

СПИНОВЫЕ ЭФФЕКТЫ В ПРОЦЕССАХ ФРАГМЕНТАЦИИ ГЛЮОНОВ И С-КВАРКОВ В J/ψ -МЕЗОНЫ

© 2004 В.Ю. Дьяков, В.А. Салеев¹

Рассматривается прямое рождение J/ψ -мезонов в процессах фрагментации глюонной и с-кварковой струй. Предложена модель для описания эффектов КХД-эволюции во время фрагментации с-кварков и глюонов в конечный чармоний. Найдены эффективные функции фрагментации, описывающие рождение поперечно- и продольно-поляризованных J/ψ -мезонов в глюонной и с-кварковой струях.

Введение

Фрагментационный механизм рождения частиц при высоких энергиях является доминирующим источником J/ψ -мезонов в области больших поперечных импульсов [1, 2]. С точки зрения фрагментационной модели поляризация конечного чармония описывается соответствующей поляризационной функцией фрагментации, которая вносит вклад в сечение рождения чармония. Функции фрагментации с-кварков и глюонов в S -, P - и D -волновые состояния чармония при стартовом значении параметра КХД-эволюции μ_0 были рассчитаны в рамках нерелятивистской КХД (НРКХД) [3] в работах [4–9]. Обычно предполагается, что в эволюционных уравнениях, описывающих процессы фрагментации партонов в J/ψ -мезон, доминирует вклад, связанный с испусканием глюонов начальным партоном, и тем самым поляризационные эффекты слабо зависят от изменения КХД масштаба μ^2 [10, 11].

Более точный подход в описании КХД-эволюции функций фрагментации с-кварков и глюонов в J/ψ -мезоны, учитывающий вклад недиагональных переходов $c \leftrightarrow g$ в процессе КХД-эволюции, был предложен в работах [12, 13]. Влияние эффектов, связанных с учетом массы с-кварков в эволюционных уравнениях, исследовалось в работе [14], где было показано, что учет массы с-кварков значительно изменяет функции фрагментации

¹Дьяков Василий Юрьевич (dyakov@ssu.samara.ru), Салеев Владимир Анатольевич (saleev@ssu.samara.ru), кафедра общей и теоретической физики Самарского государственного университета, 443011, г. Самара, ул. Акад. Павлова, 1.

c -кварков и глюонов в J/ψ -мезон только в области малых значений z , которая не оказывает влияния на наблюдаемые p_T -спектры J/ψ -мезонов.

В данной работе предложена модель, которая позволяет учесть влияние недиагональных переходов $c \leftrightarrow g$ в процессах фрагментации c -кварков и глюонов в поляризованные J/ψ -мезоны. Необходимость такого исследования связана с наблюдаемым несогласием между экспериментальными данными коллаборации CDF [15] для параметра спиновой асимметрии $\alpha(p_T)$ в рождении прямых J/ψ - и ψ' -мезонов и теоретическими предсказаниями, основанными на НРКХД и фрагментационной модели [16, 17].

Представляется очевидным, что учет недиагональных переходов $c \leftrightarrow g$ в эволюционных уравнениях может изменить степень поляризации конечных J/ψ -мезонов, так как в процессах фрагментации c -кварков и глюонов рождаются J/ψ -мезоны с различной поляризацией. Таким образом, параметр спиновой асимметрии $\alpha(z, \mu^2)$ будет меняться с ростом μ^2 .

Вышеупомянутые параметры $\alpha(p_T)$ и $\alpha(z, \mu^2)$ определяются следующим образом:

$$\alpha(p_T) = \frac{\frac{d\sigma(\psi_T)}{dp_T} - 2\frac{d\sigma(\psi_L)}{dp_T}}{\frac{d\sigma(\psi_T)}{dp_T} + 2\frac{d\sigma(\psi_L)}{dp_T}}$$

и

$$\alpha(z, \mu^2) = \frac{D^{\psi_T}(z, \mu^2) - 2D^{\psi_L}(z, \mu^2)}{D^{\psi_T}(z, \mu^2) + 2D^{\psi_L}(z, \mu^2)},$$

где ψ_T — поперечно-поляризованные J/ψ -мезоны, ψ_L — продольно-поляризованные J/ψ -мезоны, $D^{\psi_T(\psi_L)}(z, \mu^2)$ — функция фрагментации в поперечно- или продольно-поляризованные J/ψ -мезоны.

1. Модель

Очевидно, что основными источниками J/ψ -мезонов в области больших поперечных импульсов являются процессы фрагментации глюонов и c -кварков. Вероятность фрагментации легких кварков в J/ψ -мезоны ничтожно мала. В первом приближении КХД-эволюция функций фрагментации глюона или c -кварка описывается независимыми уравнениями ДГЛАП [18], которые учитывают только процессы испускания глюонов:

$$\mu^2 \frac{\partial D_c(z, \mu^2)}{\partial \mu^2} = \frac{\alpha_s(\mu^2)}{2\pi} \int_z^1 \frac{dx}{x} P_{c \rightarrow c}\left(\frac{z}{x}\right) D_c(x, \mu^2), \quad (1)$$

$$\mu^2 \frac{\partial D_g(z, \mu^2)}{\partial \mu^2} = \frac{\alpha_s(\mu^2)}{2\pi} \int_z^1 \frac{dx}{x} P_{g \rightarrow g}\left(\frac{z}{x}\right) D_g(x, \mu^2). \quad (2)$$

Однако при больших $\mu^2 \gg \mu_0^2$ в эволюционных уравнениях необходимо учитывать недиагональные переходы $c \leftrightarrow g$, обусловленные партонными процессами $c(\bar{c}) \rightarrow c(\bar{c}) + g$ и $g \rightarrow c + \bar{c}$. Таким образом, правильно будет говорить не о фрагментации глюона или c -кварка в J/ψ -мезон, а о рождении J/ψ -мезона в c -кварковой или глюонной струях, где учитывается одновременно и фрагментация c -кварков, и фрагментация глюонов в J/ψ -мезон.

Для описания обсуждаемого эффекта введем глюонную $g(z, \mu^2)$ и c -кварковую $c(z, \mu^2)$ функции распределения в партонной струе, которые эволюционируют согласно уравнениям ДГЛАП [18]:

$$\begin{aligned} \mu^2 \frac{\partial c(z, \mu^2)}{\partial \mu^2} &= \frac{\alpha_s(\mu^2)}{2\pi} \int_z^1 \frac{dx}{x} P_{c \rightarrow c} \left(\frac{z}{x} \right) c(x, \mu^2) + \\ &+ 2n_f \frac{\alpha_s(\mu^2)}{2\pi} \int_z^1 \frac{dx}{x} P_{g \rightarrow c} \left(\frac{z}{x} \right) g(x, \mu^2), \\ \mu^2 \frac{\partial g(z, \mu^2)}{\partial \mu^2} &= \frac{1}{2n_f} \frac{\alpha_s(\mu^2)}{2\pi} \int_z^1 \frac{dx}{x} P_{c \rightarrow g} \left(\frac{z}{x} \right) c(x, \mu^2) + \\ &+ \frac{\alpha_s(\mu^2)}{2\pi} \int_z^1 \frac{dx}{x} P_{g \rightarrow g} \left(\frac{z}{x} \right) g(x, \mu^2), \end{aligned} \quad (3)$$

где $n_f = 1$ — число активных кварковых ароматов в струе, $P_{c \rightarrow c}(y)$, $P_{g \rightarrow g}(y)$, $P_{c \rightarrow g}(y)$ и $P_{g \rightarrow c}(y)$ — хорошо известные безмассовые функции расщепления:

$$\begin{aligned} P_{c \rightarrow c}(z) &= C_F \left[\frac{3}{2} \delta(1-z) + 2 \left(\frac{1}{1-z} \right)_+ - 1 - z \right], \\ P_{c \rightarrow g}(z) &= C_F \frac{1 + (1-z)^2}{z}, \quad P_{g \rightarrow c}(z) = 2Tn_f(z^2 + (1-z)^2), \\ P_{g \rightarrow g}(z) &= \left(\frac{11}{6} C_A - \frac{2}{3} Tn_f \right) \delta(1-z) + 2C_A \left[\left(\frac{1}{1-z} \right)_+ + \frac{1}{z} - 2 + z - z^2 \right], \\ \alpha_s(\mu^2) &= \frac{12\pi}{(33 - 2N_f) \ln(\frac{\mu^2}{\Lambda^2})}, \\ C_F &= \frac{4}{3}, \quad T = \frac{1}{2}, \quad C_A = 3, \quad N_f = 4, \quad \Lambda = 0.1 \text{ ГэВ}. \end{aligned}$$

Если струя была порождена c -кварком, то начальные условия для системы уравнений (3) записываются следующим образом:

$$\begin{aligned} c(z, \mu_0^2) &= \delta(1-z), \\ g(z, \mu_0^2) &= 0. \end{aligned}$$

В случае глюонной струи имеем:

$$\begin{aligned} c(z, \mu_0^2) &= 0, \\ g(z, \mu_0^2) &= \delta(1 - z). \end{aligned}$$

Определим эффективную функцию фрагментации партона $a(a = g, c, \bar{c})$ в струе в конечный мезон $H(H = J/\psi, \psi', \dots)$ на масштабе КХД-эволюции μ^2 как свертку функции распределения партонов типа a в струе на масштабе μ^2 и функции расщепления партона a в мезон H , т.е. $F_{a \rightarrow H}(x)$:

$$D_{a \rightarrow H}(z, \mu^2) = \int_z^1 \frac{dx}{x} a\left(\frac{z}{x}, \mu^2\right) F_{a \rightarrow H}(x). \quad (4)$$

В качестве функции расщепления $F_{a \rightarrow H}(x)$ будем использовать стандартную функцию фрагментации $D_{a \rightarrow H}(x, \mu_0^2)$ при стартовом значении параметра КХД-эволюции $\mu^2 = \mu_0^2$

$$F_{a \rightarrow H}(x) = D_{a \rightarrow H}(x, \mu_0^2).$$

Такой выбор не противоречит (4) и приводит, в случае пренебрежения недиагональными переходами, систему уравнений (3) к стандартным уравнениям (1) и (2).

На этапе численных расчетов мы использовали следующие выражения для функций фрагментации c -кварков и глюонов в J/ψ -мезоны при $\mu^2 = \mu_0^2$ [4, 5, 6]:

$$\begin{aligned} D_c^{J/\psi}(z, \mu_0^2) &= \frac{\alpha_s^2(\mu_0^2)}{m_c^3} \langle O_1^{J/\psi}[^3S_1] \rangle > \frac{16z(1-z)^2}{243(2-z)^6} \times \\ &\times (16 - 32z + 72z^2 - 32z^3 + 5z^4), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} D_c^{J/\psi(T)}(z, \mu_0^2) &= \frac{\alpha_s^2(\mu_0^2)}{m_c^3} \langle O_1^{J/\psi}[^3S_1] \rangle > \frac{16z(1-z)^2}{243(2-z)^6} \times \\ &\times \frac{2}{3} (16 - 32z + 76z^2 - 36z^3 + 6z^4), \end{aligned}$$

$$D_g^{J/\psi}(z, \mu_0^2) = D_g^{J/\psi(T)}(z, \mu_0^2) = \frac{\alpha_s(\mu_0^2)}{m_c^3} \langle O_8^{J/\psi}(^3S_1) \rangle > \frac{\pi}{24} \delta(1 - z),$$

где синглетные и октетные по цвету матричные элементы, описывающие непертурбативный переход $(c\bar{c})$ -пары в конечный чармоний (J/ψ или ψ'), имеют следующие значения, полученные из фита экспериментальных данных в $p\bar{p}$ -взаимодействиях [2]:

$$\begin{aligned} \langle O_1^{J/\psi}[^3S_1] \rangle &= 1.13 \text{ GeV}^3, \quad \langle O_1^{\psi'}[^3S_1] \rangle = 0.67 \text{ GeV}^3, \\ \langle O_8^{J/\psi}[^3S_1] \rangle &= 0.0044 \text{ GeV}^3, \quad \langle O_8^{\psi'}[^3S_1] \rangle = 0.0042 \text{ GeV}^3. \end{aligned}$$

Заметим также, что $\mu_0 = 3m_c$ для функции фрагментации c -кварка и $\mu_0 = 2m_c$ для функции фрагментации глюона.

2. Результаты

Для того чтобы показать влияние эволюционных эффектов КХД в процессах фрагментации c -кварков и глюонов в J/ψ -мезоны, мы рассчитали функции фрагментации, используя различные приближения. На рис. 1 функция фрагментации c -кварка в мезон J/ψ показана как функция от z при $\mu^2 = 30 \text{ ГэВ}^2$ и $\mu^2 = 300 \text{ ГэВ}^2$. Функция фрагментации $D_{c \rightarrow J/\psi}(z, \mu^2)$, полученная в нашей модели (кривая 3), при $z < 0.5$ выше функции фрагментации, полученной обычным путем с использованием уравнения (1). Мы не принимаем во внимание массу c -кварка и поэтому $D_{c \rightarrow J/\psi}(z, \mu^2)$ быстро растет при $z \rightarrow 0$, тем не менее средняя величина $z < z > = \int_{z_{\min}}^1 z D(z) dz$ является конечной [14]. В таблице показаны полные вероятности фрагментации и средние значения $< z >$ для J/ψ -мезонов в c -кварковой и глюонной струях. В случае глюонной струи влияние фрагментации испущенного c -кварка мало, как это видно на рис. 2.

Наши прогнозы для параметра спиновой асимметрии $\alpha(z, \mu^2)$ показаны на рис. 3 и рис. 4. В отличие от наивной оценки (кривая 2), основанной на уравнениях (1) и (2), мы получили, что в прямой глюонной фрагментации в J/ψ или ψ' -мезоны $\alpha(z) \approx 0.8$ при $z = 0.6$ и $\mu^2 = 300 \text{ ГэВ}^2$.

Как было показано в [1, 2], фрагментация глюонов — это доминирующий механизм прямого рождения J/ψ -мезонов при больших поперечных импульсах. Дифференциальное сечение рождения J/ψ -мезонов в $p\bar{p}$ -взаимодействиях может быть получено сверткой функций фрагментации с инклюзивным сечением рождения глюонов

$$\frac{d\sigma}{dp_T}(pp \rightarrow \psi X) = \int \frac{dz}{z} D_{g \rightarrow \psi}(z, \mu^2) \frac{d\sigma}{dp'_T}(p'_T = \frac{p_T}{z}, pp \rightarrow gX).$$

Спиновый параметр асимметрии был измерен недавно на тэватроне для случая рождения J/ψ - и ψ' -мезонов [15]. Так как масса ψ' -мезона больше масс χ_{cJ} -частиц — P -волновых состояний чармония, то распады χ_{cJ} -мезонов не дают вклада в сечение рождения ψ' -мезонов. Мы можем сравнить наши прогнозы с данными CDF для ψ' мезонов непосредственно. В сечении рождения J/ψ -мезонов вклад каскадных процессов $g \rightarrow \chi_{cJ} \rightarrow J/\psi \gamma$ велик. Поэтому результаты наших расчетов нельзя сравнить с данными CDF [15] для J/ψ -мезонов напрямую. Вычисления спектров и параметров $\alpha(p_T)$ были проведены в коллинеарной партонной модели с GRV параметризацией [19] для функции распределения глюонов в протоне, а также в подходе k_T -факторизации [20]. Мы получили, что $\alpha(p_T) \approx 0.98$ при $p_T \geq 10 \text{ ГэВ}$ для прямого рождения J/ψ и ψ' мезонов, так как значения z , определяющие величину и наклон спектра по p_T , лежат около 0.9 и, согласно нашим результатам, представленным на рис. 4, параметр $\alpha(0.9) \approx 1$.

Учет вклада распадов χ_{cJ} -мезонов на поляризацию конечных J/ψ -мезонов требует знания функций фрагментации глюонов и c -кварков в поляризованные χ_{cJ} -мезоны. В случае глюонной фрагментации такие

поляризованные функции были получены в [11], функции фрагментации c -кварка в поляризованные χ_{c1} - или χ_{c2} -мезоны в настоящее время не известны.

В заключение авторы выражают благодарность Д.В. Васину за помощь на стадии численных расчетов спектров J/ψ -мезонов в pp -взаимодействиях. Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ.

Таблица

Полные вероятности рождения и средние значения z рождаемых J/ψ -мезонов для фрагментации c -кварковой и глюонной струй

значение μ^2	с-кварковая струя		глюонная струя	
	$P_{c \rightarrow J/\psi}$	$\langle z \rangle_{c \rightarrow J/\psi}$	$P_{g \rightarrow J/\psi}$	$\langle z \rangle_{g \rightarrow J/\psi}$
μ_0^2	$0.96 \cdot 10^{-4}$	0.62	$0.17 \cdot 10^{-4}$	1.0
300 ГэВ ²	$1.03 \cdot 10^{-4}$	0.53	$0.76 \cdot 10^{-4}$	0.45

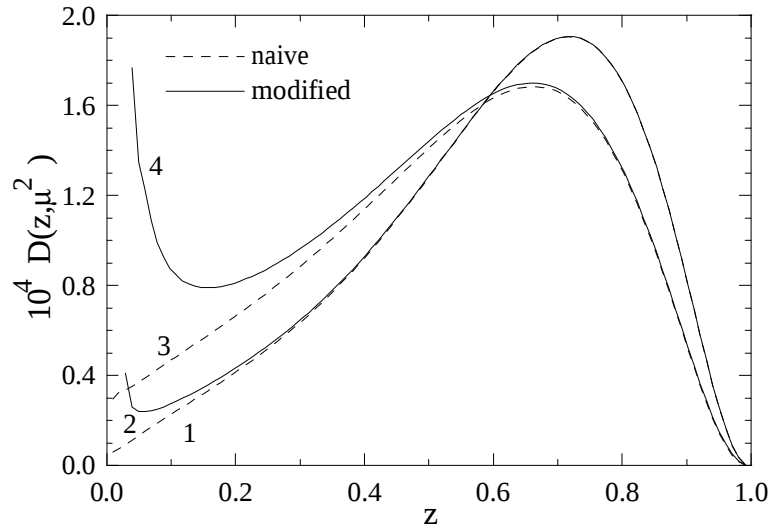


Рис. 1. Функции фрагментации c -кварка при $\mu^2 = 30$ ГэВ² (кривые 1 и 2 и 300 ГэВ² (кривые 3 и 4). Кривые 1 и 3 получены с использованием уравнения (1), кривые 2 и 4 получены с использованием системы уравнений (3)

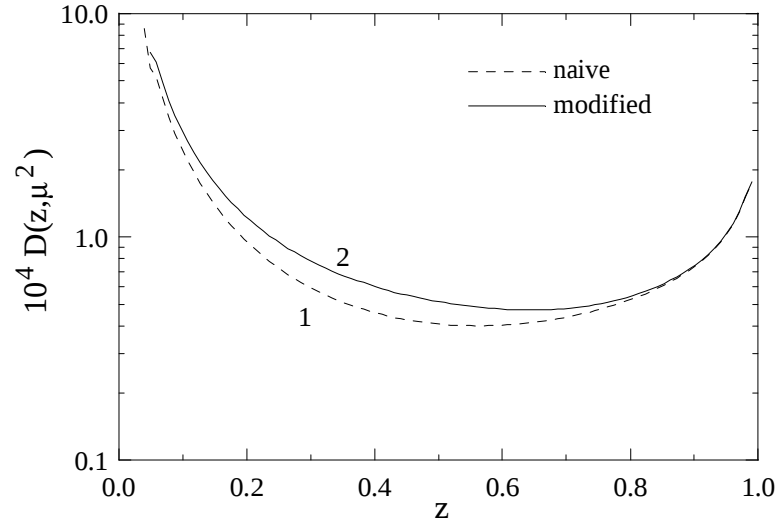


Рис. 2. Функции фрагментации глюона при $\mu^2 = 300 \text{ ГэВ}^2$. Кривая 1 получена с использованием уравнения (2), кривая 2 получена с использованием системы уравнений (3)

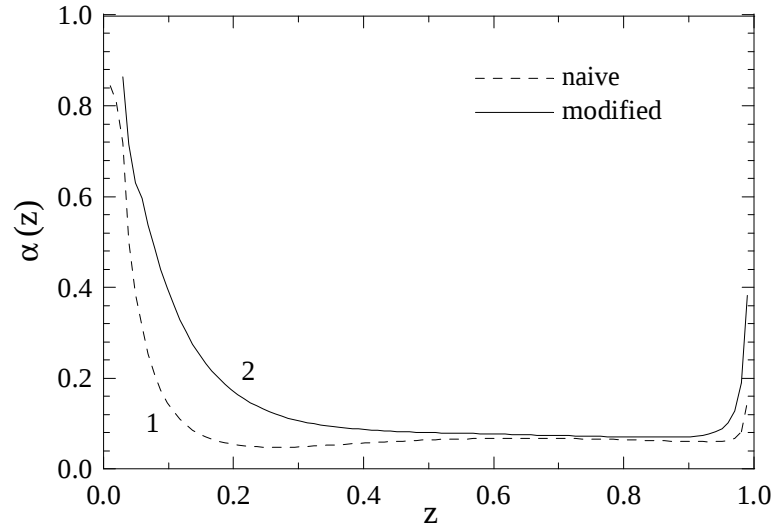


Рис. 3. Параметр спиновой асимметрии $\alpha(z)$ для фрагментации c -кварковой струи. Кривая 1 получена с использованием уравнения (1), кривая 2 получена с использованием системы уравнений (3)

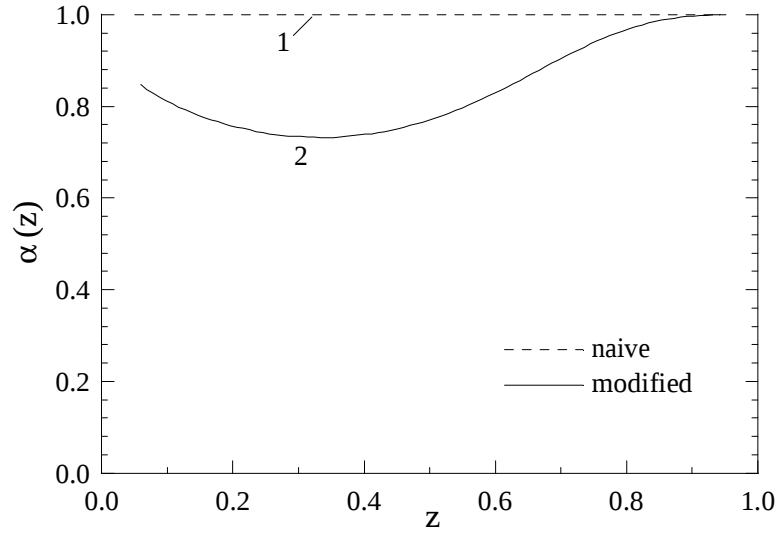


Рис. 4. Параметр спиновой асимметрии $\alpha(z)$ для фрагментации глюонной струи. Кривая 1 получена с использованием уравнения (2), кривая 2 получена с использованием системы уравнений (3)

Литература

- [1] Braaten E., Fleming S. Color octet fragmentation and the ψ -pline surplus at the Tevatron // Phys. Rev. Lett., 74, 1995. P. 3327–3330.
- [2] Braaten E., Kniehl B.A., Lee J. Polarization of prompt J/ψ at the Tevatron // Phys. Rev., D62, 2000. P. 094005.
- [3] Bodwin G.T., Braaten E., Lepage G.P. Rigorous QCD analysis of inclusive annihilation and production of heavy quarkonium // Phys. Rev., D51, 1995. P. 1125–1171.
- [4] Braaten E., Cheung K., Yuan T.C. Perturbative QCD fragmentation functions for B_c and B_c^* production // Phys. Rev., D48, 1993. P. 4230.
- [5] Falk A., Luke M., Savage M., Wise M. Heavy quark fragmentation to polarized quarkonium // Phys. Lett., B312, 1993. P. 486–490.
- [6] Braaten E., Lee J. Next-to-leading order calculation of the color octet $3S_1$ gluon fragmentation function for heavy quarkonium // Nucl. Phys., B586, 2000. P. 427.
- [7] Ma J.P. Gluon fragmentation into P -wave triplet quarkonium // Nucl. Phys., B447, 1995. P. 405–424.
- [8] Yuan T.C. Perturbative QCD fragmentation functions for production of P -wave mesons with charm and beauty // Phys. Rev., D50, 1994. P. 5664–5675.
- [9] Cheung K., Yuan T.C. Heavy quark fragmentation functions for D - wave quarkonium and charmed beauty mesons // Phys. Rev., D53, 1996. P. 3591–3603.

- [10] Braaten E., Yuan T.C. Gluon fragmentation into spin triplet S - wave quarkonium // Phys. Rev., D52, 1995. P. 6627–6629.
- [11] Cho P., Wise M.B., Trivedi P.S. Gluon fragmentation into polarized charmonium // Phys.Rev., D51, 1995. P. 2039.
- [12] Braaten E., Doncheski M.A., Fleming S. Fragmentation production of J/ψ and ψ -prime at the Tevatron // Phys. Lett., B333, 1994. P. 548–554.
- [13] Mangano M.L., Petrelli A. NLO quarkonium production in hadronic collisions // Int. J. Mod. Phys., A12, 1997. P. 3887–3897.
- [14] Kniehl B.A., Zwirner L. Massive evolution effects on charmonium hadroproduction. // Phys. Lett., B468, 1999. P. 294–298.
- [15] CDF, Affolder T. *et al.* Measurement of J/ψ and ψ' polarization in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV // Phys. Rev. Lett., 85, 2000. P. 2886–2891.
- [16] Beneke M., Kramer M. Direct J/ψ and ψ -prime polarization and cross-sections at the Tevatron // Phys. Rev., D55, 1997. P. 5269–5272.
- [17] Leibovich A.K. ψ -prime polarization due to color octet quarkonia production // Phys. Rev., D56, 1997. P. 4412–4415.
- [18] Gribov V.N., Lipatov L.N. Deep inelastic ep scattering in perturbation theory // Sov. J. Nucl. Phys., 15, 1972. P. 438–450;
Dokshitser Yu.A. Calculation of the structure functions for deep inelastic scattering and e^+e^- annihilation by perturbation theory in quantum chromodynamics // Sov. Phys. JETP., 46, 1977. P. 641;
Altarelli G., Parisi G. Asymptotic freedom in parton language // Nucl. Phys., B126, 1977. P. 298.
- [19] Gluck M., Reya E., Vogt A. Dynamical parton distributions of the proton and small x physics // Z. Phys., C67, 1995. P. 433–448.
- [20] Saleev V.A., Vasin D.V. Direct J/ψ and ψ -prime hadroproduction via fragmentation in the collinear parton model and k_T -factorization approach // Phys. Rev., D68, 2003. P. 114013.

Поступила в редакцию 01/III/2004;
в окончательном варианте — 01/III/2004.

**SPIN EFFECTS IN FRAGMENTATION OF GLUONS AND
C-QUARKS INTO J/ψ MESONS**© 2004 V.Yu. Dyakov, V.A. Saleev²

The direct J/ψ meson production via fragmentation of gluon or c -quark jets is considered. The model to describe QCD evolution effects during the c -quark and the gluon fragmentation into a final charmonium is proposed. The effective transverse and longitudinal polarized fragmentation functions for the c -quark and the gluon direct splitting into J/ψ meson are obtained.

Paper received 01/III/2004.

Paper accepted 01/III/2004.

²Dyakov Vasily Yurievich (dyakov@ssu.samara.ru), Saleev Vladimir Anatolievich (saleev@ssu.samara.ru), Dept. of General and Theoretical Physics, Samara State University, Samara, 443011, Russia.