

ПОИСК ТРЕХБАРИОННЫХ РЕЗОНАНСОВ
В СПЕКТРЕ МАСС СИСТЕМЫ pnn В РЕАКЦИИ $tr \rightarrow prpn$
ПРИ $p_t = 2,5$ ГэВ/с

*А.В.Блинов, И.А.Ванюшин, И.Д.Войтенко,
В.Е.Гречко, В.А.Ерзаков, С.М.Зомбковский,
Л.А.Кондратюк, Ю.В.Королев, Я.М.Селектор,
В.В.Соловьев, Ю.В.Требуховский, В.Ф.Туров,
И.В.Чувило, В.Н.Шуляченко*

Предпринят поиск трехбарионных резонансов B^3 в спектрах масс систем p_F^{npp} и p_S^{npp} и в интервале 2,84 — 3,04 ГэВ в реакции $tr \rightarrow prpn$ при импульсе ядер трития 2,5 ГэВ/с. В спектре масс системы p_F^{npp} при 2,94 и 3,01 ГэВ и в спектре масс системы p_S^{npp} при 2,9 ГэВ имеются ярко выраженные структуры. Однако резонансное происхождение этих структур сомнительно, так как они вполне удовлетворительно описываются полюсной моделью.

В последнее время большой интерес вызывает изучение возбужденных состояний ядерной материи. В ряде публикаций появились указания на возможное существование двухбарийонных резонансов B^2 с массами 2,1 – 2,5 ГэВ [1]. Эти резонансы интерпретируются как 6-кварковые мешки [2], либо как вращательные возбуждения системы $NN\pi$ [3]. Обобщение этих схем на трехбарийонные системы приводит к предсказаниям ряда трехбарийонных резонансов B^3 [4].

Сферические 9-кварковые мешки [5] дают достаточно тяжелые резонансы (например, $M^{(3)}(I = 1/2, S = 1/2) = 3,52$ ГэВ). Вращающиеся вытянутые мешки со скрытым цветом с 4 и 5 кварками на концах $(q^4)_3 - (q^5)_3^*$ (3 и 3^* обозначают неприводимые представления группы $SU(3)_c$) являются энергетически более выгодными конфигурациями (минимальная масса мешков с $I = 1/2$ и $J^P = 1/2^-, 3/2^-, 5/2^-$ равна 3,1 ГэВ).

Теоретические значения массы для резонансов B^2 оказываются на 100 – 200 МэВ выше, чем экспериментально наблюдаемые [2]. Видимо, на такую же точность претендуют кварковые модели и для B^3 резонансов. Тогда минимальная масса B^3 может быть около 2,9 ГэВ.

В модели Мак Грегора [3] двухбарийонные резонансы ${}^1D_2(2,14)$, ${}^3F_3(2,26)$ и ${}^1C_4(2,43)$ объясняются как вращательные возбуждения системы $NN\pi$ с массой $M_L^{(2)} = M_0^{(2)} + E_{\text{rot}}^{(2)} L(L+1)$, где $M_0^{(2)} = 2m_N + m_\pi = 2,02$ ГэВ, $E_{\text{rot}}^{(2)} = 0,02$ ГэВ. Если такие же вращательные полосы существуют и для трехбарийонных систем $3N\pi$, то $M_L^{(3)} = M_0^{(3)} + E_{\text{rot}}^{(3)} L(L+1)$, где $M_0^{(3)} = 3m_N + m_\pi = 2,96$ ГэВ, а $E_{\text{rot}}^{(3)}$ должна быть меньше за счет увеличения момента инерции при переходе к более тяжелой системе: $E_{\text{rot}}^{(3)} / E_{\text{rot}}^{(2)} \sim M_0^{(2)} R_{(2)}^2 / M_0^{(3)} R_{(3)}^2$. Такие системы должны обладать большим радиусом $R \sim 1/m_\pi$. Если радиусы $R_{(2)}$ и $R_{(3)}$ отличаются не сильно, то $E_{\text{rot}}^{(3)} / E_{\text{rot}}^{(2)} \approx 2/3$. При этом получаем (в ГэВ): $M_1 = 2,99$; $M_2 = 3,04$; $M_3 = 3,12$; $M_4 = 3,23$. Если, как для ядер, $R_{(n)} \sim n^{1/2}$, то уровни вращательной полосы расположены более плотно: $E_{\text{rot}}^{(3)} / E_{\text{rot}}^{(2)} \approx 0,5$.

Экспериментальный материал, полученный при экспозиции жидководородной камеры ИТЭФ диаметром 80 см на сепарированном пучке ядер трития с импульсом 2,5 ГэВ/с, позволил предпринять поиск трехбарийонных резонансов. С этой целью в настоящей работе исследовался спектр масс трехбарийонной системы pnn в интервале 2,84 – 3,01 ГэВ в реакции $tp \rightarrow pnn$. Исследуемый интервал масс находится ниже порога образования Δ -изобары. B^3 -резонансы, попадающие в этот интервал, могут распадаться на $3N$ или на $3N + \pi$. Если существует B^3 ниже порога $3N + \pi$, то он может распадаться только на 3 нуклона.

Всего было получено ~ 80 тыс. фотографий. Обработано ~ 21 тыс. двухлучевых взаимодействий. Подробности обработки приведены в работе [6].

В результате обработки было выделено 7956 событий реакции

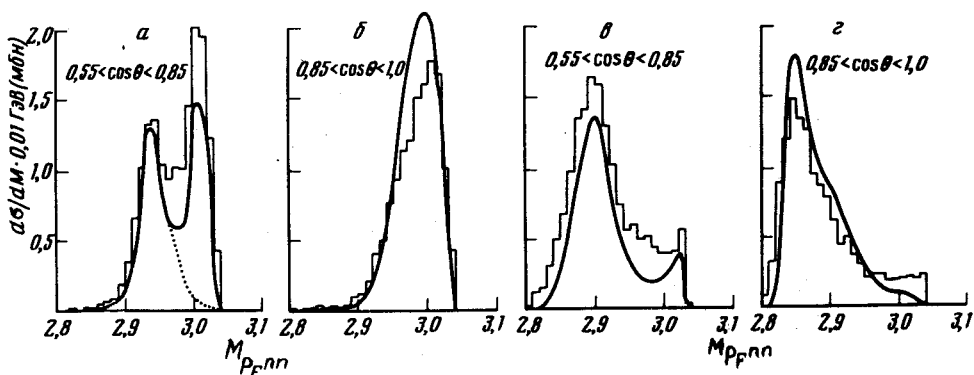
$$tp \rightarrow pnn. \quad (1)$$

Отметим, что события с медленным вторичным протоном могут быть пропущены при просмотре. Поэтому в окончательный анализ включались только события с импульсами вторичных протонов в лаб. сис-

$$p_{min} = 0,2 \text{ ГэВ}/c. \quad (2)$$

Сечение реакции (1) с ограничением (2) оказалось равным $28,8 \pm 0,8$ мбн.

На рисунке приведены спектры масс систем $p_F n n$ и $p_S n n$ для различных интервалов угла θ между импульсами вторичного протона p_F и первичного протона в системе покоя трития (p_F и p_S — быстрый и медленный протоны в этой системе). На рис. а спектр имеет два ярко выраженных пика при 2,94 и 3,01 ГэВ. С уменьшением угла θ (рис. б) пик при 2,94 ГэВ исчезает (что, в первую очередь, связано с отбором (2)), а структура при 3,01 ГэВ заметно уширяется. На рис. в и г в спектре масс $p_S n n$ также видны максимумы, причем их форма также зависит от угла θ .



Резкая зависимость пиков от кинематических переменных (в особенности пика при 2,94 ГэВ), видимо, свидетельствует о нерезонансной природе этих пиков. Проверка этого утверждения состояла в сравнении экспериментальных данных с результатами расчета в рамках полюсной модели, которая удовлетворительно описывала в абсолютной нормировке и без введения свободных параметров основные характеристики реакции (1) [6].

Модель основана на некогерентной сумме пяти полюсных диаграмм с обменом виртуальным протоном или виртуальным нейтроном. В верхних вершинах диаграмм брались амплитуды упругого pp - и pn -рассеяния на массовой поверхности, которые параметризовались во всей кинематически разрешенной области через фазы NN -рассеяния [7]. В нижних блоках диаграмм вершинная функция распада трития на виртуальный нуклон и спектаторную NN -пару записывалась в виде интеграла перекрытия волновой функции трития с волновой функцией непрерывного спектра NN -пары. Предполагалось, что тритий находится в основном, полностью симметричном состоянии. Волновая функция этого состояния в параметризации [8] получалась из решения уравнений Фаддеева в сепарабельном приближении [9]. Волновая функция NN -пары записывалась в сепарабельном приближении Ямагучи [10] с параметрами Ситенко — Харченко [9].

Численный расчет сечения реакции (1) в релятивистском фазовом объеме проводился методом Монте-Карло с точностью $\sim 10\%$ и с учетом ограничения (2) дал величину 32 мбн.

Сплошные кривые на рис. *a* — *г* соответствуют суммарному вкладу всех пяти диаграмм, а точечная кривая — вкладу диаграммы с обменом виртуальным протоном. Теоретические спектры имеют максимумы в тех же местах, что и экспериментальные. Левый максимум на рис. *a* обусловлен, в частности, вкладом диаграммы с обменом виртуальным протоном и связан с резким пиком в распределении по массе *nn*-системы за счет взаимодействия в конечном состоянии. Таковы же причины появления максимума при 2,85 — 2,9 ГэВ на рис. *в, г*. Максимум при 3,01 ГэВ на рис. *a, б* возникает из-за ограничений, связанных с малостью фазового объема. Отметим, что качество теоретического описания в этой области несколько хуже.

Таким образом, наблюдаемые в данном эксперименте структуры в спектрах масс трехбарионных систем имеют, по-видимому, нерезонансное происхождение. На следующем этапе исследований было бы интересно изучить спектры трехбарионных систем из реакции (1) в этой же области масс при более высокой энергии. Во-первых, если B^3 -резонансы существуют, сечение их образования при данной энергии могло быть сильно подавлено эффектом t_{min} . Во-вторых, с ростом энергии снимаются ограничения, связанные с малостью фазового объема, а фон становится более плавным.

В связи с поисками трехбарионных резонансов в реакции (1) необходимо провести более тщательный теоретический анализ. В частности, в некоторых кинематических областях могут быть существенными эффекты интерференции и перерассеяния, которые в настоящем расчете не учитывались.

Институт теоретической
и экспериментальной физики

Поступила в редакцию
26 июля 1980 г.

После переработки
16 сентября 1980 г.

Литература

- [1] Yokosawa. Proc. of the Meeting on Exotic Resonances (Hiroshima, Japan, September 1 — 2, 1978). Ed. by I.Endo et al. HUPD-7813, Hiroshima University, 1978, p. 1; Preprint ANL-HEP-CP-80-01, 1980.
- [2] P.J.G.Mulders, A.Th. M.Aerts, J.J.de Swart. Phys. Rev. Lett., **40**, 1543, 1978.
- [3] M.H.Mc Gregor. Phys. Rev. Lett., **42**, 1724, 1979.
- [4] Л.А.Кондратюк, Ф. М.Лев, Л.В.Шевченко. Материалы XV зимней школы ЛИЯФ, Ленинград, 1980.
- [5] В.А.Матвеев. Труды школы молодых ученых, Гомель, 1977; Yu.F.Smirnov, Yu.M.Tchuvilsky. Preprint С.И.Е.А.-И.Р.Н., 1977; А.П.Кобушкин. Препринт ИТФ-77-113Е, Киев, 1977.
- [6] I.V.Chuvilo, V.A.Ergakov, V.E.Grechko et al. Preprint ИТЭР-33, 1980.

- [7] M.H. Mc Gregor, R.A. Arndt, R.M. Wright. *Phys. Rev.*, **166**, 949, 1968;
173, 1272, 1968; **182**, 1714, 1969; R.A. Arndt, R.H. Hackman, L.D. Roper. *Phys. Rev.*, **15C**, 1002, 1977.
- [8] Л.Д.Блохинцев, И.А.Шварц. Вестник Московского Университета, сер., физика, астрономия, **5**, 523, 1972.
- [9] А.Е.Ситенко, В.Ф.Харченко. *Nucl. Phys.*, **49**, 15, 1963.
- [10] Y. Yamaguchi. *Phys. Rev.*, **95**, 1628, 1954.
-