

## ХАРАКТЕРНЫЕ ОСОБЕННОСТИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ АДРОНОВ С ЛЕГКИМИ ЯДРАМИ ПРИ СРЕДНИХ ЭНЕРГИЯХ

*Н. С. Амелин, В. В. Глаголев, Г. И. Лыкасов*

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

В обзоре обсуждаются результаты исследований, касающиеся наиболее характерных особенностей взаимодействий адронов с легкими ядрами ( $d \div {}^{12}\text{C}$ ) при энергиях 0,5—5 ГэВ. Приводятся экспериментальные данные и их теоретическая интерпретация.

Characteristic features of the results of investigations concerning hadron interactions with light nuclei ( $d \div {}^{12}\text{C}$ ) at 0.5.—5 GeV are discussed. The available experimental data and their theoretical analysis are given.

### ВВЕДЕНИЕ

В последние годы огромное внимание стало уделяться поиску качественно новых физических явлений во взаимодействиях адронов и ядер с ядрами, например, таких, как короткодействующие корреляции, коллективные взаимодействия нуклонов, мультикварковые состояния в ядрах и т. п. Следует заметить, что их экспериментальное обнаружение сопряжено с некоторыми трудностями, обусловленными необходимостью выделить эффект из фона многочисленных процессов, объясняемых в рамках традиционных представлений об элементарных частицах и структуре ядра. Эти трудности особенно велики в области невысоких энергий, порядка нескольких гигаэлектронвольт. Однако при таких энергиях накоплена большая экспериментальная информация и разработаны теоретические схемы, описывающие адрон-ядерные соударения. Из всей совокупности информации интересны те особенности адрон-ядерных реакций, в которых ищется косвенное или прямое проявление новых явлений. К таким особенностям можно отнести, например, выход энергичных частиц в кинематически запрещенную для свободного адрон-нуклонного рассеяния область в адрон-ядерных соударениях [1].

Настоящий обзор посвящен анализу эффектов, которые при промежуточных энергиях можно объяснить, не используя новейшие понятия. Мы обсуждаем некоторые характерные особенно-

сти адрон-ядерных реакций, связанные с взаимодействием в конечном состоянии (ВКС), с перезарядкой адронов на ядрах, с резонансными вкладами, а также с наличием изобарных конфигураций в ядрах. Наиболее ярко они проявляются в соударениях частиц с легкими ядрами. Удобнее всего экспериментально исследовать вышеназванные эффекты и теоретически интерпретировать данные, используя в качестве мишени простейшее ядро-дейтон. Мы ограничиваемся рассмотрением этих вопросов для ядер не тяжелее  $^{12}\text{C}$  и для энергий 0,5—5 ГэВ.

## 1. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В КОНЕЧНОМ СОСТОЯНИИ

Рассмотрим вначале особенности адрон-ядерных столкновений, связанные с ВКС.

Известно, что взаимодействие между частицами, возникающими после адрон-ядерной реакции, может оказать существенное влияние на энергетическое и угловое распределение рассеянных адронов. Это влияние особенно заметно при малых относительных импульсах взаимодействующих частиц и обусловлено, как впервые было показано в работах [2, 3], резонансным характером волновой функции этих частиц в конечном состоянии. Резонансное поведение волновой функции двух нуклонов при малой кинетической энергии их относительного движения после неупругого нуклон-ядерного рассеяния согласно работам [2, 3] в основном связано с образованием квазисвязанного виртуального состояния пары нуклонов с энергией связи, много меньшей энергии связи основного состояния дейтона. Теоретически предсказанный пик в распределении по относительному импульсу вылетающих частиц в адрон-ядерном столкновении неоднократно наблюдался в экспериментах при низких и промежуточных энергиях. Причем ВКС не зависит от энергии падающего адрона, а определяется энергией относительного движения взаимодействующих частиц.

Обсудим схему теоретического описания ВКС двух нуклонов на примере квазиупругого  $p-d$ -рассеяния, сопровождающегося развалом дейтона [4]. Матричный элемент такой реакции в общем виде запишем следующим образом:

$$F_{pd} = \langle \Psi_f | T | \Psi_{in} \rangle, \quad (1)$$

где  $\Psi_{in}$ ,  $\Psi_f$  — волновые функции начального и конечного состояний;  $T$  — оператор рассеяния.

Учет ВКС сводится фактически к нахождению волновой функции конечного состояния системы  $\Psi_f$ . В пренебрежении ВКС  $\Psi_f$  — плоская волна.

Основное спиновое состояние дейтона — триплетное. После неупругого рассеяния протона на дейтроне два нуклона дейтона (протон и нейтрон) могут быть и в синглетном и в триплетном

состояниях. В квазиупругом  $p - d$ -столкновении, когда переданный импульс мал, волновая функция конечной  $p - n$ -пары в основном определяется ее  $S$ -состоянием, т. е. состоянием с орбитальным моментом  $l = 0$ . Поэтому ВКС двух нуклонов мы учтем лишь в  $S$ -состоянии. Заметим, что из-за ортогональности волновых функций связанного состояния и непрерывного спектра триплет-триплетные переходы подавлены, главный вклад в амплитуду (1) дадут триплет-синглетные переходы [4]. Выделим в волновых функциях начального и конечного состояний радиальную и спиновую части, т. е. запишем  $\Psi_{in}, \Psi_f$  в виде [4]:

$$\Psi_{in} = \varphi_{in} \Phi_0(r) P_T; \quad \Psi_f = ({}^T\Phi_h P_T + {}^S\Phi_h P_S) \varphi_f,$$

где  $\Phi_0(r)$  — волновая функция основного состояния дейтона;  ${}^T\Phi_h, {}^S\Phi_h$  — волновые функции триплетного и синглетного состояний  $p - n$ -пары с относительным импульсом  $k$  соответственно;  $\varphi_{in}, \varphi_f$  — плоские волны начального и рассеянного протонов;  $P_T = (3 + \sigma_p \sigma_n)/4$  — проекционный оператор триплетного состояния;  $P_S = (1 - \sigma_p \sigma_n)/4$  — проекционный оператор синглетного состояния;  $\sigma_p, \sigma_n$  — спиновые матрицы Паули, относящиеся к протону и нейтрону дейтона.

Волновые функции  ${}^{S,T}\Phi_h$  можно представить в следующем виде [4]:

$${}^{S,T}\Phi_h = {}^{S,T}\chi_h + \Psi_h,$$

где  ${}^{S,T}\chi_h$  — радиальные части волновых функций синглетного и триплетного состояний соответственно;  $\Psi_h = (2\pi)^{-3/2} \times [\exp(ikr) - \sin kr/kr]$  — плоская волна для всех орбитальных моментов  $l$ .

Функции  ${}^{S,T}\chi_h$ , описывающие ВКС в  $S$ -состоянии, имеют резонансный вид при малых  $k$ . Например, в форме Мигдала — Ватсона [2] они выглядят следующим образом:

$${}^{S,T}\chi_h = \frac{(2\pi)^{-3/2} \exp(ikr)}{ik + \sqrt{2m|\varepsilon_{S,T}|}} \frac{1}{r}, \quad (2)$$

где  $\varepsilon_{S,T}$  — энергии связи квазисвязанного виртуального синглетного ( $|\varepsilon_S| = 0,067$  МэВ) и связанного триплетного ( $|\varepsilon_T| = 2,23$  МэВ) состояний нуклонов. Поскольку  $|\varepsilon_T| \gg |\varepsilon_S|$ , то видно, что вклад в матричный элемент (1) от синглетного состояния значительно больше вклада от триплетного состояния. Функции  ${}^{S,T}\chi_h$  часто при конкретных расчетах выбираются в приближении эффективного радиуса [5]:

$${}^{S,T}\chi_h = \frac{(2\pi)^{-3/2} \exp(ikr)}{ik - \left(-1/a_{S,T} + \frac{1}{2} r_{S,T}^0 k^2\right)} \frac{1}{r}.$$

Подставляя конкретный вид  $\Psi_f, \Psi_{in}$  и вычисляя амплитуду  $T$ , например в импульсном приближении [4] или в приближении

Глаубера [6], можно получить выражение для  $F_{pd}$  с учетом ВКС. Дифференциальное сечение связано с (1) обычным образом:

$$d\sigma = \frac{(2\pi)^4}{4MP_0} \delta(E_{in} - E_f) \delta^{(3)}(P_{in} - P_f) \times \\ \times A_0 \frac{1}{6} \text{Sp}(F_{pd}^+ F_{pd}) \frac{d^3p_1 d^3p_2 d^3p_3}{(2\pi)^3 2E_1 (2\pi)^3 2E_2 (2\pi)^3 2E_3}; \quad (3)$$

где  $E_{in}, P_{in}$  — начальные энергия и импульс  $p-d$ -системы до рассеяния;  $E_f, P_f$  — энергия и импульс всех рассеянных частиц;

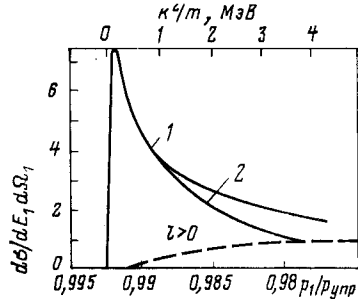


Рис. 1. Распределения  $d\sigma/dE_1 d\Omega_1$  для реакции  $pd \rightarrow ppn$  при  $T_0 = 158$  МэВ,  $\theta_1 = 10^\circ$  в л. с.:  
1 — вклад ВКС с учетом  $S$ -волны и волн с  $l > 0$ ; 2 — с учетом ВКС в  $S$ -волне (синглетном и триплетном состояниях); штриховая кривая — вклад состояний с  $l > 0$

$M, P_0$  — масса дейтона и импульс начального протона;  $p_1, p_2, p_3$  — трехимпульсы рассеянного протона, протона и нейтрона развалившегося дейтона после реакции соответственно;  $E_1, E_2,$

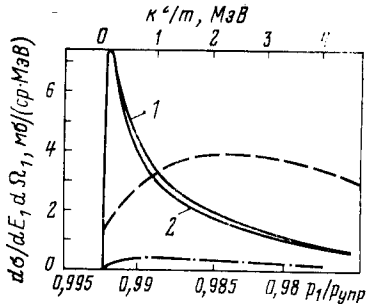


Рис. 2. Распределение  $d\sigma/dE_1 d\Omega_1$  для реакции  $pd \rightarrow ppn$  при  $T_0 = 158$  МэВ,  $\theta_1 = 10^\circ$  в л. с.  
1 — суммарный вклад ВКС синглетного и триплетного состояний; 2 — вклад ВКС в  $d\sigma/dE_1 d\Omega_1$  при  $\theta_1 = 10^\circ$  л. с. в синглетном  $S$ -состоянии; штрихпунктирная кривая — ВКС в триплетном  $S$ -состоянии, штриховая — вклад  $S$ -состояния пары нуклонов в борновском приближении без учета ВКС

$E_3$  — полные энергии этих частиц;  $A_0$  — нормировочный коэффициент [7].

На рис. 1—3 приведены распределения  $d\sigma/dE_1 d\Omega_1$  в зависимости от  $p_1/p_{упр}$  и от  $k^2/m$ , где  $p_{упр}$  — импульс рассеянного протона в упругом  $p-d$ -столкновении;  $k$  — относительный импульс  $p-n$ -пары, при угле рассеяния в л. с.  $\theta_L = 10^\circ$  и энергетические спектры при различных углах. Все кривые на рис. 1—3 — результаты расчета при  $T_0 = 158$  МэВ. При вычислении ампли-

туды  $T$  [см. (4)] учитывались лишь однократные соударения налетающего протона с нуклонами дейтона [4].

Из рис. 1 и 2 видно, что основной вклад в ВКС при малых  $k$  дает взаимодействие нуклонов в синглетном  $S$ -состоянии. Из рис. 3 следует, что наибольший вклад в  $d\sigma/dE_1 d\Omega_1$  ВКС дает при малых  $k$  и малых углах вылета рассеянного протона.

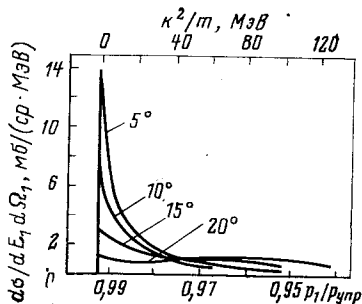


Рис. 3. Полные вклады ВКС в  $d\sigma/dE_1 d\Omega_1$  при разных углах рассеяния  $\theta_1$  в л. с.

Подобный характер поведения спектров рассеянных частиц при небольших относительных импульсах двух вылетевших нуклонов должен сохраниться и при больших начальных энергиях в любых адрон-ядерных реакциях.

Заметим, что учет многократных столкновений начального адрона в ядре и ВКС двух вылетевших нуклонов приводит к луч-

шему согласию результатов расчета и экспериментальных данных.

На рис. 4 приведены результаты измерений  $d\sigma/dp_1 d\Omega_1 d\Omega_2$  для реакции  $pd \rightarrow ppn$  при  $T_0 = 585$  МэВ,  $\theta_1 = 41^\circ$ ,  $\theta_2 = 61^\circ$  в лабораторной системе координат [8] в зависимости от импульса одного из рассеянных протонов и расчетные кривые. Расчеты проводились в двух вариантах: учитывалось ВКС после однократных соударений [8] (штрихпунктирная кривая) и после двукратных столкновений налетающего протона с нуклонами дейтона [9] (штриховая кривая). Сплошная кривая на рис. 4 — результаты вычислений с учетом всех названных процессов [9]. Видно качественное согласие результатов расчета с экспериментальными данными, а также резонансное поведение обсуждаемого спектра в области минимума энергии относительного движения  $p-n$  пары после реакции. Имеющееся расхождение объясняется неточностью расчетов [8, 9].

ВКС двух нуклонов в реакции  $pd \rightarrow pX$  наблюдалось в спектре  $d\sigma/d\Omega_1 dp_1$  и при больших энергиях [10]. Экспериментальные данные при  $P_0 = 8,9$  ГэВ/с,  $\theta_1 = 103$  мрад в л. с. приведены на рис. 5. Второй пик, как показали расчеты (сплошная кривая), обусловлен вкладами двукратных соударений и ВКС двух нуклонов [10].

К сожалению, нет пока экспериментальных результатов о вкладе ВКС в столкновения адронов с более тяжелыми ядрами при промежуточных и высоких энергиях. Поэтому мы ограничимся рассмотрением ВКС в неупругих  $p-d$ -взаимодействиях.

Существует другой способ описания ВКС — с помощью так называемых треугольных диаграмм, применяемых в теории яря-

мых ядерных реакций. Не будем подробно останавливаться на таком методе расчета, отсылая читателя к обзорам [11, 12]. Как следует из рис. 1—4, при малых относительных импульсах пары частиц  $k$ , вылетающих в результате адрон-ядерной реакции, ВКС проявляется очень четко. Но вклад ВКС в наблюдаемые величины

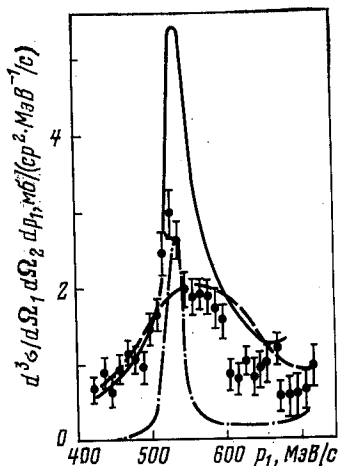


Рис. 4. Дифференциальное сечение для реакции  $pd \rightarrow ppn$  при  $T_0 = 585$  МэВ,  $\theta_1 = 41^\circ$ ,  $\theta_2 = 61^\circ$  [8]

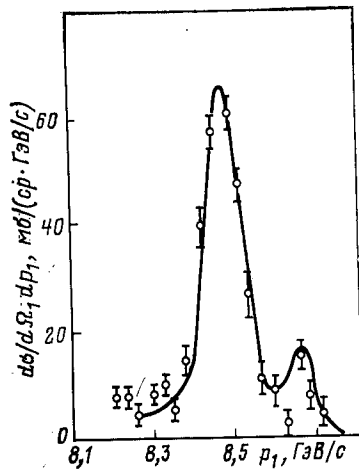


Рис. 5. Распределение  $d\sigma/d\Omega_1 dp_1$  для реакций  $pd \rightarrow pX$  при  $p_0 = 8,9$  ГэВ/с,  $\theta_1 = 103$  мрад в л. с.: точки — результаты эксперимента [10]; сплошная кривая — результаты расчетов [10]

может быть заметным и не только при малых  $k$ . Возникает вопрос, можно ли найти явный критерий применимости приближений без учета и с учетом ВКС.

Как следует из работ [11, 12], амплитуду адрон-ядерного рассеяния при обсуждаемых энергиях и малых передачах можно описать полюсными диаграммами (приближением однократных соударений налетающей частицы с нуклонами ядра). В работе [11] был сформулирован способ экспериментального выделения полюсного механизма, заключающийся в том, что вклад полюсных диаграмм должен дать, при некоторых дополнительных предположениях, изотропию в распределении по углу Треймана — Янга. Поясним этот принцип на примере квазиупругой реакции  $xA \rightarrow x'y'A'$ , где  $A, A'$  — начальное и остаточное ядра;  $x, x'$  — падающая и рассеянная частицы;  $y'$  — частица, вылетевшая из ядра  $A$  после  $A$ -взаимодействия. Полюсная диаграмма, соответствующая указанному процессу, приведена на рис. 6.

Угол Треймана — Янга  $\beta$  в системе покоя частицы  $x$  определяется как угол между плоскостью реакции ( $p_A, p'_A$ ) и плоскостью

двух других частиц  $(p'_x, p'_y)$ :

$$\cos \beta = \frac{(p_A p'_A) (p'_x p'_y)}{|(p_A p'_A)| |(p'_x p'_y)|}$$

В работах [13] рассмотрен учет диаграмм перерассеяния  $\pi^-$ -мезона на нуклонах дейтона и взаимодействие нуклонов в конечном состоянии, приведено сравнение расчетов с данными реакции  ${}^2\text{H} (\pi^-, \pi^- p) n$  при импульсе  $\pi^-$ -мезонов  $P = 1$  ГэВ/с. В эксперименте [14] по изучению  $d - p$ -взаимодействий с развалом дейтона при

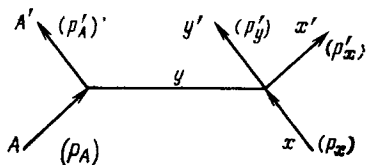
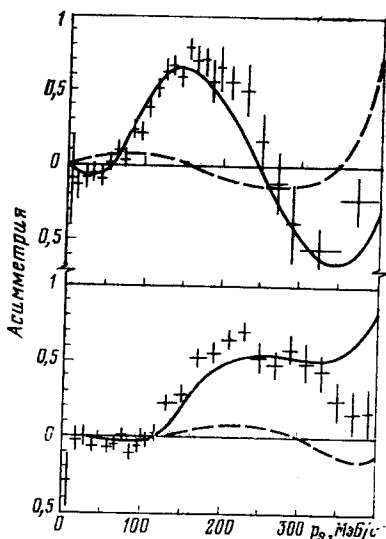


Рис. 6. Полусная диаграмма для процесса  $xA \rightarrow x'y'A'$ :  $p_x, p_A$  — 3-импульс налетающей частицы и начального ядра в л. с.;  $p_x, p_y, p'_A$  — 3-импульсы рассеянных частиц и остаточного ядра в л. с.

Рис. 7. Асимметрия по углу  $\alpha$  в реакции  $dp \rightarrow ppp$  в л. с. при импульсе дейтона  $P_0 = 3,33$  ГэВ/с:

+ — результаты эксперимента [14]; сплошная кривая — результаты расчетов с учетом ВКС [14]; штриховая — расчет без учета ВКС [14]



$p_d = 3,33$  ГэВ/с наблюдалась сильная зависимость асимметрии по углу  $\beta$  от импульса нуклона-спектатора  $p_s$  при различных передачах  $t$ . В работе [14] показано, что при  $0 < |t| < 0,4$  (ГэВ/с) $^2$   $p_s$  — зависимость асимметрии вполне удовлетворительно описывается приближением асимметрии вполне удовлетворительно описывается приближением однократных  $N - N$ -соударений с учетом ВКС двух нуклонов.

На рис. 7 приведены экспериментальные данные и результаты расчетов [14] асимметрии по углу  $\alpha$ , который практически совпадает с  $\beta$  в широком диапазоне  $t$  и  $p_s$ . Угол  $\alpha$  определяется в системе покоя дейтона следующим образом:

$$\cos \alpha = (\hat{p}_s \hat{q}),$$

где  $\hat{p}_s = p_s / |p_s|$ ;  $\hat{q} = q / |q|$  и  $p_s$  — 3-импульс нуклона спектатора;  $q = p_x - p'_x$  — переданный трехимпульс.

Учет ВКС проводился методом, несколько отличным от изложенного выше. Волновая функция  $p - n$ -системы в конечном со-

стоянии вычислялась в модели с сепарабельным потенциалом [14]. Экспериментально наблюдалась и рассчитывалась следующая величина:

$$A \equiv \frac{\sigma(\alpha < \pi/2) - \sigma(\alpha > \pi/2)}{\sigma(\alpha < \pi/2) + \sigma(\alpha > \pi/2)},$$

где  $\sigma(\alpha < \pi/2)$ ,  $\sigma(\alpha > \pi/2)$  — дифференциальные сечения процесса  $pd \rightarrow ppn$  в зависимости от импульса нуклона-спектратора при  $\alpha < \pi/2$  и  $\alpha > \pi/2$  соответственно.

Совсем недавно экспериментальное исследование реакций  ${}^4\text{He}p \rightarrow {}^3\text{He}pn$  и  ${}^4\text{He}p \rightarrow {}^3\text{He}pp$  при  $P_{\text{чн}} = 8,6$  ГэВ/с показало аналогичную зависимость асимметрии по углу  $\alpha$  от  $p_s$  [15].

Таким образом, экспериментальное исследование подобных распределений в адрон-ядерных соударениях позволяет получить более детальную информацию о влиянии ВКС на характер поведения наблюдаемых величин в разных кинематических областях.

В конечном состоянии после адрон-ядерной реакции могут находиться также медленные тождественные частицы, для которых необходимо учитывать принцип Паули. Антисимметризация волновой функции системы двух тождественных нуклонов в конечном состоянии приводит к интересным особенностям в реакциях перезарядки частиц на ядрах. Поэтому мы подробнее обсудим такого рода процессы.

## 2. ПЕРЕЗАРЯДКА

Исследование процессов адрон-ядерной перезарядки часто позволяет получить дополнительную информацию о механизме ядерных реакций и адрон-адронных взаимодействиях, а также о структуре ядра.

Разберем процесс адрон-дейтонной перезарядки при малых переданных импульсах, дающий новую информацию о спин-обменном  $N - N$ -взаимодействии, а также коснемся двойной перезарядки адронов на ядрах, связанной с резонансными эффектами.

При теоретическом анализе реакций перезарядки адронов на дейтоне авторы [16, 17] обратили внимание на то, что дифференциальное сечение перезарядки  $pd \rightarrow n(pp)$  (круглые скобки здесь и в последующем означают, что два нуклона в конечном состоянии — медленные), при малых передачах  $t$  целиком определяется спин-обменным взаимодействием нуклонов. Более того, было предсказано, что сечение такого процесса не исчезает при  $t = 0$ . Как уже отмечалось выше, в подобных реакциях происходят в основном триплет-синглетные переходы. Когда в конечном состоянии находятся два медленных тождественных нуклона, то применение принципа Паули или антисимметризация волновых функций этих нуклонов и приводит к тому, что можно разделить вклады обменных  $N - N$ -сил, зависящих и не зависящих от спина, и



что  $d\sigma/d\Omega$  указанного процесса не исчезает под нулевым углом рассеяния.

Предсказанный эффект впервые был экспериментально подтвержден в работах [18], в которых измерялось дифференциальное сечение реакции  $nd \rightarrow p(nn)$  вперед, т. е. при угле рассеянного протона  $\theta_p = 0^\circ$  в л. с. при начальной кинетической энергии  $T_0 = 380$  МэВ. Поскольку при энергиях свыше 1 ГэВ имеется неполная информация о спиновой структуре амплитуд  $N - N$ -рассеяния (исключая амплитуду  $p - p$ -столкновения при  $P_0 =$

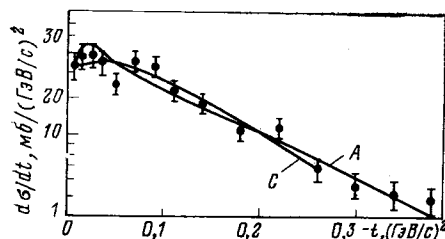


Рис. 8.  $t$ -Зависимость  $d\sigma/dt$  для реакции  $pd \rightarrow n(pp)$  при  $P_0 = 1,65$  ГэВ/с:

точки — результат эксперимента [20]; кривые А, С — результаты расчетов при разных параметризациях амплитуд  $np$ -перезарядки [20]

$= 5$  ГэВ/с) [19], то исследование процессов нуклон-дейтронной перезарядки может помочь извлечь дополнительные сведения о спин-зависящих частях амплитуд  $N - N$ -взаимодействия.

В экспериментах изучалась перезарядка в реакции  $dp \rightarrow npp$  при импульсе дейтона 3,33 ГэВ/с в водородной пузырьковой камере [20]. Был обнаружен тот же самый эффект, что и предсказывался в работе [16] и наблюдался при меньших энергиях, т. е. инвариантное сечение  $d\sigma/dt$  реакции  $pd \rightarrow n(pp)$  не исчезает при  $t = 0$  (рис. 8).

Расчет  $d\sigma/dt$  проводился согласно работе [21], но в пренебрежении двукратными столкновениями по формуле:

$$\frac{d\sigma}{dt} = [1 - S(t)] \frac{\pi}{p_c^2} |a_c|^2 + \left[ 1 - \frac{1}{3} S(t) \right] \left( \sigma_c - \frac{\pi}{p_c^2} |a_c|^2 \right). \quad (4)$$

Здесь  $S(t)$  — форм-фактор дейтона в зависимости от инвариантной передачи  $t$ ;  $\sigma_c = d\sigma_c/dt$  — инвариантное дифференциальное сечение перезарядки  $pn \rightarrow npp$ ;  $\sigma_c = \frac{\pi}{p_c^2} (|a_c|^2 + |b_c|^2 + 2|c_c|^2 + |e_c|^2 + |f_c|^2)$ ;  $b_c, c_c, e_c, f_c$  — спин-зависящие части амплитуды  $p - n$ -перезарядки [22];  $a_c$  — не зависящая от спина часть этой амплитуды [22];  $p_c$  — импульс налетающего протона в с.д.и. Заметим, что амплитуда  $pn$ -перезарядки  $f_c$  связана с амплитудами упругих  $pp$ - и  $pn$ -рассеяний следующим образом [22]:  $f_c = f_{pp} - f_{pn}$ .

Из (4) видно, что  $d\sigma/dt$  при  $t = 0$  целиком определяется спин-зависящими частями амплитуды перезарядки протона на свободном нейтроне. Кроме того, если записать амплитуду  $f_c$  в представлении спиральности, то видно, что сечение при малых  $t$  в основном определяется частями амплитуды  $p - n$ -перезарядки с переворотом спина [23].

В действительности, выражение (4) справедливо лишь при малых  $t$ . При больших передачах [ $|t| > 0,3$  (ГэВ/с)<sup>2</sup>] более корректно использовать выражение для  $d\sigma/dt$  с учетом двукратного рассеяния налетающего протона на нуклонах дейтона, которое приведено в работе [21]. При импульсах спектатора  $p_s > 0,1$  ГэВ/с в сечении  $d\sigma/dt$  могут также давать вклад процессы [20] с образованием изобары в промежуточном состоянии, которые обсуждаются ниже.

Для  $d\sigma/dt$  мезон-дейтронной перезарядки при малых передачах импульса выражение аналогично (4) с заменой амплитуд и сечения  $p - n$ -перезарядки на соответствующие величины мезон-нуклонной перезарядки [21].

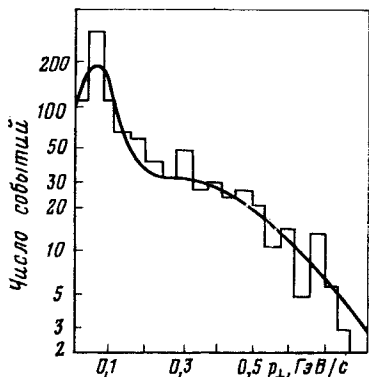
Поскольку спин-зависящая часть амплитуды перезарядки мезонов на нуклонах при  $t = 0$  зануляется, то  $d\sigma/dt$  для реакции перезарядки также исчезает. Поэтому трудно извлечь информацию о спиновой зависимости мезон-нуклонной амплитуды при малых передачах. Но в перезарядке с образованием мезонных резонансов с ненулевым спином отношение  $d\sigma/dt$  при  $t = 0$  конечно, также как и в процессе  $pd \rightarrow n(pp)$ , и можно исследовать части амплитуды перезарядки мезона на свободном нуклоне с переворотом и без переворота спина нуклона. Так, например, в работах [23, 24] теоретически анализировался процесс  $K^+d \rightarrow K^{*0}$  (890) ( $pp$ ). Показано, что  $d\sigma/dp_{\perp}$ , где  $p_{\perp}$  — поперечная составляющая импульса мезона  $K^{*0}$  (890), при  $p_{\perp} = 0 - 0,7$  ГэВ/с почти целиком определяется частью амплитуды перезарядки  $K^+n \rightarrow K^{*0}p$  с переворотом спина. Результаты теоретического расчета в пренебрежении двукратными столкновениями удовлетворительно согласовывались с экспериментальными данными при  $P_0 = 4,2$  (ГэВ/с) [24] (рис. 9).

Изучение подобных процессов адрон-дейтронной перезарядки под малыми углами дает ценную информацию о спиновой зависимости амплитуд экзотических адрон-нуклонных реакций, которые трудно изучать, используя в качестве мишени свободные нуклоны.

Кроме того, экспериментальное исследование обменного  $N - d$ -взаимодействия близко по результатам к экспериментам по тройному рассеянию нуклонов [17]. Поэтому использование дейтронной мишени облегчает получение сведений о спиновой зависимости амплитуд.

Заметим, что в угловом распределении  $d\sigma/d\Omega$  или в инвариантном дифференциальном сечении  $d\sigma/dt$  процессов адрон-дейтон-

ной перезарядки при малых углах рассеяния и соответственно малых  $t$  ВКС типа Мигдала — Ватсона, которое обсуждалось выше, не сказывается, так как в такие характеристики дают вклад все конечные состояния, т. е. состояния двух вылетевших с малым относительным импульсом нуклонов не выделяются.



Обратимся теперь к реакции двойной перезарядки частиц на ядрах, т. е. к процессам, в которых начальный адрон ме-

Рис. 9. Распределение  $d\sigma/dp_{\perp}$  для реакции перезарядки  $K^+d \rightarrow K^{*0}(pp)$  при  $P_0 = 4,2$  ГэВ/с:

гистограмма — результаты эксперимента [24]; кривая — результаты расчета вклада в  $d\sigma/dp_{\perp}$  с переворотом спина [24]

няет заряд на две единицы, открытым впервые в работе [25]. В столкновениях со свободными нуклонами такая перезарядка не происходит, поэтому, будучи чисто ядерными, такие процессы привлекают к себе неослабевающее внимание. Существует несколько

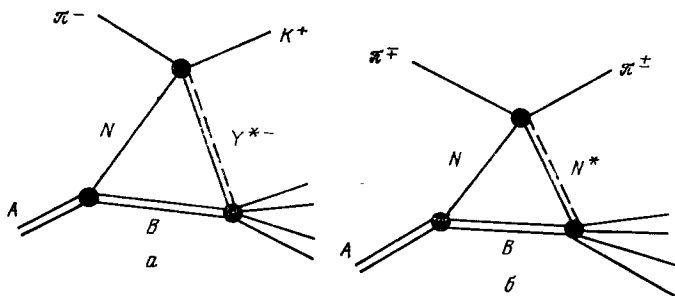


Рис. 10. Треугольная диаграмма для реакции  $\pi^-A \rightarrow K^+X$  со странной изобарой в промежуточном состоянии  $Y^*$ ;  $N$  — нуклон ядра  $A$ ;  $B$  — промежуточное ядро (б) и то же для реакции  $\pi^+A \rightarrow \pi^{\pm}X$ ;  $N^*$  — изобара (б)

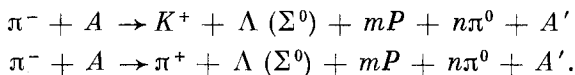
возможных механизмов двойной перезарядки частиц на ядрах: последовательная перезарядка начального адрона на двух разных нуклонах ядра [26, 27], двухступенчатый [28] и изобарный [29] механизмы.

Обсудим последний механизм, так как он связан с резонансными эффектами, анализу которых посвящена большая часть обзора.

Двойная перезарядка налетающего адрона на нуклоне ядра с образованием изобары, которая затем взаимодействует с оста-

точным ядром, наблюдалась в одном из недавних экспериментов [30].

На ядрах С, Cl, F в пузырьковой фреоновой камере исследовались процессы двойной перезарядки частиц с изменением странности при импульсе падающих  $\pi^-$ -мезонов  $P_0 = 3,9 \text{ ГэВ}/c$



Переходы  $\pi^- \rightarrow K^+$  или  $\pi^- \rightarrow (K^0\pi^+)$  можно объяснить диаграммами рис. 10, а. Установлено, что спектр недостающих масс к системе  $(K^0\pi^+)$ , вычисленный в предположении, что реакция идет на одном нуклоне, имеет резонансный характер. Этот факт говорит в пользу механизма со странной изобарой в промежуточном состоянии, описываемого диаграммой рис. 10, а. На рис. 10, б приведена такая же диаграмма, описывающая процессы двойной перезарядки адронов на ядрах без изменения странности. Более подробно изобарный механизм подобных реакций обсуждается в работах [29].

Рассмотренные треугольные диаграммы — одно из проявлений резонансных эффектов, которые, как будет показано, играют большую роль в адрон-ядерных реакциях при промежуточных энергиях.

### 3. РЕЗОНАНСНЫЕ ЭФФЕКТЫ

В соударениях адронов с ядрами при взаимодействии налетающей или перерассеянной частицы с нуклонами ядра могут генерироваться резонансы, особенно при энергиях, соответствующих порогу их рождения.

Эффекты, которые связаны с таким явлением и сильно влияют на характер поведения различных наблюдаемых величин: инклюзивных и полуинклюзивных спектров, угловых корреляций и т. п., назовем в дальнейшем резонансными эффектами. При промежуточных энергиях имеется множество экспериментальных данных о столкновениях адронов с легкими ядрами, которые объясняются механизмом образования резонансов или мезонов, взаимодействующих затем с внутриядерными нуклонами.

Здесь мы рассмотрим резонансные эффекты в неупругих адрон-ядерных соударениях. Наиболее ярко их проявление можно увидеть, изучая столкновения частиц с простейшим ядром-дейтоном.

Как показано в некоторых работах [31—33], сечение упругого  $p-d$ -рассеяния назад при определенных энергиях падающих протонов определяется в основном диаграммами с резонансом или виртуальным  $\pi$ -мезоном в промежуточном состоянии.

Адрон-дейтронные реакции с развалом дейтона тоже можно описать подобными диаграммами. Некоторые из них приведены на рис. 11. Причем наиболее эффективными эти диаграммы оказываются при описании экспериментальных данных о спектрах адронов, рассеянных в заднюю полусферу [31—35]. Диаграммы рис. 11 генетически связаны между собой: они переходят одна в другую. Например, соответствующим объединением вершин можно перевести диаграмму *г* в *б* или *д*.

Характер поведения амплитуды процесса  $pd \rightarrow ppn$ , описываемой этими диаграммами, в основном определяется амплитуда-

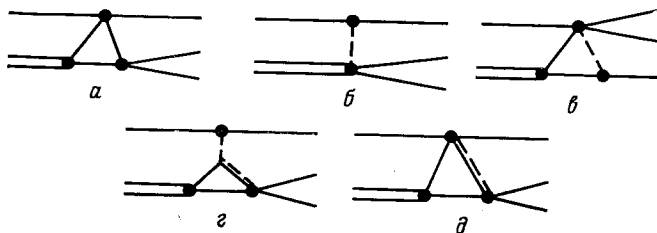


Рис. 11. Некоторые возможные диаграммы для реакции  $pd \rightarrow ppn$

ми реакций  $\pi d \rightarrow NN$  (обратная процессу  $NN \rightarrow \pi d$ ),  $NN \rightarrow \pi NN$ ,  $NN \rightarrow \Delta N$ , стоящими в вершинах диаграмм см. рис. 11, *б* — *д* [31—35]. Поэтому рассмотрим указанные процессы подробнее.

Резонансное поведение поперечного сечения реакции  $pp \rightarrow d\pi^+$  и его связь с промежуточным возбужденным состоянием нуклона были обнаружены много лет назад [36]. Как оказалось впоследствии, роль этого процесса, а также обратной реакции достаточно ярко проявляется в различных адрон-ядерных реакциях в широком диапазоне энергий. На рис. 12 приведены результаты измерения полного поперечного сечения реакции  $\pi^+d \rightarrow pp$  на свободном дейтоне в зависимости от эффективной массы двух протонов [37]. Хорошо виден резонансный характер реакции. Заметим, что для получения подобной зависимости необходимо было провести серию измерений в диапазоне энергий падающих  $\pi^+$  мезонов (либо протонов — для реакции  $pp \rightarrow d\pi^+$ ), чтобы пройти всю область резонансной кривой. Используя ядро, можно, однако, получить полную картину резонанса, работая при единственном разумно выбранном значении энергии. Такая возможность связана с расширением за счет Ферми-движения нуклонов в ядре диапазона значений инвариантной массы падающего адрона и взаимодействующего с ним нуклона ядра до  $\Delta s \approx 4 |P_0| |p_f|$ , если оставаться в области нерелятивистских Ферми-импу-

льсов  $|p_f|$  и пренебречь немассовыми эффектами. Здесь  $P_0$  — импульс падающего адрона.

Сечения реакций  $NN \rightarrow \pi NN$  тоже имеют резонансный характер при определенных энергиях. Например, сечение процесса  $pp \rightarrow \pi^+pn$  имеет максимум при кинетической энергии протонов  $T_0 \approx 1$  ГэВ. Причем в резонансной области процесс  $NN \rightarrow \pi NN$  идет главным образом через образование и распад изобары, т. е.  $NN \rightarrow \Delta N \rightarrow \pi NN$ . Энергетический спектр  $\pi$ -мезонов из этой

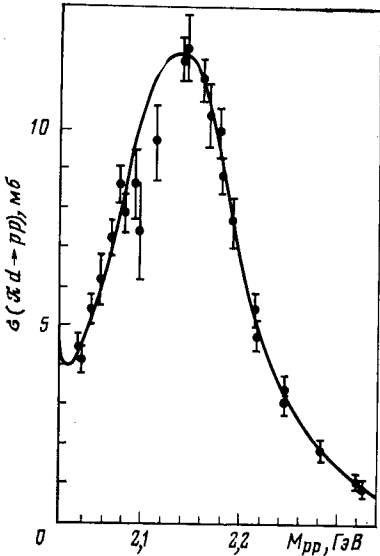


Рис. 12. Полное сечение реакции  $\pi^+d \rightarrow pp$  в зависимости от эффективной массы двух протонов  $M_{pp}$ : точки — результат эксперимента [37]; сплошная кривая — результаты расчета [37]

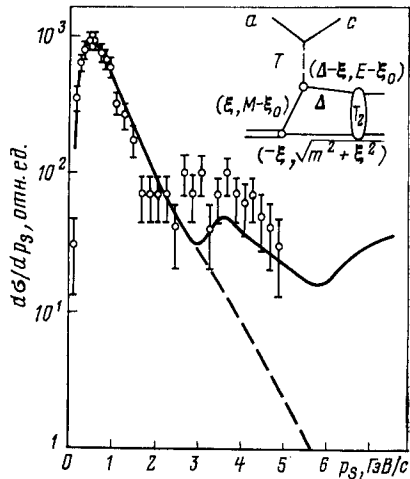


Рис. 13. Импульсное распределение протонов-спектаторов в реакции  $pd \rightarrow ppn$  при  $P_0 = 1,65$  ГэВ/с

реакции имеет резонансный характер с максимумом при энергии  $\pi$ -мезонов  $T_\pi \approx 100 \div 110$  МэВ [38]. Такие особенности процессов  $NN \rightarrow \pi NN$  и  $NN \rightarrow \Delta N$  оказываются весьма важными при описании  $N - d$ -взаимодействий с развалом дейтона.

Проанализируем теперь подробнее проявление резонансных эффектов в энергетических и угловых распределениях частиц в неупругих адрон-ядерных соударениях.

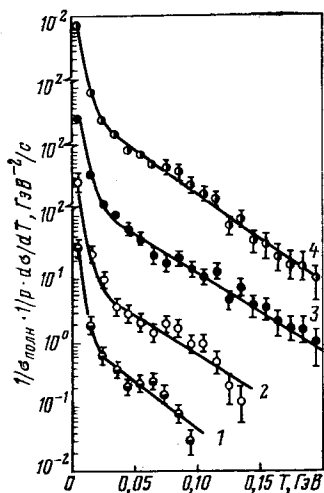
В некоторых экспериментах в  $N - d$ -реакциях с развалом дейтона наблюдался избыток нуклонов-спектаторов с относительно большим импульсом, не описываемый с помощью какой-либо из известных нерелятивистских волновых функций [39—41]. На рис. 13 приведено импульсное распределение протонов-спектато-

ров из реакции  $pd \rightarrow npp$  при  $P_0 = 1,65$  ГэВ/с [40]. Здесь приведены результаты расчетов в импульсном приближении по спектаторной модели (штриховая линия) и в приближении, учитывающем образование изобары в промежуточном состоянии [42] (сплошная линия).

При обсуждаемых энергиях известно большое число экспериментов по изучению спектров легких фрагментов, в частности протонов, вылетающих из адрон-ядерных реакций в заднюю полусферу у в системе покоя ядра [43—52]. Было установлено универсальное поведение инклюзивного энергетического спектра этих частиц в широком диапазоне энергий для различных ядер и типов падающих адронов, так называемый ядерный скейлинг [43]. Спектр этот имеет две характерные области: низкоэнергетическую с большим наклоном и высокоэнергетическую — с малым наклоном экспоненты. Пример спектра такого рода [46] приведен на рис. 14.

Обсуждались различные теоретические схемы, которые могли бы объяснить выход протонов больших импульсов назад, в область, запрещенную кинематикой рассеяния на свободном нуклоне. На эту тему имеются обзорные статьи [1, 53—56], в которых освещены вопросы о релятивистских нуклонах в ядрах, короткодействующих парных корреляциях, флуктонах, кумулятивном эффекте. С точки зрения проявления коллективных взаимодействий нуклонов наиболее интересны эксперименты в области энергий выше 4 ГэВ (область предельной фрагментации [57]).

Мы рассматриваем результаты, полученные для области небольших энергий, однако проявляющиеся здесь закономерности помогают пониманию общей картины взаимодействий.



Спектр протонов, вылетающих назад в реакции  $pd \rightarrow pX$  при 1,66 ГэВ/с [46], удалось описать «треугольной» диаграммой с обменом  $\pi$ -мезоном [34] (см. рис. 11, в). Инвариантный вид соответствующего дифференциального сечения в зависимости от переменной  $x = T/T_{\text{макс}}$  для двух интервалов по  $\cos \theta$  показан на рис. 15. Здесь  $T$  — кинетическая энергия регистрируемых протонов в

Рис. 14. Инвариантный спектр неупругой реакции  $pd \rightarrow pX$  при  $P_0 = 1,65$  ГэВ/с для угловых интервалов:

1 —  $-1 < \cos \theta < -0,666$ ; 2 —  $-0,666 < \cos \theta < -0,333$ ; 3 —  $-0,333 < \cos \theta < 0$ ; 4 —  $-1 < \cos \theta < 0$  [46]

реакции  $pd \rightarrow ppn$ , а  $T_{\text{макс}}$  — кинетическая энергия рассеянных под тем же углом протонов в упругом  $p-d$ -рассеянии. Сплошные линии — результаты расчетов с учетом диаграммы рис. 11, *в*. Видно вполне удовлетворительное согласие расчетной кривой с экспериментальными данными, особенно в области больших углов (см. рис. 15, *а*). Кроме того, при  $x > 0,2$  основной и определяющий форму кривой

вклад в  $\frac{1}{\rho\sigma_{\text{полн}}} \frac{d\sigma}{dT}$  дает треугольная диаграмма (см. рис. 11, *в*) При этом спектр протонов, вылетающих в заднюю полусферу при  $x > 0,2$ , подобен энергетическому спектру  $\pi$ -мезонов из реакции  $NN \rightarrow \pi NN$ , который, как указывалось выше, имеет резонансный характер в области энергий  $\pi$ -мезонов, соответствующей максимуму кривой на рис. 15, *а* при  $x \approx 0,6-0,8$ , т.е.

$$\frac{1}{\rho\sigma_{\text{полн}}} \frac{d\sigma}{dT} \approx A |F_{\pi}|^2 \frac{d\sigma}{dT_{\pi}},$$

где  $d\sigma/dT_{\pi}$  — энергетический спектр  $\pi$ -мезонов,  $F_{\pi}$  — форм-фактор  $\pi$ -мезона [34],  $A$  — некоторая слабоменяющаяся с импульсом протона функция [34].

Удовлетворительное описание спектра вылетающих назад протонов [46] получено и в работе [35]. Авторы провели расчет в рамках теории перерассеяния с учетом образования изобары в промежуточном состоянии для углов вылета протона, близких к  $180^{\circ}$ . Такое рассмотрение предсказывало, в частности [58], что образование резонансов наиболее существенно в области импульсов  $P_0 \approx 1$  ГэВ/с и углах вылета  $\theta \sim \pi$ . Кроме того, предполагая, что весь процесс идет согласно диаграмме  $\delta$  (см. рис. 11), на основании изотопических соотношений было получено отношение выхода протонов и нейтронов для реакции  $pd \rightarrow ppn$ , равное 5.

Эксперимент подтвердил указанные предположения. На рис. 16 показана зависимость отношения вероятностей выхода протонов и нейтронов от  $z = \cos \theta$  для интервалов  $x = T/T_{\text{макс}} < 0,5$  и  $x > 0,5$ . Видно, что для событий с вылетающими назад нуклонами больших импульсов ( $x > 0,5$ ) наблюдается рост этого отношения примерно до пяти при углах  $\theta$ , близких к  $180^{\circ}$  [59]. Подобная аномалия в спектре нейтронов, вылетающих назад в реакции

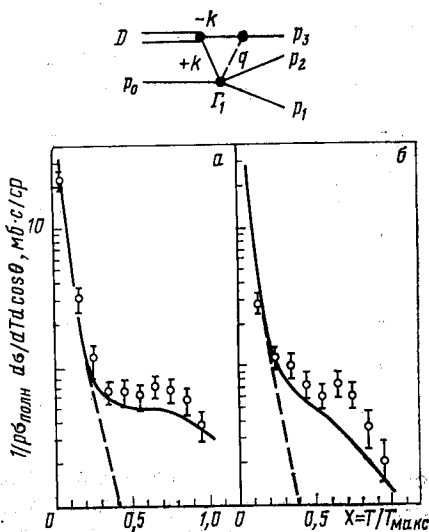


Рис. 15. Инвариантное дифференциальное сечение реакции с выходом протонов в заднюю полусферу [34]



$\pi^-d \rightarrow \pi^-pp$ , и их относительно большой выход наблюдались при  $P_0 = 0,438$  (ГэВ/с) [104].

Резонансные эффекты в высокоэнергетической части спектра нуклонов, вылетающих в заднюю полусферу, должны проявляться и при столкновении адронов с более тяжелыми ядрами при энергиях ниже 5 ГэВ. В работах [50, 60] показано, что при энергии падающих протонов  $T_0 = 600$  МэВ инклюзивные спектры протонов, испущенных под большими углами в  $p - A$ -соударениях в области, кинематически запрещенной для свободного  $N - N$ -рассеяния, определяются в основном вкладами механизмов либо

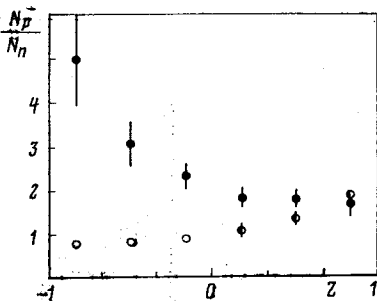


Рис. 16. Отношение выхода протонов и нейтронов в реакции  $pd \rightarrow ppn$  при 1,66 ГэВ/с в зависимости от  $Z = \cos \theta$  для  $x = T/T_{\text{макс}} < 0,5$  (светлые точки) и  $x > 0,5$  (темные точки)

образования резонансов и их перерассеяния [60], либо поглощения  $\pi$ -мезонов на паре нуклонов (квазидейтоне) [50] внутри ядра. Причем, как указывается в работах [60, 61], оба эти механизма тесно связаны друг с другом.

На рис. 17 приведены экспериментальные данные об инклюзивных спектрах  $d\sigma/dT d\Omega$  протонов, вылетающих под углами  $\theta_p = 105^\circ, 122^\circ, 150^\circ$  в реакции  $p^{12}\text{C} \rightarrow pX$  при  $T_0 = 640$  МэВ, а также результаты расчетов [60]. Видно вполне удовлетворительное согласие результатов расчета и эксперимента, особенно в высокоэнергетической части спектра ( $T_p > 80$  МэВ). Расчет проводился в рамках каскадно-испарительной модели с учетом образования изобар и их последующих взаимодействий внутри ядра.

Весьма рельефно резонансные эффекты проявляются в распределениях по эффективным массам групп частиц, вылетающих в адрон-ядерных реакциях. В работе [39] экспериментально изучалась реакция  $K^+d \rightarrow K^+pp$  при  $P_0 = 2$  ГэВ/с. Оказалось, что распределение по эффективной массе двух протонов с импульсами, превышающими 300 МэВ/с, не описывается приближением однократного и двукратного рассеяния  $K$ -мезона на нуклонах дейтона. Тот факт, что разногласие теории с экспериментом имело место при небольших передачах 4-импульса  $|t| < 0,4$  (ГэВ/с<sup>2</sup>) и  $M_{pp} > 2,09$  (ГэВ/с)<sup>2</sup>, побудил авторов [39] провести расчеты, соответствующие диаграмме б (см. рис. 11) с обменом виртуальным

$\pi$ -мезоном. При этом использовались экспериментальные данные о реакции  $\pi^+d \rightarrow pp$ . Аналогичные расчеты, проведенные в работе [40], позволили описать максимум в распределении по величине  $Q = M_{эф} - 2m$ , где  $M_{эф}$  — эффективная масса двух нуклонов;  $m$  — масса нуклона, для области импульсов  $p_s > 300$  МэВ/с и

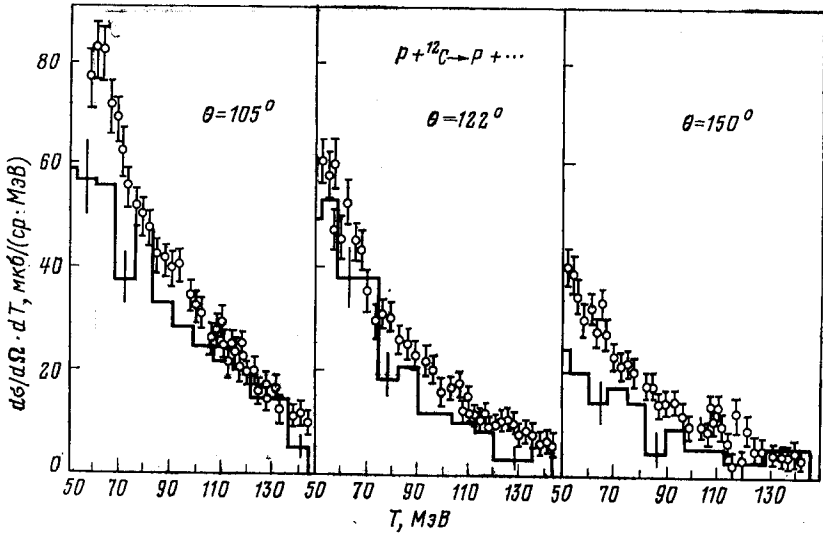


Рис. 17. Инклюзивные спектры протонов на реакции  $p + {}^{12}\text{C} \rightarrow pX$  при 640 МэВ [50] и расчет по касадно-испарительной модели с учетом образования изобар в промежуточном состоянии [60]

$|t| < 0,15$  [(ГэВ/с)<sup>2</sup> в реакциях перезарядки (рис. 18, а)] и прямого развала дейтона  $dp \rightarrow ppn$  (рис. 18, б).

Интересное явление резонансного происхождения наблюдалось при когерентном рождении  $\pi$ -мезонов в адрон-дейтонных взаимодействиях при импульсах  $P_0 \approx 2-6$  (ГэВ/с). В распределении по инвариантной массе  $d-\pi$  системы  $M_{d\pi}$  вблизи 2,2 (ГэВ/с<sup>2</sup>) наблюдался пик с шириной порядка 100 МэВ/с<sup>2</sup>. Этот максимум был условно назван эффектом  $d^*$  [62, 63]. Как показано в работе [66], сам  $d^*$  — пик нельзя трактовать как резонанс, т. е. как связанное состояние ( $\pi pn$ ) со спином 1, положительной пространственной четностью и орбитальным моментом  $l = 1$ . Дело в том, что угловое распределение продуктов распада резонанса с такими квантовыми числами должно быть симметричным в системе покоя  $d^*$ .

В действительности же такое распределение оказалось резко асимметричным. На рис. 19 приведено распределение по углу

между падающим и вторичным дейтонами в системе покоя  $d^*$  из реакции  $\pi^-d \rightarrow \pi^-d\pi^+\pi^-$  [63] при 3,7 ГэВ/с (см. гистограмму на рис. 19). Здесь же приведено угловое распределение упругого  $\pi-d$ -рассеяния (точки). Видно, что угловая зависимость дифференциальных сечений для реакций  $\pi^-d \rightarrow \pi^-d\pi^+\pi^-$  и  $\pi^-d \rightarrow \pi^-d$

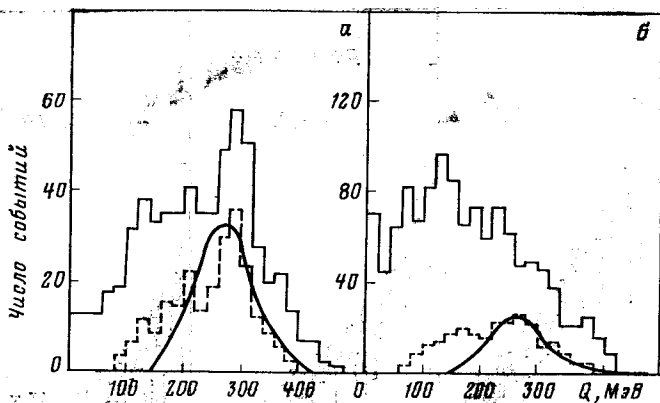


Рис. 18. Распределение по  $Q = M_{NN} - 2m_N$  для реакций  $dp \rightarrow (pp)n$  и  $dp \rightarrow (pn)p$  при импульсе дейтона 3,33 ГэВ/с [40]

та же самая. Отсюда следует, что распределение по  $M_{d\pi}$  в первом процессе должно определяться сечением упругого  $\pi-d$ -рассеяния, которое при энергии, близкой к сумме масс  $N^*$  (1236) и нуклона, т. е.  $M_{d\pi} \approx 2,2$  (ГэВ/с<sup>2</sup>), имеет резонансный характер. Соответственно во всех теоретических интерпретациях аномалий в спектре по  $M_{d\pi}$  используется резонансное поведение амплитуды упругого  $\pi d$ -рассеяния  $f_{\pi d}$ , которое в указанной выше области энергий идет через образование  $\Delta$ -изобары в промежуточном сос-

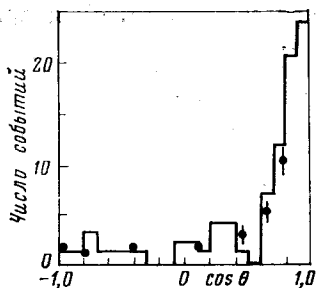


Рис. 19. Распределение по  $\cos \theta$  в реакции  $\pi^-d \rightarrow \pi^-d\pi^+\pi^-$  при  $P_0 = 3,7$  ГэВ/с

тоянии [66]. Схематически процесс когерентного рождения мезонов в адрон-дейтонном взаимодействии можно изобразить следующей диаграммой (рис. 20). Применяемые для описания процесса модели отличаются друг от друга способом вычисления амплитуды

упругого  $\pi d$ -рассеяния в нижней вершине диаграммы и методом расчета самой диаграммы: либо через обмен реджионом в  $t$ -канале [67], либо путем обмена  $\pi$ -мезоном в  $s$ -канале [66].

На рис. 21 представлена диаграмма, согласно которой вычислялось распределение  $d\sigma/dM_{d,\pi}dt_d$ , где  $t_d$  — передача 4-импульса от начального к конечному дейтону для реакции  $\pi^+d \rightarrow \pi^+\pi^-d$ .

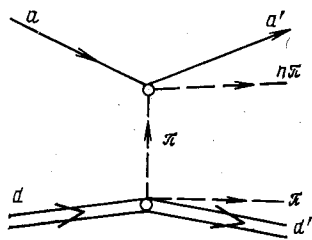


Рис. 20. Диаграмма, соответствующая когерентному рождению мезонов в адрон-дейтронных взаимодействиях:

$a, a'$  — начальная и рассеянная частицы;  $d, d'$  — начальный и конечный дейтоны;  $\alpha_\pi$  — траектория Редже

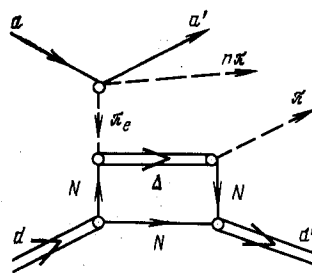


Рис. 21. Диаграмма  $s$ -канального обмена  $\pi$ -мезоном с образованием изобары  $\Delta$  в промежуточном состоянии для реакции когерентного рождения  $ad \rightarrow a' \pi\pi(d\pi)$

Амплитуда упругого  $\pi d$ -рассеяния и в этом случае вычислялась с помощью диаграммы, описывающей образование изобары  $\Delta$  (1236) в промежуточном состоянии. Результаты расчета вполне удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными [66].

В другой работе [67] (см. рис. 20) при расчете диаграммы использовался обмен реджионной траекторией, а амплитуда  $f_{\pi d}$  выражалась в импульсном приближении через амплитуду упругого  $\pi N$ -рассеяния; последняя вычислялась с помощью фазового анализа вблизи порога рождения  $\Delta(1236)$ . Согласие теории и эксперимента для различных реакций когерентного рождения мезонов в столкновениях  $p, \bar{p}, \pi^\pm, K^\pm$  [62—65] с дейтонами при  $P_0 = (2-5,5)$  ГэВ/с также оказалось хорошим [67].

Обсудим теперь еще одну особенность в распределении по инвариантной массе частиц, образующихся в адрон-ядерных реакциях.

В работе [68], изучая реакцию  $pd \rightarrow {}^3\text{He } X^0$ , где  $X^0$  —  $(\pi^+\pi^-)$  при  $T_0 = (0,62 \div 0,74)$  (ГэВ), авторы обнаружили пик в спектре недостающих масс системы  $X^0$ , расположенный выше порога образования двух  $\pi$ -мезонов, который был назван  $ABC$ -эффектом.

Вначале считалось, что этот пик есть проявление  $(\pi\pi)^0$ -резонанса с  $I = 0, J^P = 0^+$  при  $M_X = 310$  (МэВ/ $c^2$ ). Однако отсутствие такого пика в других адрон-адронных реакциях и малая его величина стали причиной того, что интерес к АВС-эффекту угас.

Экспериментальная ситуация изменилась в последние годы. АВС-эффект изучался при различных энергиях начальных частиц

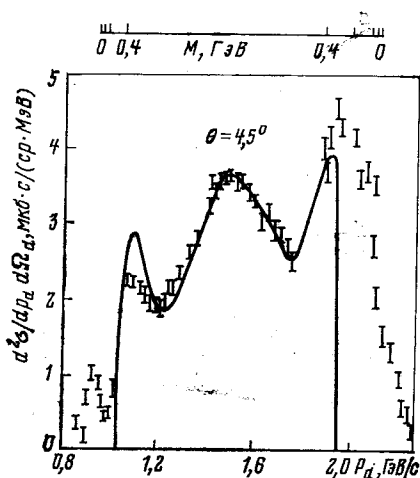


Рис. 22. Распределение  $d\sigma/dp_d d\Omega_d dS_d$  в реакции  $np \rightarrow d\pi^+\pi^-$  при  $P_0 = 1,88$  ГэВ/с в зависимости от импульса конечного дейтона  $P_d$  при угле рассеяния  $\theta_d = 4,5^\circ$  в л. с.

Сверху приведена шкала эффективных масс системы  $d\pi^+$ ; точки — результат эксперимента [69], кривая — результаты расчетов по простейшей модели [77]

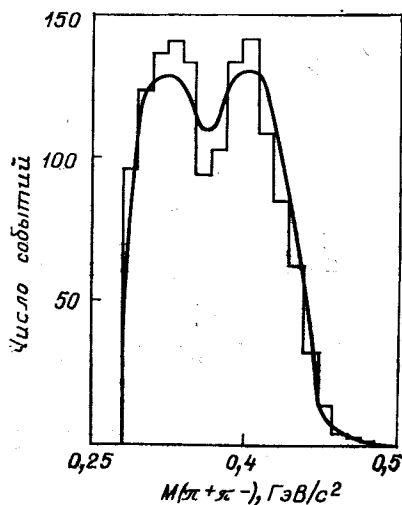


Рис. 23. Распределение по эффективной массе  $(\pi^+\pi^-)$ -системы  $M_{\pi^+\pi^-}$  для реакции  $np \rightarrow d\pi^+\pi^-$  при  $P_0 = 1,73$  ГэВ/с:

гистограмма — результат эксперимента [73]; кривая — результаты расчетов [73] по модели [77]

и разных углах рассеяния. Четко наблюдалась аномалия в спектре недостающих масс  $M_X$  в следующих реакциях:  $np \rightarrow dX^0$  [69];  $dp \rightarrow {}^3\text{He} X^0$  [70];  $dd \rightarrow {}^4\text{He} X^0$  [71, 72] при начальных импульсах  $P_0 = 1-2$  ГэВ/с на нуклон. Эффект оказался максимальным при  $P_0 = 1,6$  ГэВ/с, он резко спадает с увеличением импульса  $P_0$ . Типичный пример АВС-пиков представлен на рис. 22 для процесса  $np \rightarrow d\pi^+\pi^-$  при  $P_0 = 1,88$  ГэВ/с и угле рассеяния дейтона  $\theta = 4,5^\circ$ . Два крайних пика, АВС-пики (см. рис. 22), находятся при одном и том же значении эффективной массы системы  $(\pi^+\pi^-)$   $M_X \approx 0,32$  МэВ/ $c^2$ , ширина их составляет примерно 60 МэВ. Заметим, что в зависимости от  $P_0$   $M_X$  может меняться от 300 до 360 МэВ/ $c^2$ . Средний пик рис. 22 соответствует большой инвариантной массе  $M_X$ .

Большинство экспериментов [68—72], в которых обнаружен *ABC*-эффект, выполнялось с помощью электронной методики, которая дает ограниченные возможности для изучения системы  $X^0$ .

В работе [73] экспериментально исследовалась реакция  $np \rightarrow d\pi^+\pi^-$  при  $P_0 = 1,73$  ГэВ/с с помощью однометровой водородной пузырьковой камеры. В спектре эффективных масс  $(\pi^+\pi^-)$ -системы кроме *ABC*-пика наблюдался еще один максимум при  $M_X = 400$  МэВ/с<sup>2</sup> с полной шириной, не превышающей 30 МэВ. Эти экспериментальные данные приведены на рис. 23. Использование камерной методики позволяет более детально изучить *ABC*-аномалию, что чрезвычайно важно для ее теоретической интерпретации. На рис. 24 приведены угловые распределения дейтонов и  $\pi^\pm$ -мезонов для указанной реакции в с. д. м., полученные в работе [73].

Отметим, что в процессах с вылетом заряженной системы  $\pi$ -мезонов, т. е.  $\pi N \rightarrow N(\pi\pi)^+$ ,  $pp \rightarrow d(\pi\pi)^+$ ,  $dp \rightarrow t(\pi\pi)^+$ , *ABC*-эффект не наблюдался [68—72].

Существует несколько теоретических интерпретаций *ABC*-аномалии [74—79]. Особого внимания заслуживают, по-видимому, модель с барионным обменом в *t*-канале [77] и модель с однопионным *s*-канальным обменом [75, 76].

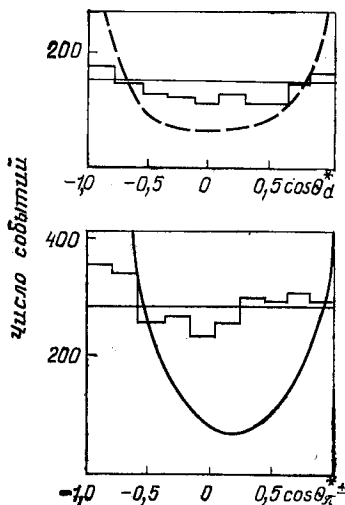


Рис. 24. Угловые распределения дейтонов и  $\pi^\pm$ -мезонов для реакции  $np \rightarrow d\pi^+\pi^-$  при  $p_0 = 1,73$  ГэВ/с в с. д. м.

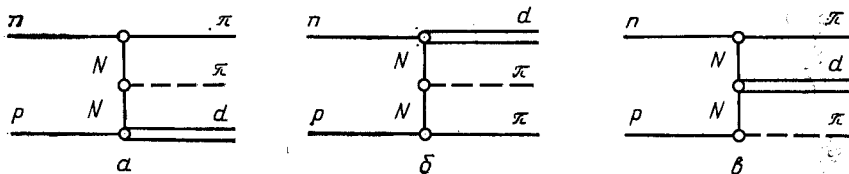


Рис. 25. Диаграммы барионного обмена в *t*-канале [77] реакции  $np \rightarrow d\pi^+\pi^-$

Обсудим вначале первую модель. На рис. 25 приведены диаграммы с *t*-канальным обменом барионом в реакции  $np \rightarrow dX^0$ , описывающие все три пика, изображенные на рис. 22, 26. Крайние левый и правый пики описываются диаграммами рис. 25, а и б соответственно, средний пик — диаграммой рис. 25, в, что видно из рис. 26. Пренебрегая фазовыми, спиновыми и изоспиновыми

эффектами, для простоты, амплитуды, соответствующие рис. 25, а, б и с можно записать в виде [77]:

$$\left. \begin{aligned} A &= M(t_2) R(\bar{s}, t), \\ B &= R(\bar{s}, u) M(t_1), \\ C &= R(\bar{s}, t_1) R(\bar{s}, t_2), \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

где

$$\begin{aligned} M(t) &= 1/(t - m^2), \\ R(\bar{s}, t) &= \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha_N(t) - \frac{1}{2}} \cos\left[\frac{\pi}{2}\left(\alpha_N(t) - \frac{1}{2}\right)\right] \frac{1}{t - m^2} \end{aligned} \quad (6)$$

реджевская амплитуда [77].

Здесь были введены следующие обозначения:

$$\begin{aligned} s &= (p_1 + p_2)^2; \quad t = (p_1 - p_d)^2; \quad u = (p_2 - p_d)^2; \\ t_1 &= (p_1 - k_1)^2; \quad t_2 = (p_2 - k_2)^2; \quad \bar{s} = \frac{s + M_x^2}{2} + 2m^2 + \mu^2; \end{aligned}$$

$p_1, p_2, p_d$  — 4-импульсы начальных нуклонов и конечного дейтона соответственно;  $M_x, m, \mu$  — эффективная масса системы  $X$ , массы нуклона и  $\pi$ -мезона соответственно.

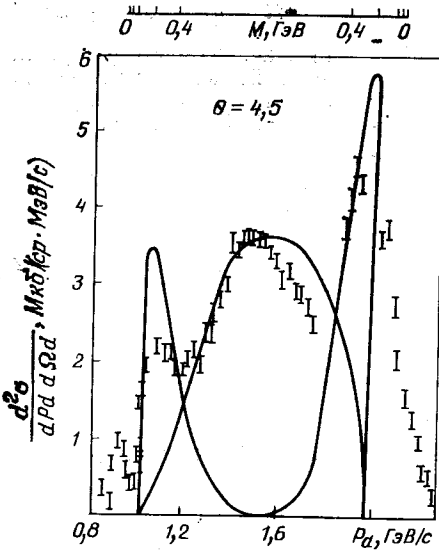


Рис. 26. Вклады в  $d\sigma/dp_d d\Omega_d$  реакции  $np \rightarrow d\pi^+\pi^-$  при  $P_0 = 1,88$  ГэВ/с от диаграммы рис. 25, а (левая сплошная кривая), рис. 25, б (правая кривая) и рис. 25, в (средняя кривая).

Все кривые — результаты расчетов по усовершенствованной модели [77]; точки — результат эксперимента [69].

Из выражений (5) и (6) видно, что амплитуды  $A, B$  и  $C$  могут иметь резонансный характер при больших передачах 4-импульса. В работе [77] показано, что из-за большой разницы масс началь-

ных и конечных частиц передача  $\tau = t_1 + t_2$  может достигать больших положительных значений именно при эффективной массе  $M_X$ , соответствующей положению крайних пиков. Сильная зависимость амплитуды  $C$  [см. (5)] от передач  $t_1, t_2$  — причина существования пика с большой  $M_X$  [77].

Обсуждаемая модель вполне удовлетворительно описывает распределение по  $M_X$  в реакции  $np \rightarrow d\pi^+\pi^-$  при  $P_0 = 1,73$  ГэВ/с, полученные в недавней работе [73]. Однако, как видно из рис. 24, экспериментальные данные об угловой зависимости выхода дейтронов и  $\pi^\pm$ -мезонов в этом процессе не описываются моделью с барионным обменом [77].

В работах [75, 76]  $ABC$ -эффект объясняется вкладом диаграммы рис. 27, соответствующей реакции  $np \rightarrow dX^0$ . Показано, что пики в спектре эффективных масс  $X^0$  обусловлены резонансным характером амплитуды упругого  $\pi N$ -рассеяния, которое идет, как видно из рис. 27, через образование изобары  $\Delta$  (1236) в промежуточном состоянии.

В работе [77] показана связь двух вышеупомянутых моделей и некоторое преимущество модели [77] по сравнению с моделью [75, 76]. По мнению авторов работы [77], слабое место описания [75, 76] состоит в том, что учитывается зависимость амплитуды упругого  $\pi N$ -рассеяния (см. рис. 27) лишь от полной энергии ( $\pi N$ ) в их с. ц. м. и пренебрегается зависимостью ее от передачи. Учет последнего может привести к лучшему согласию [77] результатов модели однопионного обмена с экспериментальными данными.

Следует отметить, что теоретические интерпретации воспроизводят лишь общую картину описания  $ABC$ -эффекта в простейшем случае реакции  $np \rightarrow d X^0$ . Более детальный анализ распределений по  $M_X$  при разных начальных энергиях, углах рассеяния в различных процессах, а также угловых распределений не всегда дает удовлетворительное согласие с экспериментальными данными.

#### 4. ПОПЫТКИ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ОБНАРУЖЕНИЯ ИЗОБАРНЫХ КОНФИГУРАЦИЙ В ЯДРАХ

На рубеже 70-х годов появилась серия работ, в которых обсуждалась роль нуклонных изобар в описании свойств ядер. Изобары привлекались в связи с вычислением нуклон-нуклонного потенциала [78, 79], энергии связи ядер [80], электромагнитных [81] и слабых [82] констант связи, а также в связи с описанием некоторых ядерных реакций [83—86]. Так, например, результаты ана-

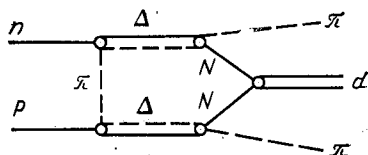


Рис. 27. Диаграмма однопионного обмена в  $s$ -канале реакции  $np \rightarrow d\pi^+\pi^-$  [75, 76]



лиза упругого  $pd$ -рассеяния назад показали необходимость учета  $N^*$  (1688) в дейтоне с вероятностью 0,5—1,0% [83]. Учет изобарных конфигураций привел к уменьшению почти вдвое разницы между экспериментальным и теоретическим значениями магнитного момента дейтона [87].

Возникли предложения экспериментов по наблюдению выбивания изобар из ядер [88] и обнаружению изобар-спектаторов в реакциях на дейтоне [33]. Большинство экспериментов по оценке вероятности изобарных конфигураций в ядрах было направлено на поиск изобар-спектаторов. В качестве мишени обычно использовался дейтон. Изотопический спин дейтона равен нулю. Поэтому конфигурации с участием  $\Delta$ -изобар ( $T = 3/2$ ) должны включать две изобары  $\Delta$  ( $d \leftrightarrow \Delta\Delta$ ). Предполагается, что падающая частица взаимодействует с одной из изобар, а другая вылетает как спектатор.

Из-за большого импульса  $\Delta$  в ядре наиболее целесообразно было фиксировать вылет  $\Delta$ -спектаторов в заднюю полусферу, куда запрещен вылет изобар из квазинуклонных взаимодействий. Это казалось весьма существенным, так как большинство теоретических оценок давало для вероятности изобарной конфигурации  $\Delta\Delta$  дейтона величину порядка 1% [83, 85, 88].

Первые результаты исследования такого типа обсуждались на Мюнхенской конференции в 1973 г. [89]. Затем последовала серия работ в широком диапазоне энергий падающих  $\pi$ ,  $p$ ,  $\bar{p}$ . Мы остановимся подробнее на трех типичных исследованиях [90—92], на другие лишь сошлемся.

В дейтон-протонных взаимодействиях при 3,33 ГэВ/с [90] оценка верхней границы примеси  $\Delta\Delta$ -конфигурации в дейтоне проводилась на основании результатов исследования трех реакций с выходом одного  $\pi$ -мезона:

$$dp \rightarrow p\pi^+ nn; \quad (1)$$

$$dp \rightarrow p\pi^0 n; \quad (2)$$

$$dp \rightarrow p\pi^- n; \quad (3)$$

Использование дейтонного пучка позволило избежать потери протонов-спектаторов и достаточно однозначно идентифицировать указанные реакции в водородной пузырьковой камере.

Было наблюдеено около 300 вылетающих в заднюю полусферу ( $\pi N$ )-комбинаций. Так как полная энергия в с. ц. и.  $dp$  в этом случае равна 3,31 ГэВ, а сумма масс  $2\Delta + p$  равна 3,41 ГэВ, то нельзя было наблюдать обе  $\Delta$ -изобары на массовой поверхности. Диаграммы, включающие различные  $\Delta\Delta$ -компоненты в дейтоне, соответствующие изучаемым реакциям, показаны на рис. 28.

Распределение по эффективным массам ( $\pi N$ )-комбинаций для отобранных случаев имело максимум вблизи массы с шириной

около  $0,1 \text{ ГэВ}/c^2$ . Если предположить, что все наблюдаемые комбинации частиц, испущенные назад в системе покоя дейтона, связаны с распадом  $\Delta$ -спектратора и что  $\Delta^{++}\Delta^-$  и  $\Delta^+\Delta^0$  — конфигура-

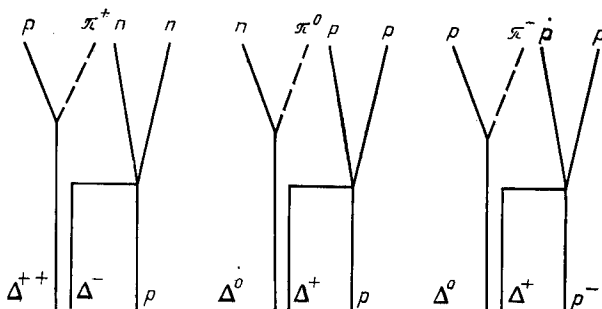
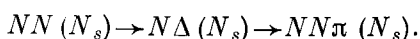


Рис. 28. Диаграммы  $pd$ -взаимодействий, включающие  $\Delta\Delta$ -компоненту дейтона [90]

ции представлены в дейтоне с одинаковой вероятностью, то отношение числа событий с вылетом  $(\pi N)$ -комбинаций назад в реакции (1) к соответствующему числу событий в реакциях (2) и (3) должно быть равно единице.

Экспериментальное значение этого отношения оказалось равным  $0,37 \pm 0,16$ . Такая величина не противоречит механизму образования изобар в квазинуклонном акте по схеме:



Возможным источником фона были предположены случайные комбинации нуклонов-спектаторов, вылетающих назад, с  $\pi$ -мезонами, образованными в квазинуклонных соударениях. Розыгрыш методом Монте-Карло такого рода фона подтвердил это предположение. Распределения по эффективным массам разыгранных  $(\pi N)$ -комбинаций, их углам и импульсам в системе покоя дейтона практически совпали с экспериментальными.

Предполагая, что испущенные назад  $\Delta$  распадаются вне области взаимодействий, следует ожидать симметрии в угловом распределении нуклонов (пионов) по отношению к направлению вылета  $\Delta$  в системе покоя  $\pi N$ . Экспериментальное угловое распределение приведено на рис. 29. Оно показывает сильную асимметрию.

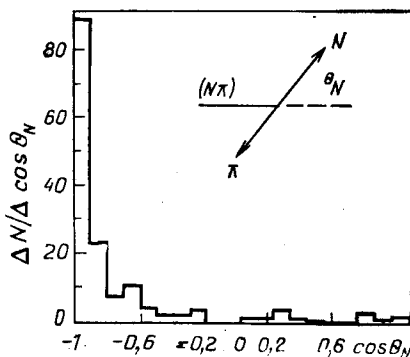


Рис. 29. Угловое распределение нуклонов в системе покоя  $(\pi N)$ -комбинации [90]

Предполагая, что события в интервале  $\cos \theta_N = (0 \div 1)$  связаны своим происхождением с  $\Delta\Delta$ -компонентой дейтона, можно оценить сечение наблюдения  $\Delta$ -спектаторов.

Для определения верхней границы вероятности найти дейтон в  $\Delta\Delta$ -состоянии было предположено, что сечение  $\Delta N$ -взаимодействия вне массовой поверхности, приводящее к развалу дейтона,

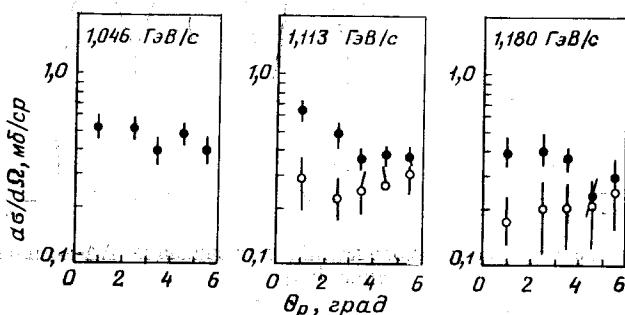


Рис. 30. Дифференциальное сечение выхода протонов в зависимости от их угла для реакций  $\pi^-d \rightarrow p\Delta^-$  (черные точки) и  $\pi^-p \rightarrow p\Lambda^-$  (светлые точки) при 1,1 ГэВ [96]

такое же, как для  $NN$ -рассеяния. С учетом ненаблюдаемых в данном случае  $\Delta^+$ - и  $\Delta^-$ -спектаторов за оценку примеси  $\Delta\Delta$ -конфигураций бралось отношение  $P = \sigma(pd \rightarrow NN\Delta_s) / \sigma(pd \rightarrow ppn)$ . Оценка дала  $P(\Delta\Delta) \leq (0,8 \pm 0,3)\%$ .

Аналогичный анализ был проведен в  $\pi^+d$ -взаимодействиях при 4 ГэВ/с [93]. Получен тот же результат  $P(\Delta\Delta) \leq (0,8 \pm 0,3)\%$ .

При более высоких энергиях (12—15 ГэВ) в  $\pi^+d$ -,  $\pi^-d$ -,  $K^+d$ -взаимодействиях изучались реакции типа  $md \rightarrow m\pi^+p$  с наблюдаемым протоном [94]. Среднее взвешенное значение для верхней границы  $P(\Delta\Delta)$  было получено равным  $(0,7 \pm 0,1)\%$ .

В  $pd$ -взаимодействиях при 5,55 ГэВ/с [95] авторы дали явно завышенную оценку  $P(\Delta\Delta) \sim 16\%$ , что связано с тем, что в работе не анализировалось угловое распределение в системе  $\Delta$ .

Рассмотренные до сих пор исследования проводились в эксклюзивной постановке методикой пузырьковых камер.

Примером эксперимента инклюзивного типа может служить изучение выхода протонов под малыми углами из реакции  $\pi^-d \rightarrow pX$  при импульсе 1,1 ГэВ/с на ускорителе «Сатурн» в Сакле, Франция [96].

Предполагалось, что процесс идет следующим образом:  $\pi^-\Lambda^{++}(\Delta^-) \rightarrow p(\Delta^-)$ . В скобки заключен спектатор  $\Delta^-$ . В качестве фоновой рассматривалась реакция  $\pi^-p(n) \rightarrow \pi^-p(n)$  с рассеянием  $\pi^-$ -назад, которая рассчитывалась в импульсном приближении с использованием экспериментальных данных по  $\pi^-p$ -

рассеянию и пренебрежением  $\pi^-n$ -взаимодействием в конечном состоянии. Угловые распределения протонов в этих расчетах имели минимум под  $0^\circ$ . Для основного процесса  $\pi^-d \rightarrow p (\Delta^-)$  при вылете протона вперед под  $0^\circ$   $\Delta^-$  (импульс падающего  $\pi^-$  равен 1,1 ГэВ/с) имеет импульс 325 МэВ/с, т. е. значение в области максимума волновой функции  $\Delta$  в импульсном пространстве. При увеличении угла протона импульс  $\Delta^-$  возрастает, что с учетом поведения амплитуды в вершине  $\pi\Delta N$  приводит к уменьшению выхода протонов. Измерения выхода протонов из водородной и дейтериевой мишеней показали при импульсах  $\pi^-$ , равных 1,046; 1,113 и 1,180 ГэВ/с, его падение при увеличении угла от  $0^\circ$  до  $6^\circ$  в л. с. (рис. 30). На основе углового распределения протонов сечение под  $0^\circ$  было определено как 0,8 мб/ср. В работе [85] предсказывалось сечение 1 мб/ср для 0,5 %  $\Delta$ -компоненты в дейтоне. Авторы эксперимента, учитывая вклад фонового процесса и многократного рассеяния оценили максимальное значение  $P(\Delta)$  как 0,4 % от основного состояния дейтона.

Та же реакция  $\pi^-d \rightarrow p\Delta^-$  изучалась при импульсах 1,03; 1,25; 1,48 и 1,68 ГэВ/с [97]. Измерялся выход протонов под  $0^\circ$  для области недостающих масс в районе массы  $\Delta$ . Авторы показали, что измеренные сечения могут быть описаны механизмом перерассеяния  $\pi^-$  на нейтроне с образованием  $\Delta^-$  и без привлечения  $\Delta$ -компоненты дейтона. Правда, измерения проводились не в области минимума сечения  $\pi^-p$ -рассеяния назад и не были измерены угловые распределения протонов.

Попытка исследовать конфигурацию  $(\Delta^{++}nn)$  в ядре  ${}^3\text{He}$  была сделана в работе [98]. Измерялись спектры трития в реакции  $p\text{}^3\text{He} \rightarrow \text{}^3\text{H}\Delta^{++}$  при энергии 850 МэВ под углами 6, 10 и  $15^\circ$  в л. с. к. Результаты измерений дифференциального сечения  $d\sigma/d\Omega dp$  в зависимости от недостающей массы приведены на рис. 31. Отчетливо виден пик  $\Delta$ -изобары, значение которого быстро уменьшается с увеличением угла вылета трития. Такое поведение выхода изобары исключает отдельные фоновые процессы, например, рождение изобары в квазидвухнуклонном процессе, однако в отсутствие теоретических расчетов авторы не смогли сделать заключения о вероятности изобарной конфигурации в ядре  ${}^3\text{He}$ .

Несколько лет назад появилось предложение по наблюдению изобарных конфигураций в ядре  ${}^4\text{He}$  [99] методом выбивания изобары [88]. Недавно появились и первые результаты [92]. На ядре  ${}^4\text{He}$  в пучке  $\pi^-$ -мезонов импульса 5 ГэВ/с изучалось рождение и выбивание нуклонных изобар. Установка включала в себя газовую гелиевую мишень со спектрометром ядер отдачи и спектрометр для быстрой частицы. Ядра трития регистрировались в диапазоне импульсов 0,24—0,60 ГэВ/с и полярных углов от  $45^\circ$  и  $135^\circ$ . Рассеянный (влево)  $\pi^-$ -мезон мог иметь угол до  $5^\circ$  и потерять импульс до 2 ГэВ/с. В изучаемом процессе  $\pi^-{}^4\text{He} \rightarrow \pi^-{}^3\text{H}X$  в качестве  $X$

могли выступать протон, изобара или система, состоящая из нуклона и одного или нескольких  $\pi$ -мезонов. Диапазон масс этой системы  $M_x$  составлял  $0,86-1,80$  ГэВ/ $c^2$ . При таком выборе экспериментальных условий сильно подавляется фон от рождаемых  $N^*$ , так как пик в импульсном распределении ядер трития от  $p$   $^3\text{H}$ -конфигураций в  $^4\text{He}$  находится вблизи  $0,1$  ГэВ/ $c$ . Очевидно

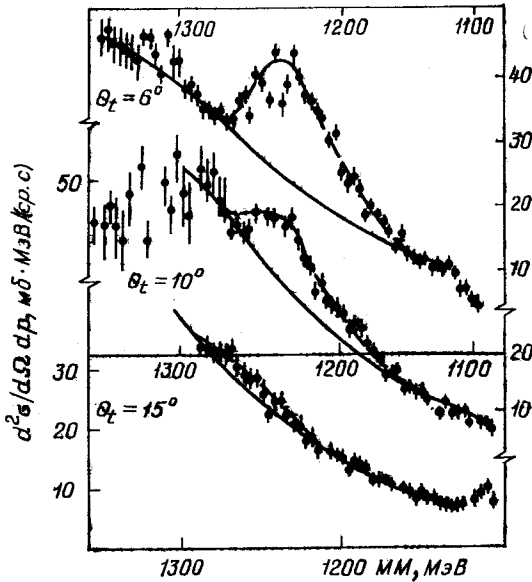


Рис. 31. Дифференциальное сечение выхода ядер трития в зависимости от недостающей массы в реакции  $p$   $^3\text{He} \rightarrow$   $^3\text{H}\Delta^{++}$  при 850 МэВ [97]

также, что наилучшие фоновые условия ожидалось для событий с вылетом трития в заднюю полусферу и притом влево.

В конфигурации  $N^*^3\text{H}$  разрешены изобары только с изоспином  $1/2$ . Расчеты импульсного распределения и вероятности  $N^*^3\text{H}$  конфигурации в основном состоянии ядра гелия были проведены в работе [100], в которой была оценена вероятность для  $N^*$  (1535) и  $N^*$  (1700) в  $^4\text{He}$  около 0,4%.

На рис. 32 приведены экспериментальные результаты по выходу ядер трития в зависимости от недостающей массы  $M_x$  для четырех пространственных областей. Там же приводятся теоретические кривые с учетом конфигурации  $N^*^3\text{H}$  (штриховая кривая) и без учета этой конфигурации в ядре  $^3\text{He}$  (сплошная кривая). Поскольку простое импульсное приближение неприменимо в исследуемой области, в расчет принимались многократное рассеяние

и взаимодействие в конечном состоянии. Рассматривались три отдельных механизма: рождение системы  $X$  на протоне, когерентное рождение медленных пионов на тритии, а также выбивание

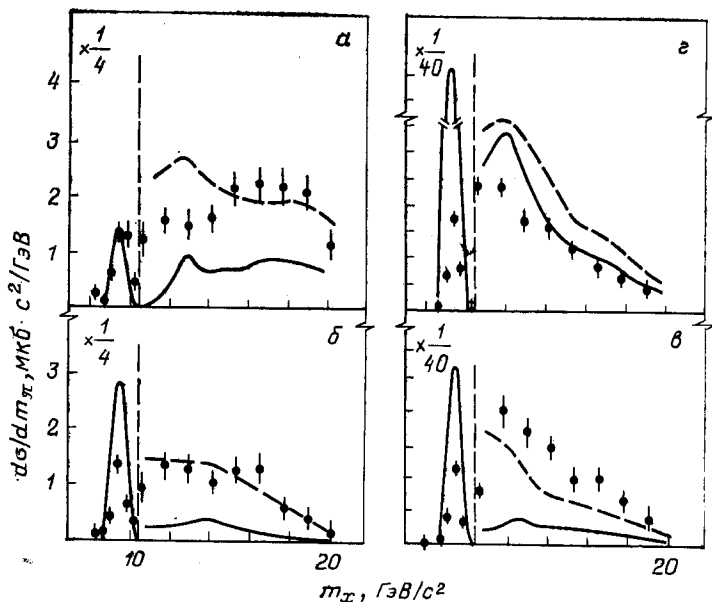


Рис. 32. Выход ядер трития в зависимости от недостающей массы из реакции  $\pi^- {}^4\text{He} \rightarrow \pi^- {}^3\text{H} X$  при импульсе  $\pi^- P_0 = 5$  ГэВ/с [92] в различных пространственных областях по отношению к направлению пучка:

$a$  — влево и вперед;  $б$  — влево и назад;  $в$  — вправо и назад;  $г$  — вправо вперед

$N^*$ . Соответствующие амплитуды складывались некогерентно:

$$d\sigma = \frac{k'}{k} [ |F_p|^2 + |F_t|^2 + |F_*|^2 ] d\Omega d^3p_t dM_X,$$

где  $k$  и  $k'$  — импульсы падающего и рассеянного пиона,  $\Omega$  — угол его рассеяния. Использовалась модифицированная волновая функция Хюльтена вида

$$\Psi_{MH}(\vec{p}) = \frac{A}{(p^2 + \alpha^2)(p^2 + \beta^2)(p^2 + \gamma^2)},$$

где  $\alpha = 0,846$  фм $^{-1}$ ;  $\beta = 1,16$  фм $^{-1}$  и  $\gamma = 1,66$  фм $^{-1}$ . Величина  $\alpha$  определялась из энергии связи, а  $\beta$  и  $\gamma$  подбирались так, чтобы максимум  $p^2 |\Psi(\vec{p})|^2$  был при 110 МэВ/с, как в случае волновой функции Лежняка [101].

Поскольку, как видно из рис. 32, не наблюдалось роста сечения в областях масс  $N^*$  (1535) и  $N^*$  (1700), считалось, что спектр

$N^*$  мог быть размазан из-за взаимодействия  $\pi$ -мезона с виртуальной изобарой [102].

Вероятность существования конфигурации  $N^* \text{ } ^3\text{H}$  оценивалась по разнице между измеренными значениями сечений выхода  $^3\text{H}$  влево и назад в области  $[p_T = (0,32-0,60) \text{ ГэВ}/c, M_x = (1,08-1,80) \text{ ГэВ}/c^2]$  и расчетным фоном (рис. 32, б). Оценка дала значение 1%. Расчеты с таким вкладом  $N^* \text{ } ^3\text{H}$  улучшили согласие с экспериментом и для двух других пространственных областей (см. рис. 32, а, в).

Мы рассмотрели ряд исследований, посвященных поиску изобарных конфигураций. Большинство экспериментов дало результат, согласующийся с теоретическими предсказаниями, т. е. вероятность порядка 1%. Известен только один эксперимент по  $pd$ -взаимодействиям при 19 ГэВ/с, где получено значение  $P(\Delta\Delta) \leq (0,1 \pm 0,2)\%$  [103].

Однако не следует забывать, что сами теоретические оценки получены на основании существовавших механизмов для описания ряда процессов и не являются безальтернативными. Кроме того все оценки способны были дать лишь верхнюю границу вероятности путем учета фоновых процессов. А фон не всегда можно учесть без определенных приближений, справедливость которых часто сомнительна.

Сказанное выше подчеркивает важность продолжения систематического накопления данных в рассматриваемой области явлений и их дальнейшего анализа в свете новых теоретических построений.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Попытка собрать в одном месте и проанализировать некоторые характерные особенности адрон-ядерных взаимодействий, которые могут приводить к неожиданным, на первый взгляд, эффектам, нам казалась актуальной.

Обзор не претендует на исчерпывающую полноту. Многие интересные вопросы не затронуты. Например, когерентное рождение частиц на ядрах, упругие адрон-ядерные соударения и т. п. Здесь освещены в основном те проблемы, которые связаны с проявлением резонансных эффектов в неупругих столкновениях частиц с ядрами при средних энергиях.

В первой половине обзора были рассмотрены особенности, которые сами по себе имеют резонансный характер: взаимодействия в конечном состоянии частиц при их малом относительном импульсе, процессы адрон-ядерной перезарядки с двумя тождественными нуклонами в конце при малых передачах. Как указывалось, изучение таких процессов перезарядки частиц на ядрах может дать чрезвычайно ценную информацию о спиновой зависимости амплитуд адрон-адронных реакций.

Во второй половине обзора анализировались те особенности адрон-ядерных столкновений, которые обусловлены образованием барионных резонансов в промежуточном состоянии или наличием изобарных конфигураций в ядрах. Первые наиболее рельефно выступают в инклюзивных спектрах частиц адрон-ядерных процессов, особенно при больших углах вылета. Кроме того, они могут давать аномалии в распределениях по эффективным массам группы частиц, имитирующие образование «новых» адронных резонансов. Примерами могут служить  $d^*$  и  $ABC$ -пики.

В некоторых кинематических областях эффекты, связанные с образованием изобар в промежуточном состоянии, могут конкурировать с особенностями проявления изобарных конфигураций в ядрах. Например, такое пересечение может быть в высокоэнергетических областях спектров частиц, испущенных в адрон-ядерных соударениях.

Конечно, исследования затронутых здесь проблем не могут считаться завершенными. Требуется дальнейшие усилия экспериментаторов и теоретиков. Однако, как нам кажется, сделанное напоминание об известных результатах и их интерпретации не будет лишним.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Балдин А. М. — Докл. АН СССР, 1975, т. 22, с. 1064; ЭЧАЯ, 1977, т. 8, с. 429.
2. Мигдал А. Б. — Журн. эксперим. и теорет. физ., 1955, 28, с. 3.
3. Watson K. M. — Phys. Rev., 1952, v. 88, p. 1163.
4. Cromer Alan H. — Phys. Rev., 1963, v. 129, p. 1680.
5. Аладашвили Б. С. и др. Препринт ОИЯИ Р1-8441, Дубна, 1974.
6. Pumphin. — Phys. Rev., 1968, v. 173, p. 1651.
7. Головин Б. М. и др. — Ядерная физика, 1972, т. 16, с. 1096.
8. Furic M. e.a. — Phys. Lett., 1973, v. 47B, p. 241.
9. Головин Б. М. и др. — Ядерная физика, 1975, т. 22, № 2, с. 312.
10. Ажгирей Л. С. и др. — Ядерная физика, 1978, т. 28, № 4, с. 1005.
11. Шапиро И. С. — Успехи физ. наук, 1967, т. 92, с. 549.
12. Kolybasov V. M., Leksin G. A., Shapiro I. S. ITP-97, 1973.
13. Колыбасов В. М., Ксензов В. Г. — Ядерная физика, 1975, т. 22, с. 720.
14. Bayukov Yu. D. e.a. — Nucl. Phys., 1977, v. A282, p. 389.
15. Aladashvili e.a. Preprint TNR 1645 /VI/PH/A. Warszawa, 1976; J. Phys. G., 1977, v. 3, N 1, p. 7.
16. Glagolev V. V. JINR, E1-12943, Dubna, 1979.
17. Померанчук И. Я. — Журн. эксперим. и теорет. физ., 1951, т. 21, с. 1113; Докл. АН СССР, 1951, т. 78, с. 249.
18. Липидус Л. И. — Журн. эксперим. и теорет. физ., 1957, т. 32, с. 1437.
19. Дзелепов В. П. и др. — Докл. АН СССР, 1955, т. 100, с. 655.
20. Yorosawa. The Meeting on Nucleon-Nucleon Interactions and Dibarion Resonances Hiroshima, November 26—27, 1979, p. 1, 76.
21. Аладашвили Б. С. и др. Препринт ОИЯИ, E1-8092, Дубна, 1974.
22. Лыкасов Г. И., Тарасов А. В. — Ядерная физика, 1974, т. 19, № 4, с. 825.
23. Биленький С. М. и др. — Успехи физ. наук, 1964, т. 84, с. 843.
24. Dean N. W. — Phys. Rev., 1972, v. D5, p. 2832.
25. Dean N. W. — Phys. Rev., 1972, v. D7, p. 1661.
26. Батусов Ю. А. и др. — Журн. эксперим. и теорет. физ., 1964, т. 46, с. 817.



26. Геворкян С. Г. и др. — Ядерная физика, 1972, т. 15, № 1, с. 55; Геворкян С. Г. и др. Препринт ОИЯИ P2-6581, Дубна, 1971.
27. Тарасов А. В. — ЭЧАЯ, 1976, т. 7, вып. 3.
28. Василькова А. Д. и др. — Ядерная физика, 1975, т. 21, № 5, с. 1022.
29. Далькаров О. Д., Нго Куанг Зуй. — Препринт, ОИЯИ, P2-6325, Дубна, 1972; Далькаров О. Д., Колыбасов В. М. — Ядерная физика, 1973, т. 18, № 4, с. 809.
30. Бирюков Ю. А. и др. — Ядерная физика, 1980, т. 32, № 3, с. 694.
31. Craige N. S., Wilkin C. — Nucl. Phys., 1969, v. B14, p. 477.
32. Barry W. George. — Ann. Phys., 1972, v. 73, p. 482.
33. Колыбасов В. М., Смородинская Н. Я. — Ядерная физика, 1973, т. 17, с. 1214; Phys. Lett., 1971, v. 37B, p. 272.
34. Амелин Н. С., Лыкасов Г. И. — Ядерная физика, 1978, т. 28, № 5, с. 1258.
35. Копелиович В. Б., Родоманов В. Б. — Препринт ОИЯИ, P2-11938, Дубна, 1978.
36. Мещеряков М. Г., Неганов Б. С. — Докл. АН СССР, 1955, т. 100, с. 677.
37. Richard-Serre C. e.a. — Nucl. Phys., 1970, v. B20, p. 413.
38. Bugg D. V. e.a. — Phys. Rev., 1964, v. 133B, p. 1017.
39. Poster R. e.a. — Phys. Rev. Lett., 1974, v. 33, p. 1625.
40. Aladashvili B. S. — Nucl. Phys., 1975, v. B86, p. 461.
41. Aladashvili B. S. e.a. — Nucl. Phys., 1976, v. A274, p. 486.
42. Alberi G., Baldracchini F. Preprint INFN/AE-77/1.
43. Баяков Ю. Д. и др. — Ядерная физика, 1974, т. 19, с. 1266.
44. Балдин А. М. и др. — Ядерная физика, 1973, т. 18, с. 29.
45. Ангелов Н. и др. — Ядерная физика, 1975, т. 22, с. 1026.
46. Аладашвили Б. С. и др. — Ядерная физика, 1978, т. 27, с. 704.
47. Темняков П. П., Шахбазян Б. А. — Препринт, ОИЯИ, P1-12139, Дубна, 1979.
48. Горнов М. Г. и др. — Ядерная физика, 1977, т. 25, с. 606.
49. Комаров В. И. и др. — Препринт ОИЯИ E1-11513, Дубна, 1978; Препринт ОИЯИ, E1-12973, Дубна, 1979.
50. Komarov V. I. e.a. Preprint ZfK-383, 1979.
51. Frankel S. e.a. Preprint UPR-0046N, 1977.
52. Лексин Г. А. В кн.: 4 школа ИТЭФ по физике. т. 2. М., Атомиздат, 1977, с. 5.
53. Карманов В. А., Шаширо И. С. — ЭЧАЯ, 1978, т. 9, в. 2, с. 327.
54. Франкфурт Л. Л., Стрикман М. И. Препринт ЛИЯФ, № 415, Ленинград, 1980.
55. Лукьянов В. К., Титов А. И. — ЭЧАЯ, 1979, т. 10, в. 4, с. 815.
56. Ставинский В. С. — ЭЧАЯ, 1979, т. 10, в. 5, с. 949.
57. Baldin A. M. JINR. E1-11468, Dubna, 1978.
58. Копелиович В. Б. — Ядерная физика, 1977, т. 26, с. 168.
59. Глаголев В. В. и др. — Препринт ОИЯИ, P1-12907, Дубна, 1979.
60. Амелин Н. С. — Препринт ОИЯИ, P2-80-661, Дубна, 1980.
61. Frenkel Z. — Phys. Rev., 1963, v. 130, p. 2407.
62. Vegni G. e.a. — Phys. Lett., 1965, v. 19, p. 526.
63. Abolins M. A. e.a. — Phys. Rev. Lett., 1965, v. 15, p. 20.
64. Evrard D. e.a. — In: Report present at the Amer. Phys. Soc. Meeting, N.-Y., February, 1969.
65. Buchner K. e.a. — Nucl. Phys., 1969, v. B9, p. 286.
66. Eisenstein B., Gordon H. — Phys. Rev., 1970, v. D1, p. 841.
67. Evrard D. e.a. — Nucl. Phys., 1969, v. B14, p. 699.
68. Abashan A. e.a. — Phys. Rev. Lett., 1960, v. 5, p. 258; 1961, v. 7, p. 35.
69. Bizard G. e.a. — In: Comm. to the Conf. of Upsala, June, 1973.
70. Banaigs J. e.a. — Nucl. Phys., 1973, v. B67, p. 1.
71. Banaigs J. e.a. — Phys. Lett., 1973, v. 43B, p. 535.
72. Banaigs J. e.a. — Nucl. Phys., 1976, v. B105, p. 52.

73. Abdivaliev A. e.a. JINR, E1-42903, Dubna, 1979.
74. Barry G. H.— Nucl. Phys., 1975, v. B85, p. 239.
75. Risser T., Shuster M. D.— Phys. Lett., 1973, v. 43B, p. 68.
76. Bar Nir I. e.a.— Nucl. Phys., 1975, v. B87, p. 109.
77. Anjos J. C., Levy D., Santoro A.— Nuovo cimento, 1976, v. 33A, p. 23.
78. Sugawara H., Von Hippel H.— Phys. Rev., 1971, v. B28, p. 349.
79. Riska D. O., Brown G. E.— Nucl. Phys., 1970, v. A153, p. 8.
80. Green A. M.— Phys. Lett., 1970, v. B34, p. 451.
81. Arenkovel H. e.a.— Nucl. Phys., 1974, v. A162, p. 12.
82. Blomqvist J.— Phys. Lett., 1970, v. 32B, p. 1.
83. Kerman A. K., Kisslinger L. S.— Phys. Rev., 1969, v. 180, p. 1480.
84. Arenkovel H., Weber H. J. Springer Tracts in Modern Physics, 1972, v. 65, p. 58.
85. Nath N. R. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1971, v. 26, p. 1404.
86. Kisslinger L. S.— Phys. Lett., 1969, v. B29, p. 21.
87. Arenkovel H. e.a.— Phys. Lett., 1970, v. B31, p. 109.
88. Герасимов С. Б.— Письма в ЖЭТФ, 1971, т. 14, с. 385.
89. Goldhaber M.— In: Proc. Intern. Conf. Nucl. Phys. Munich, 1973, v. 2, p. 19.
90. Aladashvili B. S. e.a. Preprint JINR E1-8334, Dubna, 1974; Nucl. Phys., 1975, v. B89, p. 405.
91. Beurtey R. e.a.— Phys. Lett., 1976, v. 61B, p. 409.
92. Badelek V. e.a.— Phys. Lett., 1979, v. B81, p. 308; Jonsson S. e.a.— In: Gustaf Werner Institut Rep. GWI-PH 1/79.
93. Emms M. J. e.a.— Phys. Lett., 1974, v. 52B, p. 372.
94. Horne C. P. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1974, v. 33, p. 380.
95. Braun H. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1974, v. 33, p. 312.
96. Bevrtey R. e.a.— Phys. Lett., 1976, v. B61, p. 409.
97. Абрамов Б. М. и др.— Письма в ЖЭТФ, 1975, т. 21, с. 201.
98. Tatisheff V. e.a.— Phys. Lett., 1978, v. B77, p. 254.
99. Badelek V. e.a. Preprint CERN/EEC-74/41, 1974.
100. Weber H. J.— Phys. Lett., 1978, v. B80, p. 232.
101. Lesniak R. H., Lesniak L., Tekou A.— Nucl. Phys., 1976, v. A267, p. 503.
102. Goldhaber A. S.— Nucl. Phys., 1978, v. A294, p. 293.
103. Bakken V. e.a.— Phys. Scripta, 1979, v. 19, p. 491.
104. Дахно Л. Г. и др.— Ядерная физика, 1980, т. 31, с. 630.