

С 346.6a

ДУБОВИК В.М.

+

Д-496

ДУБОВИК В.М.



Б1-2-4685.

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Б1-2-4685

ДЕПОНИРОВАННАЯ ПУБЛИКАЦИЯ

Дубна 1969

346.6a
A-796

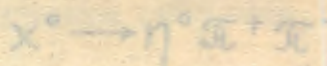
Б1-2-4685

В.М.ДУБОВИК

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КВАНТОВЫХ ЧИСЕЛ X^0 И
ДВУХФОТОННЫЕ РАСПАДЫ

(ОБЗОР).

с.р. 2585



Текст доступен

27 августа 1969

г.Дубна, 1968 г.

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

χ^0 (или η' , или η^*)

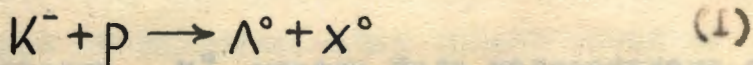
Данные таблицы РОЗЕНФЕЛЬДА (авг. 1968 г.) : $m = 958.3 \pm 0.8$

Γ поли < 4 Мэв

$$\bar{J}^{PG} = 00^{-+}$$

1. Введение

Первые данные о существовании нейтрального нестабильного мезона с массой ~ 960 мев стали известны в 1964 г. из работ ГОЛЬДБЕРГА и др. [1], КОЛЬФЛЕЙША и др. [2] и ДАУБЕРА и др. [3]. χ^0 - мезон наблюдался в реакции



Было установлено, что основными модами его распада являются



2. Определение $\bar{I}G$

Поскольку не был обнаружен распад $\chi^0 \rightarrow 3\pi$ (7%), а вероятность распада $\chi^0 \rightarrow \gamma \pi^+ \pi^-$ оказалась выше, чем вероятность распада $\chi^0 \rightarrow \eta^0 \pi^+ \pi^-$, пришли к заключению, что распад $\chi^0 \rightarrow \eta^0 \pi^+ \pi^-$ сильный. Из этого следует, что $G(\chi^0) = +1$

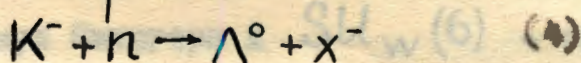
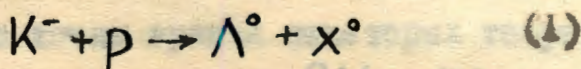
$$[G(\chi^0) = (+1)(-1)(-1)]$$

Из распада $\chi^0 \rightarrow \rho \gamma$ следует, что зарядовая чётность χ^0 -мезона также положительна $C = +1$. Далее, из реакции рождения (1)

видно, что изоспин χ^0 - мезона может равняться 0 или 1, но

так как для нейтральной частицы $G = (-1)^{\bar{I}} C$, то $\bar{I} = 0$.

Итак, X^0 - мезон - изоскаляр с положительной зарядовой четностью. То, что X^0 - изоскаляр и не составляет изотопического триплета с близкими по массе мезонами δ^\pm (можно сказать, совпадающими $m_\delta = (962 \pm 5) \text{ Мэв}$) проверялось специально, прямыми методами. Измерялись сечения реакций



Если бы $\bar{I}(X^0) = 1$, сечение второй реакции (4) должно было бы превышать равно в 2 раза сечение первой. Было проведено два независимых эксперимента [4,5], давших одинаковый результат: ожидалось 19 ± 6 случаев рождения X^- , не наблюдалось ни одного (4+5).

Недавно изоскалярность X^0 - мезона была подтверждена ещё раз [6], аналогичным способом, но с большей статистической ($N_{\text{ожд.}} = 158 \pm 18$ случаев, наблюдалось $N < 21$).

Это необычное явление - совпадение масс - получило название X^0 - δ^\pm - парадокса.

3. Определение $J^P(X^0)$ и критика этих экспериментов.

За последние годы обнаружено много новых каналов рождения X^0 - мезона [6-11, 31-32] x), более тщательно изучены уже известные моды распада (2) и (3) и указана возможность новых,

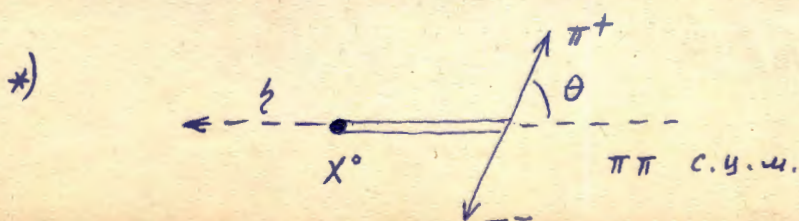
x) В приведенном списке литературы выписаны сечения рождения X^0 - мезона в различных реакциях.

например, $X^0 \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$ [12]. Однако ситуация с X^0 -мезоном не прояснилась. Это вызвало критический пересмотр методики определения квантовых чисел X^0 -мезона и предложения провести дополнительные эксперименты.

Так Далиц [13] и независимо [14] Заславский, Огневский, Тибор указали, что с точки зрения некоторых теоретических схем - массовых формул Швингера и $SU_W(6)$ - симметрии - девятый псевдоскалярный мезон должен обладать массой $\sim 1,6$ Гэв и $\sim 1,4$ Гэв соответственно. Псевдоскалярность $X^0(960)$ т.о. ставится под сомнение и предлагается провести точные экспериментальные исследования квантовых чисел X^0 -мезона и другого возможного кандидата на его место - $E(1420)$. К тому же результаты последних экспериментальных исследований по K -мезону дают в качестве наиболее вероятного значения его спин-чётности 0^- (см. также [17]).

Воспроизведём доводы, приведшие к утверждению, что X^0 -мезон обладает спин-чётностью $J^P = 0^-$ [12] и критику их Тибором [17].

Начнём обсуждение с рассмотрения распада $X^0 \rightarrow \eta \pi^+ \pi^-$. Само наличие этого распада сразу исключает возможность $J^P = 0^+$ ($0^-.0^-.0^+ \rightarrow 0^+$), а анализ диаграмм Далица этого распада - значения $J^P = 1^-$ и 2^+ , но не позволяют различить значений 0^- , 1^+ и 2^- . Дополнительный анализ состоит в исследовании зависимости квадрата матричного элемента этого распада от энергии η -мезона и угла θ^* . Сравнение теоретических предсказаний с экспериментом позволяет исключить $+1$ и подтверждает невозможность -1 и 2^+ , но случаи 0^- и 2^- одинаково хорошо



согласуются с экспериментом [12,2] (см. также [17]).
Поэтому при выборе значения $J^P = 0^-$ для χ^0 - мезона ссылаются на то, что распределение γ - квантов в электромагнитном распаде $\chi^0 \rightarrow \rho\gamma$ имеет вид $\omega(\theta) \sim \sin^2\theta$.
Однако, как заметил Тибор, если учесть, что энергывыделение в этом распаде значительное $Q = 200$ Мэв и рассматривать переходы с высшими мультипольностями, распределение $\sin^2\theta$ имитируется и при $J^P = 2^-$.

Итак, спин-чётность χ^0 - мезона, по-видимому, нельзя считать твёрдо установленной и требуется дополнительная проверка.

4. Предложения как различить 0^- и 2^- .

Имеется два предложения, как различить возможные значения 0^- и 2^- .

В работе [12] предполагалось воспользоваться периферическим характером реакции (1), из-за которого спины рождающихся в ней χ^0 - мезонов могут оказаться выстроенными. Поэтому, если в системе покоя χ^0 - мезона распределение нормали к плоскости распада $\chi \rightarrow \eta 2\pi$ относительно импульса первичного K- мезона было бы неизотропным, это свидетельствовало бы о ненулевом значении спина χ^0 - мезона. С другой стороны изотропное распределение может наблюдаться не только для 0^- , но и для 2^- , так как частица может родиться неполяризованной. Экспериментальные данные [12] неопределённые и не позволяют сделать каких-либо выводов.

Заметим, что в случае спина 2^- память о спине χ^0 - мезона

сохраняют прежде всего π - мезоны и поэтому наиболее целесообразно измерять распределение относительно импульса пионов относительно нормали к плоскости рождения X^0 - мезона.

На другую возможность определения спин-чётности X^0 - мезона указал Тибор [17], который предлагает исследовать распад $X^0 \rightarrow 2\gamma$. Согласно теореме о классификации двухфотонных состояний Ли-Янга наличие такого распада однозначно исключает возможность спина $J=1$ у распадающейся частицы. Однако, как подчеркивает Тибор, даже измерив поляризации фотонов, невозможно различить интересующие нас спин-чётности 0^- и 2^- . В самом деле, непосредственно выписывая спиновые матрицы плотности фотонов, легко убедиться, что они одинаковы для обоих случаев. Тем не менее, если распад $X^0 \rightarrow 2\gamma$ будет обнаружен, то наряду с измерением ширины $\Gamma(X^0 \rightarrow \gamma\gamma)$ можно измерить дифференциальное сечение обратного процесса - фоторождения X^0 - мезона в кулоновском поле ядра (эффект Примакова). Независимая информация о ширине распада $X^0 \rightarrow 2\gamma$ и угловом распределении процесса Примакова позволяет количественно отличить 0^- и 2^- . Именно, при данном $\Gamma(X^0 \rightarrow 2\gamma)$ дифференциальное сечение рождения частицы со спином 2^- больше сечения рождения бесспиновой частицы, причём в существенной области углов (вблизи пика) в пять раз. (Результаты расчётов приведены в [17]). Ввиду большой массы X^0 - мезона сечения эффекта Примакова нужно измерять при энергии фотона 10 Гэв.

Тибором проделаны численные оценки сечений распада и сечения процесса Примакова для наиболее вероятного по его мнению случая, когда девятым псевдоскалярным мезоном в

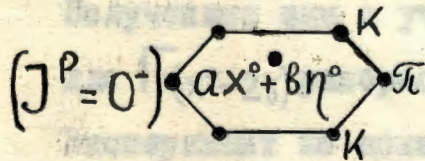
$SU_w(6)$ симметрии является Ξ -мезон. Соответствующим образом нарушенная $SU_w(6)$ симметрия даёт значение ширины распада $\Gamma_{(E \rightarrow 2\gamma)} \approx 25$ Кэв. При такой ширине сечение фоторождения Ξ -мезона на ядре P_{82}^{208} при $E_\gamma = 15$ Гэв оказывается сравнимым сечением фоторождения η -мезона при $E_\gamma = 5$ Гэв: $\left(\frac{d\sigma(E \rightarrow 2\gamma)}{d\Omega}\right)_{\max} \approx 10 \frac{\text{мб}}{\text{стер}}$

Для возможности проведения дальнейших оценок процитируем здесь работу [18], в которой на основе модели аддитивных кварков получено сечение рождения $\sigma(\pi\rho \rightarrow nE)$. Предсказание вероятности рождения χ^0 -мезона в процессе $\pi\rho$ -рассеяния можно найти в работе [19].

5. Теоретические оценки ширины

Теоретические предсказания вероятности распада содержатся во многих работах [20-28].

Впервые это было сделано, очевидно, Далицем и Сазерландом [20]. Они предположили, что физические состояния η и χ^0 не являются чистыми $SU(3)$ состояниями, а представляют собой результат октет-синглетного смешивания как в случае векторного октета



$$\begin{aligned} \chi^0 &= \chi_1^0 \cos\alpha + \eta_8 \sin\alpha \\ \eta &= -\chi_1^0 \sin\alpha + \eta_8 \cos\alpha \end{aligned} \quad (5)$$

Исходя из этого предположения и массовых формул $SU(3)$ -симметрии (нарушенной среднесильными взаимодействиями $\sim T_{33}$), для угла смешивания можно получить:

$$\operatorname{tg} \alpha = \pm 0.19 \quad (6)$$

Далее, $SU(3)$ -симметрия позволяет выразить ширины двухфотонных распадов π^0 , η , χ^0 через две неизвестные амплитуды и угла смешивания $\Gamma(\rho \rightarrow 2\gamma) = f_1(\alpha, A, M)$. Затем в предположении векторной доминантности ($\rho \rightarrow \gamma + \nu \rightarrow \gamma + \gamma$), (модель Гелл-Манна, Шарпа и Вагнера [21]) удалось связать эти амплитуды с известными амплитудами распадов $\omega \rightarrow \pi^0 + \gamma$ и $\chi^0 \rightarrow \rho^0 + \gamma$ ($\sim 1 \text{ mev}$) ($< 1 \text{ mev}$)

Используя вдобавок экспериментальное значение ширины $\Gamma(\pi^0 \rightarrow 2\gamma) = 6.3 \text{ ev}$, Далиц и Сазерланд получили следующее предсказание ширины

$$\Gamma(\chi^0 \rightarrow 2\gamma) = 2.2 \text{ кэв.}$$

Недавно работа Далица и Сазерланда была критически пересмотрена группой итальянцев [22]. Во-первых, поскольку стала известна ширина распада $\Gamma(\eta \rightarrow 2\gamma) = (1.21 \pm 0.26) \text{ кэв}$, стало возможным разрешить соотношения, написанные Далицем и Сазерландом, не прибегая к соображениям о векторной доминантности. Во-вторых, итальянцы подчеркнули, что до сих пор неизвестно квадратичны или линейны массовые формулы бозонного нонета.

Полученные ими с учётом обеих возможности четыре значения для $\Gamma(\chi^0 \rightarrow 2\gamma)$ разбросаны в широком интервале $(400 \pm 100) \text{ кэв}$.

Эксперимент же пока даёт лишь верхнюю границу

$$\Gamma_{\chi^0 \rightarrow 2\gamma} \gtrsim 600 \text{ кэв} \quad [2].$$

Если привлечь дополнительный экспериментальный материал о распадах $\omega \rightarrow \pi\gamma$ и $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ и использовать модель

векторной доминантности, то интервал возможных значений можно сократить до $\Gamma(x^0 \rightarrow 2\gamma) = (10, 100)$ кэв.

Однако и это не позволяет однозначно решить вопрос о выборе массовых формул. Лишь в том случае, если эксперимент даст значение $\Gamma(x^0 \rightarrow 2\gamma) < 20$ кэв, можно будет, твердо сказать, что бозонные массовые формулы - линейны. В работе ^{также} отмечено, что при ширине $\Gamma(x^0 \rightarrow 2\gamma) = 20$ кэв, сечение фоторождения x^0 (эффект Примакова) будет в ~ 3 раза превышать уже измеренное экспериментально сечение фоторождения η [23].

Об остальных теоретических работах расскажем кратко.

В работе Эстеве и Тиембо с помощью алгебры токов $SU(3) \times SU(3)$ и РСАС - гипотезы в приближении мягких пионов получены следующие предсказания ширины распадов

$$\Gamma(\eta \rightarrow \gamma\gamma) = 0,57 \text{ кэв}, \quad \Gamma(x^0 \rightarrow 2\gamma) = 18 \text{ кэв}, \quad \Gamma(x^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma) = 38 \text{ кэв}.$$

Каназава и Сакумо [25] рассмотрели радиационные распады в модели кварков. Они предположили, что а) пространственные части волновой функции $q\bar{q}$ у синглета и 35-плета в $SU(6)$ симметрии совпадают; и б) кварковая структура x^0 и η следующие $x^0 \sim \bar{\lambda}\lambda$, а $\eta \sim \frac{1}{\sqrt{2}}(\bar{p}p + \bar{n}n)$, что эквивалентно статическому пределу χ_{12} с T_3^3 - нарушением.

Затем с помощью соображений, основанных на векторной доминантности ими получены результаты

$$\Gamma(\eta \rightarrow 2\gamma) = 1,36 \text{ кэв}, \quad \Gamma(x^0 \rightarrow 2\gamma) = 0,20 \text{ кэв}, \quad \Gamma(x^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma) = 10 \text{ кэв}.$$

Дар и Вайскофф [26] также используют кварковую модель. Их предположения: а) РСАС, б) справедливость правил сумм Вайнберга, в) векторная и аксиально-векторная доминантность.

Результаты:

$$\Gamma(\eta^0 \rightarrow 2\gamma) = 1,1 \text{ кэВ} \quad \Gamma(x^0 \rightarrow 2\gamma) = 11 \text{ кэВ.} \quad \Gamma(x^0 \rightarrow \rho\gamma) = 190 \text{ кэВ.}$$

Панчапакесан и Веллинг [27] перенесли на случай двух-фотонных распадов, соображение, выдвинутое при объяснении характера распада $\eta \rightarrow 3\pi$. А именно, они предположили, что гамильтониан взаимодействия радиационных распадов преобразуется как третья компонента октета: $SU(3)(T_3)$. Тогда, используя экспериментальные данные для $\Gamma(\eta \rightarrow 2\gamma)$

$$1,2 \text{ кэВ} > \Gamma(\eta \rightarrow 2\gamma) > 0,7 \text{ кэВ}$$

можно получить интервал возможных значений $\Gamma(x^0 \rightarrow 2\gamma)$

$$14 \text{ кэВ} > \Gamma(x^0 \rightarrow 2\gamma) > 4 \text{ кэВ}$$

Далее, Риазуддин и Саркер [28], учитывая успешное применение алгебры токов и РСАС (в предположениях исчезавшей массы пиона и векторной доминантности) к ряду сильных и слабых процессов, воспользовались этой методикой для расчёта радиационных распадов. На основе $\tilde{U}(12)$ или кварковой модели и в предположении векторной доминантности при ненарушенной симметрии ими получены

$$\Gamma(\eta^0 \rightarrow 2\gamma) = 0,93 \pm 0,20 \text{ кэВ} \quad \Gamma(x^0 \rightarrow 2\gamma) = 15,1 \pm 3,3 \text{ кэВ}$$

$$\Gamma(x^0 \rightarrow \rho\gamma) = 0,13 \text{ мэВ}$$

Учёт нарушения симметрии в $P \rightarrow V + \gamma$ приводит к несколько отличающимся значениям: $\Gamma(\eta \rightarrow 2\gamma)$ (expres)

теперь берётся за основу и получается

$$\Gamma(x^0 \rightarrow 2\gamma) = 31,4 \text{ кэВ} \quad \Gamma(x^0 \rightarrow \rho\gamma) = 0,30 \text{ мэВ}$$

Вывод: наиболее разработанные и проверенные на известных ~~данных~~ модели предсказывают ширину $\Gamma(x^0 \rightarrow 2\gamma) \sim 10 \text{ кэВ.}$

7. Примечание.

Некоторые вопросы, связанные с данной проблемой освещены в обзорном докладе Х. Харари [29]. В таблицах Розенфельда (август, 1968) [30] можно найти специальное замечание, посвященное $\sqrt{x^0}(\theta')$ мезону. Имеются также предварительные данные, полученные группой Зикики, о ширине распада $x^0 \rightarrow 2\gamma$ NC

$$\Gamma(x^0 \rightarrow 2\gamma) < (220 \begin{matrix} +140 \\ -120 \end{matrix}) \text{ кэВ,}$$

не позволяющие ответить ни на один из поставленных вопросов (см. п. 6).

Резюме.

Итак, что мы можем узнать, исследовав распад $x^0 \rightarrow \gamma\gamma$?

- (а) Прежде всего, обнаружение такой моды распада полностью закроет возможность и $J^P(x^0) = 1^\pm(\theta)$. Далее, достаточно точное измерение ширины этого распада может прояснить вопрос квадратичны или линейны массовые формулы для бозонов. (в) Если выполнить программу исследований, предложенную Тибором, т.е. независимо измерить ширину распада $x^0 \rightarrow 2\gamma$ и угловое распределение процесса Примакова для x^0 , можно будет сделать окончательный выбор между значениями спина-чётности 0^- и 2^-
- (г) Данные по распаду $x^0 \rightarrow 2\gamma$ позволят отбросить некорректные теоретические модели и усовершенствовать выжившие.

Добавление.

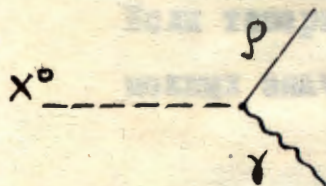
Используя модель векторной доминантности и экспериментальные данные об отришении мод распада x^0

$$\frac{\Gamma(x^0 \rightarrow \rho\gamma)}{\Gamma(x^0 \rightarrow \eta\pi\pi)} = (0,31 \pm 0,15) \quad [31] \quad (8.1)$$

$$\frac{\Gamma(x^0 \rightarrow \eta\pi\pi)}{\Gamma_{\text{total}}} = (0,07 \pm 0,11) \quad [30] \quad (8.2)$$

можно оценить вклад распада $x^0 \rightarrow 2\gamma$ в полную ширину.

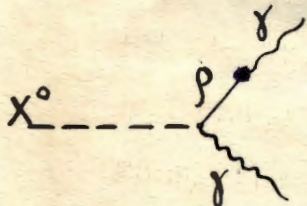
Ширина распада $x \rightarrow \rho\gamma$, вычисляемая по теории возмущений, равняется



$$\Gamma(x^0 \rightarrow \rho\gamma) = \frac{G_{x\rho\gamma}^2}{4\pi} \frac{1}{8} \frac{(m_x^2 - m_\rho^2)^3}{m_x(m_x^2 + m_\rho^2)} \quad (8.3)$$

Далее, обычные соображения векторной доминантности, позволяют связать этот процесс с двухфотонным распадом x^0 .

Приведём результат



$$\Gamma(x^0 \rightarrow 2\gamma) = \frac{G_{x\rho\gamma}^2}{4\pi} g_{\rho\gamma}^2 \frac{m^3}{8} \quad (8.4)$$

Найдем отношение этих мод распада x^0 :

$$C = \frac{\Gamma(x \rightarrow \gamma\gamma)}{\Gamma(x \rightarrow \rho\gamma)} = g_{\rho\gamma}^2 \frac{m_x^4 (m_x^2 + m_\rho^2)}{(m_x^2 - m_\rho^2)^3} \quad (8.5)$$

Подставляя сюда значение параметров

$$g_{\rho\gamma}^2 = (0,55 \pm 0,42)\alpha, \quad m_x = 958 \text{ мэв}, \quad m_\rho = 765 \text{ мэв}$$

получаем

$$C = (0,126 \pm 0,097) \quad (8.6)$$

Теперь, используя (8.1), можем написать соотношение

$$\frac{1}{C} \frac{\Gamma(x \rightarrow \gamma\gamma)}{\Gamma(x \rightarrow \eta\pi\pi)} = \frac{\Gamma(x \rightarrow p\gamma)}{\Gamma(x \rightarrow \eta\pi\pi)} = (0,31 \pm 0,15) \quad (8.7)$$

откуда, получаем

$$\frac{\Gamma(x \rightarrow \gamma\gamma)}{\Gamma(x \rightarrow \pi\pi)} = (0,058 \pm 0,0155) \quad (8.8)$$

Если теперь воспользоваться данными (8.2), то интервал возможных значений искомой величины оказывается равным

$$\frac{\Gamma(x^0 \rightarrow \gamma\gamma)}{\Gamma_{\text{tot}}^0} = (0,045 \pm 0,0085) = (4,5 \pm 0,85)\% \quad (8.9)$$

Report to the Com. on the
И Н Т Е Р А Т Ы П А

1. M. Goldberg a.o. Bull. Am. Phys. Soc. 9, 23 (1964);
 P.R.L., 12, 946 (1964); 13, 249 (1964)
2. G.K. Kalblesh a.o., PRL, 12, 527 (1964);
 13, 749 (1964).
3. P.M. Dauber a.o., PRL, 13, 449 (1964)
4. H.J. Martin a.o., PL, 22, 352 (1966)
5. A. Barbaro-Galbari a.o., communication the 15th
 Int. Conf on High Energy, Bercely (1966)
6. G.M. Trilling a.o. PL, 19, 427 (1965)
 $\sigma[\pi^+ p \rightarrow \pi^{*++} (1238)\pi^0] = (47_{-11}^{+20}) \text{ nev npu } p = 3.65 \frac{\text{ЭВ}}{c}$
7. R.O. Cohn a.o. PL, 21, 347 (1966)
 $\sigma[\pi^+ d \rightarrow (\gamma) \pi^0] = (30_{-11}^{+18}) \text{ nev npu } \gamma = 3.29 \frac{\text{ЭВ}}{c}$
8. Y.P. Duffen a.o. P.L. 26 B 410 (1968)
 $\sigma[\pi^+ p \rightarrow n \pi^0] = (22 \pm 4) \text{ nev npu } p = 1.5 \frac{\text{ЭВ}}{c}$
 $(33 \pm 6) \text{ nev npu } p = 1.52 \frac{\text{ЭВ}}{c}$
9. E. Hyman a.o. . . . Nevis report 155, Columbia Univere
 $\sigma(\pi^+ p \rightarrow n \pi^0) \leq 60 \text{ nev npu } p = 1.5 \frac{\text{ЭВ}}{c} \text{ H.A. (66)}$
10. T.C. Bacon a.o. P.R. 157, 1268 (1968)
 $\sigma(\pi^+ d \rightarrow \pi^0 p p) < 25 \text{ nev npu } p = 1.7 \frac{\text{ЭВ}}{c}$
 $L > 2\pi^+ + 2\pi^- + \pi^0$
11. L. Kirk a.o. Int. Conf. Heidelberg, (1967)
 $\sigma(\pi^+ d \rightarrow \pi^0 p p) < (80 \pm 30) \text{ nev}$ на пороге
12. G.W. London a.o., PL, 143, 1034 (1966)
 report conf. on High Energy

Report to the Conf. on the

13. R.H. Dalitz, High Energy, Berkly, (1966)
14. А.Н.Заславский, В.И.Огневский, В.Тибор.
Письма ЖЭТФ, 6, 604 (1967) и препринт Дубна E2-4064 (1968)
15. А.Н.Заславский, В.Тибор. Препринты Дубна (1968): P2 3758
P2 4035
16. F. Ballou a.o. N.C. 50, 393 (1967)
17. В.Тибор. Диссертация, Дубна, 1968.
18. G.C. Joshi, N.C. 55A, 671 (1968)
19. G. Alexander, H. Lipkin, PRL, 12, 412 (1966)
20. R.H. Dalitz and Sutherland N.C., 37, 1777 (1965)
21. M. Gell-Mann, D. Sharp and W. Wagner, PRL, 8, 261 (1962)
22. F. Guerra a.o. PR, 166, 1587 (1968)
23. G. Veneziani a.o. PL 25 B, 580 (1967)
24. A. Esteve and A. Tienblo, preprint, Madrid (1968)
25. A. Kanusawa and T. Sakuma, preprint,
26. A. Bar, V. Weiskopf, preprint (PL), 1968; Sapporo, (1968).
27. M. Pancherjee, A. Welling, PRL, 20, 945 (1968)
28. Riaruddin and A.Q. Barker, PRL, 20, 1455 (1968)
29. H. Harari, Rapport talk at the 14 Int. Conf. at High Energy
Physics, Vienna, SLAR, PUB - 508, (1968)
30. Review of Part. Properties, UCHL-9030, Aug. 1968.
31. R. Davis a.o. , PL 27 B, 532 (1968) ($K^0 \rightarrow \Lambda^0 \pi^0$)
 $\sigma_{tot} = (20 \pm 4) \text{ mev } \mu\mu \quad 5.5 \frac{\text{ЭВ}}{\mu}$
32. M. Foster a.o. N.Ph. B 2, 174 (68) [$\bar{K}^0 \rightarrow \pi^0 \pi^+ \pi^-$]

33. R. Dalitz, Invited paper presented at the Topical
conference on Mes. Spektroskopie, May (1968) (ed Oxford
D. Bollini a.o., N.G. 27, 404 (1968) Univ.)

34.

35. J.P. Duffey, S Gobbi a.o. "Dalitz plot
analysts for the X^0 decaying into $\gamma\pi^+\pi^-$ "
Lund Int. Conf on Elem. Particles,
June 1969

36. A. Rittenberg preprint 1969
"Properties of the η' meson"

[Handwritten signature]

[Handwritten text]

[Handwritten text]