

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ
УНИВЕРСИТЕТ имени М.В. ЛОМОНОСОВА

НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ имени Д.В. СКОБЕЛЬЦЫНА

Р.К. Дементьев

О МЕХАНИЗМЕ ОБРАЗОВАНИЯ ПЕНТАКВАРКА Θ^+

Препринт НИИЯФ МГУ № 2011 – 8/872

Москва 2011 г.

Р.К. Дементьев

E-mail: roman@sinp.msu.ru, dement@mail.desy.de

О МЕХАНИЗМЕ ОБРАЗОВАНИЯ ПЕНТАКВАРКА Θ^+

Препринт НИИЯФ МГУ N° 2011 – 8/872

Аннотация

Рассмотрена возможность возникновения резонансного состояния Θ^+ в процессах нуклон-нуклонных и фотон-нуклонных взаимодействий. Получены оценки значений экспериментально измеряемых переменных, при которых возможно наблюдение Θ^+ .

R.K. Dementiev

E-mail: roman@sinp.msu.ru, dement@mail.desy.de

ABOUT Θ^+ PENTAQUARK CREATION MECHANISM

Preprint MSU SINP N° 2011 – 8/872

Abstract

The possibility of the Θ^+ resonance states appearing in nucleon-nucleon and photon-nucleon interactions has been considered. The values estimation of measurable variables, which allow the Θ^+ observing, has been obtained.

© Р.К. Дементьев, 2011

© НИИЯФ МГУ 2011, <http://www.sinp.msu.ru>

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение	4
Модель образования Θ^+	6
Моделирование резонансных состояний	9
Результаты и обсуждение	11
Заключение	13
Список литературы	14
Рисунки	15

1. ВВЕДЕНИЕ

Началом изучения экзотических барионов можно считать работы Скирма и Виттена [1], в которых было предложено описывать нуклон как сферически симметричное солитонное решение пионного поля, а барионный заряд как топологическое квантовое число этого поля. В киральных солитонных моделях топологическими свойствами полей называют форму распределения массы и барионного заряда для различных значений барионного числа B : сфера для $B = 1$, тор для $B = 2$, тетраэдр для $B = 3$ и т.д. Модели киральных солитонов позволяют описывать различные свойства барионных систем без привлечения кварков, переносящих дробный барионный заряд.

В работе [2] было предсказано, что в дополнение к обычным октету и декуплету частиц может существовать антидекуплет барионов, содержащий пятикварковое состояние со спином-четностью $J^P = \frac{1}{2}^+$ и странностью $S=+1$. Впоследствии Д. Дьяконовым, В. Петровым и М. Поляковым [3] были предсказаны масса 1530 МэВ и ширина $\Gamma < 15$ МэВ этого бариона, позже названного Θ^+ , что послужило мотивацией экспериментальных поисков пентакварка Θ^+ . Первые сообщения о его наблюдении появились в 2003 г. от соотрудничеств DIANA [4] и LEPs [5].

Из всего набора данных экспериментального изучения Θ^+ следует, что это состояние имеет спин $1/2$, изотопспин 0 , а его четность пока неизвестна. Сигнал, подобный резонансному, наблюдался в области инвариантной массы K -мезона и нуклона от 1522 до 1555 МэВ [4–11].

Наряду с успешными результатами поиска Θ^+ в экспериментах при низких энергиях около десяти экспериментальных групп не подтвердили существование этого состояния, либо данные о его характеристиках существенно различались. Сотрудничество CLAS при повторном поиске пятикваркового состояния не обнаружило сигнала Θ^+ [12]. Эта же экспериментальная группа провела поиск Θ^+ в той же реакции, что и в эксперименте SAPHIR [7], но на статистике, более чем на порядок превышающей статистику эксперимента SAPHIR, и констатировала полное отсутствие резонансного сигнала [13]. Из всех повторных поисков Θ^+ при низких энергиях только сотрудничество DIANA и LEPs подтвердили свои предыдущие результаты [14].

Данные экспериментов при высоких энергиях имеют также много неопределенностей. В эксперименте ZEUS [9] резонансный пик Θ^+ виден только при ограничении

виртуальности фотона $Q^2 > 20$ ГэВ. В экспериментах же HERA-B [15], CDF [16] и FOCUS [17] сигнал Θ^+ не наблюдался. В то же время сотрудничество SVD с высоким уровнем статистической достоверности подтвердило [11] свои результаты наблюдения пентакварка Θ^+ [10]. В марте 2004 г. сотрудничество H1 сообщило о наблюдении резонансного сигнала в спектре инвариантных масс $D^{*-}p$ и $D^{*+}\bar{p}$ с центральным значением 3.1 ГэВ [18]. Этот результат мог бы свидетельствовать о существовании очарованного аналога Θ^+ , но сотрудничество ZEUS наблюдение такого резонанса не подтвердило [19].

Тот факт, что при поиске сигналов пятикварковых резонансных состояний нет устойчиво повторяющихся результатов, может свидетельствовать о том, что для их образования требуются либо специфические формы взаимодействия партонов, либо особые кинематические условия. В связи со сложностями экспериментального наблюдения Θ^+ появились попытки объяснить феномен его существования способами, не связанными с моделью киральных топологических солитонов. Так в дикварковой модели пентакварков [20] была высказана гипотеза существования особых корреляций между двумя кварками в 0^+ антитриплетном состоянии, в результате которых два скалярных дикварка с изоспином 0 и моментом относительного движения $l = 1$ притягивают странный антикварк, образуя связанное состояние. Пятикварковая система Θ^+ рассматривалась как адронная молекула, состоящая из связанного состояния нуклона и К-мезона [21]. В работе [22] была предпринята попытка описать структуру и распад пятикварковых состояний на основе теории цветowych струн, а в работе [23] рассматривался механизм образования Θ^+ , основанный на обмене экзотической редже-траекторией. Наблюдение резонансного сигнала в спектре инвариантной массы K^+ -мезона и нейтрона рассматривалось и как следствие кинематического отражения от распадов мезонов $f_1(1275)$, $a_2(1320)$ и $\rho_3(1690)$ [24].

В данной работе рассматривается один из возможных сценариев образования Θ^+ на основе механизма, не выходящего за рамки конституентной кварковой модели и стандартной картины кварк-глюонных взаимодействий. Проводится анализ кинематических условий, необходимых для образования Θ^+ .

2. МОДЕЛЬ ОБРАЗОВАНИЯ Θ^+

Образование резонансного состояния Θ^+ рассмотрим на примере двух низкоэнергетических экспериментов CLAS, SAPHIR и двух высокоэнергетических экспериментов SVD и ZEUS. На рис. 1 показаны диаграммы фотон-протонных(нейтронных) $\gamma p(n)$, протон-протонных pp и электрон-протонных ep взаимодействий с обозначениями необходимых кинематических характеристик. В процессах ep и $\gamma p(n)$ взаимодействий фотон с виртуальностью $Q^2 > 0$ (в режиме глубоконеупругого рассеяния), либо квазиреальный фотон с виртуальностью $Q^2 \approx 0$ (в режиме фоторождения) через механизм фотон-глюонного слияния взаимодействует с глюоном, излучаемым одним из кварков нуклона. В случае pp взаимодействий глюон излучаемый кварком протона мишени взаимодействует с кварком из налетающего протона. Во всех перечисленных процессах нуклон, излучающий глюон, меняет свое начальное состояние. Представим эволюцию этого нуклонного состояния с 4-импульсом p энергией E_N и массой m_N ($N = p, n$) трехшаговым процессом. На первом шаге кварк, обладающий трехмерным импульсом $x\mathbf{p}$ и массой $m_q = xm_N$ (\mathbf{p} – 3-импульс нуклона, x – доля импульса нуклона, переносимая кварком), излучает глюон (g), в результате чего происходит цветовая перезарядка этого кварка, нарушающая полный триплет трех цветов в антисимметричной комбинации. Система трех кварков перестает быть связанной и кварк оказывается в цветовом поле спектаторной части нуклона, которую в дальнейшем будем называть дикварком (dq)

$$V(r) = Kr + \frac{l(l+1)}{2m_q r^2}, \quad K = 0.2 \text{ ГэВ/фм}. \quad (1)$$

Предположим, что кварк, испытавший цветовую перезарядку, остается на массовой поверхности, получает 4-импульс q с уменьшенным в z раз модулем 3-импульса $z\mathbf{p}$ и с энергией $E_q = \sqrt{(z\mathbf{p})^2 + m_q^2}$. Глюон получает 3-импульс $\mathbf{g} = x\mathbf{p} - \mathbf{q}$, энергию $E_g = E_N - E_q - E_{dq} - V(r)$, а спектаторная часть нуклона – 4-импульс $(1-x)p$.

На втором шаге кварк, изменивший цветовой заряд, получает дополнительное движение относительно дикварка (характеризуемое орбитальным моментом l и относительным расстоянием r) в поле цветового потенциала (1). Удаление кварка от дикварка на расстояние R порядка фемтометра приводит к увеличению энергии цветового поля, что сопровождается образованием цветовой струны между ними и ”вытягиванием из моря” кварк-антикварковых пар. Предположим, что энергия цветового поля кварка и дикварка, разделенных расстоянием R , идет на образование одной кварк-антикварковой пары

($s\bar{s}$) (Рис. 1: CLAS-1, SAPHIR) или двух кварк-антикварковых пар ($d\bar{d}$) и ($s\bar{s}$) (Рис. 1: CLAS-2, SVD и ZEUS) с энергиями $E_{d\bar{d}}$ и $E_{s\bar{s}}$. Так как цветовой потенциал имеет только скалярную часть, то $V(R) = E_{d\bar{d}} + E_{s\bar{s}}$, а суммарный 3-импульс вновь образованных кварков равен нулю. Для простоты положим, что кварк-антикварковые пары рождаются с равными и противоположно направленными 3-импульсами $\mathbf{p}_d = -\mathbf{p}_{\bar{d}}$ и $\mathbf{p}_s = -\mathbf{p}_{\bar{s}}$, тогда можно сделать оценку максимальных значений импульсов образовавшихся кварков. При рождении двух пар $d\bar{d}$ и $s\bar{s}$ $E_d = V(R)/2 - \sqrt{m_s^2 + \mathbf{p}_s^2} \geq m_d$, откуда следует $|\mathbf{p}_s|_{\max} = \sqrt{(V(R)/2 - m_d)^2 - m_s^2}$.

На третьем шаге появившиеся из моря d и \bar{s} кварки образуют бесцветную пятикварковую систему ($uudd\bar{s}$), которая путем рекомбинации кварков переходит в конечное состояние pK^0 или nK^+ . При этом вероятность образования nK^+ в два раза выше вероятности образования pK^0 , если взаимодействие произошло на протоне, и вероятность образования pK^0 должно в два раза превышать вероятность образования nK^+ , если взаимодействие произошло на нейтроне.

Расстояние R совпадает с длиной потенциального барьера (1), в поле которого движется кварк, излучивший глюон. Для того, чтобы движение этого кварка подчинялось квантовомеханическому описанию, как движение квазиклассической частицы с определенной массой m_q и скоростью V_q , волновой пакет, соответствующий кварку, не должен расплываться за время $\tau = R/V_q$. Расплывание пакета за время τ оценивается величиной $\Delta\Gamma = \sqrt{\tau/m_q}$, а условие ее малости $\Delta\Gamma \ll R$ приводит к неравенству $|\mathbf{q}|R \gg 1$, из которого следует $(R m_q V_q)^2 + V_q^2 \gg 1$. Чтобы удовлетворить последнему неравенству, его левая часть должна быть, по крайней мере, на порядок больше правой. Из этого условия получаем оценку минимальной доли импульса нуклона, переносимой кварком (до излучения им глюона), в зависимости от скорости V_q (после излучения глюона) и расстояния R :

$$x_{\min} = \frac{10\sqrt{1 - V_q^2}}{V_q R m_N}. \quad (2)$$

Использование цветового потенциала (1), имеющего нерелятивистскую природу, в рамках релятивистской кинематики требует приведения в соответствие значений используемых кинематических переменных условиям задачи. В частности, скорость кварка должна быть ограничена сверху $V_q \leq V_{q \max}$. Из соотношения (2) следует, что в широком диапазоне расстояний R допустимая кинематическая область слабореляти-

вистского кварка $V_{q \max} \leq 0.5$ сосредоточена в интервале $x_{\min} \geq 0.65$.

Из ограничения скорости кварка $V_q = y |\mathbf{p}| / \sqrt{(y \mathbf{p})^2 + m_N^2} \leq V_{q \max}$, следует условие

$$y \leq \frac{m_N}{|\mathbf{p}|} \frac{V_{q \max}}{\sqrt{1 - V_{q \max}^2}} = y_{\max}. \quad (3)$$

Таким образом, из модельных предположений следует, что величина y должна быть малой, доля начального импульса x – большой, а глюон должен уносить значительную долю энергии нуклона. При зондировании высокоимпульсной части структуры нуклона, когда валентный кварк несет почти весь его импульс, можно воспользоваться известным правилом сумм для функции распределения партонов $f(x)_{x \rightarrow 1} \rightarrow (1 - x)^{2n_s - 1}$, где n_s – число валентных кварков спектаторов. Распределение кварков при малых x определяется условием $f(x)_{x \rightarrow 0} \rightarrow \frac{1}{x}$. В дальнейших расчетах использовалась функция распределения кварков нуклона вида $f_p(x) = x^{-1}(1 - x)^3$. Переменная y определялась в соответствии с вероятностью $P(y) = (4/3)(1 + y^2)/(1 - y)$ найти кварк, излучивший глюон, с 3-импульсом в y раз меньшим его начальной величины.

Рассмотрим в нерелятивистском пределе движение кварка с энергией E_q в поле линейно растущего потенциала (1). Внутри такого потенциального барьера при $E_q \geq V(r)$ нерелятивистское выражение волнового числа кварка определяется как $\alpha = \sqrt{2m_q(E_q - V(r))}$, а коэффициент прозрачности барьера

$$T = \left[1 + [V^2(r) \sin^2(\alpha r)] / [4E_q(E_q - V(r))] \right]^{-1}.$$

С ростом r коэффициент прозрачности уменьшается, проходя при $E_q \approx V(r)$ значение $(1 + 0.5m_q V(r)r^2)^{-1}$ и при $E_q < V(r)$ равен

$$T = \left[1 + [V^2(r) \text{sh}^2(\beta r)] / [4E_q(V(r) - E_q)] \right]^{-1}, \quad \beta = \sqrt{2m_q(V(r) - E_q)}.$$

При движении кварка с орбитальным моментом l возможно его задержание в области силового центра (1), в результате чего волновая функция кварка в парциальной волне l искажается, приобретая фазовый сдвиг, а волновая функция дикварк-спектатора остается без изменений. Удержание кварка потенциальным барьером прекращается при достижении такого расстояния R между кварком и дикварком, при котором кварк-дикварковая система обесцвечивается путем присоединения появившихся из цветовой струны кварков с соответствующими дополнительными цветами. Волновая функция измененной кварк-дикварковой системы имеет фазу, отличную от фазы

кварк-дикварковой системы до излучения глюона. Это отличие тем больше, чем сильнее удержание кварка потенциальным барьером (1). Время удержания кварка соответствует времени обрастания кварк-дикварковой системы обесцвечивающими ее кварк-антикварковыми парами, т.е. времени, за которое кварк-дикварковая система набирает массу $M_{5q} = \sqrt{(P_q + P_{dq} + P_{\bar{s}} + P_{d(u)})^2}$ и приобретает сдвиг фазы δ_l в той парциальной волне l , в которой происходило удержание кварка потенциальным барьером. Это же время совпадает и со временем жизни цветовой струны $\tau = R/V_q$. Если в процессе описанной кварк-дикварковой эволюции возникает квазистационарное состояние в парциальной волне l , с массой M_{Res} и временем жизни τ , то его волновая функция в зависимости от времени t имеет вид $\psi_l(t) = \psi_l(0)e^{-iM_{Res} t} e^{-t/2\tau} = \psi_l(0)e^{-t(iM_{Res} + \Gamma_1/2)}$. Фурье-образ $\psi_l(t)$ имеет Брейт-Вигнерову форму зависимости амплитуды кварк-дикварковой эволюции от массы пятикварковой системы

$$\Phi_l(M_{Res}, \Gamma_1, M_{5q}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^\infty \psi_l(t) e^{iM_{5q}t} dt = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{i\psi_l(0)}{(M_{5q} - M_{Res}) + i\Gamma_1/2}.$$

$|\Phi_l|^2$ определяет вероятность образования квазистационарного состояния, а величина $\Gamma_l = 1/\tau$ является мерой времени жизни этого состояния в парциальной волне l . Квадрат модуля Φ_l пропорционален парциальному сечению рассеяния кварка дикварком:

$$\sigma_l^{q-dq} = \frac{4\pi}{\mathbf{p}^{*2}} (2l + 1) \sin^2 \delta_l. \quad (4)$$

Здесь \mathbf{p}^* – 3-импульс кварка излучившего глюон в системе центра масс кварка и дикварка. Свободный коэффициент $\psi_l(0)$ определяется из условия равенства парциального сечения (4) при $\delta_l \approx \pi/2$ и квадрата модуля Φ_l при $M_{5q} \approx M_{Res}$, когда $|\Phi_l|^2$ и σ_l^{q-dq} имеют максимальные значения.

3. МОДЕЛИРОВАНИЕ РЕЗОНАНСНЫХ СОСТОЯНИЙ

Анализ характеристик пятикварковых систем ($uudd\bar{s}$) проводился на основе Монте-Карло моделирования эволюции кварк-дикварковых состояний (далее называемых событиями) в экспериментах CLAS, SAPHIR, ZEUS и SVD в соответствии с кинематическими условиями каждого эксперимента и модельными предположениями описанными в предыдущем разделе. Эксперименты имеют различные кинематические условия: фиксированный пучок и фиксированная мишень в эксперименте SVD, фиксированная

мишень в экспериментах CLAS и SAPHIR, а эксперимент ZEUS – коллайдерный. Для удобства сравнения результатов моделирования, расчеты проводились в системе центра масс сталкивающихся частиц. Вычислялись кинематические переменные и определялись 4-импульсы партонов формирующих пятикварковое состояние. Значения масс образовавшихся из моря u , d и s кварков разыгрывались согласно нормальному распределению со средними значениями $\langle m_u \rangle = \langle m_d \rangle = 150$ МэВ, $\langle m_s \rangle = 300$ МэВ и дисперсиями $\sigma_u = \sigma_d = \sigma_s = 50$ МэВ.

Из кинематики модели следует, что глюон уносит энергию E_g , составляющую значительную долю энергии начального нуклона. Чтобы удовлетворить этому требованию вводился параметр ограничения энергии глюона $E_g < E_g^{\text{CUT}}$: для эксперимента SAPHIR $E_g^{\text{CUT}} = 0.13$ ГэВ, для эксперимента CLAS $E_g^{\text{CUT}} = 0.4$ ГэВ, для эксперимента SVD $E_g^{\text{CUT}} = 3.9$ ГэВ и для эксперимента ZEUS $E_g^{\text{CUT}} = 25$ ГэВ.

Так как удержание кварка в потенциальном барьере может возникнуть при коэффициенте прозрачности барьера $T < 1$, то важно проследить корреляцию величины T с величинами других кинематических переменных, в частности, со скоростью V_q кварка излучившего глюон. С ростом V_q коэффициент прозрачности увеличивается, изменяясь при $V_q \lesssim V_{q \text{ max}} = 0.5$ в интервале $0 < T \lesssim 0.5$, что не противоречит условию образования квазистационарного состояния. Все смоделированные события разделялись на две группы в соответствии с условиями:

$$V_q < V_q^{\text{CUT}}, \quad (5)$$

$$V_q > V_q^{\text{CUT}}. \quad (6)$$

Параметр V_q^{CUT} в зависимости от кинематических условий эксперимента варьировался в диапазоне $0.3 < V_q^{\text{CUT}} < 0.4$. При вычислении фазы δ_l проводилась замена непрерывно меняющегося потенциала (1) на ряд ступенчатых потенциалов с шириной $a \ll R$, для которых рассчитывалась парциальная фаза путем "сшивания" волновой функции кварка во внутренней области ступенчатого потенциала с решением во внешней области. Полная фаза δ_l вычислялась как сумма всех парциальных фаз. Таким же способом деления потенциала (1) на систему ступенчатых потенциалов рассчитывался и коэффициент прозрачности. Рис. 2 демонстрирует поведение фазового сдвига δ_l в зависимости от массы M_{5q} . С ее ростом среднее значение δ_l плавно переходит значение $\pi/2$ при $M_{5q} = 1.54 \pm 0.02$ ГэВ для событий удовлетворяющих условию (5) и не достигает этого значения для событий удовлетворяющих условию (6). В дальнейших расчетах значение

M_{Res} выбиралось в интервале от 1.52 до 1.55 ГэВ, а значение $\Gamma_l = 1/\tau$ определялось для каждого события в соответствии со значениями R и V_q . В расчетах дифференциальных распределений для событий отвечающих условию (5) вводился вес равный вероятности образования резонансного состояния

$$W = \Phi_l^*(M_{\text{Res}}, \Gamma_l, M_{5q}) \cdot \Phi_l(M_{\text{Res}}, \Gamma_l, M_{5q}),$$

а для событий удовлетворяющих условию (6) – вес равный сечению (4) кварк-дикварковой эволюции без удержания кварка потенциальным барьером.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 3 показаны результаты расчетов дифференциальных распределений различных кинематических характеристик рассматриваемых экспериментов. Распределения по эффективной массе пятикварковых систем M_{5q} отвечают сумме событий удовлетворяющих условиям (5) и (6) при $V_q^{\text{CUT}} = 0.35$. Остальные распределения приведенные на этом рисунке рассчитаны при выполнении только условия (5). Распределения по ширине резонансных состояний сосредоточены в интервале $10 < \Gamma < 25$ МэВ со средним значением 15 МэВ. Распределения по сдвигу фазы в парциальной волне $l = 1$ имеют одинаковое среднее значение $\langle \delta_1 \rangle \approx \pi/2$, а максимальная вероятность образования резонансных состояний соответствует коэффициенту прозрачности $T \approx 0.05$.

Наиболее важными характеристиками резонансных состояний являются формы их массовых спектров и поведение фаз. Кинематические характеристики всех четырех экспериментов имеют одинаковые формы распределений и идентичное поведение. Это позволяет провести анализ массовых спектров и фаз на примере их расчетов для одного из экспериментов. На рис. 4 показаны рассчитанные для эксперимента CLAS изменения массовых спектров и распределений по сдвигу фазы при вариации значения V_q^{CUT} . Уменьшение V_q^{CUT} приводит к уменьшению резонансного сигнала, а среднее значение распределения по фазе увеличивается от $\langle \delta_1 \rangle \approx \pi/2$ до $\langle \delta_1 \rangle \approx 1.8$. Резонансное значение фазы $\delta_1 \approx \pi/2$ отвечает узкой области значений скорости кварка $0.30 < V_q < 0.35$. При этом форма изменения фазы (рис.2) не носит характерного резонансного поведения, а именно, скачкообразного перехода через значение $\pi/2$. В этой связи уместно вспомнить выводы Particle Data Group, сделанные более двадцати лет назад. Суммируя в 1986 году результаты экспериментального изучения странных частиц на пузырьковых камерах

было отмечено, что существующие данные не позволяют сделать определенного вывода о резонансах с $S = +1$. Позже в работе по фазовому анализу [25] наблюдалось слабое резонансное поведение в P_{01}, D_{03}, P_{13} и D_{15} парциальных волнах, но был сделан вывод, что эти резонансоподобные структуры не имеют убедительного фазового поведения.

На рис. 4 приведены значения статистической значимости резонансного сигнала $\Sigma = N_{\text{Res}} / \sqrt{N_{\text{Res}} + N_{\text{Bg}}}$, где N_{Res} – число событий под пиком удовлетворяющих условию (5), а N_{Bg} – число событий под пиком удовлетворяющих условию (6). Эта важная для анализа данных характеристика оказывается сильно зависящей от кинематических условий, изменяясь более чем на порядок в узком интервале значений, ограничивающих скорость кварка.

Разделение событий с резонансным сигналом (5) и событий отвечающих фону (6) можно провести и в терминах экспериментально измеряемых величин. На рис. 5а показаны распределения по продольной $(P_Z)_{5q}$ и поперечной $(P_T)_{5q}$ компонентам 3-импульса пятикварковой системы, рассчитанные в лабораторной системе для эксперимента SVD. В интервале $5 < (P_Z)_{5q} < 10$ ГэВ вклады событий удовлетворяющих условиям (5) и (6) примерно равны, а с ростом $(P_Z)_{5q}$ доминируют события отвечающие условию (6). В распределениях по поперечной компоненте полностью доминируют фоновые события, поэтому для экспериментального выделения сигнала от пентакварка предпочтительнее использовать распределения по продольным импульсам пятикварковой системы или продуктам ее распада. Это является следствием предсказываемой моделью отрицательной корреляции значений $(P_Z)_{5q}$ и доли x импульса нуклона, переносимой кварком излучающим глюон (рис. 5б). При выполнении условия (5) для $V_q = 0.35$ кинематически допустимая область x имеет нижнюю границу $x \approx 0.85$. Область $x > 0.85$ отвечает значениям продольных импульсов подсистемы пентакварка uud (proton): $(P_Z)_{\text{proton}} < 1.5$ ГэВ для экспериментов SAPHIR и CLAS, $(P_Z)_{\text{proton}} < 10$ ГэВ – для экспериментов ZEUS и SVD. Сигнал Θ^+ в эксперименте SVD наблюдался при ограничении импульса протона $3 \leq P_{\text{proton}} \leq 10$ ГэВ и $8 \leq P_{\text{proton}} \leq 15$ ГэВ [11], а в эксперименте ZEUS $P_{\text{proton}} \leq 4$ ГэВ, что согласуется с предсказанием модели. В проведенных ранее высокоэнергетических экспериментах, ориентированных на поиск пентакварков, доминировали большие поперечные импульсы и зондировались партонные структуры, обладающие малыми x , а взаимодействия на партонах с большими x носили флуктационный характер. Возможно этим обстоятельством объясняются, как неудачные попытки поиска пентакварков, так

и отрицательные результаты их повторного наблюдения. Как отмечалось ранее, одно из основных условий образования резонанса - требование больших значений x при малых значениях y : $\langle x \rangle \sim 1/y$. В системе центра взаимодействующих фотона и протона ($\mathbf{p}_\gamma = -\mathbf{p}$): $Q^2 = -p_\gamma^2 = -E_\gamma^2 + \mathbf{p}_\gamma^2 = -E_\gamma^2 + \mathbf{p}^2$ с учетом (3) имеем $\langle x \rangle \sim \frac{1}{y} \sim |\mathbf{p}| \sim Q$, что свидетельствует о положительной корреляции значений x и Q^2 . На рис. 5в показано рассчитанное для эксперимента ZEUS распределение по доли импульса протона x , переносимой взаимодействующим кварком, в зависимости от виртуальности фотона. Необходимая для образования резонанса область больших x ($x > 0.85$) выделяется условием $Q^2 > 20 \text{ ГэВ}^2$, что объясняет ограничение на виртуальность фотона, примененное в этом эксперименте [9] для наблюдения сигнала Θ^+ . Для эксперимента ZEUS модель предсказывает распад Θ^+ в состояния, содержащие фрагменты начального протона. В этой связи следует отметить, что в работе [9] убедительный резонансный сигнал виден в массовом спектре комбинаций pK^0 , который хорошо описывается моделью (рис. 6), а не в массовом спектре комбинаций $\bar{p}K^0$. Модель дает удовлетворительное описание данных по наблюдению сигнала Θ^+ и в эксперименте SVD. Рис. 7 и 8 демонстрируют описание массового спектра и распределения по переменной Фейнмана для комбинаций pK_S^0 , полученных в эксперименте SVD [11].

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изложенные в работе модельные представления о механизме образования пятикварковых систем дают возможность воспроизвести основные характеристики состояния Θ^+ с массой $1.54 \pm 0.02 \text{ ГэВ}$ и шириной от 10 до 25 МэВ. Анализ поведения фаз этого состояния не позволяет отнести его к классу классических резонансов. Для образования такой резонансоподобной структуры необходимы строго фиксированные кинематические условия, что является серьезным препятствием для ее экспериментального наблюдения. Определенные в работе кинематические ограничения, необходимые для образования Θ^+ , могут быть использованы для повторного анализа экспериментальных данных, а также для выработки условий проведения новых экспериментов по поиску Θ^+ .

Автор благодарен П.Ф. Ермолову инициировавшему эту работу и внесшему большой вклад в экспериментальное изучение экзотических барионов, а также А.Б. Кайдалову, Л.А. Тихоновой и Л.К. Гладилину за полезные обсуждения и ценные замечания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Т.Н. Skyrme, Proc. Roy. Soc. Lond. A **260**, 127 (1961); Nucl. Phys. B **31**, 556 (1962);
E. Witten, Nucl. Phys. B **223**, 422, 433 (1983).
2. M. Chemtob, Nucl. Phys. B **256**, 600 (1985).
3. Д. Дьяконов, В. Петров, М. Поляков, Z. Phys. A **359**, 305 (1997).
4. V.V. Barmin *et al.* (DIANA Collaboration), Phys. Atom. Nuclei. **66**, 1715 (2003).
5. T. Nakano *et al.* (LEPS Collaboration), Phys. Rev. Lett. **91**, 012002 (2003).
6. S. Stepanyan *et al.* (CLAS Collaboration), Phys. Rev. Lett. **91**, 25001 (2003).
7. J. Barth *et al.* (SAPHIR Collaboration), Phys. Lett. B **572**, 127 (2003).
8. V.Kubarovsky *et al.* (CLAS Collaboration), Phys. Rev. Lett. **92**, 032001 (2004).
9. S. Chekanov *et al.* (ZEUS Collaboration), Phys. Lett. B **591**, 7 (2004).
10. A.Aleev *et al.* (SVD Collaboration), Phys. Atom. Nuclei. **68**, 974 (2005).
11. A.Aleev *et al.* (SVD Collaboration), hep-ex / 0803.3313.
12. B. McKinnon *et al.* (CLAS Collaboration), Phys. Rev. Lett. **96**, 212001 (2006).
13. M.Battaglieri *et al.* (CLAS Collaboration), Phys. Rev. Lett. **96**, 042001 (2006).
14. V.V.Barmin *et al.* (DIANA Collaboration), Phys. Atom. Nuclei. **70**, 35 (2007);
T. Nakano *et al.* (LEPS Collaboration), Phys. Rev. C **79**, 025210 (2009).
15. I. Abt *et al.* (HERA-B Collaboration), Phys. Rev. Lett. **93**, 2120031 (2003).
16. D.O. Litvintsev *et al.* (CDF Collaboration), Nucl. Phys. Proc. Suppl. **142**, 374 (2005).
17. K. Stenson *et al.* (FOCUS Collaboration), Journal of Modern Physics A **20**, 3745 (2005).
18. A.Aktas *et al.* (H1 Collaboration), Phys. Lett. B **588**, 17 (2004).
19. S. Chekanov *et al.* (ZEUS Collaboration), Eur. Phys. J. C **38**, 29 (2004).
20. R. Jaffe and F. Wilczek, Phys. Rev. Lett. **91**, 232003 (2003).
21. Ajay Kumar Rai, J.N. Pandya and P.C. Vinodkummar, hep-ph / 0612244v2.
22. H. Suganuma *et al.*, hep-ph / 0412271.
23. S.P. Baranov, hep-ph / 0803.3012.
24. A.R. Dzierba *et al.*, hep-ph / 0311125.
25. J.S.Hyslop *et al.*, Phys. Rev. D **46**, 916 (1992).

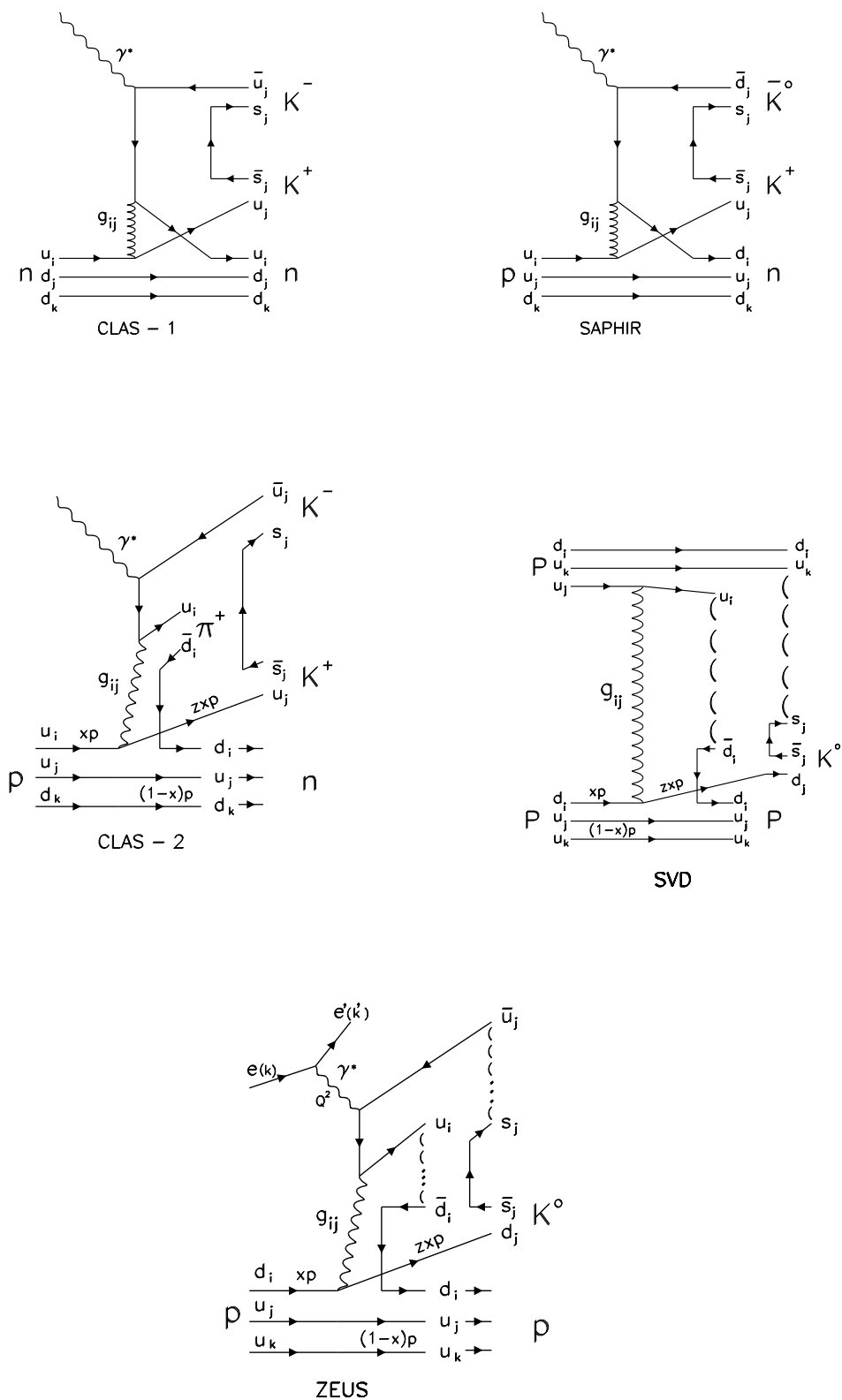


Рис. 1. Диаграммы образования пятикварковых состояний $\{u u d d \bar{s}\}$ в экспериментах CLAS, SAPHIR, SVD и ZEUS). i, j и k – цветовые индексы партонов.

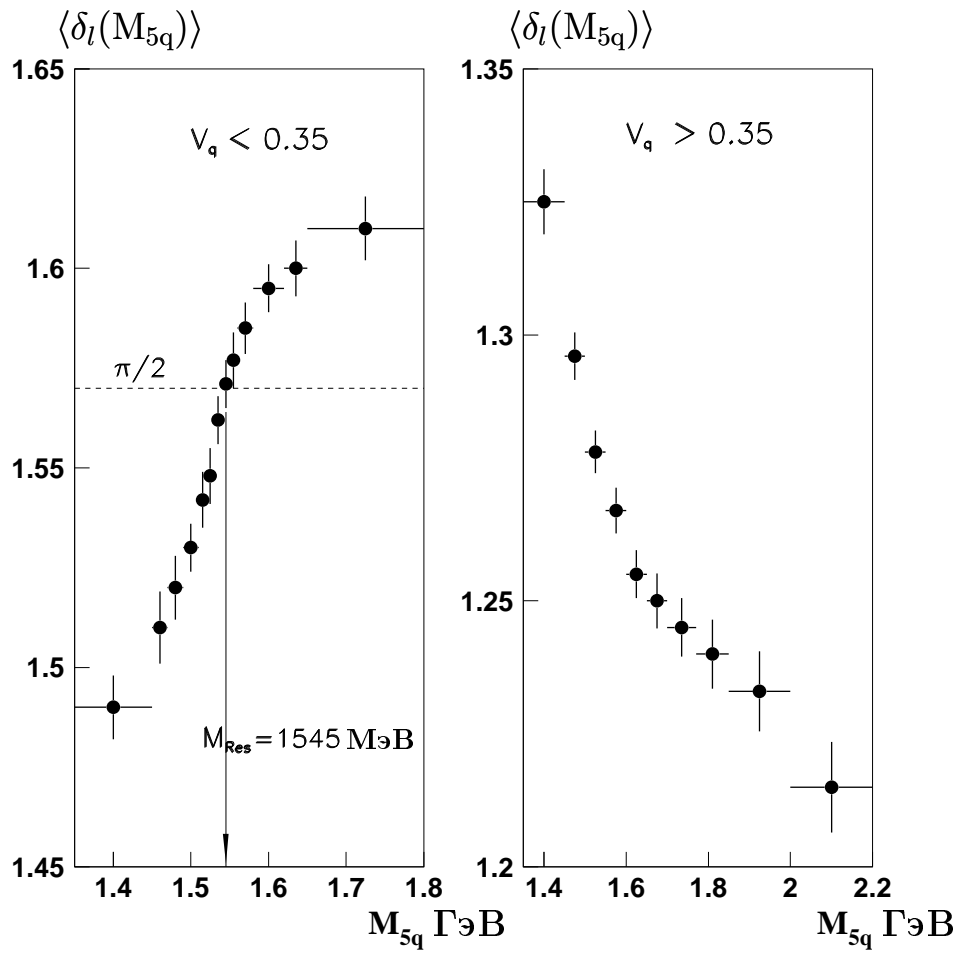


Рис. 2. Средние значения фаз ($l = 1$) в зависимости от массы пятикварковой системы M_{5q} для различных областей изменения скорости кварка V_q .

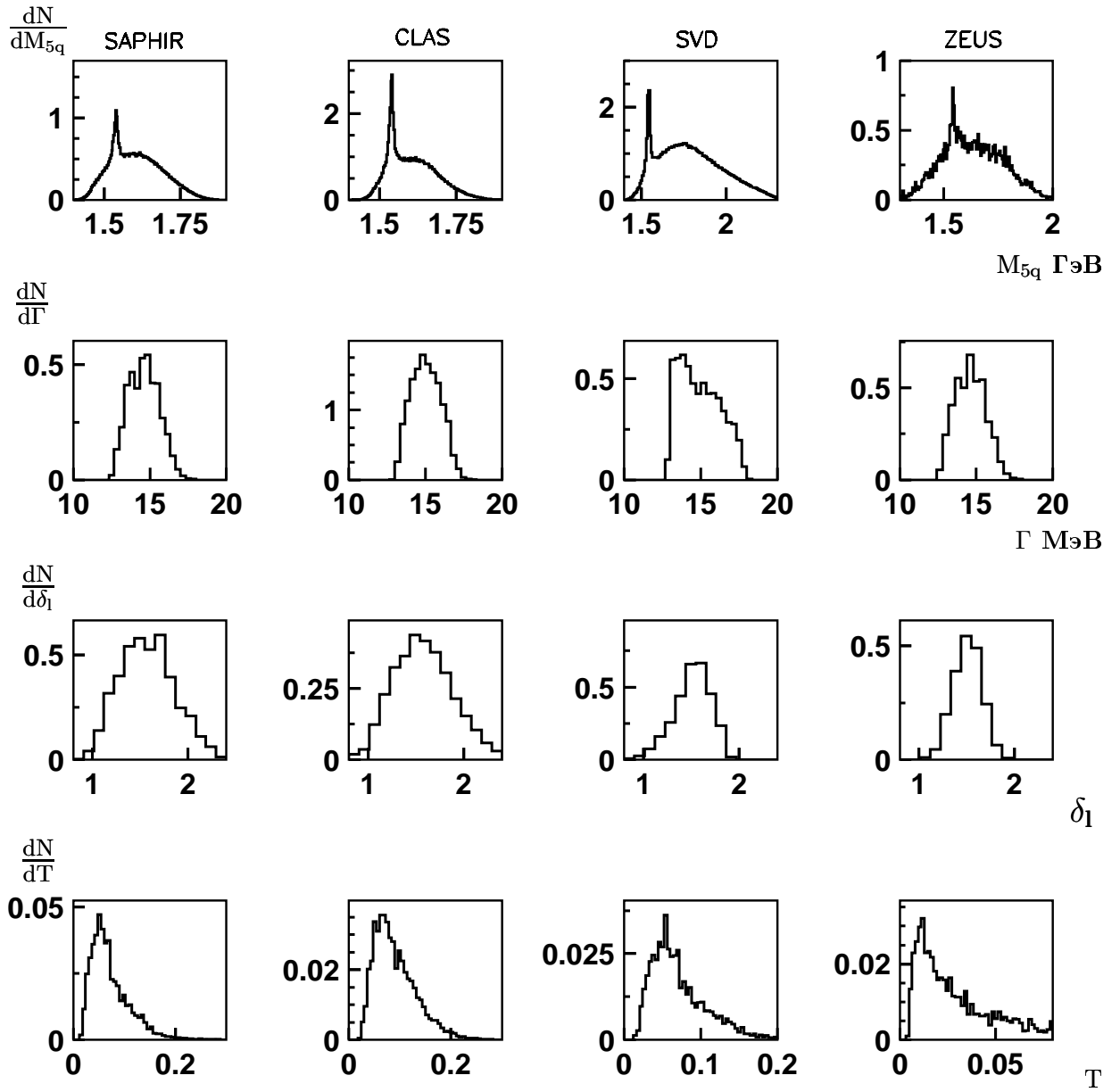


Рис. 3. Спектры основных кинематических характеристик пятикварковых состояний $\{u u d d \bar{s}\}$ по результатам моделирования событий для экспериментов SAPHIR, CLAS, SVD и ZEUS. Распределения нормированы на число разыгранных событий.

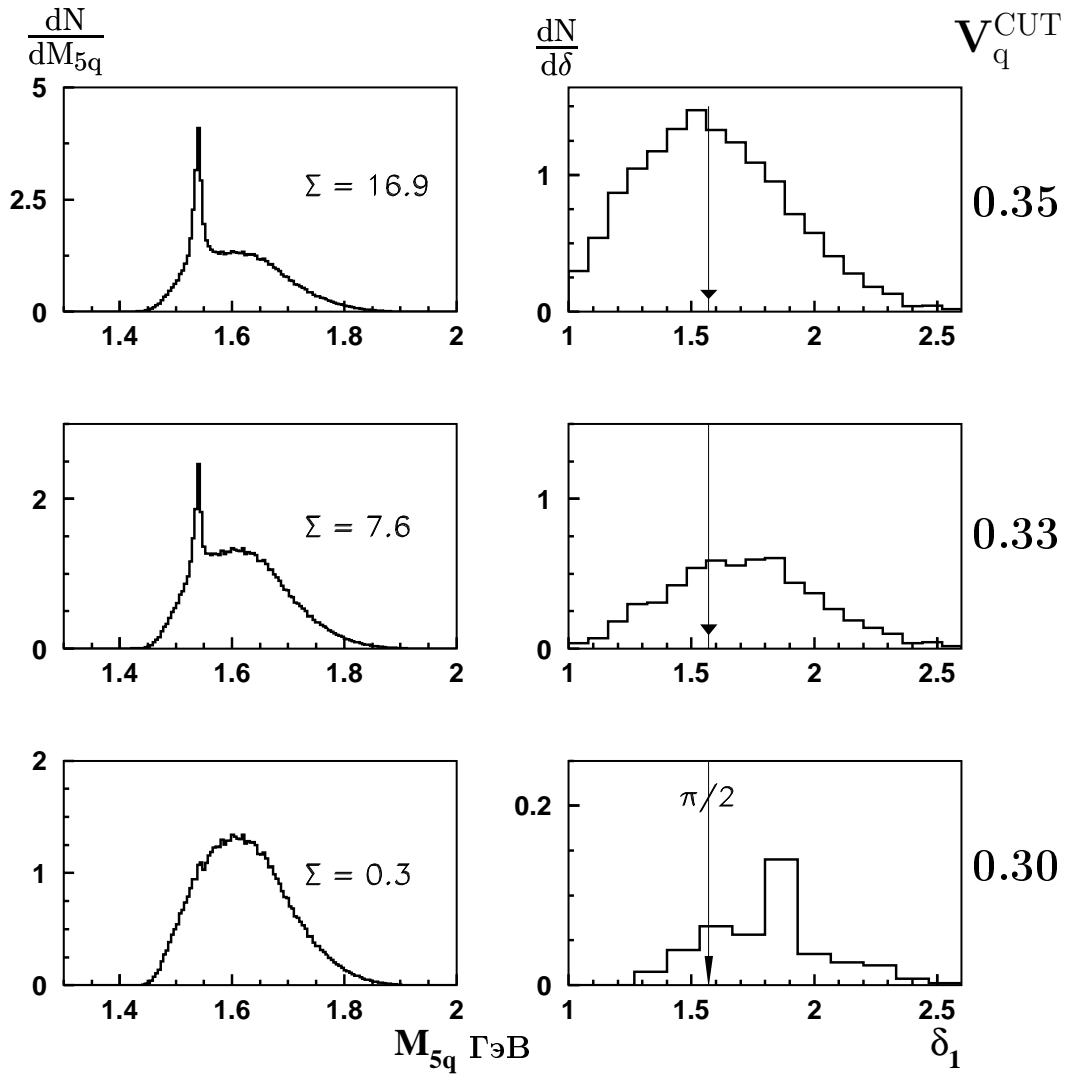


Рис. 4. Распределения по массе M_{5q} и фазе δ_1 , нормированные на число разыгранных событий, для различных ограничений скорости кварка V_q^{CUT} . При тех же ограничениях скорости кварка приведены значения статистической значимости резонансного сигнала Σ . Расчеты проведены для кинематических условий эксперимента CLAS.

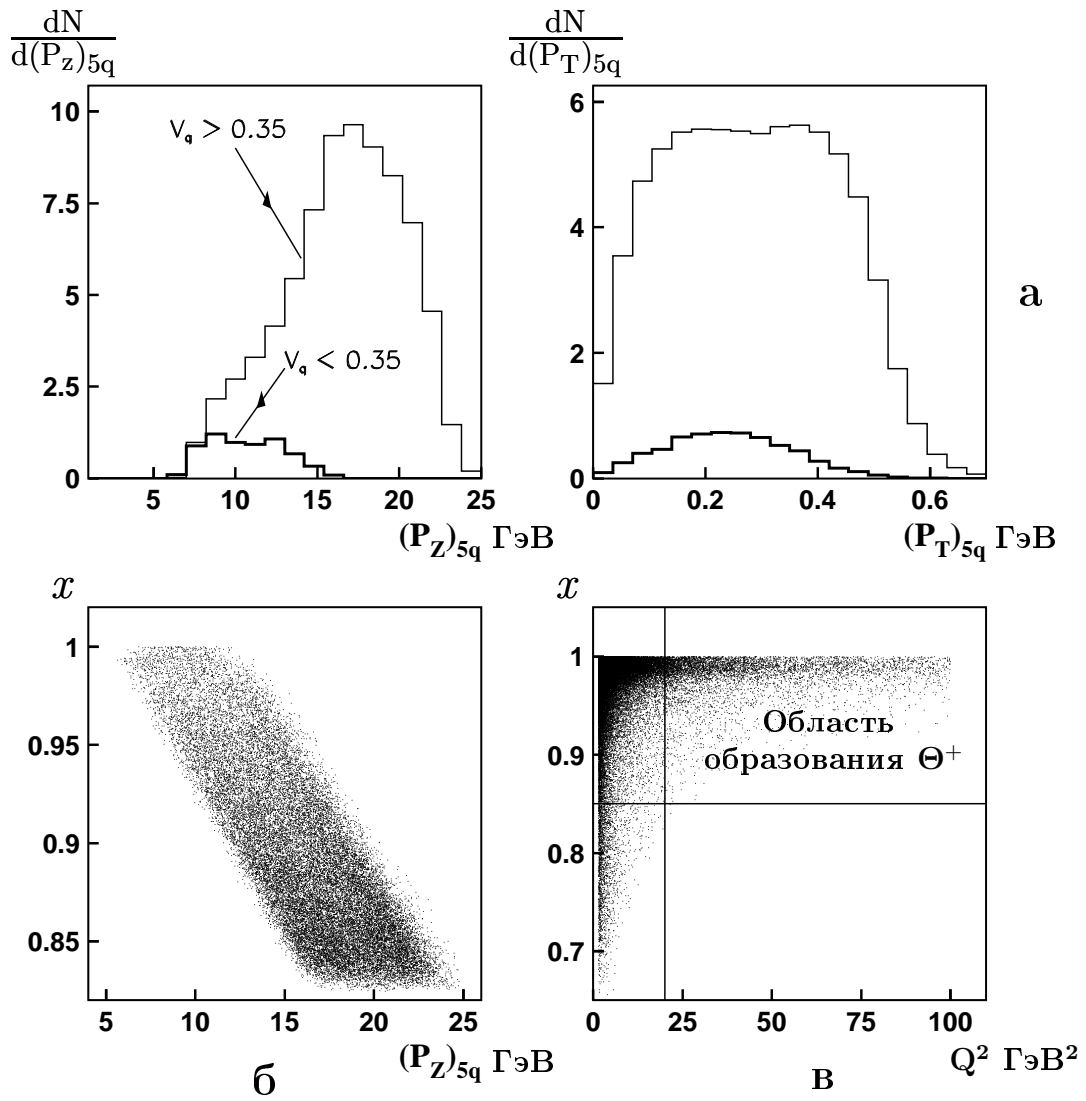


Рис. 5. **а** – распределения по продольному $(P_Z)_{5q}$ и поперечному $(P_T)_{5q}$ импульсам пятикварковой системы $(uudd\bar{s})$ в лабораторной системе для разных областей изменения скорости кварка V_q в эксперименте SVD; **б** – корреляция величин продольных импульсов пятикварковой системы и долей x импульса кварка излучающего глюон; **в** – соотношение между x и виртуальностью фотона Q^2 в эксперименте ZEUS.

Комбинации/0.005 ГэВ

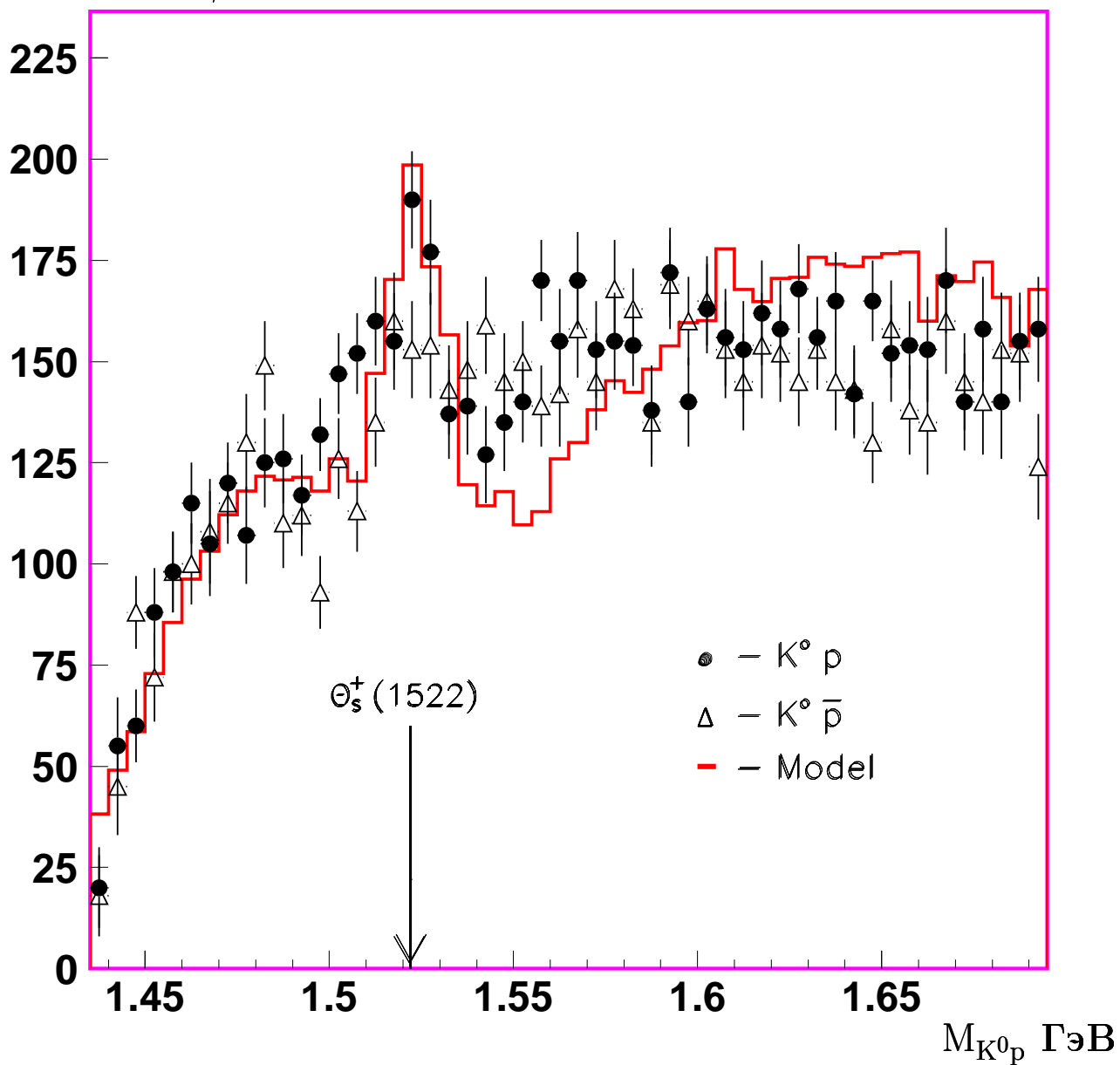


Рис. 6. Гистограмма – распределение по инвариантной массе комбинаций $K^0 p$ рассчитанное по модели для кинематических условий эксперимента ZEUS. Точки и треугольники – экспериментальные данные из работы [9].

Комбинации/0.005 ГэВ

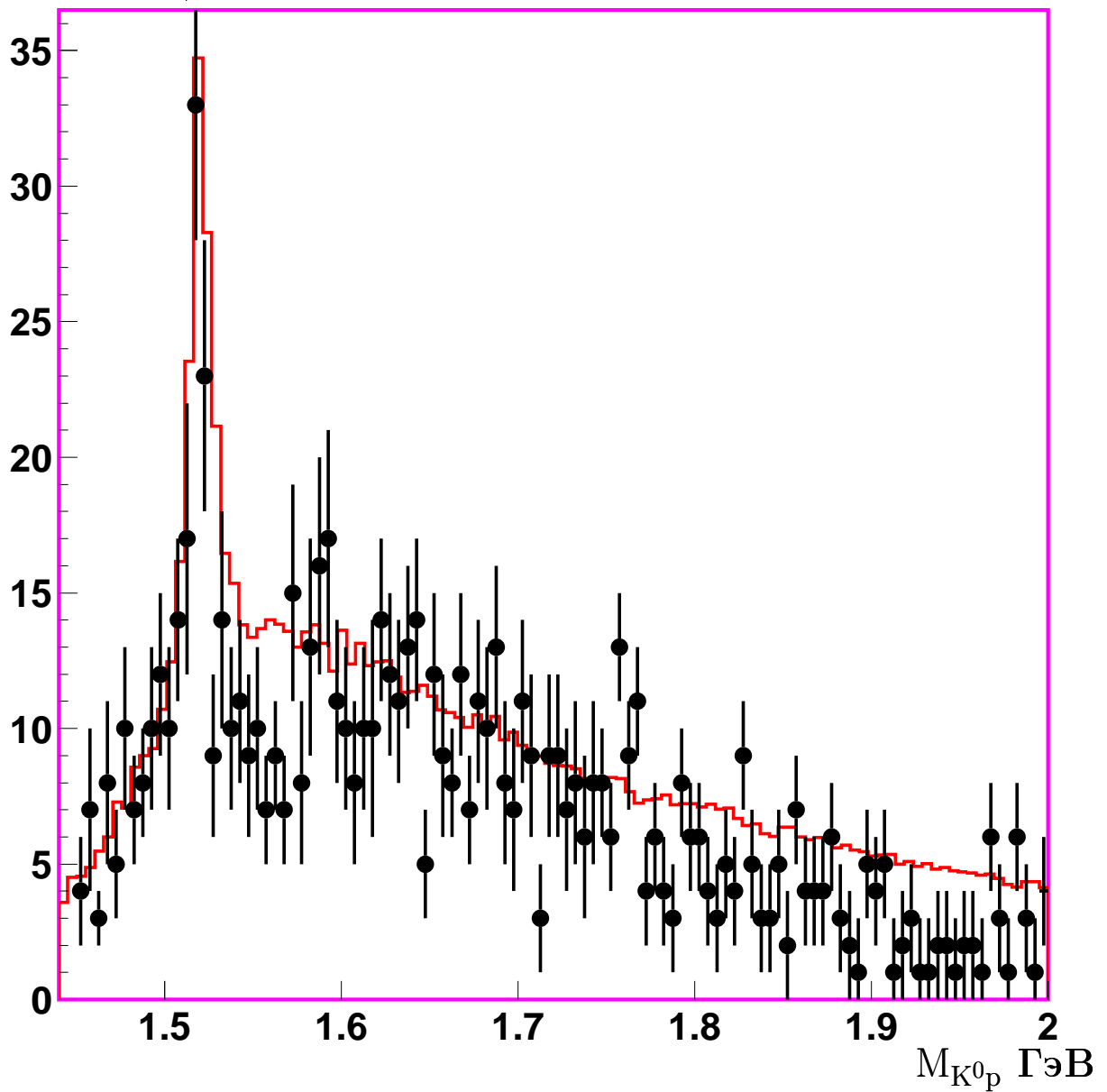


Рис. 7. Гистограмма – распределение по инвариантной массе комбинаций $K^0 p$ рассчитанное по модели для кинематических условий эксперимента SVD. Точки – экспериментальные данные из работы [11].

SVD $\Theta(1523) \rightarrow K^0 p$

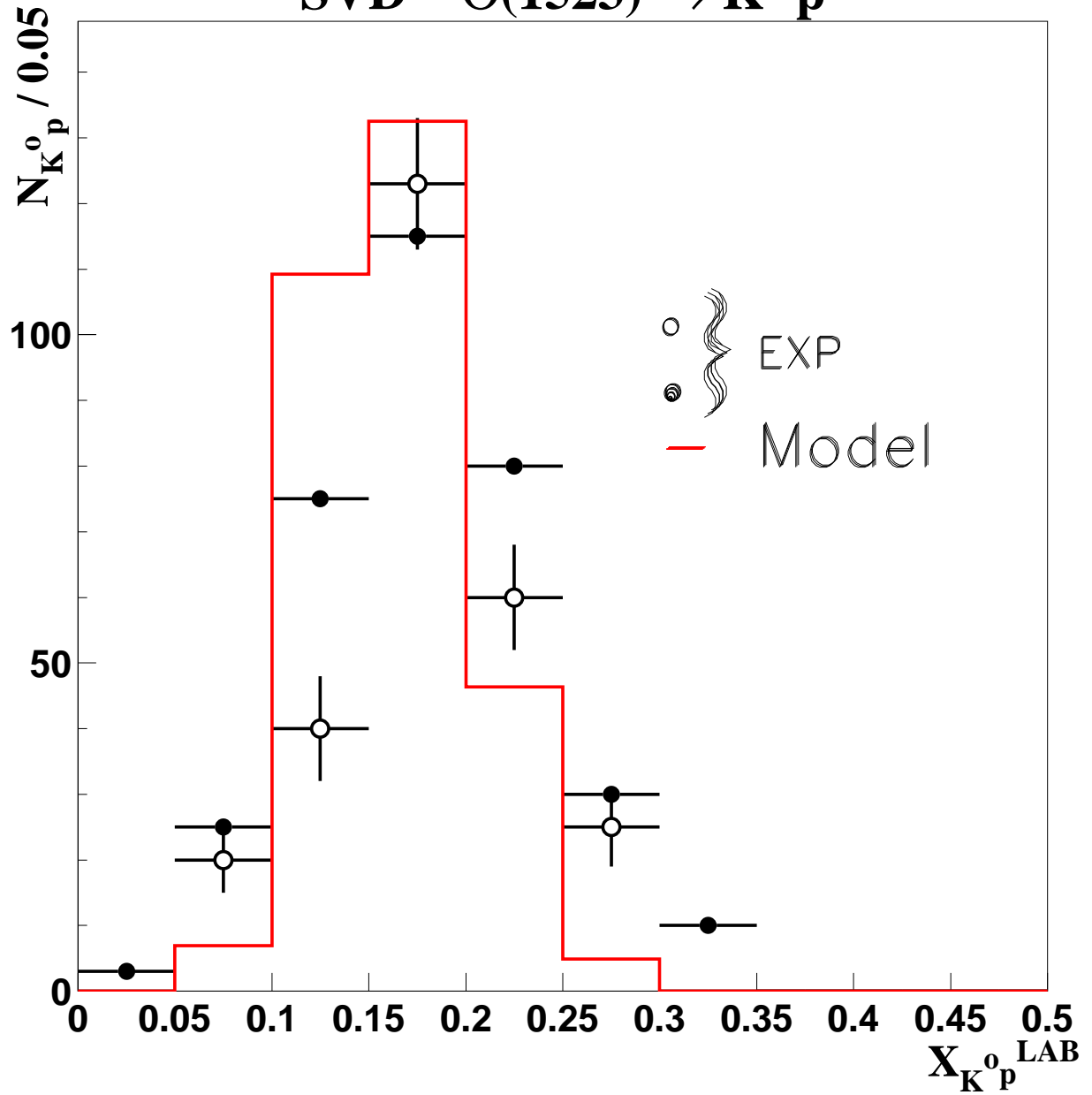


Рис. 8. Гистограмма – распределение по переменной Фейнмана продуктов распада Θ^+ (комбинации $K^0 p$), рассчитанное по модели для кинематических условий эксперимента SVD. Точки – экспериментальные данные из работы [11].

Ромуальд Константинович Дементьев

О МЕХАНИЗМЕ ОБРАЗОВАНИЯ ПЕНТАКВАРКА Θ^+

Препринт НИИЯФ МГУ № 2011 – 8/872

Работа поступила в ОНТИ 8.11.2011