

УДК 535.126

## УЧЕТ ПОТЕРЬ ЭНЕРГИИ ЖЕСТКИХ ГЛЮОНОВ В ПРОЦЕССАХ РОЖДЕНИЯ $J/\psi$ -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 31 октября 2016 г.)

Рассмотрены процессы рождения  $c\bar{c}$ -состояний в протон–ядерных соударениях. Предложена модель, учитывающая потери энергии жестких глюонов при неупругом взаимодействии адронных состояний с нуклонами ядра. Результаты выполненных расчетов по  $A$ -зависимости инклюзивных спектров процессов  $pA \rightarrow J/\psi X$  представлены совместно с экспериментальными данными FNAL E866.

Корректное теоретическое исследование процессов адророждения  $c\bar{c}$ -состояний на ядрах на протяжении многих лет остается одной из важных задач физики высоких энергий.

В работах [1,2] была предложена модель, позволившая в свое время описать большую совокупность экспериментальных данных [3–6] по инклюзивным спектрам рождения  $J/\psi$ -мезонов в адрон–ядерных соударениях. В недавней работе [7] в аналогичной модели было дано описание последних, более точных данных FNAL E866 [8] по  $A$ -зависимости в процессах  $pA \rightarrow J/\psi X$  при различных значениях фейнмановской переменной  $x_F$ .

Рассмотрим процесс рождения  $J/\psi$ -мезона при столкновении протона высокой энергии с ядром  $A$ . С учетом предположений, представленных в работах [1], акту рождения  $c\bar{c}$ -пары на одном из нуклонов ядра в области фрагментации налетающего протона может предшествовать произвольное число неупругих взаимодействий с нуклонами промежуточной адроноподобной системы  $H$ , сохраняющей основные свойства налетающего протона [9]. Сечения поглощения и неупругого рассеяния  $c\bar{c}$ -пары в ядре предполагаются пренебрежимо малыми.

Не выходя за рамки общей картины [1], примем в данной работе, что доминирующим механизмом в процессе рождения  $J/\psi$  в протон–нуклонном соударении является слияние двух глюонов [10]. В этом предположении перед актом

рождения  $pN \rightarrow J/\psi X$  в кинематической области  $x_F \gtrsim 0.3$ , рассмотренной в работе [7], в составе протона  $p$  должен присутствовать жесткий глюон  $g_h$ , на который приходится существенная доля импульса всего состояния.

Образующийся в результате флуктуации глюон  $g_h$  будет существовать в течение некоторого промежутка времени  $t_r$  (с учетом лоренц-фактора). При этом общая картина процесса рождения  $J/\psi$  на ядре существенно зависит от величины  $l_r$  – продольного расстояния, соответствующего времени  $t_r$ .

Если выполняется условие  $l_r < d$ , где  $d$  – характерное межнуклонное расстояние в ядре, то для рождения  $J/\psi$  необходимо, чтобы флуктуация с образованием глюона  $g_h$  имела место в межнуклонном пространстве непосредственно перед соударением, приводящим к образованию чармония. В используемом подходе это эквивалентно тому, что механизм образования  $J/\psi$  локализован в точке с координатами нуклона, на котором происходит процесс  $HN \rightarrow J/\psi X$ . Отсюда следует, что в этом случае общая картина процесса  $pA \rightarrow J/\psi X$  будет соответствовать предположениям модели [1], и сечения  $d\sigma^{pA \rightarrow J/\psi X}(x, E_p)/dx$  могут быть описаны с помощью выражений (1)–(3) работы [7], учитывающих энергетические потери для всего налетающего адронного состояния вплоть до акта образования  $J/\psi$ . Здесь и ниже  $x = E'/E$  – отношение конечной энергии к начальной для всех рассматриваемых процессов.

Иная картина будет характерна для процесса  $pA \rightarrow J/\psi X$  при больших временах  $t_r$ , когда продольные расстояния  $l_r$  значительно превышают размеры ядер. В этом случае ввиду лоренц-фактора существенно замедлен процесс релаксации адронного состояния после образования глюона  $g_h$ , т. е. замедлен процесс обмена импульсами между партонами налетающего адрона. Следствием такого замедления при неупругом взаимодействии с нуклонами ядра могут быть также разные (в течение времени порядка  $t_r$ ) относительные потери энергии для глюона  $g_h$  и остальных компонент состояния  $H$ .

При выполнении условия  $l_r \gg D$ , где  $D$  – диаметр ядра-мишени, время существования флуктуации с жестким глюоном  $t_r$  будет много больше времени пролета системы через ядро. То есть, если произошел акт рождения  $J/\psi$  на одном из нуклонов ядра, с подавляющей долей вероятности флуктуация с образованием жесткого глюона должна была иметь место до соударения с ядром. Таким образом, в ядре до акта образования  $J/\psi$  будет, в основном, распространяться адронная система, уже включающая глюон  $g_h$ .

Для данной задачи важным является то предположение, что при неупругих взаимодействиях налетающей адронной системы  $H$  с нуклонами энергия глюона  $g_h$  в составе  $H$  не остается неизменной, а может убывать с некоторой средней сохраняемой долей энергии.

Рассмотрим сечение процесса рождения  $J/\psi$ -мезона на нуклоне. Для соударения налетающего протона с одиночным нуклоном его можно записать в

виде  $d\sigma^{pN \rightarrow J/\psi X}(x, E_p)/dx$ , где  $E_p$  – энергия налетающего протона,  $x = E^{J/\psi}/E_p$  – доля энергии протона, уносимая чармонием.

При взаимодействии адронной системы  $H$  с нуклоном ядра в случае малых времен существования флуктуации  $t_r$  сечение будет иметь вид

$$d\sigma^{HN \rightarrow J/\psi X}(x, x'E_p)/dx, \quad x = E^{J/\psi}/x'E_p,$$

где  $x'$  – сохранившаяся доля энергии системы  $H$  после предшествовавших неупругих соударений  $H$  с нуклонами ядра и  $x$  – доля энергии системы  $H$ , уносимая  $J/\psi$ .

В случае больших времен  $t_r$  при  $l_r \gg D$  необходим в отдельности учет возможных потерь энергии жесткого глюона  $g_h$  при неупругих взаимодействиях системы  $H$  с нуклонами.

Пусть  $x'$  – сохранившаяся доля энергии глюона  $g_h$  после неупругих соударений  $H$  с нуклонами. Поскольку в акте рождения  $J/\psi$  на нуклоне ядра непосредственно участвует (из налетающего адрона) лишь глюон  $g_h$ , уменьшение соответствующей ему величины  $x'$  эквивалентно для процесса рождения  $HN \rightarrow J/\psi X$  аналогичному уменьшению величины  $x'$  для всего состояния  $H$ . Отсюда сечение процесса рождения  $J/\psi$  на нуклоне будет в этом случае таким же, как и для налетающего протона с энергией, равной  $x'E_p$ , где переменная  $x'$  определяет сохранившуюся долю энергии глюона  $g_h$ .

С учетом изложенного, выражение для инклюзивного сечения процесса  $pA \rightarrow J/\psi X$  примет в случае  $l_r \gg D$  следующий вид:

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

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

$$d\sigma_{(n)}^{p \rightarrow J/\psi}(x, E_p)/dx = \int P_{n-1}(x') d\sigma^{HN \rightarrow J/\psi X}(x_n, x'E_p)/dx_n \delta(x - x'x_n) dx' dx_n, \quad n \geq 2, \quad (2)$$

где

$$P_n(x') = (1/\sigma_{pN})^{n-1} \int d\sigma^{pN \rightarrow HX}(x_1)/dx_1 d\sigma^{HN \rightarrow HX}(x_2)/dx_2 \dots \times d\sigma^{HN \rightarrow HX}(x_k)/dx_k \delta(x' - x_1 \dots x_k) dx_1 \dots dx_k, \quad (3)$$

$$\tilde{N}_1(A, \sigma) = (1/\sigma) \int (1 - \exp\{-\sigma T_A(\mathbf{b})\}) d^2b,$$

$$\tilde{N}_n(A, \sigma) = \tilde{N}_1(A, \sigma) - \sum_{k=1}^{n-1} N_k(A, \sigma), \quad n \geq 2, \quad (4)$$

$$N_k(A, \sigma) = 1/(\sigma k!) \int (\sigma T_A(\mathbf{b}))^k \exp\{-\sigma T_A(\mathbf{b})\} d^2b, \quad k \geq 1,$$

$$T_A(\mathbf{b}) = \int \rho_A(\mathbf{b}, z) dz.$$

Здесь  $\rho_A(\mathbf{b}, z)$  – одночастичная ядерная плотность ядра-мишени и  $\sigma_{\text{in}}^{pN}$  – полное сечение неупругого  $pN$ -взаимодействия.

В выражении (3) в дифференциальных сечениях  $d\sigma^{p(H)N \rightarrow HX}(x_i)/dx_i$  переменные  $x_i$  фиксируют сохранившуюся долю энергии жесткого глюона  $g_h$ , который в конечном элементарном процессе  $HN \rightarrow J/\psi X$  участвует в образовании  $J/\psi$ . Сама величина  $P_k(x')$  в (3) представляет собой вероятность для глюона  $g_h$  сохранить долю энергии  $x'$  от своей начальной энергии после  $k$  столкновений адронной системы  $H$  в ядре.

В проведенных расчетах для сечений  $d\sigma^{p(H)N \rightarrow J/\psi X}(x, \sqrt{s_{pN}})/dx$  использовалась та же параметризация [11], что и в работе [7], где  $s_{pN} \approx 2m_p E_p$  – квадрат полной энергии сталкивающейся пары  $pN$  в системе ее центра масс. Дифференциальные сечения  $d\sigma^{p(H)N \rightarrow HX}(x_i)/dx_i$  нормировались на полное неупругое сечение  $\sigma_{\text{in}}^{pN}$  с использованием степенной параметризации

$$d\sigma^{p(H)N \rightarrow HX}(x_i)/dx_i = (v+1)x_i^v \sigma_{\text{in}}^{pN}. \quad (5)$$

Показатель степени  $v$  в (5) фиксировался формулой  $v = (2k_g^{el} - 1)/(1 - k_g^{el})$  с заданием средней сохраняющейся доли энергии жесткого глюона  $k_g^{el}$  в неупругих процессах  $p(H)N \rightarrow HX$ .

Эффективные нуклонные числа (4) вычислялись в модели Ферми для одночастичной ядерной плотности с параметрами из работы [12]).

Как и в работе [7], определялись показатели  $\alpha(x)$  в аппроксимации

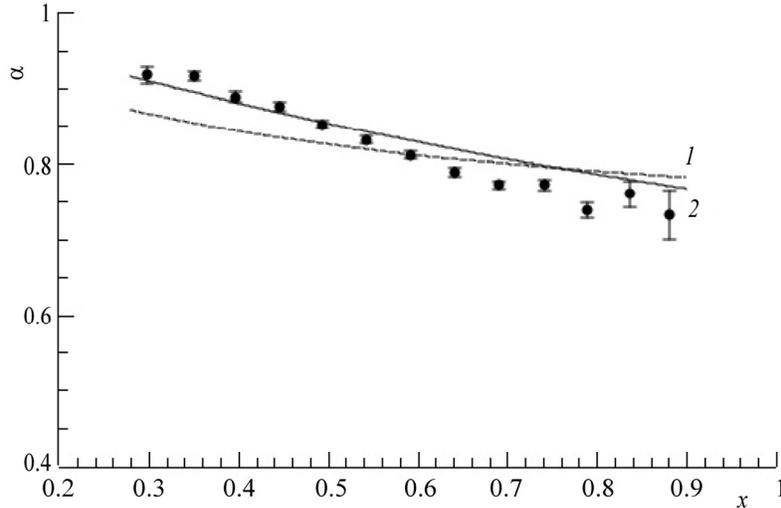


Рис.1. Показатели  $\alpha$  в аппроксимации (6), определяющие  $A$ -зависимость для процессов  $pA \rightarrow J/\psi X$  при энергии налетающих протонов  $E_p = 800$  ГэВ в сравнении с экспериментальными данными FNAL E866 [8].

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

при величинах  $\sqrt{s_{pN}}$ , соответствующих начальной энергии протонов  $E_p = 800$  ГэВ и значениях переменной  $x$  в интервале  $0.3 \leq x \leq 0.9$ . Показатели  $\alpha$  определялись при вычислении отношений (6) для трех ядер Be, Fe и W.

На рис.1 представлены результаты расчетов для зависимости  $\alpha(x)$  совместно с экспериментальными данными FNAL E866 [8]. Кривая 1 представляет результаты работы [7], соответствующие малым продольным расстояниям  $l_r < d$ . Кривая 2 соответствует рассмотренной выше картине с большими продольными расстояниями  $l_r \gg D$  при величине  $k_g^{el} = 0.84$ . Экспериментальные значения переменной  $x$  на рис.1 получены путем пересчета соответствующих значений переменной  $x_F$  из работы [8].

Как следует из рис.1, согласие с данными [8] в представленной картине с большими временами релаксации  $t_r$ , в целом, оказывается лучшим, чем в модели [1,7] с локализованным механизмом образования  $J/\psi$ .

Следует, однако, отметить, что  $A$ -зависимость сечений процессов  $pA \rightarrow J/\psi X$  весьма чувствительна к форме спектра  $d\sigma^{pN \rightarrow J/\psi X}(x, \sqrt{s_{pN}})/dx$ . С учетом экспериментальных ошибок в использованной параметризации [11], для корректного вывода о преимуществе какой-либо из двух моделей необходимы более точные данные о зависимости указанного спектра от переменных  $x$  и  $\sqrt{s_{pN}}$ , которые могут быть получены в будущих экспериментах.

Автор благодарен Г.Р. Гулканяну за обсуждения и полезные замечания.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В.М. Жамкочян. Ядерная физика, **55**, 543 (1992); V.M. Zhamkochyan. Z. Phys., **C60**, 557 (1993).
2. Ш.С. Еремян, В.М. Жамкочян. Ядерная физика, **59**, 1097 (1996).
3. S. Kartik et al. Phys. Rev., **D41**, 1 (1990).
4. D.M. Alde et al. Phys. Rev. Lett., **66**, 133 (1991).
5. J. Badier et al. (NA3 Collab.). Z. Phys., **C20**, 101 (1983).
6. S. Katsanevas et al. Phys. Rev. Lett., **60**, 2121 (1988).
7. В.М. Жамкочян. Изв. НАН Армении, Физика, **51**, 135 (2016).
8. M.J. Leitch et al. Phys. Rev. Lett., **84**, 3256 (2000).
9. В.М. Жамкочян. Ядерная физика, **52**, 1127 (1990); V.M. Zhamkochyan. Z. Phys., **C58**, 435 (1993).
10. B.L. Combridge. Nucl. Phys., **B151**, 4299 (1979); J.C. Collins, D.E. Soper, G. Sterman. Nucl. Phys., **B263**, 37 (1986).
11. V. Abramov et al. FERMILAB-PUB-91-062-E (1991).
12. P.V. Murthy et al. Nucl. Phys. B, **92**, 269 (1975).

ԿՈՇՏ ԳԼՅՈՒՈՆՆԵՐԻ ԷՆԵՐԳԻԱՆԵՐԻ ԿՈՐՈՒՍՏԻ ՀԱՇՎԱՌՈՒՄԸ՝  
ՊՐՈՏՈՆ–ՄԻՋՈՒԿԱՅԻՆ ԲԱՌՈՒՄՆԵՐՈՒՄ ԱՌԱՋԱՑԱԾ  
 $J/\psi$ -ՄԵՋՈՆՆԵՐԻ ԾՆՄԱՆ ՊՐՈՑԵՍՆԵՐՈՒՄ

Վ.Մ. ԺԱՄԿՈՉՅԱՆ

Դիտարկված են  $c\bar{c}$ -վիճակների ծնման պրոցեսները պրոտոն–միջուկային բախումներում: Առաջարկված է հաղորնային վիճակների միջուկի հետ ոչ առաձգական փոխազդեցության դեպքում կոշտ գլյուոնների էներգիաների կորուստները հաշվառող մոդել:  $pA \rightarrow J/\psi X$  պրոցեսների ինկլյուզիվ սպեկտրների  $A$ -կախվածության հաշվարկների արդյունքները ներկայացված են FNAL E866 փորձարարական տվյալների հետ միասին:

ACCOUNT OF ENERGY LOSSES OF HARD GLUONS IN PROCESSES  
OF  $J/\psi$ -MESON PRODUCTION IN PROTON–NUCLEUS COLLISIONS

V.M. ZHAMKOCHYAN

Processes of production of  $c\bar{c}$ -states in proton–nucleus collisions are considered. The model is proposed taking into account energy losses of hard gluons in inelastic interactions of hadron states with nucleus nucleons. Results of performed calculations on the  $A$ -dependence of inclusive spectra of  $pA \rightarrow J/\psi X$  processes are presented together with FNAL E866 experimental data.