

СЗ46.6е

F-859

27/III-64.

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P-1750



В.Г. Гришин, Г.И. Копылов

СУЩЕСТВУЮТ ЛИ НОВЫЕ ЛЕГКИЕ
НЕЙТРАЛЬНЫЕ МЕЗОНЫ ?

*Nuovo Cim., 1965, v37, n3,
p. 962-964 +*

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

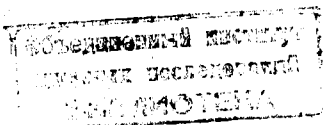
1964

P-1750

В.Г. Гришин, Г.И. Копылов

СУЩЕСТВУЮТ ЛИ НОВЫЕ ЛЕГКИЕ
НЕЙТРАЛЬНЫЕ МЕЗОНЫ ?

Направлено в 'Physics Letters'



2571/2 48

Вопрос о существовании новых легких нейтральных мезонов все еще остается открытым, и время от времени предпринимаются попытки отыскать их (см., например, ^{1,2}). В работах ³⁻⁵ рассматриваются также некоторые теоретические основания для возможного существования новых мезонов. В настоящей работе анализируются свойства таких мезонов (обозначенных условно буквой L) исходя из того, что в экспериментах по поиску L -мезонов имеются значительные "белые пятна". Дело в том, что косвенные методы поиска (по импульсу отдачи, по недостающей массе) не способны обнаружить L -мезоны, если сечения их рождения достаточно малы. Гораздо более выгодны прямые методы - по наблюдению продуктов распада. В предположении, что спин L -мезонов равен 0 или 1, а изоспин $T=0$, мы проанализировали возможные схемы распада L -мезонов в интервале масс до $5m_\pi$ и убедились, что их распады большей частью являются электромагнитными. Если масса L -мезона достаточно мала, они могут распадаться только на 3 или 4 фотона, при более высоких массах может для некоторых квантовых чисел преобладать распад по схеме $\pi\gamma\gamma$ (рис. 2). В обоих случаях наблюдение L -мезона требует регистрации γ -квантов, что до настоящего времени в опытах не производилось. Более того, мезоны, распадающиеся только на γ -кванты, оказываются долгоживущими (§1) и распадаются вдали от места своего рождения. Их легко не заметить, если искать лишь γ -кванты, вылетающие прямо из звезды, как это обычно делают.

Дальнейший анализ показывает, что если долгоживущие L -мезоны действительно существуют, то их взаимодействие с нуклонами должно быть по крайней мере на порядок слабее, чем у π -мезонов. В противном случае уже известные в настоящее время мезоны могли бы распадаться на L -мезоны, и этот распад был бы давно замечен (§3).

§ 1. Чисто радиационные распады L -мезонов

Уже распады π^0 и η^0 на 2γ приводят к временам жизни τ^0 и τ^0 порядка 10^{-18} - 10^{-17} сек, т.е. на много порядков выше времен жизни, связанных только с сильными распадами. Естественно ожидать, что если существует частица, способная распадаться только на 3 или 4 фотона, то вероятность такого распада окажется крайне низкой, что привело бы к огромным временам жизни. Пусть масса этой предполагаемой частицы L меньше массы пиона ($m \leq m_\pi$). Если ее

квантовые числа J^{PC} (J - спин, P - четность, C - зарядовая четность) суть 0^{+-} или 1^{+-} , то наимвероятнейшим типом ее распада будет распад на три фотона; если 1^{++} , то на четыре; если 1^{--} , то более вероятен распад на e^+e^- . Заметим, что Гольдберг и Ландовиц^{1/4} неправы, утверждая, что распад частицы 0^{+-} на 3γ невозможен (см. таблицу 1). Далее, если $m_\pi \leq m \leq 2m_\pi$, то для частицы (1^{+-}) становится более вероятным распад на $\pi^0\gamma\gamma$ (зависимость времени жизни мезона (1^{+-}) от его массы приведена на рис. 1), для частицы (1^{--}) на $\pi^0\gamma$, но частица с квантовыми числами (0^{+-}) по-прежнему может распадаться только на 3γ . Слабые распады всех этих частиц в случае отсутствия нейтральных токов запрещены.

Мы оценили вероятности распадов на $n\gamma$ ($n=3,4$), пользуясь простейшим видом локального эффективного матричного элемента распада. Результаты расчета сведены в табл. 1. Во втором столбце ее указано число вторичных фотонов, в третьем столбце - до какого значения массы мезона распад его на $n\gamma$ является единственно возможным. В четвертом столбце M приведен простейший вид матричного элемента распада, нуждающийся еще в симметризации по всем перестановкам номеров фотонов. Здесь $F_{\alpha\beta}^{(i)}$ и $\bar{F}_{\alpha\beta}^{(i)}$ обозначают соответственно волновые функции i -го фотона с четностями $+1$ и -1 , P_i - импульс i -го фотона, \mathcal{L} - нормировочный фактор размерности m^{-1} . В пятом столбце приведена величина интеграла

$$\sigma = \frac{1}{(2\pi)^{2n-4}} \frac{1}{137^n} \cdot \frac{1}{n!(2J+1)} \cdot \frac{1}{2m} \int \prod_{i=1}^n \frac{dP_i}{2\omega_i} \delta^4(\sum P_i - P) |\mathcal{M}|^2, \quad (1)$$

а в шестом - время жизни L -мезона, распадающегося только по такому каналу. Высокие степени импульсов, входящие в простейший матричный элемент, приводят к тому, что вероятность распада сильно зависит от выбора нормировочного фактора \mathcal{L} .

Всюду, оценивая время жизни, мы полагали $\mathcal{L} = m^{-1} = m_\pi^{-1}$. Изменения в нормировке могут сильно сместить полученные оценки, но даже при $\mathcal{L} = 2m_\pi^{-1}$ вероятность, возрастая на 2-3 порядка, остается все же довольно низкой, а L -мезоны по-прежнему можно считать долгоживущими.

Понятие простейшего матричного элемента довольно бессмысленно в нашем случае, и поэтому мы рассчитали вероятность распада 0^{+-} , пользуясь также матричным элементом с более высокими степенями импульсов (3-я строка таблицы), и убедились, что это не сильно меняет вероятность распада. Это обстоятельство позволило

^{x/} Частица с квантовыми числами 0^{+-} распадается на 2 фотона, и мы ее в этом параграфе не рассматриваем.

при расчете распада частицы 1^{+-} (4-я строка) воспользоваться не самым простым матричным элементом, но таким, который отличается зато простотой выкладок.

Из таблицы следует, что мезоны с массой m , меньшей чем $m_{x\gamma}$, и указанными квантовыми числами могли бы жить очень долго и значительно удалиться от места своего рождения прежде чем распасться на фотоны. Некоторые технические детали расчетов см. в Приложении.

§ 2. Распады L -мезонов на $n\gamma$

Если бы масса L -мезонов была больше $(1+2)m_\pi$, они бы распадались на $n\gamma$ охотней, чем на π -мезоны. Даже не будучи долгоживущими, они все равно ускользали бы от глаз экспериментатора, если он лишен возможности измерять энергию γ -кванта. Проанализируем ситуацию подробнее (результаты этого анализа представлены на рис. 2).

Пусть у L -мезона масса $m \geq 2m_\pi$, например, $2m_\pi \leq m \leq 3m_\pi$. Тогда мезон $L(0^{+-})$ перестал бы быть долгоживущим, происходил бы распад на $\pi^+\pi^-\gamma$ и $\pi^0\pi^0\gamma$, а сильный распад на 2π был бы запрещен требованием сохранения C -четности. Точно такими же свойствами обладали бы и (1^{+-})-мезоны. Поэтому наблюдать такие мезоны можно, только исследуя комбинации $\pi^+\pi^-\gamma$.

Мезонам 1^{--} разрешен электромагнитный распад второго порядка на 2π , но не исключено, что распады первого порядка на $\pi^0\gamma$, $\pi^+\pi^-\gamma$, $\pi^0\pi^0\gamma$ или распад на e^+e^- окажутся более вероятными. У мезона 0^{+-} распад на $\pi^+\pi^-\gamma$ может соперничать с распадом на 2γ .

Итак, в этом интервале масс $(2-3)m_\pi$ - все наборы квантовых чисел мезонов, кроме 0^{++} , вынуждали бы мезоны распадаться так, чтобы один из продуктов распада был γ -квантом^{x/}.

При дальнейшем расширении интервала масс гипотетических мезонов L до $4m_\pi$ часть наборов квантовых чисел уже разрешает сильные распады. Однако распад мезонов с $J^{PC} = 0^{+-}, 0^{-+}, 1^{+-}$ по-прежнему должен идти через канал $n\gamma$. При этом распад 0^{+-} на 2 и 3 π -мезона запрещен и по сильному и по электромагнитному взаимодействию. Распады 1^{+-} , 0^{-+} на $n\gamma$ соперничали бы с электромагнитными распадами второго порядка на 3π , $\pi^0\gamma\gamma$ и т.п.

^{x/} $L(0^{++})$ распадается по сильному взаимодействию на два π -мезона.

Таблица

J^{PC}	n	m_{π}	J	σ	τ при $\rho^{-1} = m = m_{\pi}$
0^{-+}	3	$2m_{\pi}$	$(p_1 p_2) F_{\alpha\beta}^{(1)} F_{\gamma\alpha}^{(2)} F_{\gamma\alpha}^{(3)} \rho^6 + \text{СНММ.}$	$4,8 \cdot 10^{-15} m^{11} \rho^{10}$	$1 \cdot 10^{-9}$ сек
0^{+-}	3	$2m_{\pi}$	$(p_1 p_2) p_1 p_2 \gamma F_{\mu\nu} F_{\mu\nu} \rho^7 + \text{СНММ.}$	$1,04 \cdot 10^{-16} m^{10} \rho^{14}$	$4,5 \cdot 10^{-8}$ сек
0^{+-} $0^{(-)}$	3	$2m_{\pi}$	$(p_1 p_2)^2 (p_1 p_2) F_{\alpha\beta}^{(1)} F_{\beta\gamma}^{(2)} F_{\gamma\alpha}^{(3)} \rho^9 + \text{СНММ.}$	$4,7 \cdot 10^{-19} m^{10} \rho^{18}$	$1 \cdot 10^{-5}$ сек
1^{+-}	3	m_{π}	$\vec{p}_1 (p_1 p_2) F_{\alpha\beta}^{(1)} F_{\beta\gamma}^{(2)} \rho^6 + \text{СНММ.}$	$4,15 \cdot 10^{-16} m^{10} \rho^{12}$	$1,13 \cdot 10^{-8}$ сек
1^{++}	4	m_{π}	$\vec{p}_1 F_{\alpha\beta}^{(1)} F_{\beta\alpha}^{(2)} F_{\gamma\delta}^{(3)} F_{\delta\gamma}^{(4)} \rho^6 + \text{СНММ.}$	$3,82 \cdot 10^{-24} m^{10} \rho^{12}$	$1,23$ сек

И, наконец, в интервале масс ($4m_{\pi}$, $5m_{\pi}$) только мезон с квантовыми числами 0^{+-} , как и при меньших массах, распадался бы в основном через канал $\pi\pi\gamma$. Остальные квантовые числа разрешали бы и сильные распады на π -мезоны.

На рис. 2 мы отметили для восьми комбинаций чисел J , P , C схемы распада L -мезонов, идущие преимущественно по каналам $\pi\pi\gamma$, 3γ , 4γ (и по некоторым другим). Из таблицы хорошо видно, как велика еще не исследованная экспериментально область возможных резонансов.

Не потому ли среди известных резонансов отсутствуют частицы с квантовыми числами $J^{PC} = 1^{+-}$ и массами меньше $(4-5)m_{\pi}$, что, судя по таблице, их фактически и не искали?

§ 3. Анализ имеющихся экспериментальных данных

До сих пор мы интересовались только распадными свойствами гипотетических L -мезонов. Однако, если L -мезоны достаточно легки, то они могли бы сами оказаться среди продуктов распада уже известных частиц π^0 , η^0 , ω^0 , K^+ . Если бы к тому же сила взаимодействия L с этими частицами была бы сравнима с обычным сильным взаимодействием, то L -мезоны либо уже были бы замечены, либо их существование сказалось бы косвенно - на времени жизни этих известных частиц. Проанализируем с этой точки зрения существующие экспериментальные данные.

1. Большое время жизни π^0 -мезона ($\tau \sim 10^{-16}$ сек) означает, что отсутствует более быстрый электромагнитный распад (первого порядка по α)

$$\pi^0 \rightarrow L + \gamma \quad (2)$$

Однако, если квантовые числа L -мезона $J^{PC} = 1^{+-}$, этот распад должен был бы происходить. Значит, нейтральный мезон с квантовыми числами (1^{+-}) , более легкий, чем π^0 -мезон, не существует. Наличие же мезонов с другими квантовыми числами: (0^{+-}) , (1^{++}) или же мезонов (1^{+-}) с $m > m_{\pi^0}$ не мешает существованию π^0 -мезона (в частности, возможность распадов типа $\pi^0 \rightarrow L + L$ можно не учитывать из-за несохранения в них G -четности).

2. Сравнительно долгая жизнь ($\sim 10^{-17} - 10^{-18}$ сек) η -мезона ($T=0, J^{PC} = 0^{-+}$) объясняется тем, что он распадается только электромагнитно. Более быстрыми могли бы быть сильные распады типа

$$\eta \rightarrow L + L, \quad (3)$$

$$\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- L. \quad (4)$$

Первый из них должен был бы наблюдаться, если бы квантовые числа L были бы 1^{+-} или 1^{++} (эффективный матричный элемент распада $\epsilon_{\mu\nu\lambda\sigma} p_\mu^{(1)} p_\nu^{(2)} p_\lambda^{(3)} p_\sigma^{(4)}$, где $\epsilon^{(i)}$ и $p^{(i)}$ - поляризация и импульс частицы i), второй - при квантовых числах 1^{++} (матричный элемент $p_\mu^{(L)} p_\nu^{(L)}$ при 1^{++} и $\epsilon_{\mu\nu\lambda\sigma} p_\mu^{(+)} p_\nu^{(-)} p_\lambda^{(L)} p_\sigma^{(L)}$ при 1^{+-}). Так как такие более быстрые распады не наблюдались, то не могут существовать L -мезоны с квантовыми числами 1^{+-} , 1^{++} и массой, меньшей чем $\frac{1}{2}m_\eta \approx 2m_\pi$. Однако рождение в распадах (3), (4) L -мезона с квантовыми числами 0^{+-} по-прежнему невозможно. Возможность сильного распада $\eta \rightarrow \pi L$ и $\eta \rightarrow \pi LL$ мы не рассматриваем из-за несохранения в нем изоспина, возможность распада $\eta \rightarrow LLL$ - из-за несохранения C -четности, а возможность электромагнитных распадов - из-за существования распада $\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$.

3. Существует еще ω -мезон ($T=0$, $J^{PC} = 1^{--}$), нейтральные распады которого составляют около 10% от распадов $\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ и имеют электромагнитный характер. Не может ли наличие L -мезонов существенно повысить вероятность нейтральных распадов ω -мезона?

Но ведь сильные распады $\omega \rightarrow LL$ запрещены из-за несовпадения C -четностей до и после распада, распады $\omega \rightarrow \pi L$ - несовпадением G -четностей; с распадом $\omega \rightarrow 3\pi$ сравнимы только распады

$$\omega \rightarrow \pi^0 \pi^0 L, \quad (5)$$

$$\omega \rightarrow LLL. \quad (6)$$

Пусть квантовые числа L были бы (0^{+-}) . Распад (5) тогда происходил бы с матричным элементом

$$p^{(L)} \text{ при } L(0^{+-}), \quad (7)$$

$$\epsilon_{\mu\nu\lambda\sigma} p_\nu^{(1)} p_\lambda^{(2)} p_\sigma^{(L)} (\omega^{(1)} - \omega^{(2)})_m \omega \text{ при } L(0^{+-}) \quad (8)$$

а распад (6) - с матричным элементом, в который импульсы L входили бы в еще более высоких степенях. Однако уже распад с матричным элементом (8) менее вероятен, чем распад $\omega \rightarrow 3\pi$ из-за лишнего по сравнению с $\omega \rightarrow 3\pi$ запрета ($\pi_1 = \omega^{(2)}$).

Таким образом, "опасным" для существования (0^{+-}) -мезона является только распад (5) с матричным элементом (7).

Отсутствие в эксперименте распадов (5) точно так же запрещает и существование частицы $L(1^{+-})$, однако, уже распады с участием частицы $L(1^{+-})$ были бы не заметны на фоне распадов $\omega \rightarrow 3\pi$, а частица $L(1^{+-})$ в распадах (5) и (6) появляться не может - мешает несовпадение C -четностей до и после распада. Итак, существование L -мезонов с квантовыми числами 1^{+-} , 1^{++} и массой $< 2m_\pi$, 1^{+-} и 0^{+-} с $m < 0,5$ ГэВ несовместимо с большими временами жизни π^0 , η^0 , ω^0 -мезонов - если только предполагать, что сила взаимодействия L с N сравнима с силой πN - взаимодействия. Однако частицы 0^{+-} с $m < 0,5$ ГэВ, 1^{+-} с $0,28 < m < 0,5$ ГэВ все еще выдерживают проверку этим критерием. Здесь, однако, полезно вспомнить, что K^+ -мезон живет долго по сравнению с K^0 -мезоном из-за сильного запрета распада на $\pi^+ \pi^0$ ($\Delta T = 3/2$). Распад на $\pi^+ L$ ($\Delta T = 1/2$), где спин L , как и у π , равен 0, шел бы тогда очень быстро. Значит, большое время жизни K^+ препятствует существованию частицы 0^{+-} с $m < 0,35$ ГэВ.

Кроме того, исследование реакции



показало [6,7], что не существует новых мезонов в интервале $0,1 < m < 0,15$ ГэВ, сечение рождения которых превышает несколько процентов от сечения рождения π -мезонов в той же реакции (9) при условии несохранения изоспина.

Весь проведенный в этом параграфе анализ (запрещающий легкие L -мезоны) не имеет силы, если взаимодействие L с нуклонами значительно слабее πN - взаимодействия. В этом случае из времен жизни и свойств π^- , η^- , ω^- , K^- -мезонов никаких ограничений на квантовые числа L -мезонов не проистекает, останутся лишь ограничения на массу m , приведенные на рис. 2.

З а к л ю ч е н и е

Проведенный анализ, как нам кажется, свидетельствует о необходимости поисков резонансов в системах $\gamma\gamma\gamma$ и $\pi\pi\gamma$ либо путем прямого их наблюдения, либо по спектру недостающих масс, либо по наблюдению их взаимодействия с нуклонами. Предпочтительней всего первый метод - в отличие от остальных он мало зависит от силы взаимодействия L -мезонов с нуклонами. При этом необходимы эксперимен-

ты типа исследования нейтральных распадов K_S^0 - мезонов с регистрацией γ -квантов и их энергий (в пузырьковых камерах с тяжелым заполнением или в искровых камерах).

В поисках L - мезонов по спектру недостающих масс (например, в водородных камерах) требуется существенное повышение точности эксперимента и подбор области энергий, в которой рождение L - мезонов может быть наиболее интенсивным.

Наконец, в третьем случае стоит, выделив определенные каналы реакции, скажем, $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ + p + \dots$, искать в камере больших размеров нейтральные звезды, которые можно связать с этими каналами.

Исследование распадов $L \rightarrow \pi\pi\gamma$ особенно успешно можно провести в пропановых и фреоновых камерах больших размеров, где π - мезоны и γ - кванты одинаково хорошо измеряются.

В заключение мы хотим поблагодарить А.М. Балдина, В.Л. Любошица, В.И. Огиенского, Э.О. Оконова, М.И. Подгорского за ценные обсуждения этого вопроса.

Приложение

После возвышения в квадрат и усреднения по поляризациям величина $|\mathcal{M}|^2$ всегда оказывается функцией чисел 12, 23, 31 - скалярных произведений 4-импульсов P_1, P_2, P_3, P_4 фотонов (в случае спина 0) и еще скалярных произведений $(0i) = P_0 P_i$ ($i=1,2,3$; 0 - индекс частицы L) в случае спина $J > 0$. Приведем величины $|\mathcal{M}|^2$

$$0^{--} : |\mathcal{M}|^2 = -8 \cdot (12)(23)(31) [(12-23)^2 + (23-31)^2 + (31-12)^2].$$

$$0^{+-} : |\mathcal{M}|^2 = -8 \cdot (12)(23)(31) [(12)^2 (13-23)^2 + (23)^2 (21-31)^2 + (31)^2 (32-12)^2].$$

$$0^{+-} : |\mathcal{M}|^2 = -8 \cdot (12)(23)(31) \cdot (12-23)^2 (23-31)^2 (31-12)^2$$

$$1^{+-} : |\mathcal{M}|^2 = -8 \cdot (12)(23)(31) \left[\frac{(01)^2}{m^2} (12-31)^2 + 2(12 + \frac{(01)(02)}{m^2}) (12-31)(23-12) + \right.$$

+ две перестановки $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3 \rightarrow 1$

$$1^{++} : |\mathcal{M}|^2 = 128 \cdot [(p_1 + p_2)^2 \cdot (12)^2 (34)^2 + (p_2 + p_3)^2 \cdot (23)^2 (14)^2 + (p_3 + p_1)^2 \cdot (13)^2 (24)^2].$$

При дальнейших расчетах оказываются полезными следующие формулы

$$\int \prod_i \frac{d^3 p_i}{2\omega_i} (12)^{\alpha_2} (23)^{\alpha_1} (31)^{\alpha_2} \delta^4(\sum_i p_i - P) = \frac{\pi^2}{2} \left(\frac{m}{2}\right)^{\sum_i \alpha_i + 1} \frac{\sum_i \alpha_i! \alpha_i!}{(\alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3 + 2)!} (-)^{\sum_i \alpha_i}$$

$$\int \prod_i \frac{d^3 p_i}{2\omega_i} (12)^{\alpha_2} (23)^{\alpha_1} (31)^{\alpha_2} (01)^{\beta_1} (02)^{\beta_2} (03)^{\beta_3} \delta^4(\sum_i p_i - P) = \frac{\pi^2}{2} \left(\frac{m}{2}\right)^{\sum_i \alpha_i + \sum_i \beta_i + 1} \int \int \int_{u,v,w>0} du dv dw \cdot u^{\alpha_1} (1-u)^{\beta_1} v^{\alpha_2} (1-v)^{\beta_2} w^{\alpha_3} (1-w)^{\beta_3} ; u+v+w \leq 1$$

$$\int \prod_i \frac{d^3 p_i}{2\omega_i} \delta^4(\sum_i p_i - P) (p_1 + p_2)^2 (p_1 p_2)^2 (p_3 p_4)^2 = \frac{\pi^3}{4^2 m^0} \int dm_{12} \int dm_{34} \cdot m_{12}^5 m_{34}^5 \times (p_1 + p_2)^2 = \frac{\pi^3}{4^2} m \cdot \frac{6}{(7!)^2}$$

где m_{ij} - эффективная масса частиц i и j .

Распад частицы 1^{++} на $\pi^0 \gamma \gamma$ описывается матричным элементом

$$\mathcal{M} = \frac{1}{P} F_{\alpha\beta}^{(1)} F_{\alpha\beta}^{(2)} \quad c, |\mathcal{M}|^2 = 128 (P^{(m)})^2 (P^{(Y)})^2 (P^{(Y)})^2 =$$

$$= 32 (\omega_\pi^2 - m_\pi^2) (m^2 + m_\pi^2 - 2m\omega_\pi) \quad \text{Интеграл по фазовому}$$

пространству равен

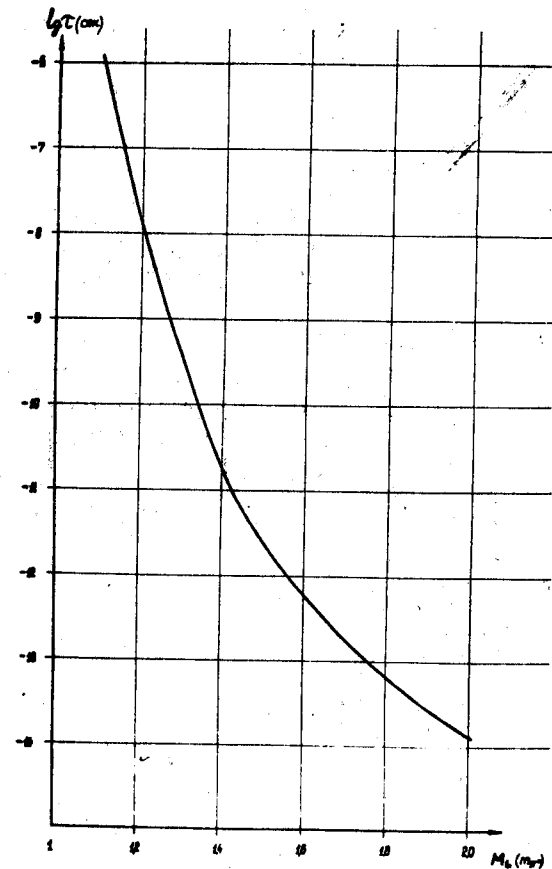
$$\int \prod_i \frac{d^3 p_i}{2\omega_i} \delta^4(\sum_i p_i - P) |\mathcal{M}|^2 = 128 \pi^2 m^2 m_\pi^6 \int_0^{\ln \frac{m}{m_\pi}} d\phi \cdot \text{sh}^4 \phi (\text{ch} \beta - \text{ch} \phi)^2 = -128 \pi^2 m^2 m_\pi^6 \left[\frac{1}{1920} (\text{sh} 6\beta - 2\text{sh} 4\beta - 375 \text{sh} 2\beta) + \frac{1}{16} \beta (3 \text{ch} 2\beta + 4) \right],$$

где $\beta = \ln \frac{m}{m_\pi}$
При $m \sim m_\pi$ выражение в квадратных скобках приближенно равно $\frac{31}{9!!} (1 - \frac{m_\pi}{m})^9$.

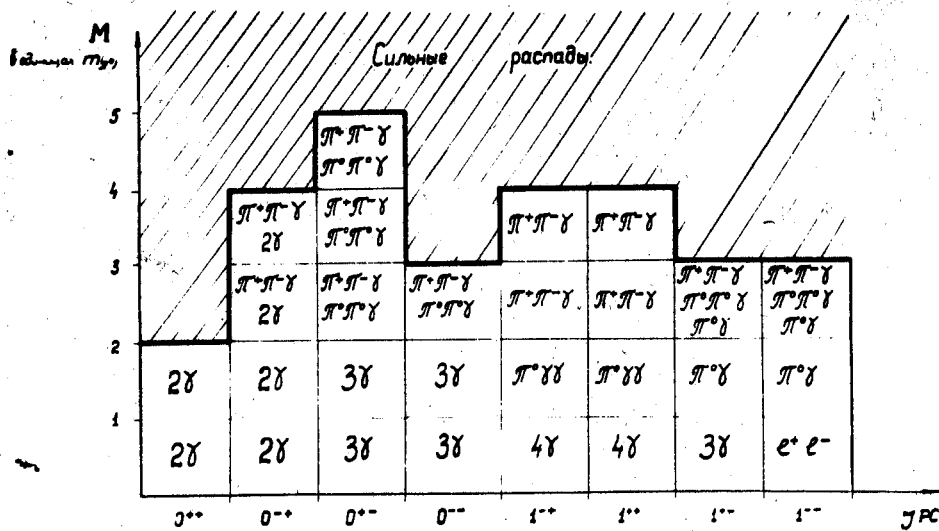
Л и т е р а т у р а

1. В.И. Петрухин, Ю.Д. Прокошкин. Препринт ОИЯИ, Р-1587 (1984).
2. D.T.King, Bull. of Amer. Phys. Soc., Ser. II, v.8, N7, 560 (1963).
3. A.M.Baldin, Nuovo Cim., 8, 569 (1958).
А.М. Балдин, А.А. Комар. ДАН СССР, 148, 574, 1982.
4. I.Goldberg, L.F. Landovitz, Nuovo Cim., 21, 869 (1961).
5. D.Leiter, Nuovo Cim., 30, 1245 (1963).
6. Ю.К. Акимов, О.В. Савченко, Л.М. Сороко. Препринт ОИЯИ, Р-716 (1981);
ЖЭТФ, 41, 708 (1981).
7. I.A.Polder, M.Pripstein, Phys. Rev, 130, 1171 (1963).

Рукопись поступила в издательский отдел
11 июля 1984 г.



Р и с. 1. Зависимость времени жизни $L(1^{++})$, распадающегося на $\pi^0 \gamma \gamma$, от его массы.
 M_L - масса L - мезона в единицах m_{π^0} .



Р и с. 2. Основные каналы распадов L -мезонов.
 M -масса L -мезона в единицах m_{π^0} .