4. King, B. J. High rate neutrino detectors for neutrino factories / B. J. King // Nucl. Instrum. Meth. – 2000. – Vol. A451. – P. 198–206.
5. Kaur, J. Spin distribution in the quark-parton model / J. Kaur // Nucl. Phys. – 1977. – Vol. B128. – P. 219–251.
6. Schwienhorst, R. Colliding neutrino beams / R. Schwienhorst // Mod. Phys. Lett. – 2008. – Vol. A23. – P. 2751–2761.
7. Kaplan, D. M. Muon collider / neutrino factory: status and prospects / D. M. Kaplan // Nucl. Instrum. Meth. – 2000. – Vol. A453. – P. 37–48.
8. Mezzetto, M. Beta beams / M. Mezzetto // Nucl. Phys. Proc. Suppl. – 2005. – Vol. 143. – P. 309–316.

УДК 539.12

КВАРКОВЫЙ ВКЛАД В СПИН НУКЛОНА ИЗ НЕЙТРИННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ НА ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ДЕЙТРОНАХ

Е. С. Тимошин, С. И. Тимошин

Учреждение образования «Гомельский государственный технический университет имени П. О. Сухого», Республика Беларусь

Вклады валентных кварков $\left(\Delta u_V + \Delta d_V\right)$, *кваркового моря* $\left(\Delta\overline{u} + \Delta\overline{d}\right)$ *и* $\left(\Delta s + \Delta\overline{s}\right)$ *получены из поляризационных асимметрий инклюзивного и полуинклюзивного глубоконеупругого рассеяния (анти) нейтрино на поляризованных дейтронах с нейтральным током.*

Ключевые слова: нуклон, нейтрино, спин.

THE QUARK CONTRIBUTION IN THE SPIN NUCLEON FROM NEUTRINO EXPERIMENTS ON THE POLARIZED DEUTERONS

E. S. Timoshin, S. I. Timoshin

Sukhoi State Technical University of Gomel, the Republic of Belarus

The contributions of the valence quarks $\left(\Delta u_V + \Delta d_V\right)$, *the quark sea* $\left(\Delta\overline{u} + \Delta\overline{d}\right)$ *and* $\left(\Delta s + \Delta\overline{s}\right)$ *were obtained from the polarized asymmetries inclusive and semi-inclusive deep inelastic scattering (anti) neutrino on the polarized deuterons with the neutral current.*

Keywords: nucleon, neutrino, spin.

Нейтринное ГНР на поляризованных мишенях имеет важное значение для изучения спиновой структуры нуклона [1, 2]. Поляризационные нейтринные эксперименты еще не проводились, поскольку для набора необходимой статистики требовались поляризованные мишени больших размеров, что технически невозможно.

Высокофокусированные нейтринные пучки можно получать от нейтринных фабрик [3–5] с помощью мюонного коллайдера.

В таком случае нейтринные эксперименты с поляризованными мишенями становятся возможными, поскольку мишень массой порядка 20 кг будет обеспечивать хорошую статистику.

Здесь мы рассмотрим инклюзивные

$$\nu\left(\overline{\nu}\right) + \vec{N} \to \nu\left(\overline{\nu}\right) + X \tag{1}$$

и полуинклюзивные

$$\nu\left(\bar{\nu}\right) + \vec{N} \to \nu\left(\bar{\nu}\right) + \pi + X \tag{2}$$

процессы ГНР нейтрино и антинейтрино на продольно поляризованных мишенях с нейтральным слабым током. Дифференциальные сечения инклюзивных процессов (1) получены в следующем виде:

$$\sigma_{\nu,\bar{\nu}} = \sigma^{a}_{\nu,\bar{\nu}} + P_N \sigma^{p}_{\nu,\bar{\nu}}, \tag{3}$$

где $\sigma = \dfrac{d^2\sigma}{dxdy}$, $P_N = \pm 1 -$ степень продольной поляризации частицы – мишени, $\sigma^{a}_{\nu,\bar{\nu}}$ и $\sigma^{p}_{\nu,\bar{\nu}}$ – неполяризованная и поляризационная части.

В (3) для протона имеем:

$$\sigma^{a}_{\nu,\bar{\nu}} = \frac{x\sigma_0}{2}\left[\sum\nolimits_q \left(y_1^+ a_q \pm 2y_1^- b_q\right) q(x) + \sum\nolimits_q \left(y_1^+ a_q \mp 2y_1^- b_q\right) \bar{q}(x)\right]; \tag{4}$$

$$\sigma^{p}_{\nu,\bar{\nu}} = \frac{x\sigma_0}{2}\left[\sum\nolimits_q \left(2y_1^+ b_q \pm y_1^- a_q\right) \Delta q(x) + \sum\nolimits_q \left(-2y_1^+ b_q \pm y_1^- a_q\right) \Delta\bar{q}(x)\right], \tag{5}$$

$$\sigma_0 = \frac{G^2}{\pi} ME, \quad a_q = \left(g_V^2 + g_A^2\right)_q, \quad b_q = \left(g_V g_A\right)_q; \quad q = u, d, s; \quad g_{Vu} = \frac{1}{2} - \frac{4}{3}\sin^2\Theta_W, \quad g_{Au} = \frac{1}{2},$$

$$g_{Vd} = g_{Vs} = \frac{1}{2} + \frac{2}{3}\sin^2\Theta_W, \quad g_{Ad} = g_{As} = -\frac{1}{2}, \quad \Theta_W - \text{угол Вайнберга.}$$

$y_1^{\pm} = 1 \pm y_1^2$, $y_1 = 1 - y$, $M -$ масса мишени (нуклона), $E -$ энергия начального нейтрино (антинейтрино), $G -$ константа Ферми; $x, y -$ скейлинговые переменные; $q(x)\left(\bar{q}(x)\right)$ и $\Delta q(x)\left(\Delta\bar{q}(x)\right) -$ функции распределения неполяризованных и поляризованных кварков (антикварков) соответственно.

Поляризационные асимметрии определим, как следующие комбинации сечений (3):

$$A_{\nu,\bar{\nu}} = \frac{\sigma^{\downarrow\uparrow,\uparrow\uparrow}_{\nu,\bar{\nu}} - \sigma^{\downarrow\downarrow,\uparrow\downarrow}_{\nu,\bar{\nu}}}{\sigma^{\downarrow\uparrow,\uparrow\uparrow}_{\nu,\bar{\nu}} + \sigma^{\downarrow\downarrow,\uparrow\downarrow}_{\nu,\bar{\nu}}}; \tag{6}$$

$$A_{\pm} = \frac{\left(\sigma^{\downarrow\uparrow}_{\nu} \pm \sigma^{\uparrow\uparrow}_{\bar{\nu}}\right) - \left(\sigma^{\downarrow\downarrow}_{\nu} \pm \sigma^{\uparrow\downarrow}_{\bar{\nu}}\right)}{\left(\sigma^{\downarrow\uparrow}_{\nu} \pm \sigma^{\uparrow\uparrow}_{\bar{\nu}}\right) + \left(\sigma^{\downarrow\downarrow}_{\nu} \pm \sigma^{\uparrow\downarrow}_{\bar{\nu}}\right)}. \tag{7}$$

Первая стрелка соответствует спиральности нейтрино (↓) или антинейтрино (↑), а вторая – направлению спина частицы-мишени ↑ ($P_N = +1$) и ↓ ($P_N = -1$). Подставляя в (6), (7) сечения (3) получаем для асимметрий:

$$A_{\nu,\bar{\nu}} = \frac{\sigma^{p}_{\nu,\bar{\nu}}}{\sigma^{a}_{\nu,\bar{\nu}}}; \tag{8}$$

$$A_{\pm} = \frac{\sigma^{p}_{\nu} \pm \sigma^{p}_{\bar{\nu}}}{\sigma^{a}_{\nu} \pm \sigma^{a}_{\bar{\nu}}}. \tag{9}$$

Рассмотрим процессы (1) и (2) для рассеяния на поляризованных дейтронах (*d*). Сечения рассеяния (3) в этом случае будут определяться через сечения рассеяния на протонах (*p*) и нейтронах (*n*), получаемых из (4) и (5), следующим образом:

$$\sigma^{ad}_{\nu,\bar{\nu}} = \frac{\sigma^{ap}_{\nu,\bar{\nu}} + \sigma^{an}_{\nu,\bar{\nu}}}{2},\ \sigma^{pd}_{\nu,\bar{\nu}} = \frac{\sigma^{pp}_{\nu,\bar{\nu}} + \sigma^{pn}_{\nu,\bar{\nu}}}{2}\left(1 - 1,5\omega\right), \tag{10}$$

где $\omega = 0,05 -$ вероятность *D*-состояния в волновой функции дейтрона.

Для сечений (10) имеем:

$$\sigma^{pd}_{\nu,\bar{\nu}} = \frac{x\sigma_0}{4}\Big[2y_1^{+}\left(b_u + b_d\right)\left(\Delta u_V(x) + \Delta d_V(x)\right) \pm$$

$$\pm y_1^{-}\left(\left(a_u + a_d\right)\left(\Delta u(x) + \Delta\bar{u}(x) + \Delta d(x) + \Delta\bar{d}(x)\right) + 2a_s\left(\Delta s(x) + \Delta\bar{s}(x)\right)\right)\Big]\left(1 - 1,5\omega\right), \tag{11}$$

$$\sigma^{ad}_{\nu,\bar{\nu}} = \frac{x\sigma_0}{4}\Big[y_1^{+}\left(\left(a_u + a_d\right)\left(u(x) + \bar{u}(x) + d(x) + \bar{d}(x)\right) + 2a_s\left(s(x) + \bar{s}(x)\right)\right) \pm$$

$$\pm 2y_1^{-}\left(b_u + b_d\right)\left(u_V(x) + d_V(x)\right)\Big].$$

Подставляя (11) в (8), получаем инклюзивные асимметрии $A_{\nu d}$ и $A_{\bar{\nu} d}$:

$$A_{\nu d} = \frac{Q_1^{-}\left[\Delta u_V(x) + \Delta d_V(x)\right] + y_1^{-}\left[\left(a_u + a_d\right)\left(\Delta\bar{u}(x) + \Delta\bar{d}(x)\right) + a_s\left(\Delta s(x) + \Delta\bar{s}(x)\right)\right]}{y_1^{+}S(x) + Q_1^{+}V(x)}\left(1 - 1,5\omega\right); \tag{12}$$

$$A_{\bar{\nu} d} = \frac{Q_2^{-}\left[\Delta u_V(x) + \Delta d_V(x)\right] - y_1^{-}\left[\left(a_u + a_d\right)\left(\Delta\bar{u}(x) + \Delta\bar{d}(x)\right) + a_s\left(\Delta s(x) + \Delta\bar{s}(x)\right)\right]}{y_1^{+}S(x) + Q_2^{+}V(x)}\left(1 - 1,5\omega\right). \tag{13}$$

Из (9) и (11) получаем асимметрии $A_{\pm}$ для дейтрона:

$$A_{+d} = \frac{R\left[\Delta u_V(x) + \Delta d_V(x)\right]}{\left(a_u + a_d\right)V(x) + 2S(x)}\left(1 - 1,5\omega\right); \tag{14}$$

$$A_{-d} = \frac{\left(a_u + a_d\right)\left[\Delta u_V(x) + \Delta d_V(x)\right] + 2\left[\left(a_u + a_d\right)\left(\Delta\bar{u}(x) + \Delta\bar{d}(x)\right) + a_s\left(\Delta s(x) + \Delta\bar{s}(x)\right)\right]}{RV(x)}\left(1 - 1,5\omega\right). \tag{15}$$

В формулах (12)–(15):

$$S(x)=\left(a_u+a_d\right)\left(\overline{u}(x)+\overline{d}(x)\right)+a_s\left(s(x)+\overline{s}(x)\right),\qquad V(x)=u_V(x)+d_V(x),$$

$$Q_1^{\pm}=R+y_1^{\pm}\frac{10}{9}\sin^4\Theta_W,\qquad Q_2^{\pm}=y_1^2R\pm y_1^{\pm}\frac{10}{9}\sin^4\Theta_W,\qquad R=1-2\sin^2\Theta_W.$$

Сечения полуинклюзивных процессов (2) ГНР на поляризованных дейтронах с рождением π-мезонов получим соответственно из (3)–(5) и (10) с помощью замен:

$$\begin{aligned}\sigma\quad&\to\quad\sigma^{\pi^+-\pi^-},\\ q(x)\left(\overline{q}(x)\right)\quad&\to\quad q(x)D_q^{\pi^+-\pi^-}(z)\left(\overline{q}(x)D_{\overline{q}}^{\pi^+-\pi^-}(z)\right),\\ \Delta q(x)\left(\Delta\overline{q}(x)\right)\quad&\to\quad\Delta q(x)D_q^{\pi^+-\pi^-}(z)\left(\Delta\overline{q}(x)D_{\overline{q}}^{\pi^+-\pi^-}(z)\right),\end{aligned}\tag{16}$$

где $\sigma^{\pi^+-\pi^-}=\sigma^{\pi^+}-\sigma^{\pi^-}$, $D^{\pi^+-\pi^-}=D^{\pi^+}-D^{\pi^-}$, $D_{q,\overline{q}}^{\pi}(z)$ − функции фрагментации кварка q (антикварка $\overline{q}$) в π-мезон.

Для полуинклюзивных асимметрий применяются формулы (8) и (9) с учетом замен (16). В результате для них получены следующие выражения:

$$A_{\nu d}^{\pi^+-\pi^-}=\frac{R_1^-\left[\Delta u_V(x)+\Delta d_V(x)\right]-y_1^+\left[\Delta\overline{u}(x)+\Delta\overline{d}(x)\right]}{R_1^+V(x)-y_1^-L(x)}\left(1-1,5\omega\right);\tag{17}$$

$$A_{\overline{\nu}d}^{\pi^+-\pi^-}=\frac{R_2^+\left[\Delta u_V(x)+\Delta d_V(x)\right]+y_1^+\left[\Delta\overline{u}(x)+\Delta\overline{d}(x)\right]}{R_2^-V(x)-y_1^-L(x)}\left(1-1,5\omega\right);\tag{18}$$

$$A_{+d}^{\pi^+-\pi^-}=\frac{R\left[\Delta u_V(x)+\Delta d_V(x)\right]}{V(x)+2L(x)}\left(1-1,5\omega\right);\tag{19}$$

$$A_{-d}^{\pi^+-\pi^-}=\frac{\Delta u_V(x)+\Delta d_V(x)+2\left[\Delta\overline{u}(x)+\Delta\overline{d}(x)\right]}{RV(x)}\left(1-1,5\omega\right),\tag{20}$$

где $R_1^{\pm}=y_1^{\pm}\sin^2\Theta_W-1$, $R_2^{\pm}=y_1^2\pm y_1^{\mp}\sin^2\Theta_W$, $L(x)=\overline{u}(x)+\overline{d}(x)$.

Инклюзивные и полуинклюзивные асимметрии $\nu\left(\overline{\nu}\right)d$ – ГНР содержат распределения поляризованных кварков и антикварков, первые моменты которых $\Delta q\left(\Delta\overline{q}\right)=\int_0^1\Delta q(x)\left(\Delta\overline{q}(x)\right)dx$ есть вклад кварка q (антикварка $\overline{q}$) в спин нуклона. Поэтому измеряемые инклюзивные и полуинклюзивные асимметрии дают доступ к вкладам кварков и антикварков в нуклонный спин. Совместное применение $A_{\nu d}$ (12), $A_{\nu d}^{\pi^+-\pi^-}$ (17) и октетного заряда a_8:

$$a_8=\left(\Delta u+\Delta\overline{u}\right)+\left(\Delta d+\Delta\overline{d}\right)-2\left(\Delta s+\Delta\overline{s}\right)\tag{21}$$

позволяет получить выражения для вкладов валентных кварков $\left(\Delta u_V+\Delta d_V\right)$, антикварков $\left(\Delta\bar{u}+\Delta\bar{d}\right)$ и странного моря $\left(\Delta s+\Delta\bar{s}\right)$:

$$\Delta u_V+\Delta d_V=\frac{y_1^+\left[\int_0^1\frac{A_{\nu d}}{1-1,5\omega}\left(y_1^+S(x)+Q_1^+V(x)\right)dx-\frac{a_8y_1^-}{2}\left(a_u+a_d\right)\right]}{y_1^+\left(Q_1^-+\frac{y_1^-a_s}{2}\right)+R_1^-y_1^-\left(a_u+a_d+a_s\right)}+$$

$$+\frac{y_1^-\left(a_u+a_d+a_s\right)\left[\int_0^1\frac{A_{\nu d}^{\pi^+-\pi^-}}{1-1,5\omega}\left(R_1^+V(x)-y_1^-L(x)\right)dx+\frac{a_8y_1^+}{2}\right]}{y_1^+\left(Q_1^-+\frac{y_1^-a_s}{2}\right)+R_1^-y_1^-\left(a_u+a_d+a_s\right)},$$

$$\Delta\bar{u}+\Delta\bar{d}=\frac{R_1^-\left[\int_0^1\frac{A_{\nu d}}{1-1,5\omega}\left(y_1^+S(x)+Q_1^+V(x)\right)dx-a_8Q_1^-\right]}{y_1^+\left(Q_1^-+\frac{y_1^-a_s}{2}\right)+R_1^-y_1^-\left(a_u+a_d+a_s\right)}-$$

$$-\frac{\left(Q_1^-+\frac{y_1^-a_s}{2}\right)\left[\int_0^1\frac{A_{\nu d}^{\pi^+-\pi^-}}{1-1,5\omega}\left(R_1^+V(x)-y_1^-L(x)\right)dx-a_8R_1^-\right]}{y_1^+\left(Q_1^-+\frac{y_1^-a_s}{2}\right)+R_1^-y_1^-\left(a_u+a_d+a_s\right)},$$

$$\Delta s+\Delta\bar{s}=\frac{\left[\int_0^1\frac{A_{\nu d}^{\pi^+-\pi^-}}{1-1,5\omega}\left(R_1^+V(x)-y_1^-L(x)\right)dx-a_8R_1^-\right]\left[\frac{y_1^-\left(a_u+a_d\right)}{2}-Q_1^-\right]}{y_1^+\left(Q_1^-+\frac{y_1^-a_s}{2}\right)+R_1^-y_1^-\left(a_u+a_d+a_s\right)}+$$

$$+\frac{\left(R_1^-+\frac{y_1^+}{2}\right)\left[\int_0^1\frac{A_{\nu d}}{1-1,5\omega}\left(y_1^+S(x)+Q_1^+V(x)\right)dx-a_8Q_1^-\right]}{y_1^+\left(Q_1^-+\frac{y_1^-a_s}{2}\right)+R_1^-y_1^-\left(a_u+a_d+a_s\right)}.$$

На основе $A_{\bar{\nu}d}$ (13), $A_{\bar{\nu}d}^{\pi^+-\pi^-}$ (18) и a_8 (21) тоже можно получить вклады кварков и антикварков в спин нуклона. В результате имеем:

$$\Delta u_V+\Delta d_V=\frac{y_1^+\left[\int_0^1\frac{A_{\bar{\nu}d}}{1-1,5\omega}\left(y_1^+S(x)+Q_2^+V(x)\right)dx-\frac{y_1^-a_8a_s}{2}\right]}{y_1^-\left(a_u+a_d+a_s\right)R_2^++y_1^+\left(Q_2^--\frac{y_1^-a_s}{2}\right)}+$$

$$+\frac{y_1^-\left(a_u+a_d+a_s\right)\int_0^1 \frac{A_{\bar{\nu}d}^{\pi^+-\pi^-}}{1-1,5\omega}\left(R_2^-V(x)-y_1^-L(x)\right)dx}{y_1^-\left(a_u+a_d+a_s\right)R_2^+ + y_1^+\left(Q_2^- - \frac{y_1^-a_s}{2}\right)},$$

$$\Delta\bar{u}+\Delta\bar{d}=\frac{\left(Q_2^- - \frac{y_1^-a_s}{2}\right)\int_0^1 \frac{A_{\bar{\nu}d}^{\pi^+-\pi^-}}{1-1,5\omega}\left(R_2^-V(x)-y_1^-L(x)\right)dx}{y_1^-\left(a_u+a_d+a_s\right)R_2^+ + y_1^+\left(Q_2^- - \frac{y_1^-a_s}{2}\right)}-$$

$$-\frac{R_2^+\left[\int_0^1 \frac{A_{\bar{\nu}d}}{1-1,5\omega}\left(y_1^+S(x)+Q_2^+V(x)\right)dx-\frac{y_1^-a_8a_s}{2}\right]}{y_1^-\left(a_u+a_d+a_s\right)R_2^+ + y_1^+\left(Q_2^- - \frac{y_1^-a_s}{2}\right)},$$

$$\Delta s+\Delta\bar{s}=\frac{\left(R_2^+ - \frac{y_1^+}{2}\right)\left[Q_2^-a_8-\int_0^1 \frac{A_{\bar{\nu}d}}{1-1,5\omega}\left(y_1^+S(x)+Q_2^+V(x)\right)dx\right]}{y_1^-\left(a_u+a_d+a_s\right)R_2^+ + y_1^+\left(Q_2^- - \frac{y_1^-a_s}{2}\right)}-$$

$$-\frac{\left(Q_2^- + \frac{y_1^-\left(a_u+a_d\right)}{2}\right)\left[R_2^+a_8-\int_0^1 \frac{A_{\bar{\nu}d}^{\pi^+-\pi^-}}{1-1,5\omega}\left(R_2^-V(x)-y_1^-L(x)\right)dx\right]}{y_1^-\left(a_u+a_d+a_s\right)R_2^+ + y_1^+\left(Q_2^- - \frac{y_1^-a_s}{2}\right)}.$$

Асимметрия A_{+d} (14) определяет вклад валентных кварков в нуклонный спин:

$$\Delta u_V+\Delta d_V=\frac{1}{R}\int_0^1 A_{+d}\left[\left(a_u+a_d\right)V(x)+2S(x)\right]dx.$$

Из совместного анализа A_{-d} и $A_{-d}^{\pi^+-\pi^-}$ можно получить $\left(\Delta s+\Delta\bar{s}\right)$:

$$\Delta s+\Delta\bar{s}=\frac{R}{2a_s\left(1-1,5\omega\right)}\int_0^1\left[A_{-d}-A_{-d}^{\pi^+-\pi^-}\left(a_u+a_d\right)\right]V(x)dx.$$

Таким образом, из поляризационных асимметрий $A_{\nu d}$, $A_{\pm d}$, $A_{\bar{\nu}d}$ инклюзивного и $A_{\nu d}^{\pi^+-\pi^-}$, $A_{\pm d}^{\pi^+-\pi^-}$, $A_{\bar{\nu}d}^{\pi^+-\pi^-}$ полуинклюзивного ГНР нейтрино и антинейтрино на продольно поляризованных дейтронах получены выражения для поляризации валентных кварков $\left(\Delta u_V+\Delta d_V\right)$, кварков моря легких кварков $\left(\Delta\bar{u}+\Delta\bar{d}\right)$ и странного моря $\Delta s+\Delta\bar{s}$.

Асимметрии A_{+d}, A_{-d}, $A_{-d}^{\pi^+-\pi^-}$ определяют $\left(\Delta u_V + \Delta d_V\right)$ и $\left(\Delta s + \Delta \bar{s}\right)$ без дополнительных измеряемых величин, например, a_8.

Литература
1. Forte, S. Polarized parton distribution from charged – current deep-inelastic scattering and future neutrino factories / S. Forte, M. L. Mangano, G. Ridolfi // Nucl. Phys. – 2001. – Vol. B602. – P. 585–621.
2. King, B. J. High rate neutrino detectors for neutrino factories / B. J. King // Nucl. Instrum. Meth. – 2000. – Vol. A451. – P. 198–206.
3. Bonesini, M. Perspectives for Muon Colliders and Neutrino Factories / M. Bonesini // Frascati Phys. Ser. – 2016. – Vol. 11. – P. 11–16.
4. Kaplan, D. M. Muon colliders and Neutrino Factories / D. M. Kaplan // Eur. Phys. J. Web. Conf. – 2015. – Vol. 95. – P. 03019.
5. Prospects of Heavy Neutrino Searches at Future Lepton Colliders / S. Banerjee, P. S. Bhupal Dev, A. Jbarra [et al.] // Phys. Rev. – 2015. – Vol. D92. – P. 075002.

УДК 539.12

НОВОЕ ВЫРАЖЕНИЕ ДЛЯ ГИПЕРГЕОМЕТРИЧЕСКОЙ ФУНКЦИИ $_3F_2(1)$

В. И. Лашкевич, А. А. Садовский, О. П. Соловцова

Учреждение образования «Гомельский государственный технический университет имени П. О. Сухого», Республика Беларусь

Получено новое представление для обобщенной гипергеометрической функции $_3F_2\left(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, 1; \frac{3}{2}, \frac{3}{2}+z; 1\right)$*, которое позволяет сделать аналитическое продолжение этой функции в левую полуплоскость. Это выражение может использовано при вычислении интегралов по теореме Коши о вычетах.*

Ключевые слова: гипергеометрическая функция, аналитическое продолжение.

NEW EXPRESSION FOR HYPERGEOMETRIC FUNCTION $_3F_2(1)$

V. I. Lashkevich, A. A. Sadouski, O. P. Solovtsova

State Technical University named after P. O. Sukhoi, the Republic of Belarus

A new representation is obtained for the generalized hypergeometric function $_3F_2\left(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, 1; \frac{3}{2}, \frac{3}{2}+z; 1\right)$*, which allows us to make an analytical continuation of this function into the left half-plane. This expression can be used when calculating integrals using Cauchy's theorem on residues.*

Keywords: hypergeometric function, analytic continuation.

Мотивация. При решении ряда задач квантовой теории поля с использованием интегрального представления Меллина–Барнса возникает необходимость аналитического продолжения подынтегральной функции из одной полуплоскости в другую с последующим нахождением полюсов и применением теоремы Коши о вычетах. При таком переходе, если, например, в подынтегральном выражении содержится полигамма-функция $\psi^{(1)}(z)$, то используется соотношение, упрощающее такой переход: при отри-