

РЕЗОНАНС Υ^* (1327) $\rightarrow \Lambda + \gamma$

*Н.П.Богачев, Ю.А.Будатов, В.Б.Виноградов, А.Г.Володько
В.П.Джелепов, В.Г.Иванов, В.С.Кладницкий, С.В.Клименко¹⁾
Б.Ф.Ломакин, Г.Мартиуска²⁾, В.П.Мерехов, И.Паточка²⁾
В.Б.Флягин, П.В.Шляпников*

Целью данного эксперимента являлось изучение рождения "странных" резонансов, конечные продукты распада которых содержат Λ^0 -или K^0 -частицы и γ -кванты.

Пропановая пузырьковая камера [1] с рабочим объемом $100 \times 50 \times 40$ см в магнитном поле 1,7 тл экспонировалась в пучке π -мезонов с импульсом $p = 5,1$ Гэв/с и $\Delta p/p = \pm 2\%$ [2]. Результаты, представленные ниже, основаны на обработке 230000 фотографий,

Отбирались события, в которых первичное взаимодействие ассоциировалось одновременно по крайней мере с одной вилкой V^0 и одной электронпозитронной парой.

По визуальным критериям и данным последующей обработки взаимодействия были разделены на два типа $\pi^+ p^-$ и $\pi^- C^-$.

В $\pi^+ p^-$ -событиях примесь взаимодействий пионов с квазисвободными протонами в ядрах углерода составляет $\sim 30\%$. Все отобранные события были измерены по системе программ восстановления геометрии событий и идентификации Λ^0 , K^0 и γ -квантов. Дополнительная идентификация неразделенных V^0 -частиц была выполнена по δ -электронам, ионизации и пробегу положительно заряженной частицы. Демонстрируемые ниже гистограммы с Λ^0 -гиперонами содержат $\sim 3\%$ примеси K^0 -мезонов.

Полученный спектр эффективных масс $\Lambda^0 \gamma$ -комбинаций для $\pi^+ p^-$ -событий имеет два максимума (рис. 1). Первый соответствует рождению Σ^0 -гиперона, а второй пик, выходящий за ~ 4 стандартных отклонения, располагается в области масс $1290 - 1440$ Мэв, как и в работе [3]. В $\pi^- C^-$ -событиях второй максимум также проявляется хотя его интенсивность примерно вдвое слабее.

Фоновая кривая на рис. 1 получена методом Монте-Карло с учетом эффективностей регистрации Λ^0 и γ и известных сечений реакций (в том

¹⁾ Институт физики высоких энергий, Серпухов, СССР.

²⁾ Университет им П.И.Шафарика, Кошице, ЧССР.

числе с рождением $Y_1^*(1385)$, $Y_0^*(1405)$ и $Y_0^*(1520)$, конечными продуктами которых являются Λ^0 -гипероны и γ -кванты. Нормировка выполнена по площади гистограммы вне области (1290–1440) $M_{\Delta\gamma}$. Количество событий над фоном во втором пике равно $39,0 \pm 10,2$.

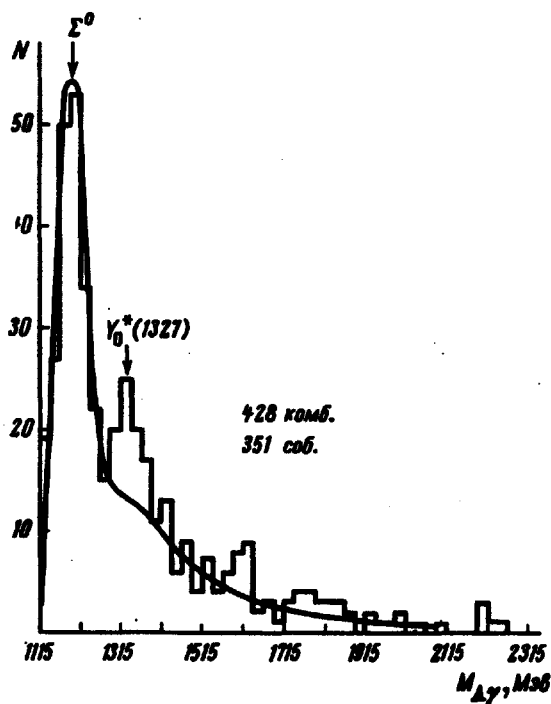


Рис. 1. Спектр эффективных масс $\Lambda\gamma$ -комбинаций в π^+p -событиях. Фоновая кривая вычислена методом Монте-Карло и нормирована на площадь гистограммы вне области (1290 + 1440) $M_{\Delta\gamma}$

Если, следуя авторам работы [3], попытаться интерпретировать наблюдаемый пик существованием резонанса

$$Y_0^*(1670) \rightarrow \Lambda^0 + \eta, \quad \eta \rightarrow 2\gamma, \quad (1)$$

то для событий типа $\Lambda 2\gamma$ каждая комбинация $\Lambda\gamma$ из (1) давала бы вклад в область масс (1290 + 1440), при этом эффективные массы наблюдаемых частиц удовлетворяли бы условиям

$$M_{\gamma\gamma} \propto M_{\eta} \text{ и } M_{\Lambda 2\gamma} \propto M_{Y_0^*(1670)} .$$

Однако в пределах нашей статистики – 85 $\Lambda 2\gamma$ -комбинаций – ни одна из них не дает дважды вклад в область (1290 + 1440) $M_{\Delta\gamma}$ спектра масс $\Lambda\gamma$

на рис. 1, а также вкладов в области M_η и $M_{Y_0^*(1670)}$ в пределах 3-х кратной ошибки в эффективных массах $M_{\gamma\gamma}$ и $M_{\Lambda 2\gamma}$ (рис. 2). Эта ошибка в наших условиях составляет в среднем 55 Мэв.

Зная эффективность регистрации γ -квантов, можно оценить ожидаемое количество \bar{n} событий в области масс M_η и $M_{Y_0^*(1670)}$. Предполагая, что все наблюдаемые комбинации над фоном во втором пике спектра $\Lambda\gamma$ обусловлены распадом (1), получаем $\bar{n} = 5,5 \pm 1,4$. Из распределения Пуассона следует, что вероятность выпадения нуля при $\bar{n} = 5,5$ равна 0,6%. Таким образом, в рамках имеющейся статистики существование $Y_0^*(1670)$ резонанса представляется довольно сомнительным. Этому выводу не противоречат и результаты работ [6,7].

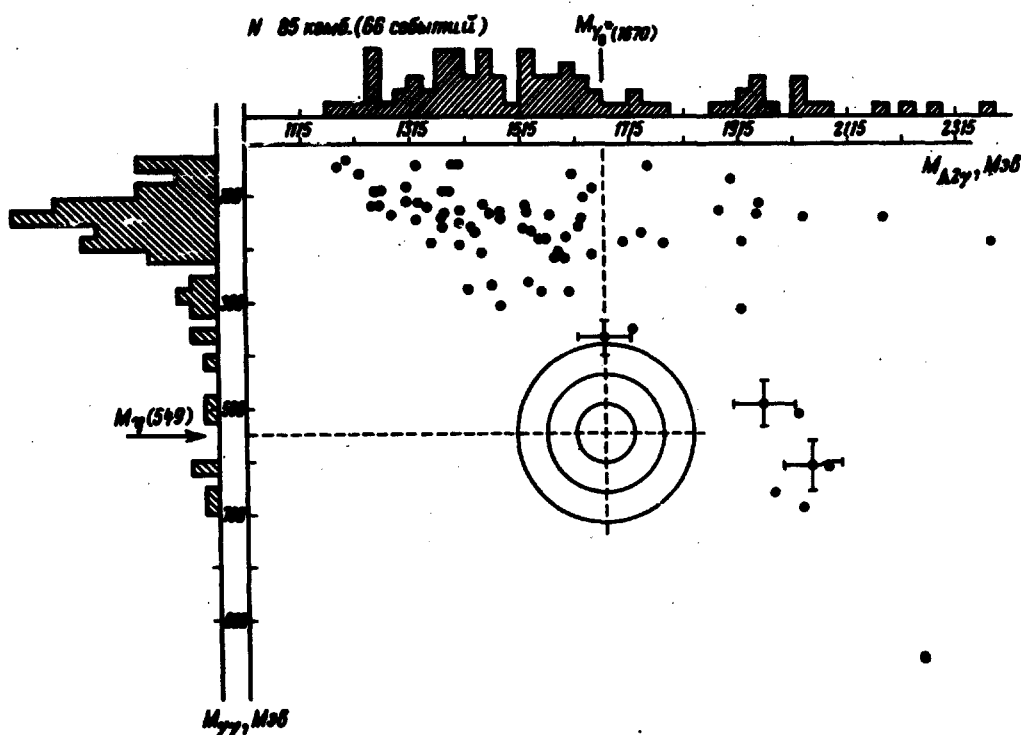


Рис. 2. Распределение эффективных масс $\gamma\gamma$ - и $\Lambda 2\gamma$ -комбинаций. Окружностями нанесены 1, 2 и 3-кратные ошибки в массах $\gamma\gamma$ - и $\Lambda 2\gamma$ -комбинаций для областей M_η и $M_{Y_0^*(1670)}$

Реакции, идущие через известные резонансные и нерезонансные состояния, как показывают расчеты [3-5] не могут дать узкого пика в спектре $\Lambda\gamma$ -масс. Поэтому представляется, что появление пика в спектре масс $\Lambda\gamma$ в области (1290-1440) Мэв может быть обусловлено существованием нового $Y_0^* \rightarrow \Lambda + \gamma$ -резонанса.

Если предположить, что $Y_3^*(\Lambda\gamma)$ имеет только радиационную моду распада и его ширина близка к нулю, то значения его массы можно определить, аппроксимируя спектр эффективных масс $\Lambda\gamma$ комбинаций следующей функцией

$$f(m) = a_1(m - m_\Lambda) \exp - b(m - m_\Lambda) + a_2 \exp - (m - c_2)^2 / 2d_2^2 + \\ + a_3 \exp - (m - c_3)^2 / 2d_3^2 \quad (2)$$

первый член которой описывает общий фон конечных состояний за исключением Σ^0 -гиперона, вклад которого описывается вторым членом. Метод наименьших квадратов дает для массы $Y_0^*(\Lambda\gamma)$ величину $c_3 = (1327,5 \pm 3,5) \text{ Мэв}$ при средне-квадратичном отклонении $d_3 = (20 \pm 4,4) \text{ Мэв}$; для Σ^0 -гиперона соответствующие значения равны $M_{\Sigma^0} = C_2 = (1191,0 \pm 2,0) \text{ Мэв}$ и $d_2 = (33,0 \pm 2,1) \text{ Мэв}$.

Возможность существования $Y_0^*(\Lambda\gamma)$ резонанса обсуждалась ранее в теоретических работах [8,9]. Распад $Y_0^*(1327) - \Lambda\pi$ запрещен по изотоп-спину; если же масса Y_0^* меньше суммы масс Σ и π , то запрещен распад $Y_0^*(1327) \rightarrow \Sigma + \pi$. С другой стороны, если масса Y_0^* немного превышает сумму $(M_\Sigma + M_\pi)$, то в предположении, что квантовые числа Y_0^* суть $I^P = 1/2^+$, распад $Y_0^*(1327) \rightarrow \Sigma + \pi$ будет подавлен, так как орбитальный момент системы $\Sigma\pi$ нечетный.

Приписывая все события над фоном в интервале масс $M_{\Lambda\gamma} (1290 + 1440) \text{ Мэв}$ резонансу $Y_0^*(1327)$, получаем, что сечение его образования в π^+p соударениях при $5,1 \text{ Гэв/с}$ равно $(59 \pm 15,3) \text{ мкбн}$.

Как относительно малая ширина найденного резонанса $Y_0^*(1327)$, так и небольшое сечение его рождения соответствуют характерным чертам радиационно распадающихся резонансов.

Авторы благодарят группу венгерских физиков Э.Феньвеша за участие в начальной стадии эксперимента. Авторы признательны Г.И.Копылову, Л.И.Лapidусу и В.М.Шехтеру за ценные дискуссии и всему персоналу, принимавшему участие в экспозиции камеры и обработке фотографий, за помощь в работе.

Объединенный институт
ядерных исследований

Поступила в редакцию
1 июля 1969 г.

Литература

- [1] Ю.А.Будагов, Ю.Ф.Ломакин, А.В.Богомолов и др. ПТЭ, №1, 61, 1964.
[2] В.С.Кладницкий, В.Б.Флягин. ПТЭ, №1, 24, 1965.

- [3] Ван Ю Чан, Ким Хи Ин, Е.Н.Кладнищкая и др. Proc. XII Int. Conf. on High Energy Physics, I, 615, 1964; Е.Г.Бубелев, Б.Чадчаа, И.В.Чувило. Phys. Rev. Lett., 24, 246, 1967.
- [4] Г.И.Копылов. Препринт ОИЯИ, Р1 – 3048, Дубна, 1966.
- [5] А.Г.Володько, В.Б.Виноградов, С.В.Клименко и др. Препринт ОИЯИ, Р1 – 3351, Дубна, 1967.
- [6] D.Berley, P.L.Connolly, E.L.Hart at all. Phys. Rev. Lett., 15, 641, 1965.
- [7] Birming – Glasgo – London – Oxford – Rutherford collaboration. Phys. Rev., 152, 1148, 1966.
- [8] M.Gell-Mann, Y.Neeman. The Eightfold Way, p.43. n N-Y-Amsterdam, 1964.
- [9] I. Schwinger. Phys. Rev. Lett., 12, 237, 1965.

Письма в ЖЭТФ, том 10, стр. 172 – 174

20 августа 1969 г.

ИНФРАКРАСНАЯ ГОЛОГРАФИЯ МЕТОДАМИ НЕЛИНЕЙНОЙ ОПТИКИ

Э.С.Вороныи, Н.И.Дилекеев, Ю.А.Ильинский
В.С.Соломатин, Р.В.Хозлов

Голография в инфракрасной области не может быть получена обычными методами, так как фотослой нечувствителен к инфракрасному излучению.

Нелинейная оптика позволяет преобразовать с помощью вспомогательного пучка накачки с частотой ω_1 инфракрасное излучение, имеющее частоту ω_2 , в излучение с частотой $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$, соответствующей видимой области спектра [1–3]. В настоящей работе предлагается новая схема преобразования изображения, которая, в отличие от имеющихся в литературе, позволяет преобразовывать объемное изображение, а также получать голограммы объемных предметов при инфракрасном облучении.

Если объект находится на расстоянии z_1 от нелинейного кристалла, то, как можно показать, изображение на суммарной частоте находится на расстоянии

$$z_2 = z_1 \left(\omega_3 / \omega_2 \right) - \left[1 - (1/2n_3) - (\omega_3/2n_2\omega_2) \right] \quad (1)$$