

## СЛАБЫЕ ПЕРЕХОДНЫЕ ФОРМФАКТОРЫ НУКЛОНА

Рассмотрена параметризация векторных и аксиально-векторных слабых переходных формфакторов нуклона.

**Общие свойства переходных формфакторов.** Подобно электромагнитным формфакторам (ЭМ ФФ), входящим в электромагнитный адронный ток, определяющий переходы, нуклон-нуклонный резонанс ( $N \rightarrow R$ ) в процессах электровозбуждения резонансов

$$e^- + p \rightarrow e^- + R^+, \quad e^- + n \rightarrow e^- + R^0, \quad (1)$$

слабые формфакторы (сл. ФФ) входят в слабый адронный ток, определяющий переходы  $N \rightarrow R$  в процессах нейтриновозбуждения резонансов

$$\nu_e + p \rightarrow \nu_e + R^+, \quad \nu_e + n \rightarrow \nu_e + R^0 \quad (2)$$

и

$$\begin{aligned} \nu_e + p &\rightarrow e^- + R^{++}, \quad \nu_e + n \rightarrow e^- + R^+, \\ \tilde{\nu}_e + p &\rightarrow e^+ + R^0, \quad \tilde{\nu}_e + n \rightarrow e^+ + R^-. \end{aligned} \quad (3)$$

Далее мы будем рассматривать только процессы (3), определяемые заряженным слабым адронным током.

В импульсном представлении ЭМФФ являются инвариантными функциями квадрата 4-импульса  $k^2$  виртуального фотона  $\gamma$  и характеризуются его квантовыми числами  $J^{\pi C} = 1^{--}$ , ( $I = 1$ ,

$I_3 = 0$ ) и ( $I = 0$ ,  $I_3 = 0$ ), где  $J$  – спин,  $\pi$  – пространственная четность,  $C$  – зарядовая четность,  $I$  – величина изотопического спина,  $I_3$  – его зарядовая проекция.

Аналогично, сл. ФФ являются инвариантными функциями квадрата 4-импульса  $k^2$  виртуального  $W^\pm$  промежуточного бозона и характеризуются его квантовыми числами:  $J^\pi = 1^-$  (векторные сл. ФФ) и  $J^\pi = 1^+$  (аксиально векторные сл. ФФ), ( $I = 1$ ,  $I_3 = \pm 1$ ).

Принимая во внимание сохранение электрического заряда и соответственно векторного ( $J^\pi = 1^-$ ) адронного тока в сильном, электромагнитном и слабом взаимодействиях, естественно рассматривать электромагнитный изовекторный ( $J^\pi = 1^-$ ,  $I = 1$ ,  $I_3 = 0$ ) и слабый заряженный векторный ( $J^\pi = 1^-$ ,  $I = 1$ ,  $I_3 = \pm 1$ ) адронные токи как компоненты единого (по отношению к сильному взаимодействию) изотриплета ( $I = 1$ ,  $I_3 = 0, \pm 1$ ) векторных ( $J^\pi = 1^-$ ) адронных токов [1]. В этом

случае изовекторные ( $I = 1, I_3 = 0$ ) ЭМФФ  $G_{i(R)}^{(v)}(k^2)$  и векторные ( $J^\pi = 1^-$ ) сл. ФФ  $G_{i(R)}^{(v)}(k^2)$  одного и того же типа  $i$  совпадают с точностью до малых поправок, связанных с электромагнитным и слабым взаимодействиями составляющих нуклона.

В этой статье речь пойдет только о продольных ( $i = 1$ ) и поперечных ( $i = 2, 3$ ) ФФ саксовского типа [2].

В соответствии с общими принципами квантовой теории полей упругие и переходные ФФ должны быть аналитическими функциями  $k^2$ , имеющими только простые полюса и точки ветвления (разрезы), наиболее эффективным методом учета которых являются дисперсионные соотношения [3].

Исследования упругих и переходных ЭМФФ показали [2–5], что при относительно низких значениях  $|k^2| \equiv Q^2 \geq 0$  поведение ФФ определяется переходом виртуального фотона в векторный мезон, а в области средних значений  $Q^2$  оно, кроме того, может зависеть от разрезов, связанных с последующим переходом векторного мезона в систему двух и более мезонов. Лишь асимптотическое поведение ФФ, возможно, определяется жестким перерасеянием кварков. При этом предсказываемое пертурбативной КХД асимптотическое поведение ЭМФФ хорошо согласуется с требованиями предельной киральной инвариантности сохраняющегося адронного тока.

Предельная киральная инвариантность накладывает достаточно жесткие ограничения на асимптотическое (при  $|k^2| \equiv Q^2 \gg M_R^2$ ) поведение ФФ саксовского типа [2]:

$$G_1^{(v)}(Q^2)/G_3^{(v)}(Q^2) \approx \frac{const}{(Q^2)^n}, \quad n \geq 1/2 \quad (4)$$

и

$$G_2^{(v)}(Q^2) = -\frac{Q_\mp}{4M_R(M_R + M)} G_3^{(v)}(Q^2), \quad (5)$$

где  $M_R$  и  $M$  – массы резонанса и нуклона,  $(Q_\pm) \equiv (M_R \pm M)^2 + Q^2$ , верхний знак относится к переходам с нормальной, а нижний с аномальной спин-четностями резонанса:  $1/2^+ \rightarrow 1/2^\pm, 3/2^+, 5/2^\pm, \dots$

Требование отсутствия у ФФ кинематических сингулярностей делает [2] соотношение (5) справедливым во всей области рассеяния ( $Q^2 \geq 0$ ).

Связь поперечных ФФ (5) является характерной особенностью векторных ФФ саксовского типа [2].

**Параметризация слабых векторных переходных ФФ.** Модель обобщенной векторной доминантности [2] хорошо воспроизводит всю имеющуюся экспериментальную информацию о процессах электровозбуждения нуклонных резонансов (1). Совпадение векторных сл. ФФ с изовекторными ЭМФФ позволяет записать векторные сл. ФФ в форме, полученной в [2] для изовекторных ЭМФФ:

$$G_{1(i)}^{(v)}(Q^2) = \frac{G_{1(i)}^{(v)}(0)}{\prod_{k=1}^3 \left(1 + \frac{Q^2}{m_k^2}\right)} \left(1 - \alpha_i \frac{Q^2/\Lambda_i^2}{1 + \left(\frac{Q^2}{\Lambda_i^2}\right)^2}\right), \quad (6)$$

$$G_{3(i)}^{(v)}(Q^2) = \frac{\left[G_{3(i)}^{(v)}(0) \left(1 + \frac{Q^2}{m_1^2}\right) - g_{3(i)}^{(v)} \frac{Q^2}{m_1^2} \prod_{j=2}^3 \left(1 - \frac{m_j^2}{m_1^2}\right)\right]}{\prod_{k=1}^3 \left(1 + \frac{Q^2}{m_k^2}\right)} \times \left(1 - \alpha_i \frac{Q^2/\Lambda_i^2}{1 + \left(\frac{Q^2}{\Lambda_i^2}\right)^2}\right), \quad (7)$$

$$G_{2(i)}^{(v)}(Q^2) = -\frac{Q_\mp}{4M_R(M_R + M)} G_{3(i)}^{(v)}(Q^2). \quad (8)$$

Здесь  $i$  – номер нуклонного резонанса;  $m_1 < m_2 < m_3$  – массы векторных мезонов семейства  $\rho$  – мезонов ( $I^G = 1^+, J^{\pi C} = 1^{--}$ ),  $G_{1(i)}^{(v)}(0)$ ,  $G_{3(i)}^{(v)}(0)$ ,  $g_{3(i)}^{(v)}(0)$ ,  $\alpha_i, \Lambda_i^2$  – параметры модели.

Далее мы рассматриваем только три нуклонных резонанса, доминирующих [2] в процессах электрообразования (1):

$i = 1$ :  $\Delta(1232)$ ,  $I = 3/2$ ,  $J^\pi = 3/2^+$  (аномальная спин-четность),  $M_R = 1,232$  ГэВ;

$i = 2$ :  $N(1520)$ ,  $I = 1/2$ ,  $J^\pi = 3/2^-$  (нормальная спин-четность),  $M_R = 1,520$  ГэВ;

$i = 3$ :  $N(1680)$ ,  $I = 1/2$ ,  $J^\pi = 5/2^+$  (нормальная спин-четность),  $M_R = 1,680$  ГэВ.

Кроме того, как и в [2], учитывались лишь наиболее легкие векторные мезоны  $\rho$  (770),  $\rho$  (1100),  $\rho$  (1250), дающие определяющий вклад в ФФ (6)–(8).

**Параметризация слабых аксиально-векторных переходных ФФ.** В соответствии с условием унитарности аксиально-векторные, как и векторные, ФФ определяются только полюсами и точками ветвления (разрезами). Полюса отвечают переходам  $W^\pm$  промежуточных бозонов в аксиально-векторные мезоны ( $J^{\pi C} = 1^{++}$ ,  $I^G = 1^-$ ), а разрезы – последующим переходам аксиально-векторного мезона в систему двух и более мезонов. В настоящее время известен один аксиально-векторный мезон  $a_1(1260)$ , распадающийся по доминирующему каналу  $a_1(1260) \rightarrow \rho(770) + \pi(140)$ . Напомним, что  $\pi(140)$ -мезон имеет квантовые числа  $J^{\pi C} = 0^{-+}$ ,  $I^G = 1^-$ .

Характерной особенностью слабого аксиально-векторного адронного тока является то, что его несохраняющаяся часть пропорциональна квадрату массы  $\pi(140)$ -мезона,  $m_\pi^2$  (частичное сохранение аксиально-векторного тока, РСАС). Как следствие этого, только продольный ФФ  $G_1^{(A)}(Q^2)$  входит в несохраняющуюся часть тока, тогда как поперечные ФФ  $G_2^{(A)}(Q^2)$  и  $G_3^{(A)}(Q^2)$  могут войти лишь в сохраняющуюся часть слабого аксиально-векторного адронного тока. Поэтому, как и поперечные векторные ФФ (7) и (8), поперечные аксиально-векторные ФФ можно записать в виде:

$$G_{3(i)}^{(A)}(Q^2) = \frac{\left[ G_{3(i)}^{(A)}(0) \left( 1 + \frac{Q^2}{m_a^2} \right) - g_{3(i)}^{(A)} \frac{Q^2}{m_a^2} \right]}{\left( 1 + Q^2/m_a^2 \right)} \times \left( 1 - f_{(i)}(Q^2) \right), \quad (9)$$

$$G_{2(i)}^{(A)}(Q^2) = -\frac{Q_\pm}{4M_R(M_R + M)} G_{3(i)}^{(A)}(Q^2), \quad (10)$$

где  $m_a$  – масса  $a_1(1260)$ -мезона,  $f_{(i)}(Q^2)$  – «вершинная» функция, эффективно учитывающая вклад разрезов.

Принимая во внимание только  $a_1(1260) \rightarrow \rho(770) + \pi(140)$  переход,  $f_{(i)}(Q^2)$  можно записать в виде:

$$f_{(i)}(Q^2) = \beta_i \left( \frac{\ln \left( 1 + \frac{Q^2 + m_\pi^2}{m_\rho^2 + m_\pi^2} \right)}{\left( 1 + Q^2/m_\pi^2 \right)} - \ln \left( 1 + \frac{m_\pi^2}{m_\rho^2 + m_\pi^2} \right) \right). \quad (11)$$

При определении продольных ФФ  $G_{1(i)}^{(A)}(Q^2)$  необходимо согласовать требования РСАС:

$$G_{1(i)}^{(A)}(Q^2) = \frac{(M_R + M)}{(M_R \mp M)} G_{3(i)}^{(A)}(Q^2) - \frac{Q_\mp}{(M_R - M)} \frac{g_{(i)}}{(m_\pi^2 + Q^2)}, \quad (12)$$

где в  $(M_R \mp M)$  верхний знак относится к переходам с нормальной, а нижний – с аномальной спин-четностями,  $g_{(i)}$  – вычет в пионном полюсе, и требование предельной киральной инвариантности (при  $Q^2 \gg (M_R \pm M)^2$ )

$$G_{1(i)}^{(A)}(Q^2) ; \frac{const}{(Q^2)^n} G_{3(i)}^{(A)}(Q^2), \quad n \geq \frac{1}{2}. \quad (13)$$

Легко убеждаемся, что два эти требования приводят к выражению

$$G_{1(i)}^{(A)}(Q^2) = \frac{M_R + M}{\sqrt{Q_\mp}} G_{3(i)}^{(A)}(Q^2) - \frac{Q_\mp}{m_\pi^2 + Q^2} \frac{g_{(i)}}{\sqrt{(M_R - M)^2 + Q^2}}, \quad (14)$$

где  $Q_\mp \equiv (M_R \mp M)^2 + Q^2$ .

**Численные оценки слабых переходных ФФ.** Отсутствие экспериментальных данных о процессах нейтриновозбуждения резонансов делает возможной только теоретическую оценку слабых переходных ФФ. При этой оценке мы будем опираться на значения параметров изовекторных ЭМФФ, полученные в работе [2]. Совпадение изовекторных ЭМФФ ( $v$ ) и векторных сл. ФФ ( $V$ ) предполагает и равенство численных значений параметров.

Равенство параметров  $\alpha_{(i)}^{(v)} = \alpha_{(i)}^{(V)}$ , учитывающих эффективный вклад разрезов, очевидно, так как они зависят только от сильного взаимодействия (переходов векторных мезонов в систему двух и более мезонов). Равенство вычетов  $\rho(770)$ -мезонного полюса  $g_{3(i)}^{(v)} = g_{3(i)}^{(V)}$  означает совпадение отношения постоянной ( $\gamma\rho$ ) перехода к постоянной электромагнитного распада  $\rho(770) \rightarrow e^+ + e^-$  и отношения постоянной ( $W^\pm \rho^\pm$ ) перехода к постоянной слабого  $\rho(770) \rightarrow \tilde{\nu}_e + e^-$  распада, тогда как равенства  $G_{1(i)}^{(v)}\{0\} = G_{1(i)}^{(V)}(0)$  и  $G_{3(i)}^{(v)}(0) = G_{3(i)}^{(V)}(0)$  означают, что суммарный вклад вычетов  $\rho(770)$ -,  $\rho(1100)$ -

и  $\rho$  (1250)-мезонных полюсов (продольно и поперечно поляризованных  $\rho$ -мезонов соответственно) не меняется при переходе от электромагнитных к слабым взаимодействиям этих мезонов.

Заметим, что в случае однополюсных аксиально-векторных сл. ФФ  $G_{3(i)}^{(A)}(0) = g_{3(i)}^{(A)}$ .

**Δ (1232)-резонанс (i =1). Векторные ФФ.**

Результаты вычисления продольного  $G_{3(1)}^{(V)}(Q^2)$  и поперечного  $G_{3(1)}^{(A)}(Q^2)$  сл. ФФ с параметрами, полученными в [2]:

$$\alpha_{(1)}^{(V)} = 0, \quad G_{1(1)}^{(V)}(0) = -1,69;$$

$$G_{3(1)}^{(V)}(0) = 5,04, \quad g_{3(1)}^{(V)} = 15,69, \quad (15)$$

показаны непрерывными кривыми на рис.1 и 2.

**Аксиально-векторные ФФ.** Результаты вычисления аксиально-векторного продольного ФФ  $G_{1(1)}^{(A)}(Q^2)$  с параметрами  $\beta_{(1)} = 0$ ,  $G_{3(1)}^{(A)}(0) = g_{3(1)}^{(A)} = 5,04$ ,  $g_{(1)} = 5,04$  и  $\beta_{(1)} = 0$ ,  $G_{3(1)}^{(A)}(0) = g_{3(1)}^{(A)} = 50,4$ ,  $g_{(1)} = 0,504$  показаны пунктирной и штрих-пунктирной кривыми

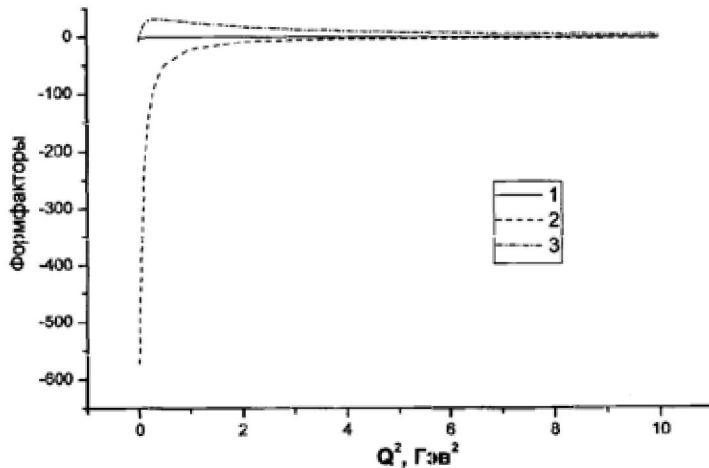


Рис. 2. 1 –  $G_{3(1)}^{(V)}(Q^2)$ ; 2, 3 –  $G_{3(1)}^{(A)}(Q^2)$

соответственно на рис. 1. Результаты вычисления поперечного аксиально-векторного сл. ФФ  $G_{3(1)}^{(A)}(Q^2)$  с параметрами  $\beta_{(1)} = 0$ ,  $G_{3(1)}^{(A)}(0) = g_{3(1)}^{(A)} = 5,04$  показаны пунктирной кривой, а с параметрами  $\beta_{(1)} = 0$ ,  $G_{3(1)}^{(A)}(0) = g_{3(1)}^{(A)} = 50,4$  – штрих-пунктирной кривой на рис. 2.

**N(1520)-резонанс (i =2). Векторные ФФ.**

Результаты вычисления продольного  $G_{1(2)}^{(V)}(Q^2)$  и поперечного  $G_{3(2)}^{(V)}(Q^2)$  ФФ с параметрами [2]:

$$\alpha_{(2)}^{(V)} = 0, \quad G_{1(2)}^{(V)}(0) = 10,86;$$

$$G_{3(2)}^{(V)}(0) = 19,48, \quad g_{3(2)}^{(V)} = 60,14 \quad (16)$$

показаны непрерывными кривыми на рис. 3 и 4.

**Аксиально-векторные ФФ.** Результаты вычисления аксиально-векторного продольного ФФ  $G_{1(2)}^{(A)}(Q^2)$  с параметрами  $\beta_{(2)} = 0$ ,  $G_{3(2)}^{(A)}(0) = g_{3(2)}^{(A)} = 19,48$ ,  $g_{(2)} = 19,48$  и  $\beta_{(2)} = 0$ ,

Рис. 1. 1 –  $G_{1(1)}^{(V)}(Q^2)$ ; 2, 3 –  $G_{3(1)}^{(A)}(Q^2)$

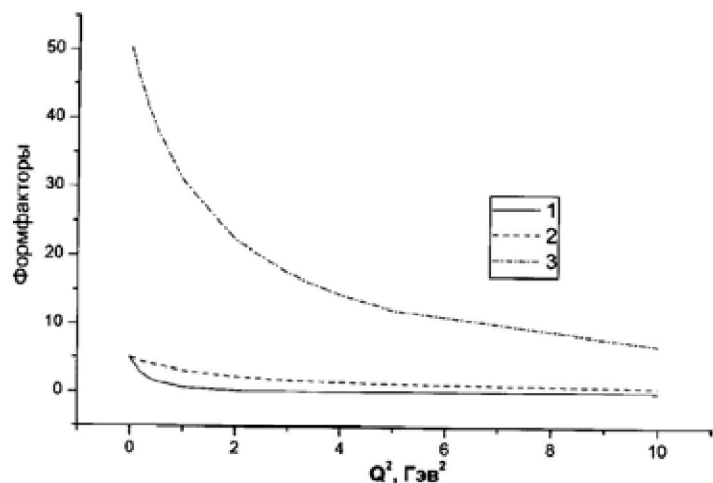


Рис. 3. 1 –  $G_{1(2)}^{(V)}(Q^2)$ ; 2, 3 –  $G_{2(1)}^{(A)}(Q^2)$

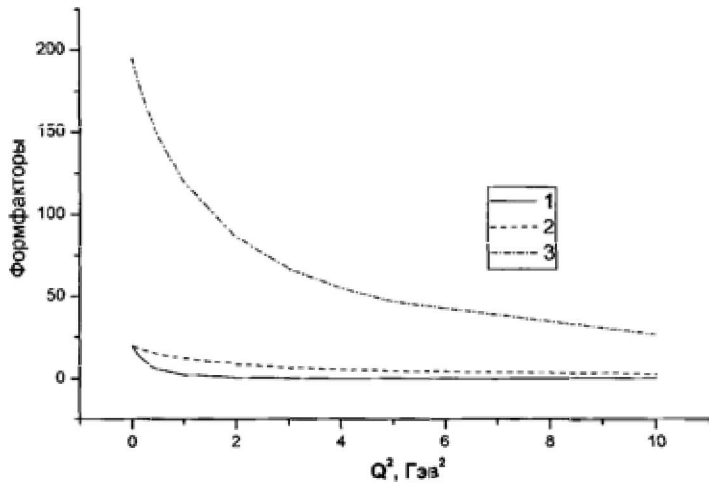
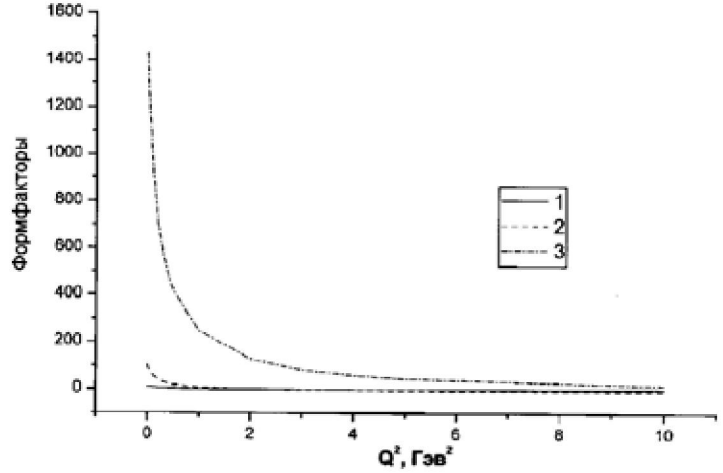


Рис. 4. 1 –  $G_{3(2)}^{(V)}(Q^2)$ ; 2, 3 –  $G_{3(2)}^{(A)}(Q^2)$

$G_{3(2)}^{(A)}(0) = g_{3(2)}^{(A)} = 194,8$ ,  $g_{(2)} = 1,948$  показаны пунктирной и штрих-пунктирной кривыми соответственно на рис. 3.

Результаты вычисления аксиально-векторного поперечного сл. ФФ  $G_{3(2)}^{(A)}(Q^2)$  с параметрами  $\beta_{(2)} = 0$ ,  $G_{3(2)}^{(A)}(0) = g_{3(2)}^{(A)} = 19,48$  и  $\beta_{(2)} = 0$ ,  $G_{3(2)}^{(A)}(0) = g_{3(2)}^{(A)} = 194,8$  показаны пунктирной и штрих-пунктирной кривыми соответственно на рис. 4.

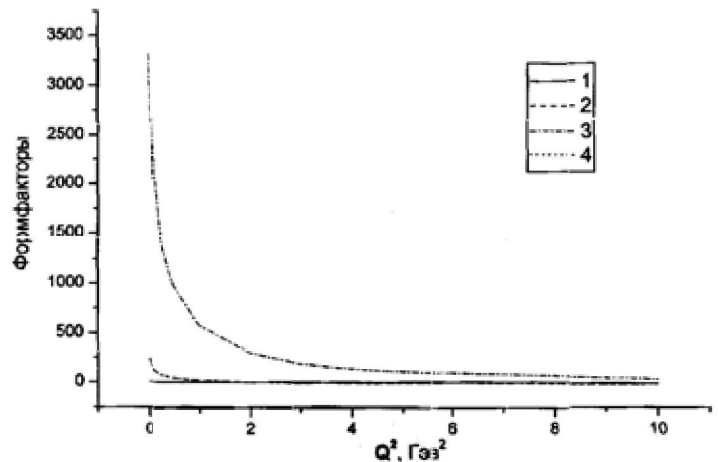
**N(1680) резонанс (i=3). Векторные ФФ.**

Результаты вычисления продольного  $G_{1(3)}^{(V)}(Q^2)$  и поперечного  $G_{3(2)}^{(V)}(Q^2)$  ФФ с параметрами [2]:

$$\alpha_{(3)}^{(V)} = 0,138, \Lambda_{(3)}^2 = 2,625 \text{ ГэВ}^2, G_{1(3)}^{(V)}(0) = 4,51, G_{3(3)}^{(V)}(0) = 44,92, g_{3(3)}^{(V)} = 139,84 \quad (17)$$

показаны непрерывными кривыми на рис. 5 и 6 соответственно.

Рис. 5. 1 –  $G_{1(3)}^{(V)}(Q^2)$ ; 2–4 –  $G_{1(3)}^{(A)}(Q^2)$



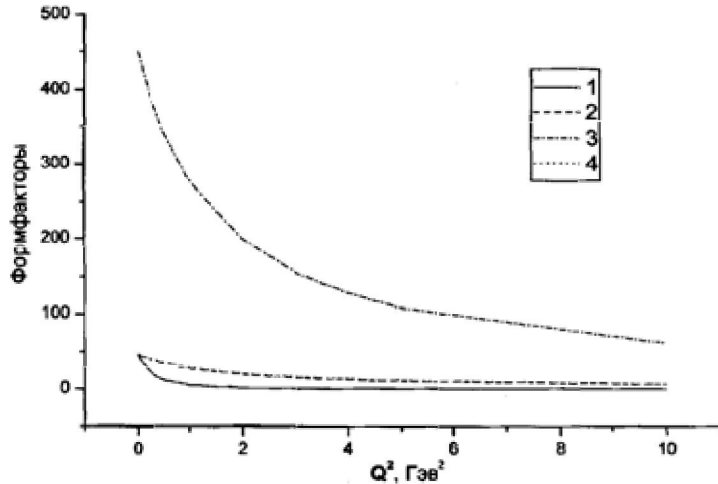


Рис. 6. 1 –  $G_{3(3)}^{(V)}(Q^2)$ ; 2, 3 –  $G_{3(3)}^{(A)}(Q^2)$

**Аксиально-векторные ФФ.** Результаты вычисления аксиально-векторного продольного ФФ  $G_{1(3)}^{(A)}(Q^2)$  с параметрами  $\beta_{(3)} = 0$ ,  $G_{3(3)}^{(A)}(0) = g_{3(3)}^{(A)} = 44,92$ ,  $g_{(3)} = 44,92$ ;  $\beta_{(3)} = 0$ ,  $G_{3(3)}^{(A)}(0) = g_{3(3)}^{(A)} = 449,2$ ,  $g_{(3)} = 4,492$  и  $\beta_{(3)} = 0,138$ ,  $G_{3(3)}^{(A)}(0) = g_{3(3)}^{(A)} = 44,92$ ,  $g_{(3)} = 44,92$  показаны пунктирной, штрих-пунктирной и точечной кривыми, соответственно, на рис. 5. Результаты вычисления аксиально-векторного поперечного ФФ  $G_{3(3)}^{(A)}(Q^2)$  с параметрами  $\beta_{(3)} = 0$ ,  $G_{3(3)}^{(A)}(0) = g_{3(3)}^{(A)} = 44,92$ ;  $\beta_{(3)} = 0$ ,  $G_{3(3)}^{(A)}(0) = g_{3(3)}^{(A)} = 449,2$  и  $\beta_{(3)} = 0,138$ ,  $G_{3(3)}^{(A)}(0) = g_{3(3)}^{(A)} = 44,92$  показаны пунктирной, штрих-пунктирной и точечной кривыми соответственно на рис. 6.

**Заключение.** Проведенные количественные оценки (см. рис. 1–6) показали, что для всех трех, рассмотренных в работе нуклонных резонансов  $\Delta(1232)$ ,  $N(1520)$ ,  $N(1680)$ :

1) изменение на порядок величины вычета  $g_{3(i)}^{(V)}$  практически не влияет на поведение слабых векторных формфакторов  $G_{1(i)}^{(V)}(Q^2)$  и  $G_{3(i)}^{(V)}(Q^2)$  в области  $0 \leq Q^2 = |k^2| \leq 2 \text{ ГэВ}^2$ ;

2) вклад разреза, связанного с переходом  $a_1(1260) \rightarrow \rho(770) + \pi(140)$  в аксиально-век-

торные формфакторы  $G_{1(i)}^{(A)}(Q^2)$  и  $G_{3(i)}^{(A)}(Q^2)$ , пренебрежимо мал во всей рассмотренной области  $0 \leq Q^2 \leq 10 \text{ ГэВ}^2$ ;

3) поведение продольного аксиально-векторного формфактора  $G_{1(i)}^{(A)}(Q^2)$  в области  $0 \leq Q^2 \leq 1 \text{ ГэВ}^2$  существенно зависит от вклада  $\pi(140)$ -мезонного полюса.

Таким образом, в планируемых экспериментах по неупругому взаимодействию нейтрино (антинейтрино) с нуклоном можно ожидать, что заметная доля событий в области  $0 \leq Q^2 \leq 1 \text{ ГэВ}^2$  будет обусловлена возбуждением нуклонных резонансов. Это позволит получить важную информацию о механизме частичного сохранения аксиально-векторного тока нуклона.

ЛИТЕРАТУРА

1. Окунь Л.Б. Лептоны и кварки. М.: Наука, 1981.
2. Руськин В.И., Харчевников П.Б. // ЯФ. 2001. Т. 64. С. 910.
3. Исаев П.С. Квантовая электродинамика в области высоких энергий. М.: Энергоатомиздат, 1984.
4. Foster F., Hughes G. // Rep. Prog. Phys. 1983. V. 46. P. 1445.
5. Stoler P. // Phys. Reports. 1992. V.226. P. 103.

Резюме

Нуклонның векторлық және аксиаль-векторлық әлсіз ауыспалы формфакторларын параметрлеу қарастырылды.

Summary

The work is devoted to parametrization of the nucleon weak transient vector /axial vector form factors.

Физико-технический институт,  
г. Алматы

Поступила 06.05.05 г.