

УДК 535.126

ОБ A -ЗАВИСИМОСТИ В ПРОЦЕССАХ ОБРАЗОВАНИЯ J/ψ -МЕЗОНОВ В ПРОТОН-ЯДЕРНЫХ СОУДАРЕНИЯХ

В.М. ЖАМКОЧЯН

Национальная научная лаборатория им. А.И. Алиханяна, Ереван, Армения

e-mail: vzh@mail.yerphi.am

(Поступила в редакцию 17 декабря 2015 г.)

В модели с промежуточными лидирующими состояниями дано описание экспериментальных данных FNAL E866 по процессам $pA \rightarrow J/\psi X$. Достигнутое согласие с экспериментом является доводом в пользу использованной модели и правомерности ее обобщения на случай ядро-ядерных взаимодействий.

В работе [1] в рамках модели многократного рассеяния [2] был рассмотрен процесс образования $c\bar{c}$ -состояний (чармония) в соударениях двух ядер. Были найдены выражения для инклюзивных спектров $BA \rightarrow J/\psi X$ в области фрагментации налетающего нуклона ядра B и приведены результаты соответствующих расчетов для различных ядер-мишеней A .

Основным доводом в пользу справедливости предсказаний, приведенных в работе [1], было описание в аналогичном подходе [2] экспериментальных данных [3] по процессам $pA \rightarrow J/\psi X$. Необходимо, однако, отметить, что в дальнейшем, после опубликования работ [2], были выполнены существенно более детальные и более точные эксперименты по определению A -зависимости для сечений процессов $pA \rightarrow J/\psi X$ при различных значениях фейнмановской переменной x_F [4]. В связи с этим представляет интерес сравнение результатов расчетов, выполненных в модели [2], с указанными экспериментальными данными FNAL E866 [4]. Это представляется важным как для проверки справедливости и точности модели [2], так и для обоснования предсказаний по процессам $BA \rightarrow J/\psi X$ [1].

Напомним, что модель [2] предполагает пренебрежимо малость $\sigma_{\text{abs}}^{\psi}$ – сечения «поглощения» чармония в ядерной среде, и эффект «подавления» J/ψ объясняется исключительно с помощью корректного учета энергетических потерь адронных состояний до акта образования пары $c\bar{c}$.

С учетом этих предположений выражение для инклюзивного сечения процесса $pA \rightarrow J/\psi X$ будет иметь следующий вид [1]:

$$d\sigma^{pA \rightarrow J/\psi X}(x, E_p) / dx = \sum_{n=1}^A \tilde{N}_n(A, \sigma_{pN}) d\sigma_{(n)}^{p \rightarrow J/\psi}(x, E_p) / dx, \quad (1)$$

$$d\sigma_{(1)}^{p \rightarrow J/\psi}(x, E_p) / dx = d\sigma^{pN \rightarrow J/\psi X}(x, E_p) / dx,$$

$$d\sigma_{(n)}^{p \rightarrow J/\psi}(x, E_p) / dx = (1 / \sigma_{pN})^{n-1} \int d\sigma_{nd}^{pN \rightarrow HX}(x_1) / dx_1 d\sigma_{nd}^{HN \rightarrow HX}(x_2) / dx_2 \dots \dots d\sigma^{HN \rightarrow J/\psi X}(x_n, x_1 \dots x_{n-1} E_p) / dx_n \delta(x - x_1 \dots x_n) dx_1 \dots dx_n, \quad n \geq 2, \quad (2)$$

где

$$\begin{aligned} \tilde{N}_1(A, \sigma) &= 1 / \sigma \int (1 - \exp\{-\sigma T_A(\mathbf{b})\}) d^2b, \\ \tilde{N}_n(A, \sigma) &= \tilde{N}_1(A, \sigma) - \sum_{k=1}^{n-1} N_k(A, \sigma), \quad n \geq 2, \\ N_k(A, \sigma) &= 1 / \sigma k! \int (\sigma T_A(\mathbf{b}))^k \exp\{-\sigma T_A(\mathbf{b})\} d^2b, \\ T_A(\mathbf{b}) &= \int \rho_A(\mathbf{b}, z) dz. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь E_p – энергия налетающего протона, $x = E^{J/\psi} / E_p$, $x_i = E_i' / E_i$ – отношение конечной энергии к начальной для рассматриваемых процессов; $\rho_A(\mathbf{b}, z)$ – одночастичная ядерная плотность ядра-мишени, σ_{pN} – полное сечение недифракционного pN -взаимодействия.

Выражения (1)–(3) предполагают распространение в ядре промежуточной адроподобной системы H , сохраняющей основные свойства начального протона [5], причем акту рождения $c\bar{c}$ -пары может предшествовать произвольное число неупругих соударений H с нуклонами ядра. Предполагается, что акт рождения $c\bar{c}$ -пары происходит локально при взаимодействии морских партонов в одном из актов соударения начального протона или промежуточного состояния H с нуклонами ядра.

При выводе выражения (1) для спектров $p(H)N \rightarrow HX$ использовалась упрощенная запись

$$d\sigma^{p(H)N \rightarrow HX} / dx = d\sigma_{nd}^{p(H)N \rightarrow HX} / dx + \sigma_{pN}^d \delta(x-1), \quad (4)$$

где $d\sigma_{nd}^{p(H)N \rightarrow HX} / dx$ – спектры в недифракционной области, σ_{pN}^d – полное сечение дифракционных процессов. Ввиду приближенной формы (4), расчеты сечений $d\sigma^{pA \rightarrow J/\psi X}(x, E_p) / dx$ по формулам (1)–(3) не могут претендовать на высокую точность при $x \rightarrow 1$.

Необходимо также иметь в виду, что с уменьшением энергии регистрируемого J/ψ -состояния становятся все более существенными поправки, обусловленные вкладом в процесс $pA \rightarrow J/\psi X$ промежуточных мезонных каналов [6]. Отсюда, с учетом результатов работы [6], представленные выражения для сечения данного процесса могут быть точными (в рамках модели [5]) лишь при $x \geq 0.3$.

Как и в работе [1], инклюзивное сечение рождения J/ψ в протон–нуклонных соударениях параметризовалось в виде

$$d\sigma^{p(H)N \rightarrow J/\psi X}(x, \sqrt{s_{pN}}) / dx \sim (1+c) \left[1 - M_\psi / \sqrt{s_{pN}} \right]^n (1-x)^c, \quad (5)$$

где $c = a / (1 + b / \sqrt{s_{pN}})$, M_ψ – масса чармония, s_{pN} – квадрат полной энергии сталкивающейся пары pN в системе ее центра масс. Значения параметров a , b , n взяты из работы [7]. Отметим, что при рассматриваемых начальных энергиях и значениях $x \geq 0.3$ замена $x_F \rightarrow x$ в параметризации вида (5) работы [7] не приводит к существенной ошибке при расчете спектров.

Для сечений $d\sigma^{p(H)N \rightarrow HX} / dx$ использовались те же параметризация и константы, что и в работах [2].

Расчет эффективных нуклонных чисел (3) выполнялся в модели Ферми для одночастичной ядерной плотности (параметры взяты из [8]).

Для сравнения с экспериментальными данными FNAL [4] в работе определялись показатели $\alpha(x)$ в аппроксимации

$$\frac{d\sigma^{pA \rightarrow J/\psi X}(x, \sqrt{s_{pN}}) / dx}{d\sigma^{pN \rightarrow J/\psi X}(x, \sqrt{s_{pN}}) / dx} \approx A^{\alpha(x)} \quad (6)$$

при величинах $\sqrt{s_{pN}}$, соответствующих начальной энергии протонов $E_p = 800$ ГэВ и значениях переменной x в интервале $0.3 \leq x \leq 0.9$ (с учетом отмеченных выше ограничений для представленных выражений). Как и в эксперименте [4], показатели α определялись при вычислении отношений (6) для трех ядер: Ве, Fe и W.

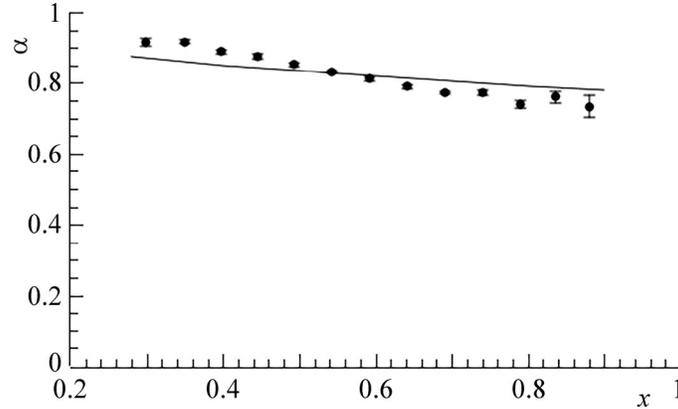


Рис.1. Показатели α в аппроксимации (6), определяющие A -зависимость для процессов $pA \rightarrow J/\psi X$ при энергии налетающих протонов $E_p = 800$ ГэВ в сравнении с экспериментальными данными FNAL E866 [4].

На рис.1 представлена полученная кривая, описывающая зависимость $\alpha(x)$, совместно с экспериментальными данными FNAL E866 [4]. Экспериментальные значения переменной x на рис.1 получены путем пересчета соответствующих значений переменной x_F из работы [4].

Необходимо отметить, что экспериментальные данные E866 [4] отличаются весьма высокой точностью по сравнению с предыдущими данными E772 [3]. Для большинства экспериментальных точек, приведенных на рис.1, относительная ошибка менее 1%.

С другой стороны, отклонение приведенной расчетной кривой от экспериментальных точек [4] на рис.1, в основном, не превышает 5%, что сопоставимо с точностью применяемой модели и глауберовского подхода в целом [9].

Представленное описание данных E866 [4], является существенным доводом в пользу как модели [2] в целом так и правомерности ее обобщения на случай процессов рождения J/ψ в ядро–ядерных соударениях [1].

Отметим, что теоретическое описание результатов E866 в широком диапазоне переменной x выполнено в настоящей работе впервые.

ЛИТЕРАТУРА

1. **В.М. Жамкочян.** Изв. НАН Армении, Физика, **50**, 151 (2015).
2. **В.М. Жамкочян.** Ядерная физика, **55**, 543 (1992); **V.M. Zhamkochyan.** Z. Phys., **C60**, 557 (1993).
3. **D.M. Alde, et al.** Phys. Rev. Lett., **66**, 133 (1991).
4. **M.J. Leitch, et al.** Phys. Rev. Lett., **84**, 3256 (2000).
5. **В.М. Жамкочян.** Ядерная физика, **52**, 1127 (1990); **V.M. Zhamkochyan.** Z. Phys., **C58**, 435 (1993).
6. **Ш.С. Еремян, В.М. Жамкочян.** Ядерная физика, **59**, 1097 (1996).
7. **V. Abramov, et al.** FERMILAB–PUB–91–062–E (1991).
8. **P.V. Murthy, et al.** Nucl. Phys. B, **92**, 269 (1975).
9. **R.J. Glauber.** High Energy Physics and Nuclear Structure. New York, Plenum Press, 1970.

ON THE A -DEPENDENCE OF J/ψ -MESONS PRODUCTION IN PROTON–NUCLEUS COLLISIONS

V.M. ZHAMKOCHYAN

In the model with intermediate leading states the description is given of the FNAL E866 experimental data on $pA \rightarrow J/\psi X$ processes. The achieved agreement with experimental results is an argument in favour of the used model and of the validity of its generalization for the case of nucleus–nucleus interactions.