

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

P1-86-11

О.Б.Абдинов<sup>1</sup>, А.А.Байрамов<sup>1</sup>, Ю.А.Будагов,  
А.М.Дворник<sup>2</sup>, Ю.Ф.Ломакин, А.А.Маилов<sup>1</sup>,  
В.Б.Флягин, Ю.Н.Харжеев, Д.И.Хубуа<sup>3</sup>

ПОИСК МНОГОБАРИОННЫХ РЕЗОНАНСОВ  
В  $\pi^-C^{12}$ -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ 5 ГЭВ/С

Направлено в журнал "Ядерная физика"

<sup>1</sup> Институт физики АН АзССР, Баку

<sup>2</sup> Гомельский государственный университет

<sup>3</sup> Институт физики высоких энергий ТГУ, Тбилиси

1986

Согласно модели кварковых мешков <sup>/1/</sup> следует ожидать существование не только дибарионных, но и трех- и более барионных резонансов. Для нестранных трехбарионных резонансов, состоящих только из  $u$  - и  $d$  - кварков, в рамках модели сферического мешка минимальная предсказываемая масса равна 3,5 ГэВ. В то же время вытянутый вращающийся 9-кварковый ( $9q$ ) мешок имеет массу  $M_{min} \approx 3,1$  ГэВ <sup>/1/</sup>. Отметим, что теоретические значения масс барионных резонансов могут быть завышены по сравнению с экспериментальными данными на 100-200 МэВ. Ожидаемые ширины  $9q$ -резонансов порядка 100-200 МэВ <sup>/1,2/</sup>.

Экспериментальная информация, касающаяся поиска  $9q$  состояний, скудна. Так, в работе <sup>/3/</sup> исследовалась реакция упругого  $pd$ -рассеяния назад при энергиях  $T_p = (0,3-1)$  ГэВ. В зависимости дифференциального сечения этой реакции  $d^2\sigma/d\Omega(I80^\circ)$  от энергии наблюдалась четкая структура и для лучшего описания эксперимента оказалось необходимым учесть в расчетах вклады трехбарионных резонансов с массами  $M = 3,07; 3,18$  и  $3,33$  ГэВ и ширинами  $\Gamma = 100, 140$  и  $180$  МэВ соответственно. Авторы работы <sup>/4/</sup> для описания распределения эффективных масс трех вторичных протонов в реакции  $(p, 3p)$  на разных ядрах при энергии 640 МэВ привлекли диаграмму с трехнуклонным резонансом в промежуточном состоянии. Однако из-за наблюдения кинематически ограниченного участка спектра эффективных масс с максимумом в области 3,18 ГэВ им не удалось сделать определенного вывода о вкладе резонансного механизма. Присутствие в ядрах мультикварковых состояний с числом кварков более шести отмечалось также в работе <sup>/5/</sup>. Этот результат был получен из анализа свойств структурных функций различных ядер в зависимости от масштабной переменной  $X$ .

В данной работе проведен поиск связанных состояний трех протонов в реакции



при импульсе  $\pi^-$ -мезонов 5 ГэВ/с. Из 15000 пион-углеродных взаимодействий, зарегистрированных в метровой пропановой камере ЛЯП ОИЯИ, для дальнейшего анализа было отобрано  $\sim 2000$  событий типа (1). Для поиска случаев распада возбужденной системы  $(3p)^*$ , обладающей малым собственным импульсом в л.с.к. (чтобы надежно идентифицировать протоны), был использован критерий отбора, аналогичный описанному в нашей работе <sup>/6/</sup>. Требовалось, чтобы угол между суммарным вектором импульсов двух протонов и вектором импульса третьего ("холостого") протона был больше

$120^\circ$ . Такой критерий отбора уменьшает вклады различных фоновых процессов. С учетом этого критерия отбора исследовались спектры эффективных масс 3-х протонов в реакции (1).

На рис. 1 представлен полный спектр эффективных масс 3-х протонов без указанного выше критерия отбора по углам. Стрелкой показано

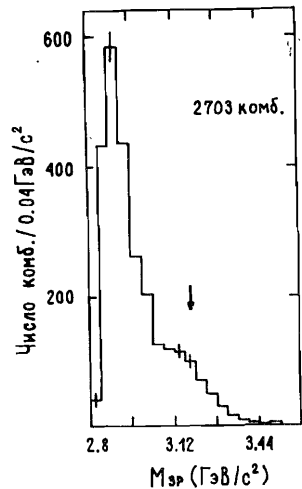


Рис. 1. Полный спектр эффективных масс трех протонов в пион-углеродных взаимодействиях при 5 ГэВ/с.

положение теоретически предсказываемого резонанса. В области масс 3,18 - 3,34 ГэВ/с<sup>2</sup> отчетливо наблюдается "плечо". Распределение эффективных масс  $M_{3p}$  в случае, когда угол между суммарным вектором импульса 2-х протонов и вектором импульса третьего протона больше  $120^\circ$ , приведено на рис. 2. В интервале масс 3,20 - 3,34 видна четкая структура с превышением над фоном более 4-х стандартных отклонений. Гистограмма - эксперимент, сплошная линия - аппроксимация экспериментального распределения по эффективным массам 3-х

протонов с импульсами 0,15 - 1,2 ГэВ/с функцией вида

$$F \sim A \cdot \phi(M) + B \cdot BW(M), \quad (2)$$

где  $\phi(M)$  - фоновое распределение,  $BW(M)$  - нерелятивистская функция Брейта-Вигнера, а  $A$  и  $B$  - их относительные вклады.

В качестве фонового распределения использован расчет по каскадно-испарительной

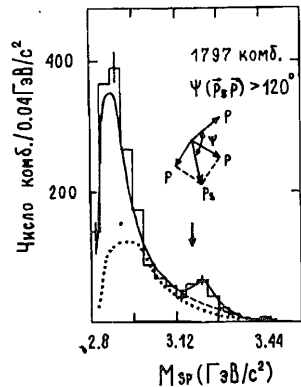
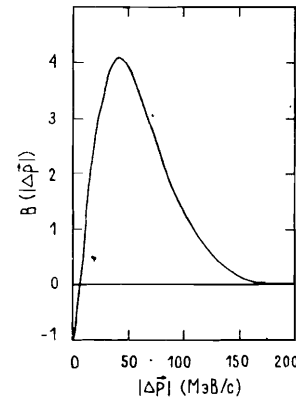


Рис. 2. Спектр эффективных масс трех протонов в случае, когда угол между суммарным вектором импульса 2-х протонов и вектором импульса третьего протона больше  $120^\circ$ . Сплошная линия - аппроксимация экспериментального распределения (гистограмма) функцией вида (2). Точками обозначено распределение по КИМ, не учитывающее взаимодействие протонов в конечном состоянии.

модели (КИМ) [7] с применением тех же критериев отбора, как и в эксперименте, с учетом взаимодействия протонов в конечном состоянии (ВКС). Известно, что взаимодействие в конечном состоянии проявляется заметнее всего при малых относительных импульсах  $|\Delta \vec{P}|$  взаимодействующих частиц [8,9], поэтому обычно учет ВКС сводится к нахождению некоторого множителя для фазового объема [10]. Как отмечалось в работе [11], для сравнения экспериментальных данных с модельными расчетами удобно ввести так называемый коэффициент усиления  $W(|\Delta \vec{P}|)$ , равный отношению вероятности нахождения двух частиц в некоторой точке ( $r=0$ ) при определенном потенциале взаимодействия между частицами к вероятности того же события в отсутствие взаимодействия. Результаты расчета приведены на рис. 3 в виде зависимости  $B(|\Delta \vec{P}|) = W(|\Delta \vec{P}|) - 1$  от относительного импульса 2-х протонов  $|\Delta \vec{P}| = |\vec{P}_1 - \vec{P}_2|$ . Видно, что максимум этого распределения находится вблизи  $|\Delta \vec{P}| \approx 50$  МэВ/с. Учет ВКС при



наличии трех вторичных протонов связывался нами с нахождением коэффициента усиления для различных пар частиц при условии отсутствия влияния третьей частицы [10]. При сравнении экспериментальных данных с расчетными фоновое распределение "размывалось" экспериментальной функцией разрешения по эффективной массе 3-х протонов  $M_{3p}$ . Экспериментальное разрешение представлено на рис. 4 гистограммой. Там же сплошной линией показана аппроксимация данного распределения функцией вида  $\sigma'(M_{3p}) = \alpha Q^{\beta} + \gamma$ , где  $Q = M_{3p} - 3m_p$ .

Рис. 3. Зависимость  $B(|\Delta \vec{P}|)$  от относительного импульса 2-х протонов.

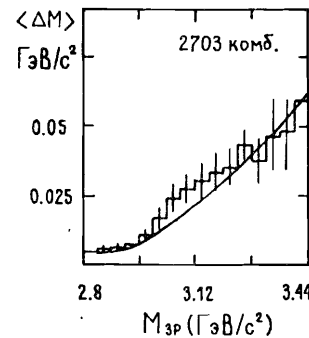


Рис. 4. Распределение экспериментального разрешения по эффективной массе 3-х протонов как функции масс  $M_{3p}$  (гистограмма). Сплошная линия - аппроксимация данного распределения функцией вида  $\sigma'(M_{3p}) = \alpha Q^{\beta} + \gamma$ .

Параметры  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$ , полученные подгонкой указанной функции к экспериментальному распределению, равны соответственно 0,179, 1,76 и 0,0014.

В результате аппроксимации экспериментального распределения по эффективным массам трех протонов (рис. 2) указанной выше функцией [2] получены следующие значения массы и ширины связанного состояния:  $M = (3,27 \pm 0,02)$  ГэВ и  $\Gamma = (0,07 \pm 0,04)$  ГэВ с  $\chi^2/\text{ст.св.} \approx 0,6$ . Величина сечения образования этого состояния, отнесенная к ядру углерода, оказалась равной  $(0,70 \pm 0,25)$  мбн, причем в погрешность включены как статистическая ошибка, так и систематическая неопределенность ( $\sim 30\%$ ). На этом же рисунке точками обозначено распределение по КИМ (без нормировки), не учитывающее взаимодействие протонов в конечном состоянии. Это распределение имеет максимум, смещенный в область больших эффективных масс (по сравнению с экспериментальным распределением). Видно, что учет ВКС в фоновом распределении приводит к улучшению согласия расчета с экспериментом. Авторы не исключают наличие невыделенного ими возможного связанного состояния при относительно небольших эффективных массах трех протонов 2,85 - 2,95 ГэВ/с<sup>2</sup>, лежащего в области максимума как экспериментального, так и фонового распределений.

Для определения возможных каналов распада возбужденной ( $Z_p$ )<sup>±</sup> системы исследовались спектры эффективных масс пар протонов из различных областей  $M_{3p}$ . Спектры масс "парных" протонов, т.е. протонов, суммарный вектор импульса  $\vec{P}_2$  которых составляет угол  $\psi > 120^\circ$  с вектором импульса "холостого" протона (см. рис. 2), не имеют каких-либо особенностей и не приводятся здесь. Особый интерес представляют спектры эффективных масс  $M_{2p}$  других пар протонов, когда в комбинациях участвует так называемый "холостой" протон. На рис. 5, 6, 7 представлены спектры эффективных масс таких комбинаций двух протонов из областей  $M_{3p} = (2,88 - 2,98)$ ,  $(2,98 - 3,08)$  и  $(3,08 - 3,48)$  ГэВ/с<sup>2</sup>, соответственно. На первых двух рисунках мы не наблюдаем каких-либо статистически обеспеченных особенностей, тогда как на рис. 7 в распределении эффективных масс двух протонов из области  $3,08 < M_{3p} < 3,48$  ГэВ/с<sup>2</sup> обнаруживается четкая двугорбая структура с максимумами при 1,9-1,96 ГэВ/с<sup>2</sup> и 2,08-2,28 ГэВ/с<sup>2</sup>. Аппроксимация данного экспериментального распределения (рис. 7) функцией вида (2) дает следующие значения масс

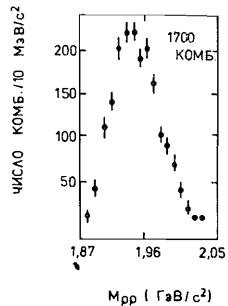


Рис. 5. Спектр эффективных масс 2-х протонов из области  $M_{3p} = (2,88 - 2,98)$  ГэВ/с<sup>2</sup>.

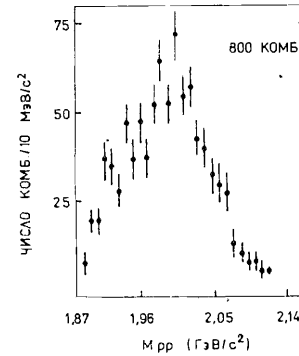


Рис. 6. То же, что и на рис. 5, но для области  $M_{3p} = (2,98 - 3,08)$  ГэВ/с<sup>2</sup>.

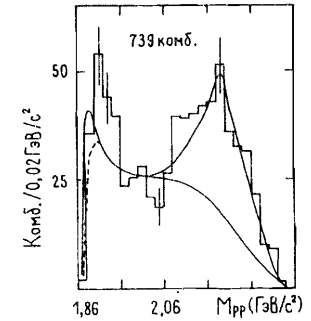


Рис. 7. То же, что и на рис. 5, но для области  $M_{3p} = (3,08 - 3,48)$  ГэВ/с<sup>2</sup>.

и ширины предполагаемого резонанса в системе двух протонов:  $M = 2,19 \pm 0,01$  ГэВ/с<sup>2</sup>;  $\Gamma = 0,08 \pm 0,02$  ГэВ/с<sup>2</sup> с  $\chi^2/\text{ст.св.} \approx 1,2$ . Максимум в области 1,90 - 1,96 ГэВ/с<sup>2</sup> приписывался нами в данном случае влиянию ВКС между протонами, хотя наблюдаемое превышение экспериментального распределения над фоновым может быть обусловлено наличием двухпротонного резонанса (или резонансов) в этой области масс. Представленная на рис. 7 пунктирная линия показывает поведение фона без учета ВКС.

На рис. 8 и 9 представлены нормированные средние "моменты" (средние значения полиномов Лежандра) распадающих угловых распределений наблюдаемых состояний в системах 2-х и 3-х протонов. Полярный угол  $\theta$  вылета одного из протонов ("холостого" протона) определялся в системе покоя двух (трех) протонов как угол между направлением мишени ( $\vec{Z}$ ) и направлением вылета продукта распада. Из-за специфики взаимодействий с участием ядра оси  $\vec{X}$  и  $\vec{Y}$ , а следовательно и азимутальный угол  $\psi$ , не определялись, так как взаимодействие могло быть инициировано как пучковым пионом, так и одной из вторичных

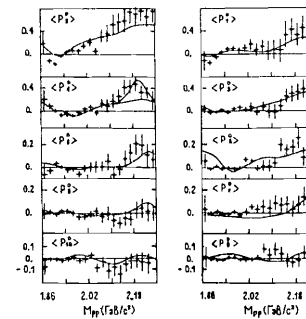


Рис. 8. Распределение угловых моментов, как функции масс  $M_{2p}$  пар протонов из области  $M_{3p} = (3,08 - 3,48)$  ГэВ/с<sup>2</sup>. Точки - экспериментальные данные, сплошная линия - фоновые распределения, полученные по КИМ.

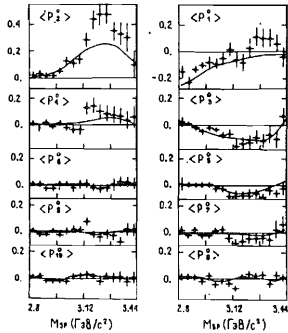


Рис. 9. Распределение угловых моментов, как функции масс  $M_{3p}$  при соблюдении критерия отбора по углам. Точки - эксперимент, сплошная линия - фоновые распределения, полученные по КИМ.

частиц, образовавшейся в первичном столкновении. В качестве "мишени" рассматривались многокварковые (двух- и трехкварковые) образования с массой  $2 m_p$  ( $3 m_p$ ), покоящиеся в лабораторной системе координат.

Для определения возможных спиновых состояний наблюдаемых резонансов используем метод "моментов", который состоит в следующем. Пусть в собственной системе покоя некий резонанс  $R$  распадается на две частицы  $R \rightarrow \alpha + \beta$ . Тогда угловое распределение вылета одного из продуктов распада, например  $\alpha$ , в системе Готтфрида-Джексона, описанной выше, может быть записано в виде разложения по полиномам Лежандра  $w(\cos\theta) = \sum_{\ell=0}^{\ell_{\max}} a_{\ell} P_{\ell}(\cos\theta)$ , где  $\ell_{\max} = -2L$ ,  $L$  - относительный орбитальный момент,  $a_{\ell}$  - коэффициенты разложения, "моменты". Домножим обе части равенства на  $P_{\ell}(\cos\theta)$ , проинтегрируем по углу  $\theta$ , учитывая ортогональность полиномов Лежандра, получим слева среднее значение  $\langle P_{\ell} \rangle$ , а справа - некие коэффициенты  $b_{\ell} = a_{\ell} \frac{2}{2\ell+1}$ . Экспериментальные значения этих коэффициентов определяются для каждого небольшого интервала масс, а именно:

$$\langle P_{\ell}^0 \rangle = \frac{\sum_{i=1}^{N_i} P_{\ell}(\cos\theta_j) / N_i = b_{\ell} \quad (3)$$

где  $N_i$  - число событий в  $i$ -м интервале масс, а индекс "0" показывает, что средние значения полиномов нормированы.

Распределения таким образом нормированных угловых моментов в зависимости от величины эффективных масс представлены на рисунках 8 и 9, причем слева расположены моменты с четными значениями  $\ell$ , а справа - с нечетными. На рис. 8 показаны угловые моменты (3) как функции масс  $M_{2p}$  пар протонов, отобранных, как показано выше (рис. 7), из области  $3,08 < M_{2p} < 3,48$  ГэВ/с<sup>2</sup>. Точки - экспериментальные данные, кривые - фоновые распределения, полученные по КИМ. Четные моменты  $\langle P_4^0 \rangle$  и  $\langle P_2^0 \rangle$  показывают резонансно-подобную структуру в области наблюдаемого пика в эффективных массах при  $M_{2p} = 2,19$  ГэВ/с<sup>2</sup> (верхняя кривая в  $\langle P_4^0 \rangle$  соответствует Брейт-Вигнеровскому распределению с параметрами, указанными в тексте ранее), а следующие моменты  $\langle P_6^0 \rangle$  и  $\langle P_0^0 \rangle$  сопоставимы с нулем во всей рассматриваемой области масс. Нечетные моменты  $\langle P_3^0 \rangle$ ,  $\langle P_1^0 \rangle$  и  $\langle P_5^0 \rangle$  также показывают структуру в той же области масс, а

следующие моменты  $\langle P_7^0 \rangle$  и  $\langle P_9^0 \rangle$  совместимы с нулем в пределах экспериментальных погрешностей. Из сказанного следует, что в системе двух протонов с эффективной массой  $2,19$  ГэВ/с<sup>2</sup> присутствует волна с орбитальным моментом  $L = 3$ , следовательно, спин двух протонов  $S = 1$ , а полный момент  $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$  может принимать значения от 2 до 4, т.е. два протона могут находиться в состояниях  ${}^3F_2$ ,  ${}^3F_3$ ,  ${}^3F_4$  (обозначение  $2^{S+1} L_J$ ).

На рис. 9 приведены угловые моменты (3) как функции масс  $M_{3p}$  при соблюдении критерия отбора по углам. Значимое превышение в области масс  $3,12 < M_{3p} < 3,28$  ГэВ/с<sup>2</sup> наблюдается в моменте  $\langle P_2^0 \rangle$ ; в моменте  $\langle P_4^0 \rangle$  в области максимума в спектре эффективных масс  $M_{3p}$  при  $3,27$  ГэВ/с<sup>2</sup> заметно резкое изменение величины, отсутствующее в следующих нечетных моментах. Структура при  $3,12$  ГэВ/с<sup>2</sup>, по-видимому, не связана с наблюдаемым пиком при  $3,27$  ГэВ/с<sup>2</sup>. В предположении существования резонанса наблюдаемый нами эффект может быть интерпретирован как связанное состояние дибариона с массой  $2,19$  ГэВ/с<sup>2</sup> и протона в P-волне ( $L = 1$ ). Полный момент  $J$  может принимать значения от  $1/2$  до  $11/2$  (четность положительная).

В заключение сформулируем основные результаты настоящей работы:

1. Получено указание на существование трехпротонного резонанса с массой  $M_{3p} = (3,27 \pm 0,02)$  ГэВ/с<sup>2</sup> и  $\Gamma_{3p} = (0,07 \pm 0,04)$  ГэВ/с<sup>2</sup>. Спин-четность этого состояния может принимать значения от  $1/2^+$  до  $11/2^+$ .

2. Одним из возможных каналов распада этого состояния является распад на дибарион и протон в P-волне. Указанный здесь дибарион является резонансом в системе двух протонов в F-волне с массой  $M_{2p} = (2,19 \pm 0,01)$  ГэВ/с<sup>2</sup> и шириной  $\Gamma_{2p} = (0,08 \pm 0,02)$  ГэВ/с<sup>2</sup>.

Авторы выражают признательность Л.И.Лапидусу, обратившему наше внимание на учет взаимодействия протонов в конечном состоянии. Мы благодарны Л.А.Кондратьеву, Б.З.Копелювичу и М.И.Широкову за полезные обсуждения вопросов, затронутых в работе.

#### Литература:

1. А.А.Кондратьев. В сб: "Элементарные частицы", 1982, вып.3, Энергоиздат, М., с.49.
2. Л.А.Кондратьев, Л.В.Шевченко, Итеф-152, Moscow, 1984.
3. Л.А.Кондратьев, Ф.М.Лев, Л.В.Шевченко. ЯФ, 1981, т.33, с.1208.
4. В.С.Надеждин и др. Препринт ОИЯИ, РИ-83-571, Дубна, 1983.
5. А.М.Балдин, Ю.А.Панебратцев, В.С.Ставинский. Препринт ОИЯИ, I-84-185, Дубна, 1984.
6. А.А.Байрамов и др. Препринт ОИЯИ, РИ-83-207, Дубна, 1983.
7. О.В.Абдинов et al. Preprint JINR, E1-84-421, Dubna, 1984.

8. А.Б.Мигдал. *ЖЭТФ*, 1955, 7, 28, с.3.  
 9. К.М. Watson. *Phys. Rev.*, 1952, v. 88, 1163.  
 10. М. Гольдберг, К.М. Ватсон. *Теория столкновений*. М., Мир, 1967.  
 11. С.А. Азимов и др. В кн.: "Упругие и неупругие соударения частиц больших энергий с нуклонами и ядрами". Изд-во "Фан", Ташкент, 1975, с.202.

Рукопись поступила в издательский отдел  
 8 января 1986 года.

Абдинов О.Б. и др. P1-86-11  
 Поиск многобарионных резонансов в  $\pi^-C$ -взаимодействиях  
 при 5 ГэВ/с

На основе обработки данных облучения метровой пропановой камеры Лаборатории ядерных проблем в пучке отрицательных пионов с импульсом 5 ГэВ/с в реакции  $\pi^-C = ppp + X$  обнаружены структуры на уровне 4-х стандартных отклонений в спектрах эффективных масс трех и двух протонов, позволяющие трактовать их как указание на существование трехпротонного ( $M_{3p} = 3,27 \pm 0,02$  ГэВ/с<sup>2</sup>,  $\Gamma = 70 \pm 40$  МэВ/с<sup>2</sup>) и двухпротонного ( $M_{2p} = 2,19 \pm 0,01$  ГэВ/с<sup>2</sup>,  $\Gamma = 80 \pm 20$  МэВ/с<sup>2</sup>) резонансов. Данные об угловых распределениях в системе покоя указанных резонансов позволяют сделать заключение о том, что два протона в дибарионе (2190) находятся в F-волне, а одним из возможных каналов распада трибариона (3270) является распад на дибарион (2190) и протон в P-волне.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1986

Перевод авторов

Abdinov O. B. et al. P1-86-11  
 Search for Multibaryon Resonances in the  $\pi^-C^{12}$  interactions  
 at 5 GeV/c

Some structures (at 4 st. d. level) have been found in the effective mass spectra of two and three protons created in the reaction  $\pi^-C = ppp + X$ . The data have been obtained from exposure of 1-metre propane chamber of LNP to a 5 GeV/c negative pion beam. Those structures can be interpreted as indications of existence of a 3-proton ( $M_{3p} = 3.27 \pm 0.02$  GeV/c<sup>2</sup>,  $\Gamma = 70 \pm 40$  MeV/c<sup>2</sup>) and a 2-proton ( $M_{2p} = 2.19 \pm 0.01$  GeV/c<sup>2</sup>;  $\Gamma = 80 \pm 20$  MeV/c<sup>2</sup>) resonances. Analyses of angular distributions in the rest frame of those resonances are in accordance with the conclusion that two protons in the (2190)-dibaryon belong to F-wave and a possible channel of the tribaryon decay is the decay into a dibaryon (2190) and a proton in P-wave.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1986