

1615



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

---

Ван Юн-чан, Ким Хи Ин, Е.Н. Кладницкая, Г.И. Копылов, А.А. Кузнецов,  
Н.Н. Мельникова, Нгуен Дин Ты, Е.С. Соколова

P-1615

ПОИСКИ РАДИАЦИОННЫХ РАСПАДОВ  
РЕЗОНАНСОВ С УЧАСТИЕМ  $\Lambda$ -ГИПЕРОНОВ

Дубна 1964

Ван Юн-чан, Ким Хи Ин, Е.Н. Кладницкая,  
Г.И. Копылов, А.А. Кузнецов, Н.Н. Мельникова,  
Нгуен Дин Ты, Е.С. Соколова.

P-1615

Поиски радиационных распадов резонансов с участием  $\Lambda$ -гиперонов.

В настоящей работе приводятся предварительные данные по исследованию радиационных каналов распада резонансных систем с участием  $\Lambda$ -гиперонов. Получено указание о существовании не известного ранее резонанса в системе  $\Lambda\eta^0$  с массой  $\approx 1680$  Мэв или резонанса  $\Lambda\gamma$  с массой  $\approx 1340$  Мэв.

Препринт Объединенного института ядерных исследований.  
Дубна, 1964.

Wang Yung-chang, Kim Hi In, E.N. Kladnitskaya,  
G.I. Kopylov, A.A. Kuznetsov, N.N. Melnikova,  
Nguyen Dinh-Tu, E.S. Sokolova.

P-1615

Search for Radiative Resonance Decays Involving  
 $\Lambda$  - Hyperons.

Preliminary data on the radiative decays of the resonance systems involving  $\Lambda$ -hyperons are presented. An indication was obtained concerning the existence of the earlier unknown  $\approx 1680$  MeV  $\Lambda\eta^0$  resonance or a  $\approx 1340$  MeV  $\Lambda\gamma$  resonance.

Preprint. Joint Institute for Nuclear Research.  
Dubna, 1964.

Ван Юн-чан, Ким Хи Ин, Е.Н. Кладницкая, Г.И. Копылов, А.А. Кузнецов,  
Н.Н. Мельникова, Нгуен Дин Ты, Е.С. Соколова

P-1615

ПОИСКИ РАДИАЦИОННЫХ РАСПАДОВ  
РЕЗОНАНСОВ С УЧАСТИЕМ  $\Lambda$ -ГИПЕРОНОВ

Дубна 1964

В течение последнего времени в литературе появились сообщения<sup>/1/</sup>, посвященные исследованию радиационных каналов распада известных мезонных резонансов  $\eta^0$ ,  $\omega^0$  и др. В этой связи представляет интерес поиск подобных каналов распада резонансов со странными частицами.

В настоящей работе приводятся предварительные данные по исследованию радиационных каналов распада с участием  $\Lambda^0$ -гиперона.

Работа выполнена на материале, полученном при облучении  $\pi^-$ -мезонами с импульсом 7 и 8 Гэв/с 24-литровой пропановой камеры ЛВЭ, расположенной в постоянном магнитном поле 13700 э. Постановка опыта, характеристики пионного пучка, методы просмотра, обработка фотографий были описаны ранее<sup>/2/</sup>. Всего использовано 60.000 кадров. Отбирались события в  $\pi$ -p и  $\pi$ -с взаимодействиях, в которых рождение  $\Lambda$ -гиперона сопровождалось хотя бы одной электронно-позитронной парой от конверсии  $\gamma$ -кванта.

Средняя эффективность регистрации  $\gamma$ -кванта с учетом эффективного объема для регистрации  $\Lambda$ -гиперонов в нашем случае равна  $0,09 \pm 0,01$ . Суммарная поправка на потерю  $\gamma$ -квантов, вылетающих под большими азимутальными углами, и на асимметрию первичного пучка пионов относительно стенок камеры составляет  $1,51 \pm 0,40$ .

В таблице 1 приводятся данные для обеих энергий по числу зарегистрированных  $\gamma$ -квантов.

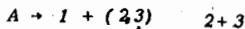
Т а б л и ц а 1

$\Lambda + \gamma$	$\Lambda + 2\gamma$	$\Lambda + 3\gamma$	В с е г о
118	15	1	134

Для этих 134 событий были вычислены и построены распределения эффективных масс  $M_{\Lambda\gamma}$ , показанные на рис. 1 и 2. На этих же рисунках для сравнения изображен спектр эффективных масс всевозможных комбинаций  $\Lambda$  и  $\gamma$ , рассчитанный по методу Монте-Карло /кривые Монте-Карло нормированы по фону без случаев в области (1300 - 1400) Мэв и на полное число случаев /.

На гистограмме и идеограмме выделяются два пика в области эффективных масс 1180 Мэв и 1340 Мэв.

Максимум в распределении  $M_{\Lambda\gamma}$  в районе 1180 Мэв совпадает с массой  $\Sigma^0$  - гиперона, однако наличие фонового пика в этом же месте затрудняет определение числа  $\Sigma^0$  - частиц. Что касается второго максимума, то его можно попытаться объяснить каким-либо известным резонансом, например,  $Y_1^*$  с массой, равной 1385 Мэв<sup>x/</sup>. Можно показать, как наличие этого резонанса скажется на форме спектра эффективных масс  $M_{\Lambda\gamma}$ . Как было показано Г.И.Копыловым<sup>/3/</sup>, если частица "А" распадается на частицы 1, 2, 3, то разные состояния системы частиц 1, 2, 3 будут соответствовать разным точкам диаграммы Далитца, например, в переменных  $m_{12}^2 = (p_1 + p_2)^2$  и  $m_{23}^2 = (p_2 + p_3)^2$ . Предположим, что распад происходит по схеме



и что  $m_{23}$  - фиксировано, тогда состояниям такой системы отвечают точки на диаграмме Далитца, расположенные вдоль отрезка  $m_{23}^2 = \text{const}$ . При этом квадрат эффективной массы системы 12 меняется в пределах  $(F^-, F^+)$ , где значения  $F^\pm$  могут быть найдены из условия экстремума  $(p_1 + p_2)^2$  при фиксированных  $(p_2 + p_3)^2 = m_{23}^2$  и  $(p_1 + p_2 + p_3)^2 = M_A^2$ . Получаем:

$$F^\pm = M_A^2 - m_2^2 - m_{23}^2 - 2\omega_1^* \omega_3^* \pm 2p_1^* p_3^*,$$

где

$$\omega_1^* = \frac{M_A^2 - m_{23}^2 - m_1^2}{2m_{23}}, \quad \omega_3^* = \frac{m_{23}^2 - m_3^2 - m_2^2}{2m_{23}}$$

и

$$p_1^{*2} = \omega_1^{*2} - m_1^2.$$

Плотность точек внутри интервала  $(F^-, F^+)$  в случае изотропии распада  $(2,3) \rightarrow 2+3$  постоянна и равна  $W(m_{12}^2) = \left(\frac{\pi}{2M_A}\right)^2$ . Ясно, что если имеется спектр квадратов масс  $M_A^2$  системы, то распределение по  $m_{12}^2$  получится суммированием таких  $\Pi$ -образных кривых для каждого значения  $M_A^2$  с весами, равными вероятностям этого значения  $M_A^2$ .

Применим этот расчет к нашим данным. В нашем случае  $M_A = M_{Y^* \rightarrow \Lambda\pi}$ , а частицы 1, 2 и 3 соответственно являются  $\Lambda$ ,  $\gamma$ ,  $\gamma$ . Спектр  $M_{Y^* \rightarrow \Lambda\pi}^2$  при наших энергиях неизвестен, но можно предположить, что спектр  $M_{\Lambda\pi}^2$  из работы /4/ и спектр  $M_{\Lambda\pi^0}^2$  совпадают в области  $M_{\Lambda\pi} = 1385$  Мэв. Тогда, в этом предположении, можно вычислить распределение  $M_{\Lambda\gamma}^2$  из распределения  $M_{\Lambda\pi}^2$ . Оно будет иметь вид, изображенный на рис. 3. Видно, что он отличается от экспериментально наблюдаемого (оба распределения нормированы на полное число случаев).

Аналогичные расчеты были проделаны и с другими известными гиперон-пионными резонансами (1520 Мэв, 1660 Мэв). Наличие этих резонансов приводит к распределе-

<sup>x/</sup>  $Y_1^*$  (1385 Мэв) резонанс может распадаться на  $\Lambda$ -гиперон и  $\pi^0$ -мезон, где  $\pi^0$ -мезон, в свою очередь, распадается на два  $\gamma$ -кванта. Из-за малых размеров камеры мы в большинстве случаев наблюдаем только один  $\gamma$ -квант от распада  $\pi^0$ -мезона.

ниям  $M_{\Lambda\gamma}$ , сдвинутым относительно максимума в экспериментальном распределении (1340 Мэв) и обладающим значительно большей шириной  $\Gamma$ . Таким образом, пик в распределении эффективных масс  $M_{\Lambda\gamma} - 1340$  Мэв, по-видимому, нельзя объяснить известными гиперон-пионными резонансами. Возможно, что полученный в эксперименте максимум объясняется существованием нового неизвестного резонанса, существование которого уже обсуждалось в литературе. В работе <sup>5/</sup> Гелл-Мана предсказывает синглет  $Y^* \rightarrow \Lambda + \gamma$  с массой, отличной от  $\Sigma^0$  - гиперона, и изотопическим спином, равным нулю. Если такой резонанс существует, то в импульсном спектре  $\gamma$  - квантов должен наблюдаться максимум в точке

$$\frac{p}{\gamma} = \frac{M_{Y^*}^2 - M_{\Lambda^0}^2}{2M} = 0,206 \text{ Гэв/с}^{1/6}.$$

Однако это не согласуется с нашими данными /см. рис. 4/<sup>x/</sup>. Поэтому при интерпретации максимума в распределении  $M_{\Lambda\gamma}$  при 1340 Мэв необходимо также рассмотреть и другие возможности.

Б.Л. Иоффе <sup>7/</sup>, анализируя быстрое изменение сечения рождения  $\eta^0$  - мезона с энергией налетающего  $K^-$  - мезона в реакции:



приходит к выводу, что этот факт можно объяснить наличием резонанса в системе  $\Lambda\eta^0$  с массой  $\approx 1680$  Мэв и  $\Gamma \leq 20$  Мэв. Изотопический спин такого состояния должен быть равен нулю. Допуская, что такой резонанс действительно существует, можно оценить, при каком значении будет находиться максимум в распределении  $M_{\Lambda\gamma}^2$ . Расчет, аналогичный тому, какой был проделан для гиперон-пионных резонансов, показывает, что в этом случае спектр  $M_{\Lambda\gamma}^2$  должен быть ограничен участком ( $\approx 1,7 - 2,0$ ) Гэв, что совпадает с экспериментально наблюдаемым значением. С другой стороны, можно решить обратную задачу: в предположении, что существует процесс  $Y^* \rightarrow \Lambda^0 + \eta^0$  и что рождение  $\Lambda$  и  $\eta^0$  другим путем подавлено, следует ожидать, что распределение по  $M_{\Lambda\gamma}^2$  должно иметь, как было отмечено выше,

P-образный вид. Границы этого распределения зависят как от  $M_A^2 = M_{\Lambda\eta}^2$ , так и от  $m_{23}^2 = m_{\eta}^2$ . Взяв эти границы из эксперимента, можно получить значение масс  $M_{\Lambda\eta}$  и  $m_{\eta^0}$  путем решения системы двух уравнений для концов спектра  $F^+ = (M_{\Lambda\gamma}^{\text{прав.}})^2$  и  $F^- = (M_{\Lambda\gamma}^{\text{лев.}})^2$  относительно  $M_A^2$  и  $m_{23}^2$ . Расчеты приводят к простым формулам:

<sup>x/</sup> Формула для  $p_{\gamma}$  справедлива и когда  $Y^*$  распадается изотропно, и когда распад  $Y_S^*$  не изотропен, если только из-за неполяризованности рожденных  $Y_S^*$  вероятность распада  $Y_S^*$  в заднюю и переднюю полусферы одинакова. Чтобы сдвинуть величину  $p_{\gamma}$  в сторону экспериментально наблюдаемых значений, надо допустить, что спин  $Y_S^*$  велик и  $Y_S^*$  рождаются сильно поляризованными.

$$M_{\Lambda\eta^0} = \frac{M_{\Lambda\gamma}^{\text{лев.}} \cdot M_{\Lambda\gamma}^{\text{прав.}}}{m_{\Lambda^0}}$$

$$m_{\eta} = \frac{\{[(M_{\Lambda\gamma}^{\text{лев.}})^2 - (M_{\Lambda})^2][(M_{\Lambda\gamma}^{\text{прав.}})^2 - (M_{\Lambda})^2]\}^{1/2}}{M_{\Lambda}}$$

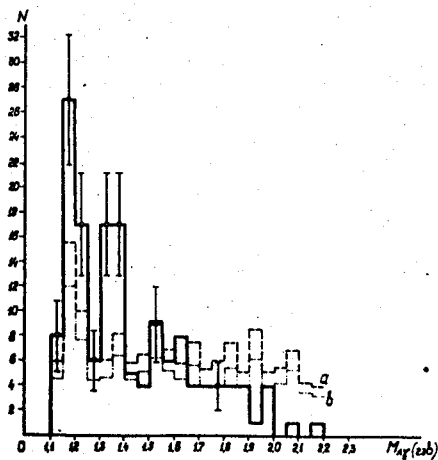
Полагая  $M_{\Lambda\gamma}^{\text{(лев.)}} = \sqrt{1,7} \text{ Гэв.}$ ,  $M_{\Lambda\gamma}^{\text{(прав.)}} = \sqrt{2,0} \text{ Гэв.}$ , получим для  $M_{\Lambda\eta^0} \approx 1680 \text{ Мэв}$  и  $m_{\eta^0} = 495 \text{ Мэв}$ . Это близко к ожидаемым значениям. Кроме того, в пользу  $\Lambda\eta^0$  резонанса говорит и то, что среднее значение  $\bar{p}_{\gamma}$ , рассчитанное по формуле (см. выше), совпадает с экспериментально наблюдаемым средним значением импульса  $\gamma$ -квантов, взятых из области пика в распределении  $M_{\Lambda\gamma}$ , и равно  $\approx 450 \text{ Мэв}$  (см. рис. 4). Таким образом, изучая распределение по эффективным массам  $M_{\Lambda\gamma}$ , можно сказать, что, по-видимому, имеется указание на существование ранее не наблюдавшегося резонанса, который можно интерпретировать как резонанс  $\Lambda\eta^0$  с массой  $\approx 1680 \text{ Мэв}$  или, менее вероятно, как резонанс  $\Lambda\gamma$  с массой около  $1340 \text{ Мэв}$ .

В заключение мы хотим поблагодарить за интерес к работе и участие в обсуждении результатов акад. В.И. Векслера, М.А. Балдина, Б.Л. Иоффе, МИ. Подгорещкого, В.М. Шехтера, И.В. Чувило и Э.Г. Бубелева, М.И. Соловьева, Н.М. Вирясова, В.А. Белякова и В. Пенева за помощь в обработке материала; Л. Кулюкину за проведение расчетов кривых по методу Монте-Карло. Мы благодарим Г.Д. Пестову, В.Ф. Никитину, Г.Л. Резвую и М. Муминова за помощь в работе.

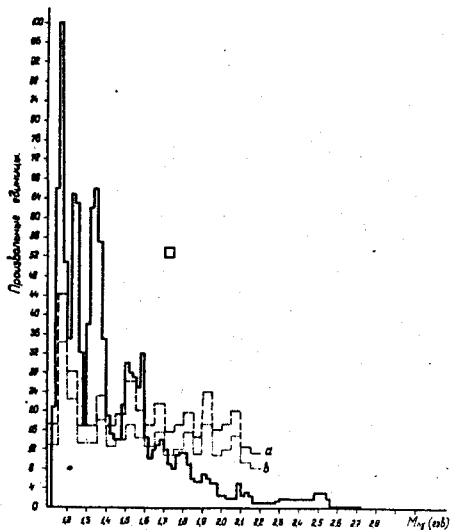
#### Л и т е р а т у р а

1. Вопросы физики элементарных частиц. Ереван, 1963., стр. 77.
2. Ван Ган-чан и др. ЖЭТФ, 40, 464 (1961);  
Ван Ган-чан и др. ЖЭТФ, 36, 426 (1960).
3. Г.И. Копылов. Препринт ОИЯИ Р-1368, Дубна, 1963.
4. В.А. Беляков и др. Препринт ОИЯИ Р-11055, Дубна 1963; ЖЭТФ, 44, 431 (1963).
5. Gell-Mann M. The Eightfold Way a Theory of Strong Interaction Symmetry. January 20, 1961. Preliminary Version.
6. Г.И. Копылов. ЖЭТФ, 33, 430 (1957).
7. Б.Л. Иоффе. ЖЭТФ, 43, 341 (1962).
8. В.Б. Любимов и др. Препринт ОИЯИ Р-1629 (1964).

Рукопись поступила в издательский отдел  
24 марта 1964 г.

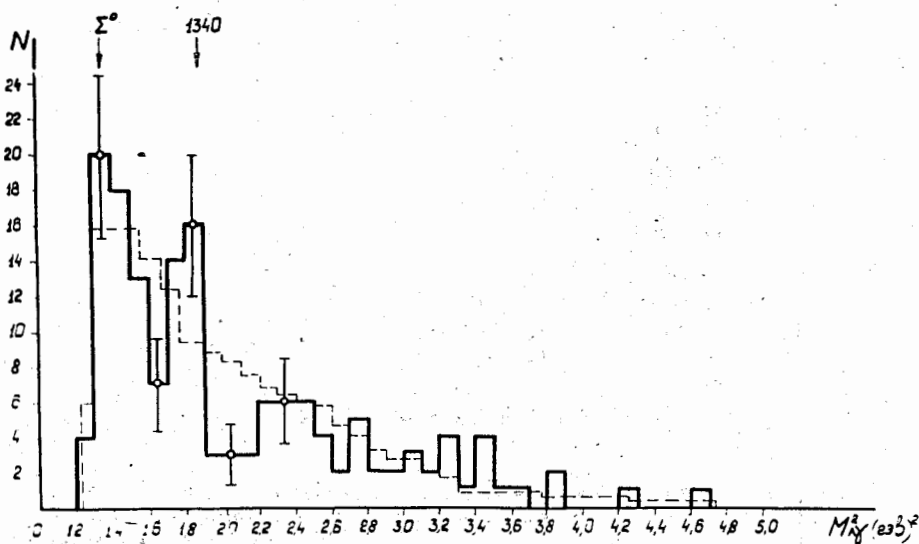


Р и с. 1. Гистограмма распределения по эффективным массам  $M_{\text{eff}}$ . Кривые (а) и (б) – фоновые кривые, рассчитанные по методу Монте-Карло, нормированные на полное число случаев (а) и по фону (б), без событий, лежащих в интервале 1,3 – 1,4 Гэв.

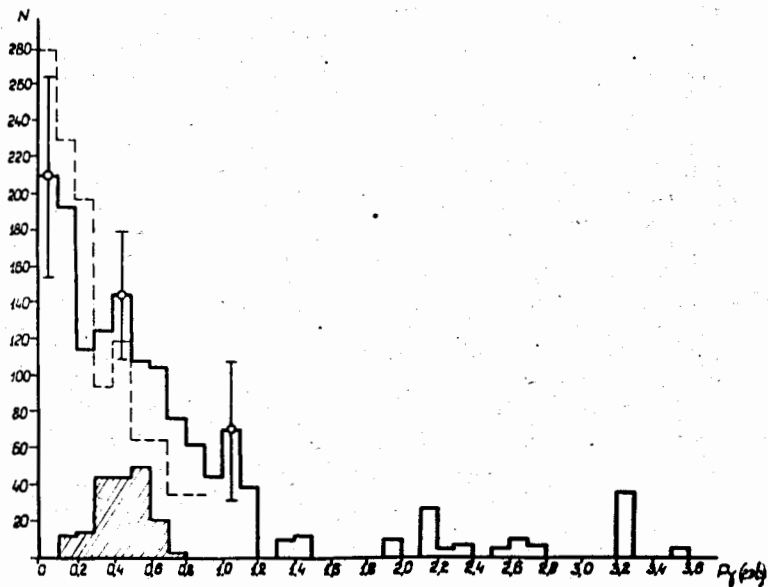


Р и с. 2. Идеограмма распределения эффективных масс  $M_{\text{eff}}$ . Кривые (а) и (б) – аналогичные кривым на рис. 1.





Р и с. 3. Гистограмма распределения эффективных масс  $M_{\Lambda\gamma}^2$ . Пунктирная кривая получена из распределения  $M_{\Lambda\pi}^2$ .



Р и с. 4. Импульсное распределение  $\gamma$ -квантов в лабораторной системе координат. Пунктирная кривая - импульсный спектр  $\gamma$ -квантов из работы [8]. Заштрихованная область - импульсный спектр  $\gamma$ -квантов из области  $M_{\Lambda\gamma} = 1,3 \div 1,4$  Гэв.