

А.А. Ершов, Л.В. Малинина, Л.И. Сарычева

Возбуждение роперовского резонанса в адронных взаимодействиях.

Препринт НИИЯФ МГУ 2005-24/790

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ ИМ. М.В.ЛОМОНОСОВА

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

А.А. Ершов, Л.В. Малинина, Л.И. Сарычева

Возбуждение роперовского резонанса в адронных взаимодействиях.

Препринт НИИЯФ МГУ 2005-24/790

УНЦ ДО
Москва, 2005

A.A.Yershov, L.I.Sarycheva, L.V.Malinina
E-mail: malinina@lav01.sinp.msu.ru

Roper resonance excitation in hadron interactions

Preprint SINP MSU 2005-24/790

20 pages

Roper resonance $N^*(1440)(1/2, 1/2^+)$, discovered in πN -phase analysis in 1964, isn't still properly understood, in spite of its intensive study in different reactions. During last 40 years this object was sometimes announced to be an artifact, and sometimes it was discovered several neighbor resonances instead of the broad one. The new interest of Roper resonance was appear in 2003, after observation the exotic $5q \Theta^+$ baryon in (K^+n) , (K^0p) systems. In Jaffe and Wilczek model Θ^+ is interpreted as a bound state of the spin-less ud -diquarks and \bar{s} . Its lightest partner in multiplet is $|ud||ud|\bar{d}$, which has the nucleon quantum numbers. This state can be identified as Roper resonance $N^*(1440)P_{11}$.

In this article the review of the attempts to understand the Roper resonance properties in the single approach is done. The experimental studies of Roper resonance by projectiles with different quantum numbers ore analyzed. The special attention is payed to the reactions with the isoscalar projectiles (d, α) and to the polarization observables (A_{yy}, A_y) .

А.А.Ершов, Л.И.Сарычева, Л.В.Малинина
E-mail: malinina@lav01.sinp.msu.ru

Возбуждение роперовского резонанса в адронных взаимодействиях

Препринт НИИЯФ МГУ 2005-24/790

20 страниц

Роперовский резонанс $N^*(1440)(1/2, 1/2^+)$, обнаруженный в фазовом анализе упругого πN -рассеяния в 1964 году, несмотря на интенсивное изучение его в различных реакциях, остается непонятным объектом. На протяжении последних 40 лет его то закрывают, объявляя артефактом, то, наоборот, вместо одного широкого резонанса обнаруживают несколько близко расположенных состояний. Новая волна интереса к роперовскому резонансу поднялась после наблюдения в 2003 году экзотического пятикваркового барионного резонанса Θ^+ в системах (K^+n) , (K^0p) . В модели Джаффе-Вилчека Θ^+ является связанным состоянием \bar{s} с двумя бесспиновыми ud -дикварками. Его легчайшим партнером по мультиплету является $|ud||ud|\bar{d}$, имеющий квантовые числа нуклона, интерпретируемый как роперовский резонанс $N^*(1440)P_{11}$.

В статье анализируются многочисленные попытки описать свойства роперовского резонанса снарядами с различными квантовыми числами. Особое внимание уделяется экспериментам с изоскалярными снарядами (d, α) и поляризационными наблюдаемыми (A_{yy}, A_y) .

©НИИЯФ МГУ, 2005

©Ершов А.А., Сарычева Л.И., Малинина Л.В., 2005

1 Введение

Обсуждаемый в данной работе так называемый роперовский резонанс $N^*(1440)(1/2, 1/2^+)$ был обнаружен при фазовом анализе упругого πN -рассеяния в 1964 году [1]. Разнообразные экспериментальные данные, накопленные к настоящему времени, позволяют предположить, что его природа весьма необычна:

1. В πN -рассеянии он возбуждается слабо и виден только при парциально-волновом анализе, причем имеет значительную ширину ~ 350 МэВ.
2. Данные парциально-волнового анализа различных групп очень сильно различаются в оценке его массы и ширины [2, 3]. Более того, при фазовом анализе, проведенном в Политехническом институте Вирджинии, в P_{11} -волне найдено два близлежащих полюса (1361-i86), (1405-i86) [4].
3. Роперовский резонанс хорошо виден в спектрах эффективных масс при взаимодействии протонов высоких энергий, где он является доминирующей структурой [5].
4. Ширина пика, оцененная посредством фитирования сечений pp -, πN -рассеяния, много больше, чем полученная на основании фазового анализа πN .
5. Форма пика в массовых распределениях сильно отличается от обычной Брейт-Вигнеровской.
6. В инклюзивном эксперименте по неупругому рассеянию α -частиц на протонах [6] наблюдался ярко выраженный максимум в области возбуждения роперовского резонанса, однако параметры резонанса, извлеченные методом фитирования временной задержки (производной от амплитуды рассеяния по массе), существенно отличаются ($M = 1375$ МэВ, $\Gamma = 180$ МэВ) от полученных из анализа полных сечений πN ($M = 1470$ МэВ, $\Gamma = 350$ МэВ) [7].
7. Анализ ряда эксклюзивных каналов, например $pd \rightarrow pd\pi^-\pi^+$ [8], указывает на наличие в $N^*(1440)$ двух компонент, имеющих различные распадные угловые распределения.
8. $N^*(1440)$ слабо возбуждается электромагнитными пробниками $e\gamma$, γp , хотя следующие N^* -резонансы явно присутствуют в спектрах

полных сечений реакций такого рода [9], а в данных по инклюзивному ep -рассеянию [10] вообще не было обнаружено возбуждения роперовского резонанса.

Попытки описать свойства роперовского резонанса в рамках единого подхода предпринимались на протяжении 40 лет с момента его открытия. Новая волна интереса к роперовскому резонансу поднялась после наблюдения в 2003 году экзотического барионного резонанса Θ^+ в системах (K^+n) , (K^0p) [11]–[14] с массой и шириной, согласующимися с предсказаниями киральной солитонной модели [15]. Появилось много новых теоретических работ, посвященных спектроскопии необычных адронных состояний. Особенность предположительно наблюдаемых объектов состояла в том, что они представляли собой барионы с положительной странностью, которые не могут быть построены из трех кварков. Минимальный кварковый состав Θ^+ определяется как $uudd\bar{s}$, однако остается открытым вопрос: как эти кварки организованы. Возможны многочисленные варианты [16], например: кварки не скоррелированы внутри мешка, KN -молекула, (ud) – $(ud\bar{s})$ связанное состояние, (дикварк–дикварк–антикварк)-состояние. Согласно Джаффе и Вилчеку [17], Θ^+ является связанным состоянием s -антикварка с двумя бесспиновыми ud -дикварками. Но такая точка зрения дает предсказания, сильно отличающиеся от предсказаний киральной солитонной модели [15] и традиционной модели некоррелированных кварков [18]. В модели Джаффе и Вилчека легчайшим партнером Θ^+ по мультиплету оказывается $N^+(|ud||ud|\bar{d})$, имеющий квантовые числа нуклона. При этом оба состояния рассматриваются как связанные (дикварк–дикварк–антикварк)-состояния, а второе состояние идентифицируется в модели как роперовский резонанс $N^+(1440) P_{11}$.

Позволит ли новая интерпретация роперовского резонанса как $(|ud||ud|\bar{d})$ состояния объяснить его необычные свойства? В данной работе приводится краткий обзор экспериментальных данных, касающихся этого объекта, и попыток их теоретической интерпретации. Особое внимание уделено изучению роперовского резонанса с помощью изоскалярных снарядов в поляризационных экспериментах, поскольку эта относительно новая методика представляется наиболее перспективной для дальнейшего изучения его свойств.

2 Различные теоретические подходы, использовавшиеся для интерпретации свойств роперовского резонанса.

1. В моделях *конституентных кварков* [19] $N^*(1440) P_{11}$ резонанс считается происходящим за счет радиального возбуждения одного из кварков нуклона $1s \rightarrow 2s$, тогда как другие $I = 1/2 N^*$ резонансы происходят за счет орбитального возбуждения. Это позволяет понять, почему роперовский резонанс слабо возбуждается электромагнитными пробниками, но не объясняет многие другие его свойства: энергия возбуждения этого резонанса в традиционных кварковых моделях должна быть ~ 1 ГэВ, а в эксперименте она ~ 550 МэВ; не объясняют они и расщепление, наблюдаемое в парциально-волновом анализе [4]. То же самое можно сказать и о *Scirmion-модели* [20] и *модели мешков* [21].
2. Последние вычисления ”на решетке” в рамках КХД показали, что масса P_{11} резонанса хорошо описывается в ”quenched”-приближении [22], что указывает на то, что этот резонанс содержит валентные кварки.
3. Некоторые кварковые модели интерпретируют $N^*(1440)$ как самое низколежащее гибридное qg -состояние [23]. Это позволяет объяснить расщепление [4] как проявление гибридного партнера $qqqg$ обычного трехкваркового резонанса qqq .
4. Многие теоретики, рассматривающие только данные парциально-волнового анализа, утверждают, что некоторые низколежащие резонансы, видимые в упругом πN -рассеянии, появляются за счет открытия канала $\pi\Delta$ -рождения, при этом авторам [24] удалось получить разумный фит фазовых сдвигов и неупругостей в P_{11} волне без введения роперовского резонанса. Появление множественных полюсов на различных римановских листах в присутствии связанных каналов было впервые предсказано в [25]. В этом подходе резонанс в P_{11} волне происходит между открытием каналов $\pi\Delta$ и ηN , что приводит к появлению двух полюсов, наблюдаемых в [4]. В современной обменной модели связанных каналов для пион-нуклонного рассеяния [26] роперовский резонанс описывается только мезон-барионной динамикой. Без введения трехкваркового резонанса $N^*(1440)$ удает-

ся получить хороший фит πN фазовых сдвигов и неупругостей. Таким образом, модели, рассматривающие только данные парциально-волнового πN -анализа, могут обойтись и без предположения о возбуждении роперовского резонанса. Однако в таком случае необходимо объяснить существование широкого максимума в сечениях NN -, dp -, αp -взаимодействий в области возбуждения роперовского резонанса.

5. Многочисленные модели так называемого "дековского" типа, например [27], интерпретируют структуру при ~ 1440 МэВ, доминирующую в массовых спектрах в дифракционной диссоциации адронов при высоких энергиях, как нерезонансный кинематический эффект, отражающий упругое дифракционное рассеяние "вперед" виртуального пиона, испущенного мишенью, на нуклоне снаряда при эффективной массе "пион + нуклон - снаряд", близкой к массе роперовского резонанса.
6. Попытка объяснить в едином подходе свойства роперовского резонанса, проявляемые при его возбуждении различными снарядами, была сделана в [7]. С помощью T -матричного формализма данные γp , πN , αp успешно описывались, если предположить, что роперовский резонанс представляет собой суперпозицию двух близко расположенных состояний с различными значениями спина и изоспина, которые по-разному возбуждаются снарядами с различными квантовыми числами. В рассеянии α -частиц можно возбудить в мишени только изоскалярную структуру, возбуждение которой происходит без переворота спина, так называемую "дыхательную моду" возбуждения нуклона, а в пион-нуклонном рассеянии нет никаких ограничений на спин и изоспин возбужденной системы. Авторы работы [7] предполагают, что в πN -рассеянии возбуждаются два резонанса, из которых в αp возбуждается только один, с меньшей массой — авторы назвали его "Сатурновский резонанс". Параметры этих резонансов: $M = 1390$ МэВ, $\Gamma = 190$ МэВ и $M = 1480$ МэВ, $\Gamma = 400$ МэВ соответственно. Предполагается преимущественный распад первого резонанса в канал с двумя пионами в конечном состоянии; второй резонанс распадается с большой вероятностью в $\pi\Delta$ -состояние и может рассматриваться как второй порядок возбуждения $\Delta(1232)$. Предварительные результаты анализа реакции $\alpha p \rightarrow \alpha'(p, \pi^+)x$ [28] в целом согласуются с этим предположением.

Основываясь на высказанных выше предположениях о проявлении ”дыхательной” моды возбуждения нуклона, авторы [29] повторили анализ старых данных эксклюзивных экспериментов по pp -, pn -рассеянию. С точки зрения авторов этот анализ подтвердил высказанные в [7] предположения, что в pp -рассеянии возбуждался Са-турновский резонанс ($L = 0$ без переворота спина, масса 1400 МэВ, ширина 200 МэВ, доминирует $\pi\pi N$ -распад), а в pn , γN — роперовский резонанс ($L = 0$ спин-изоспин ($M1$)-возбуждение, масса 1440 МэВ, ширина ~ 360 МэВ, доминирует πN -распад). Для понимания природы ”дыхательной” моды возбуждения нуклона в [29] делается предположение о наличии сильного вклада мультиглюонной компоненты в плотность нуклона.

Рассмотрим теперь подробнее реакции, индуцированные изоскалярными снарядами, и другие подходы к анализу этих экспериментальных данных. В отличие от [7] и [29] данные по неупругому рассеянию изоскалярных снарядов анализировались отдельно от данных по возбуждению роперовского резонанса другими снарядами.

3 Изучение дифференциальных сечений рождения роперовского резонанса с помощью изоскалярных снарядов в экспериментах инклюзивного типа и попытки их теоретического описания.

Экспериментальные данные по изучению дифференциальных сечений неупругого рассеяния дейтронов промежуточных энергий на водородной мишени при $p_d = 2.95$ ГэВ/с [30], на углеродной мишени при нулевом угле вылета рассеянного дейтрона при импульсе 8.9 ГэВ/с [31], на H, D и C при 9 ГэВ/с и угле 0.139 рад и на H при 8.9 ГэВ/с и угле 0.103 рад [32, 33] анализировались в формализме двойного перерассеяния в [34]. Эти расчеты показали, что дифференциальные сечения $N(d, d')X$ реакции могут быть удовлетворительно описаны двойным перерассеянием адронов до энергий налетающих дейтронов < 20 ГэВ и $|t| < 0.4$ (ГэВ/с)². В этом подходе резонансное состояние, рожденное на одном из нуклонов дейтрона, может до своего распада перерассеяться на втором нуклоне. Были извлечены амплитуды элементарных процессов $NN \rightarrow N^*N$ возбуждения изобар $N^*(1440)$, $N^*(1520)$, $N^*(1680)$.

Теория, основанная на рассмотрении обмена ”эффективным σ -мезоном” (который включает в себя возможный обмен ω -, η -, σ -

мезонами) была разработана в [36] сначала для описания данных инклюзивного эксперимента [6] по неупругому рассеянию α -частиц, а затем распространена на рассеяние дейтронов, изучавшееся в [37].

Замечательной особенностью изоскалярных взаимодействий dp , αp является отбор по изоспину конечных состояний, мишень может возбуждаться только в состояние с $I = 1/2$ (N^*) через обмен изоскалярным мезоном, а в снаряде может возбуждаться и $I = 1/2$ (N^*)-, и $I = 3/2$ (Δ)-состояние, последнее — через обмен ($I = 1$)-мезоном (рис. 1).

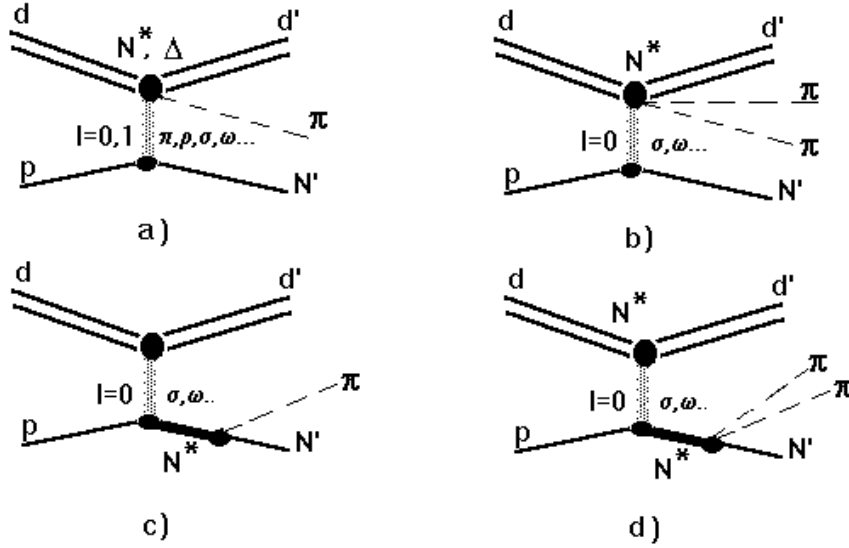


Рис. 1: Основные диаграммы процесса $p(d, d')N\pi(\pi)$: а — возбуждение Δ или N^* в дейтроне; б — возбуждение роперовского резонанса в дейтроне; с и д — возбуждение роперовского резонанса в мишени.

В подходе [36] было показано, что основной вклад в амплитуду неупругого рассеяния при энергии порядка нескольких ГэВ дают две диаграммы: возбуждение роперовского резонанса в мишени и возбуждение Δ -изобары в снаряде. Вклад двойного возбуждения Δ -изобары в мишени и в снаряде не запрещен по изоспину (как одиночное возбуждение Δ в мишени), но подавлен на два порядка по сравнению с основными процессами. В то же время возбуждение роперовского резонанса в снаряде подавлено кинематически на три порядка. Поскольку и Δ -изобара, и роперовский резонанс распадаются в канал с одним и тем же конечным состоянием $dN\pi$, то возможны интерференционные эффекты, которые и учтены в этой модели.

Возбуждение Δ -изобары в снаряде (DEP-механизм) ранее рассматривалось в рамках "Δ-дырка"-подхода [38] и было получено хорошее описание спектра эффективных масс в области малых передач энергии α в экспериментальных данных [6]. В [36] для Δ -изобары и роперовского

резонанса использовались табличные значения массы и ширины, свободным параметром модели являлась только эффективная константа связи $g_{\sigma NN^*}^2$. Разница в положении и ширинах пиков Δ в спектрах $p(\alpha, \alpha')X$ и $p(d, d')X$ получалась за счет различия кинематических условий реакций и поведения формфакторов снарядов. Константа $g_{\sigma NN^*}^2 = 1.33$, полученная для описания $p(\alpha, \alpha')X$ -реакции, использовалась для $p(d, d')X$ -реакции. В итоге авторам удалось хорошо воспроизвести форму спектра в $p(d, d')X$ [37]. Заметим, что параметры резонанса N^* в этом подходе совпадают с табличными и отличаются от полученных в [7] значений массы и ширины первого резонанса.

Очевидно, что извлечение информации о роперовском резонансе зависит от того, как был параметризован пик, ассоциированный с возбуждением Δ -изобары в снаряде, и от предположений о механизме реакции. Чтобы получить более "чистую" информацию о возбуждении роперовского резонанса, необходимо выделить канал, где вклад от возбуждения Δ -изобары был бы подавлен. Из-за сохранения изоспина в сильных взаимодействиях невозможно получить состояние с двумя пионами в протонной вершине (см. рис. 1) и, следовательно, если нет других источников двухпионного конечного состояния, канал $N^* \rightarrow N\pi\pi$ очень удобен для изучения свойств роперовского резонанса. Ответ на вопрос о других источниках двухпионного конечного состояния существенно зависит от кинематических условий. Расчет, проведенный в [36] для $p(\alpha, \alpha')X$ - и $p(d, d')X$ -реакции, показал малость вклада от одновременного возбуждения Δ и в снаряде, и в мишени, однако в этой работе не принимались в расчет возможные вклады от следующих N^* -резонансов и u -канальные диаграммы. Тот факт, что авторам [36, 37] удалось, тем не менее, хорошо описать инклюзивные спектры, не вводя дополнительных параметров, говорит о малости этих вкладов при близкой к коллинеарной (d' , α' вылетают под очень малыми углами) кинематике, когда энергия снарядов близка к порогу рождения $N^*(1440)$.

4 Изучение дифференциальных сечений рождения роперовского резонанса с помощью изоскалярных снарядов в экспериментах эксклюзивного типа.

Данные эксклюзивных экспериментов, посвященных исследованию реакций неупругого рассеяния с отбором по изоспину конечного состояния $I = 1/2$ в области возбуждения первых нуклонных резонансов при

промежуточных энергиях, немногочисленны. В сущности это почти полностью данные камерных экспериментов. Обладая преимуществом 4 π -геометрии, эти данные позволяют рассмотреть различные механизмы, дающие вклад в сечение, и, в частности, определить, в одной или в разных вершинах происходит рождение π^+ и π^- в реакции $dp \rightarrow dp\pi^+\pi^-$. Это важно для экспериментальной проверки утверждения [36] о подавлении вклада от возбуждения Δ и в снаряде, и в мишени при энергиях, близких к порогу рождения $N^*(1440)$.

В [40] исследовались каналы неупругого рассеяния дейтронов: $dp \rightarrow dn\pi^+$, $dp \rightarrow dp\pi^+\pi^-$ при импульсе $p_d = 3.3$ ГэВ/с, а в [41] на протонном пучке исследовалась реакция $pd \rightarrow pd\pi^+\pi^-$ при $p_p = 1.825$ ГэВ/с и при $p_p = 2.110$ ГэВ/с. Во всех этих экспериментах яркого проявления N^* -резонансов в спектрах эффективных масс не обнаружено, что и не удивительно при близости к порогу рождения $N^*(1440)$ и бедности статистики. В [40] в 80% случаев два пиона в конечном состоянии рождаются из одной вершины. Спектры вторичных частиц в этой работе успешно описываются основными механизмами (рис. 2(a-e)).

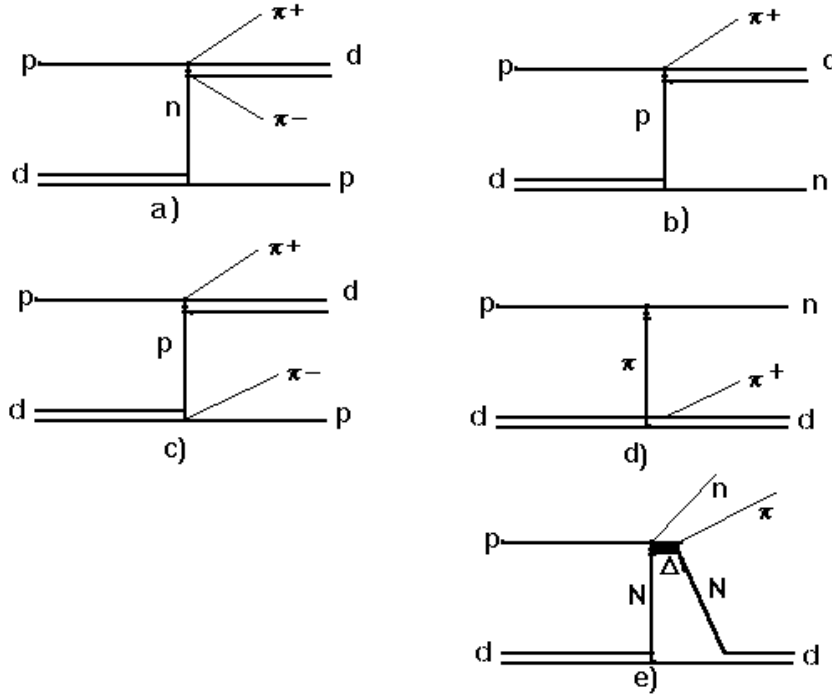


Рис. 2: Диаграммы процесса $dp \rightarrow dn\pi^+(\pi^-)$: а, с — барионный обмен для $dp \rightarrow dn\pi^+\pi^-$; b — ONE $dp \rightarrow dn\pi^+(\pi^-)$; d — ONE и e — ONE(Δ) для $dp \rightarrow dn\pi^+$.

В описании данных эксперимента [40] большую роль играют подпроцессы: 1) однопионный обмен, упругое рассеяние виртуального пиона

$\pi d \rightarrow \pi d$ с большим пространственно-подобным импульсом; 2) одноуклонный обмен, подпроцесс $pp \rightarrow d\pi^+$. В последнем случае рассеянный дейтрон вылетает в заднюю полусферу в системе центра масс.

В [42, 44, 43] на протонном пучке исследовалась реакция $pd \rightarrow pd\pi^+\pi^-$ при $p_p = 7$ ГэВ/с, 11.6 ГэВ/с, 12.5 ГэВ/с соответственно. Во всех этих экспериментах наблюдается структура при ~ 1440 МэВ. В [44] сделана попытка определить полный момент этого состояния. Анализ с помощью полиномов Лежандра распределения углов между нормалью к плоскости распада резонанса N^* в конечное состояние $p\pi^+\pi^-$ и направлением первичного протонного пучка показывает, что предположение о распаде резонанса с $J = 1/2$ не описывает экспериментальный спектр, скорее подходит предположение о $J = 3/2$, однако если рассматривать только малые углы, то распределение можно считать изотропным, что согласуется с предположением $J = 1/2$. Таким образом, вклад в конечное состояние $p\pi^+\pi^-$ в области ~ 1440 МэВ дают две компоненты с $J = 1/2$ и $J = 3/2$.

Рождение двух пионов из одной вершины при этих энергиях подавлено по сравнению с процессами рождения пионов из разных вершин.

Хотя, к сожалению, небольшая статистика не позволяет надежно определить спин и четность резонанса $N^*(1440)$, чтобы однозначно сказать, соответствует ли это состояние $N^*(1/2, 1/2^+)(1440)$, из рассмотрения данных камерных экспериментов можно заключить следующее.

1. При близких к порогу рождения роверовского резонанса энергиях большая часть событий двухпионного конечного состояния происходит из одной вершины (до 80%). Часть из них может быть продуктами распада роверовского резонанса. Пик в распределениях по эффективным массам мог быть не замечен из-за малой статистики и фона от u -канального процесса, описываемого элементарной амплитудой $pp \rightarrow d\pi^+$. Вклад последнего уменьшается с уменьшением углов вылета вторичных дейтронов в с.ц.м. Вместе с тем, согласно модели [36], сечение возбуждения роверовского резонанса, наоборот, максимально при вылете α (d) вперед под малыми углами. С возрастанием угла вылета от 0° до 5° сечение падает на 4 порядка.
2. При возрастании энергии относительный вклад процессов с рождением π^+ , π^- из разных вершин начинает возрастать.
3. Наличие двух компонент в угловых распределениях продуктов распада $N^*(1440)$ и преимущественный распад $N^* \rightarrow \Delta^{++}\pi^-$ возможно

говорит о более сложной, чем предполагается в [36], структуре резонанса, а может быть и механизма реакции.

Последнее утверждение вполне согласуется с выводами работы [7].

Как видно из вышеизложенного, различные модели довольно успешно описывают поведение дифференциальных сечений dp -, αp -рассеяния в области возбуждения роуперовского резонанса, параметры резонанса при этом оказываются различными, однозначного понимания механизмов рождения резонанса пока тоже нет. Данные о сечениях не позволяют сделать критический выбор между различными теоретическими подходами. С появлением в последние годы хорошо развитой техники создания поляризованных пучков большой интенсивности и поляризованных мишеней появилась возможность вернуться к проблемам изучения возбуждения барионных резонансов на новом уровне. Зависящие от спина наблюдаемые позволяют лучше понять механизм реакций, приводящих к возбуждению барионных резонансов, приносят новую информацию о микроскопическом характере взаимодействий.

5 Изучение тензорной анализирующей способности в области возбуждения первых нуклонных резонансов с помощью изоскалярных снарядов в экспериментах инклюзивного и эксклюзивного типа и теоретические интерпретации этих данных.

Первая, простейшая, поляризационная наблюдаемая — тензорная анализирующая способность T_{20} реакции $p(d, d')X$ — была измерена в Дубне и в Сакле в 1993–1994 годах [45, 46] в близкой к коллинеарной кинематике, а в 1995 году — при угле вылета вторичных дейтронов 0.85 мрад [47].

T_{20} обладает следующими свойствами: 1) она отрицательна; 2) ее абсолютное значение возрастает с возрастанием модуля квадрата переданного 4-импульса дейтрона $|t|$ почти линейно до $\sim 0.4 \div 0.6$ при $|t| \simeq 0.3$ (ГэВ/с)²; 3) при дальнейшем возрастании $|t|$ она убывает; 4) в области малых переданных импульсов $|t| < 0.05$ (ГэВ/с)² значения $T_{20} \sim 0$; 5) в области, соответствующей возбуждению $N^*(1440)$, T_{20} имеет большие отрицательные значения.

Как проявляется возбуждение N^* - и Δ -резонансов в поведении поляризационных наблюдаемых? Какие механизмы дают определяющий вклад в поведение T_{20} ?

Пока существует крайне мало экспериментальных данных и теоретических работ, посвященных этой проблематике.

Первые попытки понять наблюдаемое в эксперименте поведение тензорной анализирующей способности в $p(d, d')X$, сделанное в [45], связано с качественной картиной [48], объясняющей этот процесс как когерентное рассеяние виртуального пиона на дейтроне. Тогда малость T_{20} при малых переданных энергиях связана с преобладанием S -волновой части в формфакторе дейтрона при малых t , D -волновая часть становится существенной при $|t| \sim 0.2 \div 0.4$ (ГэВ/с)², где и величина T_{20} , наблюдаемая экспериментально, велика. Однако попытка описать поведение тензорной анализирующей способности в подходе многократного перерассеяния, в котором тензорная анализирующая способность не зависит от элементарной амплитуды процесса $NN \rightarrow NN^*$, а ее величина определяется зарядовым и квадрупольным формфакторами дейтрона, не принесло успеха [47] ни при каком выборе потенциалов. Напомним, что в этом подходе были успешно описаны дифференциальные сечения [34].

Модели $p(d, d')X$, основанные на σ -обмене, не могут воспроизвести поведение T_{20} ни при каком выборе констант взаимодействия и формфакторов [39]. Поведение тензорной анализирующей способности довольно хорошо воспроизводится в теории, принимающей во внимание обмен ω -мезоном [39], поскольку ω является частицей со спином 1. Так как ω -мезон имеет те же квантовые числа, что и фотон, а изоспин дейтрона равен нулю, структура ωdd -вершины идентична структуре $\gamma^* dd$ -вершины и все три формфактора совпадают с соответствующими электромагнитными (зарядовым, квадрупольным и магнитным) формфакторами дейтрона. Сравнение с поведением T_{20} в $e^-d \rightarrow e^-d$ [50] говорит о том, что поведение этой поляризационной наблюдаемой не полностью определяется поведением формфакторов дейтрона. Ожидалось, что T_{20} чувствительна к возбуждениям N^* -резонансов и может дать информацию об изоскалярных формфакторах ωNN^* -переходов, которая дополнит данные экспериментов по электровозбуждению роперовского резонанса. Авторы [39, 49] применяют алгебраическую коллективную модель для расчета электромагнитных формфакторов резонанса. Ожидалось, что тензорная анализирующая способность очень чувствительна к изоскалярному продольному формфактору возбуждения роперовского резонанса, тогда как другие нуклонные резонансы с малыми массами $S_{11}(1535)$, $D_{13}(1520)$ и $S_{11}(1650)$ имеют только изовекторные продольные формфакторы. Эта специфическая черта роперовского резонанса в соединении с t -зависимостью формфакторов дейтрона определяет поведение тензорной

анализирующей способности T_{20} в зависимости от t . Модель ω -обмена хорошо описывает экспериментальные данные при $|t| < 0.3$. Попытки описать экспериментальные данные при больших $|t|$ и больших значениях эффективных масс даже с учетом вкладов $S_{11}(1535)$ -, $D_{13}(1520)$ - и $S_{11}(1650)$ -резонансов приводят к большим расхождениям с экспериментом [47]. Поэтому, возможно, необходимо было принять во внимание u -канальные диаграммы (как, например, в [40]).

Величины тензорной анализирующей способности, полученные в эксклюзивном эксперименте [58] для каналов $dp \rightarrow dN\pi$ и $dp \rightarrow dN\pi\pi$, сравнивались с предсказаниями модели [39, 49] (рис. 3) и показали качественное соответствие предсказаниям модели, однако для корректного сравнения данных этого эксперимента с моделью требуется включение в нее матричных элементов распада N^* и Δ .

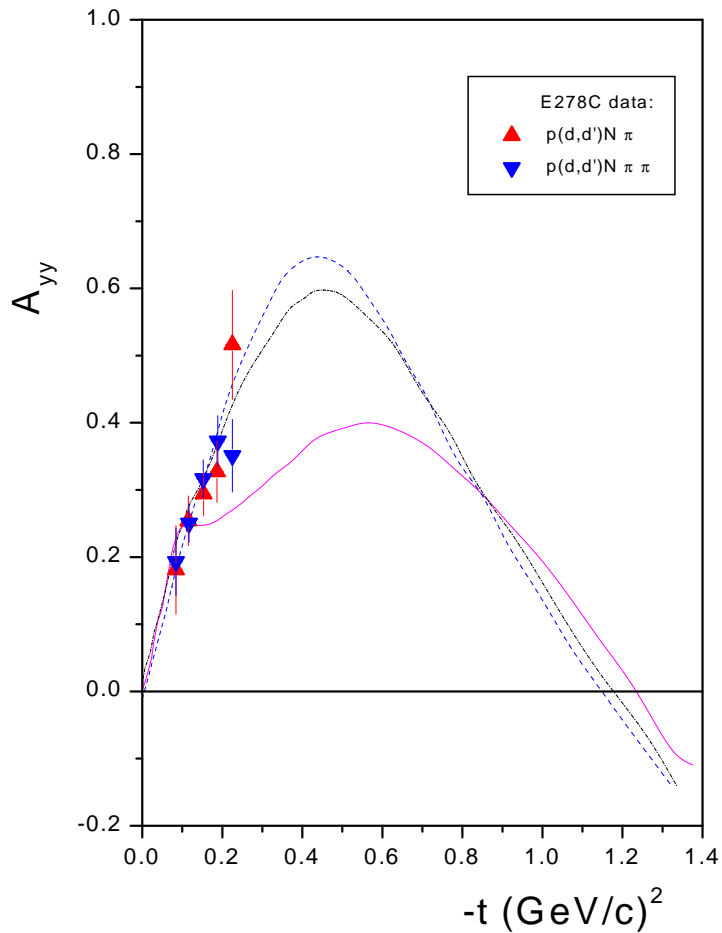


Рис. 3: Сравнение тензорной анализирующей способности для реакций $dp \rightarrow dn\pi^+$ и $dp \rightarrow dp\pi\pi$ из [58] с предсказаниями модели [49] для $p(d, d')X$: сплошная линия — расчет в модели с использованием коллективных формфакторов роуперовского резонанса и следующих N^* -резонансов; пунктир — для $\xi = 0.5$, штрих-пунктир — для $\xi = 1$

6 Изучение векторной анализирующей способности в области возбуждения первых нуклонных резонансов с помощью изоскалярных снарядов в экспериментах инклюзивного и эксклюзивного типа и теоретические интерпретации этих данных.

Как проявляется возбуждение роуперовского резонанса в поведении другой простой наблюдаемой — векторной анализирующей способности? Векторная анализирующая способность реакции неупругого рассеяния дейтронов на протонах исследовалась в интересующей нас области возбуждения нуклонных резонансов в инклюзивных реакциях типа $dA \rightarrow \pi X$ ($A = C^{12}$ и p) при $p_d = 3 \div 9$ ГэВ/с в [51] и на углеродной мишени при $E_d = 1.23$ и 2.5 ГэВ/нуклон в [52] (мы рассматриваем только данные с импульсами пионов, соответствующими некумулятивному процессу, который мог бы протекать без развала дейтрона). Все эти данные показывают следующее: 1) векторная анализирующая способность отлична от нуля; 2) $|A_y|$ убывает с ростом энергии пучка; 3) $|A_y|$ убывает с ростом импульса регистрируемого пиона; 4) знак векторной анализирующей способности на протонной мишени зависит от заряда регистрируемого пиона: $\pi^+ - A_y > 0$, $\pi^- - A_y < 0$; 5) на углеродной мишени $A_y > 0$ и для π^+ , и для π^- .

Те же самые свойства проявляет A_y в $pp \rightarrow \pi X$ [53, 54, 55]. Поэтому, несмотря на то, что в dp -рассеянии происходит отбор по изоспину конечного состояния, а в pp — нет, можно надеяться, что некоторые подходы, примененные в подробном анализе поведения A_y для реакций $pp \rightarrow pN\pi(\pi)$ при $p_p = 1.18$ ГэВ/с, 1.47 ГэВ/с, 1.71 ГэВ/с, 1.98 ГэВ/с в [56] в области возбуждения первых нуклонных резонансов, применимы и для случая изоскалярного снаряда. Интересно, что в этом подходе поведение A_y хорошо описывается парциальными волнами упругого pr -рассеяния виртуального пиона без привлечения обмена более тяжелыми мезонами.

В [51] поведение A_y объясняется вкладом промежуточных Δ -изобарных состояний. Отрицательный знак A_y при рождении π^- возникает за счет Δ^0 -изобарных каналов, тогда как рождение π^+ происходит за счет Δ^{++} в промежуточном состоянии. С ростом импульса пучка прямое рождение мезонов начинает доминировать над рождением через резонансы в промежуточном состоянии и величина однопионной асимметрии уменьшается. При импульсе вторичного пиона ~ 600 МэВ/с ожидается смена

знака A_y из-за влияния D -волны в дейтроне. Ни в [56], ни в [51] для объяснения поведения векторной анализирующей способности не привлекается возбуждение $N^*(1/2, 1/2^+)$ -резонанса в промежуточном состоянии, не рассматривается возможная интерференция этого резонанса с Δ ; для объяснения особенностей поведения A_y хватает возбуждения Δ и интерференции резонансных и нерезонансных амплитуд пионного рождения.

В рассматриваемой ранее модели [39, 49] для объяснения поведения тензорной анализирующей способности в области возбуждения роперовского резонанса необходим учет ω -обмена. Предполагается, что роль вершины ωNN^* ощутима, тогда как поведение векторной анализирующей способности определяется в основном интерференцией резонансных и нерезонансных амплитуд и гораздо менее чувствительно к типу частицы, обмен которой происходит в этом взаимодействии. Эксперимент эксклюзивного типа [58] подтвердил это предположение.

7 Заключение

В условиях стремительно растущего интереса к систематике экзотических барионных состояний изучение роперовского резонанса позволяет взглянуть на проблему с другой стороны — нужно исследовать, укладывается ли давно открытый, но до сих пор до конца не понятый объект в предложенную схему дикварк–дикварк–антикварк, исследовать также экспериментальные следствия такого кваркового состава, что актуально и для понимания природы Θ^+ . Как было показано, существующая экспериментальная информация о роперовском резонансе весьма противоречива. Актуально продолжить исследования роперовского резонанса изоскалярными снарядами. Данные поляризационных экспериментов могут помочь в правильном понимании этого состояния.

Список литературы

- [1] L.D.Roper, Phys. Rev. Lett., 12, 340, (1964).
- [2] G.Kim et al., Phys. Lett. B219, 1 (1989).
- [3] O.Krehl et al., Phys. Rev. C62, 025207 (2000).
- [4] R.A.Arndt et al., new results from SAID database (unpublished).

- [5] R.M.Edelstein et al. Phys. Rev. D5, 5 (1972);
E.Colton et al., Phys. Rev. D3, 5 (1971);
E.Colton et al., Phys. Rev. D17, 1 (1973).
- [6] H.P.Morsch et al., Phys. Rev. Lett. 69, 1336 (1992).
- [7] H.P.Morsch and P.Zupranski, Phys. Rev. C61, 024002 (1999).
- [8] D.Hochman et al., Nucl. Phys. B68, 301 (1974).
- [9] S.Schadmand, Baryon Excitations vol.6, Lectures of the COSY WORKSHOP held at the Forschungszentrum Julich (2000), p.31.
- [10] E.D.Bloom et al., Phys. Rev. Lett. 23, 930 (1969);
F.W.Brasse et al., Nucl. Phys. B110, 413 (1976).
- [11] T.Nakano et al., LEPS Collaboration, Phys. Rev. Lett. 91, 012002 (2003).
- [12] V.Barmin et al., DIANA Collaboration, hep-ex/0304040.
- [13] S.Stepanyan et al., CLAS Collaboration, hep-ex/0307018.
- [14] J.Barth et al., SAPHIR Collaboration, hep-ex/0307083.
- [15] D.Diakonov, V.Petrov, M.V.Polyakov, Z. Phys. A359, 305 (1997).
- [16] R.D.Matheus, et al. Phys. Lett. B578, 323 (2004).
- [17] R.Jaffe, F.Wilczek, hep-ph/0307341.
- [18] D.Strottman, Phys. Rev. D20, 748 (1979).
- [19] N.Isgur and G.Karl, Phys. Rev. D18, 4187, (1978);
S.Capstik and N.Isgur, Phys. Rev. D34, 2809, (1986).
- [20] C.Hajduk and B.Schwesinger, Phys. Lett. B140, 172 (1984);
B.Schwesinger, Nucl. Phys. A 537, 253 (1992).
- [21] P.J.Mulders et al., Phys. Rev. D27, 2708 (1983);
P.A.M.Guichon, Phys. Lett. 164 B, 361 (1985)
- [22] W.Melnitchouk et al., Phys. Rev. D 67, 114506 (2003);
N.Mathur et al., Phys. Lett. B 605, 137 (2005).
- [23] T.Barnes and F.E.Close, Phys. Lett. 125 B, 89 (1983);
Z.P.Li, V.Burkert and Z.Li, Phys. Rev. D 46, 70 (1992).

- [24] Blankleider and Walker, Phys. Lett. B 152, 5, 6 291 (1985).
- [25] R.J.Eden and J.R.Taylor, Phys. Rev. B 133, 1575 (1964).
- [26] O.Krehl et al., Phys. Rev. C 62, 025207 (2000).
- [27] R.Deck, Phys. Rev. Lett. 13, 1969 (1964);
V.A.Tsarev, Phys. Rev. D 11, 1864 (1975).
- [28] G.D.Alkhazov et al., Proc. of the COSY workshop on "Baryon excitations", Juelich 2000, edt. T.Barnes and H.P.Morsch, Schriften des Forschungszentrums Juelich, 6, 53 (2000); and to be published.
- [29] H.P.Morsch and P.Zupranski, nucl-th 0405003.
- [30] J.Banaigs et al., Phys. Lett. B45, 535 (1973);
R.Baldini et al., Nucl. Phys. A379, 477 (1982).
- [31] V.G.Ableev et al., Yad. Fiz. 37, 348 (1983).
- [32] L.S.Azhgirey et al., Yad. Fiz. 27, 1027 (1978).
- [33] L.S.Azhgirey et al., Yad. Fiz. 30, 1578 (1979).
- [34] L.S.Azhgirei et al., Yad. Fiz. 48, 1758 (1988);
(Sov. J. Nucl. Phys. 48, 1058 (1988)).
- [35] R.Glauber, UFN 103, 4, 640 (1971).
- [36] P.Fernandez de Cordoba, E.Oset, Nucl. Phys. A544, 793 (1992);
P.Fernandez de Cordoba et al., Nucl. Phys. A586, 586 (1995).
- [37] S.Hirenzaki, E.Oset, C.Djalali, M.Morlet, Phys. Rev. C61, 044605 (2000).
- [38] E.Oset, E.Shiino, H.Toki, Phys. Lett. B224, 249 (1989).
- [39] M.P.Rekalo and E.Tomasi-Gustafsson, Phys. Rev. C54, 3125 (1996).
- [40] V.V.Glagolev et al. Preprint JINR, E1-91-511 (1991).
- [41] D.Brunt et al., Phys. Lett. B26, 317 (1968).
- [42] U.Karshon et al., Nucl. Phys. B37, 371 (1972).
- [43] J.W.Chapman et al., Phys. Rev. Lett. 30, 64 (1973).
- [44] D.Hochman et al., Nucl. Phys. B68, 301 (1974).

- [45] L.S.Azhgirey et al., Phys. Lett. B361, 21 (1995);
L.S.Azhgirey et al. JINR Rapid Comm., 2[88]-98, 17 (1998).
- [46] Data of experiment LNS-250 on Saturne, Saclay, unpublished.
- [47] V.P.Ladygin et al., Eur. Phys. J. A8, 409 (2000).
- [48] T.E.O.Ericson, Nucl. Phys. A560, 458 (1993).
- [49] M.P.Rekalo, E.Tomasi-Gustafsson et al., Phys. Rev. C59, 1526 (1999).
- [50] M.Garcon et al., Phys. Rev. C49, 2516 (1994).
- [51] G.S.Averichev et al., Preprint JINR, E1-95-506 (1995).
- [52] A.A.Baldin et al., JINR Rapid Comm., 5[73]-95, 41 (1995).
- [53] J.Antille et al., Phys. Lett. B.94, 523 (1980).
- [54] B.E.Bonner et al., Phys. Rev. D41, 13 (1990).
- [55] D.L.Adams et al., Phys. Lett. B261, 201 (1991);
D.L.Adams et al., Phys. Lett. B264, 462 (1991);
D.L.Adams et al., Phys. Lett. B276, 531 (1992).
- [56] Phys. Rev. D35, 2670 (1987).
- [57] R.A.Arndt, I.I.Strakovsky and R.L.Workman, Phys. Rev. C50, 1796 (1994).
- [58] L.V.Malinina et al., Phys. Rev. C64, 064001 (2002).

Александр Альбертович Ершов
Людмила Ивановна Сарычева
Людмила Владимировна Малинина

Возбуждение роперовского резонанса в адронных взаимодействиях

Препринт НИИЯФ МГУ 2005-24/790

Работа поступила в ОНТИ 6 октября 2005 г.

Издательство УНЦ ДО
ИД №00545 от 06.12.99

117246 Москва, ул. Обручева, 55А
Тел./факс (095)718-7767, 718-7767, 718-7785
e-mail: izdat@abiturcenter.ru
<http://www.abiturcenter.ru/izdat/>

Подписано в печать 6.10.05 Формат 60 × 90/16
Бумага офсетная №1. Усл.печ.л.
Тираж 10 экз. Заказ №876

Отпечатано в Мини-типографии УНЦ ДО
<http://www.abiturcenter.ru/print/>
в полном соответствии с качеством
представленного оригинал-макета