (2009), 054901, 6 pp., arXiv: 0907.4123; V. P. Gonçalves, W. K. Sauter, *Diffractional vector meson production at large- t in coherent hadronic interactions at CERN LHC*, arXiv: 1004.1952; V. P. Gonçalves, *Probing the Odderon in coherent hadron-hadron interactions at CERN LHC*, arXiv: 1211.1207; M. B. Gay Ducati, M. T. Griep, M. V. T. Machado, *Phys. Rev. D*, **88**:1 (2013), 017504, 5 pp., arXiv: 1305.4611; G. Sampaio dos Santos, M. V. T. Machado, *Light vector meson photoproduction in hadron-hadron and nucleus-nucleus collisions at the energies available at the CERN Large Hadron Collider*, arXiv: 1407.4148.
- [5] V. A. Khoze, A. D. Martin, M. G. Ryskin, *Eur. Phys. J. C*, **24**:3 (2002), 459–468, arXiv: hep-ph/0201301; S. P. Jones, A. D. Martin, M. G. Ryskin, T. Teubner, *Probes of the small x gluon via exclusive J/ψ and Υ production at HERA and the LHC*, arXiv: 1307.7099; *Predictions of exclusive $\psi(2S)$ production at the LHC*, arXiv: 1312.6795.
- [6] A. Bzdak, L. Motyka, L. Szymanowski, J.-R. Cudell, *Phys. Rev. D*, **75**:9 (2007), 094023, 12 pp., arXiv: hep-ph/0702134; L. Motyka, G. Watt, *Phys. Rev. D*, **78**:1 (2008), 014023, 13 pp., arXiv: 0805.2113.

- [7] W. Schäfer, A. Szczurek, *Phys. Rev. D*, **76**:9 (2007), 094014, 13 pp., arXiv:0705.2887; W. Schäfer, G. Slipek, A. Szczurek, *Phys. Lett. B*, **688**:2–3 (2010), 185–191, arXiv:1003.0610.
- [8] G. Baur, K. Hencken, D. Trautmann, S. Sadovsky, Y. Kharlov, *Phys. Rept.*, **364**:5 (2002), 359–450, arXiv:hep-ph/0112211; A. J. Baltz, G. Baur, D. d’Enterria, L. Frankfurt, F. Gelis, V. Guzey, K. Hencken, Yu. Kharlov, M. Klasen, S. R. Klein, V. Nikulin, J. Nystrand, I. A. Pshenichnov, S. Sadovsky, E. Scapparone, J. Seger, M. Strikman, M. Tverskoy, R. Vogt, S. N. White, U. A. Wiedemann, P. Yepes, M. Zhalov, *Phys. Rept.*, **458**:1–3 (2008), 1–171, arXiv:0706.3356.
- [9] S. Fazio, R. Fiore, L. Jenkovszky, A. Salii, *Acta Phys. Polonica B*, **44**:6 (2013), 1333–1353, arXiv:1304.1891.
- [10] S. Fazio, R. Fiore, L. Jenkovszky, A. Salii, *Phys. Rev. D*, **90**:1 (2014), 016007, 15 pp., arXiv:1312.5683.
- [11] A. Donnachie, P. Landshoff, *Phys. Lett. B*, **296**:1–2 (1992), 227–232, arXiv:hep-ph/9209205.
- [12] M. Capua, S. Fazio, R. Fiore, L. Jenkovszky, F. Paccanoni, *Phys. Lett. B*, **645**:2–3 (1997), 161–166, arXiv:hep-ph/0605319.

Поступила в редакцию 20.06.2014