

С 346.55

М-215

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

20/11/65 ✓

2234



Э.И. Мальцев

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ  
ТРЕХЧАСТИЧНЫХ ЛЕПТОННЫХ РАСПАДОВ  
ЗАРЯЖЕННЫХ К-МЕЗОНОВ

Обзор

**ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ**

**1965**

Э.И. Мальцев

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ  
ТРЕХЧАСТИЧНЫХ ЛЕПТОННЫХ РАСПАДОВ  
ЗАРЯЖЕННЫХ К-МЕЗОНОВ

Обзор

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

3476/1 чр.

Прошедшая летом прошлого года в Дубне конференция по физике высоких энергий подвела итог очередного этапа исследования свойств трехчастичных лептонных распадов заряженных  $K^-$ -мезонов. Теперь уже можно говорить о том, что успешно закончился первый период выяснения основных характеристик, таких, например, как вариант взаимодействия, ответственный за эти распады, и началось детальное количественное изучение процессов

$$K^+ \rightarrow \ell^+ \pi^0 \nu$$

В связи с этим интересно проследить путь развития наших знаний о распадах  $K^+$ -мезонов, подвести итог проделанной работы и обсудить новые проблемы, на которые обращено в настоящее время внимание физиков.

К осени 1964 года суммарная статистика всех лабораторий мира составила уже почти  $3 \cdot 10^5$  случаев  $x/$ . Это позволило надежно установить доминирующий в распадах вариант взаимодействия, оценить величину отношения частот  $\Gamma(K_{\mu 3}^+)/\Gamma(K_{e 3}^+)$ -распадов, имеющую фундаментальное значение для понимания распадных свойств  $K^-$ -мезонов, и величину  $\xi = f_- / f_+$  -отношение формфакторов, -также являющуюся важной характеристикой  $K_{e 3}^-$ -распадов.

Набранный статистический материал дал возможность вплотную подойти к количественному решению таких вопросов, как энергетическая зависимость формфакторов, проблемы  $\mu$ -e-универсальности и нелокальности. По-видимому, часть из этих тем будет рассмотрена в самое ближайшее время.

### 1. Основные характеристики распадов $K^+ \rightarrow \ell^+ \pi^0 \nu$

Прежде чем перейти к рассмотрению экспериментальных данных о трехчастичных лептонных распадах заряженных  $K^-$ -мезонов, мы выпишем здесь несколько основных формул и поясним терминологию. В самом общем случае матричный элемент распада  $K^+ \rightarrow \ell^+ \pi^0 \nu$  имеет вид  $/1/$ :

$x/$  Речь идет о  $K_{\ell 3}^+$ , анализированных лишь частично.

$$M = \delta^4 (P_K - P_\pi - P_\ell - P_\nu) \sum_i \bar{u}_\nu O_i u_\ell A^i, \quad (1)$$

где  $P_K$ ,  $P_\pi$ ,  $P_\ell$  и  $P_\nu$  — 4-импульсы каона, пиона, лептона и нейтрино соответственно, а  $O_i$  и  $A^i$  в зависимости от вида взаимодействия имеют следующую форму:

$$\begin{aligned} S: & O_i = I, & A^i & \sim f_n; \\ V: & O_i = \gamma_\alpha, & A^i & \sim [f_+(P_K + P_\pi) + f_-(P_K - P_\pi)] a; \\ T: & O_i = \sigma_{\alpha\beta}, & A^i & \sim f_T P_K^\alpha P_\pi^\beta. \end{aligned}$$

Здесь  $f_n$ ,  $f_+$ ,  $f_-$  и  $f_T$  — формфакторы, зависящие от энергии  $\pi^0$ -мезона.

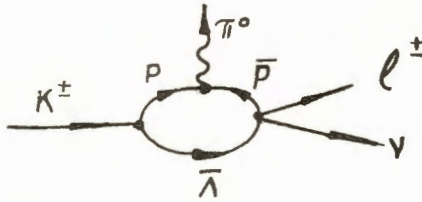
Если подсчитать полную вероятность  $K_{\mu 3}^+$ -распада, то она будет зависеть, вообще говоря, от всех этих формфакторов и их комбинаций. Однако, поскольку нас в дальнейшем будет интересовать  $V$ -вариант взаимодействия, то мы рассмотрим все формулы для  $V$ -типа связей. Выпишем сейчас отношение частот распада  $\Gamma(K_{\mu 3}^+)/\Gamma(K_{\mu 3}^+)$ . Это отношение полностью описывается параметром  $\xi = f_-/f_+$  (в предположении постоянства формфакторов).

$$R = \frac{\Gamma(K_{\mu 3}^+)}{\Gamma(K_{\mu 3}^+)} = 0,651 + 0,126 \xi + 0,0189 \xi^2 + \dots \quad (2)$$

Легко видеть, что это уравнение имеет два решения, соответствующих определенной величине  $\xi$ . Но, кроме отношения частот распада, параметр  $\xi$  характеризует также ряд энергетических и угловых распределений и поляризацию  $\mu^+$ -мезона из  $K_{\mu 3}^+$ . Для иллюстрации приведем здесь одно из таких распределений — энергетический спектр  $\mu^+$ -мезонов из  $K_{\mu 3}^+$ -распада в покое:

$$dT/dE_\mu \sim f_1(E_\mu) \xi^2 + f_2(E_\mu) \xi + f_3(E_\mu), \quad (3)$$

где  $f_i(E_\mu)$  — некоторые функции от энергии  $\mu$ -мезона. Здесь уже форма спектра определяет одно значение параметра  $\xi$ . Следующей важной характеристикой  $K_{\mu 3}^+$ -распадов является энергетическая структура самих формфакторов. Наличие формфакторов связано с виртуальными сильными взаимодействиями, например, такого вида:



Виртуальные барьоны в этой диаграмме имеют существенно большие массы, чем даже максимально возможная энергия  $\pi^0$ -мезона. Поэтому можно думать, что формфакторы будут зависеть от энергии  $\pi^0$ -мезона достаточно слабо. Напишем  $f_+$  и  $f_-$  в следующем виде:

$$f_+ = A_+ \left( 1 + \lambda_+ \frac{q^2}{m_\pi^2} \right), \quad (4)$$

$$f_- = A_- \left( 1 + \lambda_- \frac{q^2}{m_\pi^2} \right);$$

здесь  $\lambda_+$  и  $\lambda_-$  — постоянные множители, меньшие единицы,  $q^2 = m_K^2 + m_\pi^2 - 2m_K E_\pi$  и  $A_+$  — константы. С таким видом формфакторов связано несколько проблем. Это, во-первых, степень энергетической зависимости, т.е. величина коэффициентов  $\lambda$ , во-вторых, требование  $\mu$ -е — универсальности ( $A_{+K\mu\pi} = A_{+K\pi}$ ); а также величина отношения  $A_-/A_+$  в  $K^+_{\mu\pi}$  — распаде (напомним, что из требований ненарушенной  $SU_3$ -симметрии должно быть  $A_-/A_+ = 0$ ). Еще один круг вопросов, относящихся к  $K^+_{\ell_3}$  — распадам, касается возможности определения степени нелокальности рождения лептонов. Отказ от локальности приводит к тому, что формфакторы могут зависеть не только от суммарного 4-импульса, переданного лептонам, но и от каждого из 4-импульсов  $P_{\ell_1}$  и  $P_{\ell_2}$ . Таким образом, вместо одной характерной величины  $q^2 = (P_K - P_\pi)^2 = (P_{\ell_1} + P_{\ell_2})^2$  мы обязаны ввести два параметра, например:

$$q^2 = (P_K - P_\pi)^2,$$

$$q'^2 = (P_K - P_{\ell_1})^2.$$

Поскольку теперь есть три независимых 4-импульса, то естественно было бы ожидать появления в матричном элементе трех формфакторов вместо двух для локальной векторной связи. Но, как можно показать <sup>/3/</sup>, вклад от третьего, нового вектора можно включить в два прежних —  $f_+(P_K + P_\pi)_\alpha + f_-(P_K - P_\pi)_\alpha$ . В результате матричный элемент не изменяется, а лишь появляется дополнительная зависимость формфакторов от члена, описывающего нелокальность процесса. Для случая чистой векторной связи формфактор примет следующий вид:

$$f_{+} = A_{+} \left( 1 + \lambda_{+} + \frac{q_{+}^2}{m_{\pi}^2} + \mu_{+} + \frac{q_{+}'^2}{m_{\pi}^2} \right). \quad (5)$$

Фактор  $\mu$  характеризует степень нелокальности, для локального образования лептонов  $\mu = 0$ . И, наконец, последнее, на чем необходимо остановиться, — это основные выражения для поляризации  $\mu^{+}$ -мезона из  $K_{\mu 3}^{+}$ -распада, которая включает в себя в качестве параметра величину  $\xi$ .

При отсутствии какой-либо деполаризации асимметрия в угловом распределении электронов от распада  $\mu$ -мезона будет иметь вид

$$1 + (a P_{\mu} \cos \theta_{\mu} B) \cos \theta_e B, \quad (6)$$

где  $a$  — параметр асимметрии  $\mu$ -е-распада,  $P_{\mu}$  — величина продольной поляризации  $\mu$ -мезона и  $\theta_{\mu} B$  и  $\theta_e B$  — наблюдаемые углы между мюнным и электронным треками и вектором магнитного поля в точке распада  $\mu$ -мезона.

Итак, если  $\mu^{+}$ -мезон из  $K_{\mu 3}^{+}$ -распада останавливается в детекторе, его компонента спина вдоль магнитного поля сохраняется и асимметрия электронов распада около этого направления характеризует степень поляризации мюона.

С другой стороны, мы можем непосредственно выразить величину поляризации через энергию мюона и отношение формфакторов в виде <sup>/4/</sup>

$$P_{\mu}(E_{\mu}) = f_0(E_{\mu}) \frac{1 + f_1(E_{\mu})\xi + f_2(E_{\mu})\xi^2}{1 + f_3(E_{\mu})\xi + f_4(E_{\mu})\xi^2}. \quad (7)$$

Таким образом, мы вновь имеем зависимость

$$P_{\mu} = f(E_{\mu}, \xi)$$

и можем найти отсюда параметр  $\xi$ , зная величину и поведение  $P_{\mu}$ .

Итак, теперь у нас есть минимальный аппарат, описывающий трехчастичные лептонные распады заряженных  $K$ -мезонов, и мы можем приступить к анализу имеющихся экспериментальных данных.

## 2. Анализ экспериментальных данных

За последний год произошли достаточно большие изменения как в смысле накопления экспериментального материала, так и в количественных оценках некоторых величин.



Мы не будем обсуждать здесь вопрос о типе связи, поскольку уже ко времени предыдущего обзора<sup>/5/</sup> достаточно надежно было установлено преобладание в  $K_{\ell_3}$ -распадах векторного варианта взаимодействия. Отметим лишь, что все без исключения новые данные подтверждают полученные ранее результаты.

а) Оценка величины отношения формфакторов  $\xi = f_- / f_+$

Все эксперименты по определению величины  $\xi$  можно разбить на четыре группы: оценка  $\xi$  из отношения частот  $\Gamma(K_{\mu 3}) / \Gamma(K_{e 3})$ , информация из энергетических спектров  $\mu^-$  и  $\pi^0$ -мезонов, корреляционные соотношения различного рода, являющиеся функцией  $\xi$ , и эксперименты по измерению поляризации  $\mu$  из  $K_{\mu 3}$ -распада, которая также зависит от величины  $\xi$ .

Наименее точными из этих методических возможностей являются оценки  $\xi$  по форме энергетических спектров, поскольку кривые для различных  $\xi$  слабо отличаются друг от друга. Хорошо различаются кривые для разных  $\xi$  для поляризационных соотношений, но значительные трудности, а в связи с этим и ошибки появляются при определении величины поляризации из-за деполаризационных свойств сред.

В последнее время все в большем числе работ начинают использоваться различного вида корреляционные соотношения, в некоторых из которых<sup>/6/</sup> используются новые выражения<sup>/7/</sup>, позволяющие проводить достаточно хорошее разделение кривых для различных  $\xi$ . Интересно сравнить данные, суммированные в прошлогоднем обзоре о  $K_{\ell_3}^+$ -распадах<sup>/5/</sup>, с полученными за последний год. В таблице 1 приведены полученные значения  $\xi$  и метод, который использовался для оценки.

Т а б л и ц а 1

Н а ч а л о 1964 г.			Н а ч а л о 1965 г.		
Авторы	Метод	$\xi$	Авторы	Метод	$\xi$
I.M.Dobbs et al. <sup>/8/</sup>	$\mu^+$ -энергетический спектр	-9	V.Bisi et al.(13)	$\mu^+$ -энергетический спектр	$\geq -3$
A.M.Bojarski et al. <sup>/9/</sup>	$\mu^+$ -энергетический спектр	-9	B.C.Курбатов и др. <sup>/6/</sup>	$\mu^+$ -энергетический спектр	$\geq -2$ $\leq +2$
I.L.Brown et al. <sup>/10/</sup>	$\pi^0$ -импульсный спектр	+2	T.H.Groves et al.(14)	$\mu^-$ -энергетический спектр	0
A.M.Bojarski et al. <sup>/9/</sup>	поляризация $\mu^+$	0	G.L.Jensen (15)	$\pi^0$ -импульсный спектр	-1 <sup>+2</sup> -3
V.A.Smirnitski, A.O.Weissenberg <sup>/23/</sup>	поляризация $\mu^+$	0	G.Gidel et al.(16)	диаграмма Далията (энергия $\mu^+$ - и $\pi^0$ -мезона)	1,3 <sup>+0,9</sup> или -5,2 <sup>+0,7</sup>

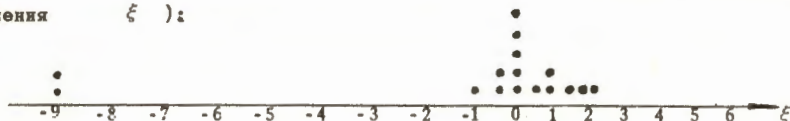
1	2	3	1	2	3
G.Gidal/11/	поляризация $\mu^+$	0	G.Gidal et al./17/	поляризация $\mu^+$	$-0,15 + 0,80$ или $-4,05 + 0,75$
B.P.Roe et al. /12/	Отношение частот $\Gamma(K_{\mu^+}^+)/\Gamma(K_{e^+}^+)$	$1,8 + 0,8$ или $-8,5 + 0,8$	F.S.Shaklee/18/	Отношение частот $\Gamma(K_{\mu^+}^+)/\Gamma(K_{e^+}^+)$	$0 + 0,80$ или $-8,5 + 0,80$
G.Gidal /11/	Отношение частот $\Gamma(K_{\mu^+}^+)/\Gamma(K_{e^+}^+)$	$0 + 1,21$ или $-8,5 + 1,21$	B.C.Курбатов и др. (8)	Отношение частот $\Gamma(K_{\mu^+}^+)/\Gamma(K_{e^+}^+)$	$0,64 + 1,00$ или $-7,3 + 1,0$
			V.Bisi et al. /13/	Отношение частот $\Gamma(K_{\mu^+}^+)/\Gamma(K_{e^+}^+)$	$0,3 + 0,8$ или $-7,1 + 0,8$
			B.P.Roe et al. /19/	Отношение частот $\Gamma(K_{\mu^+}^+)/\Gamma(K_{e^+}^+)$	$-0,2 + 0,8$ или $-6,5 + 0,8$
			B.P.Roe et al. 1/19/	корреляции $\gamma-\gamma$	$+0,8 + 2,0$
			B.C.Курбатов и др. (8)	корреляции $\gamma$ -лептон	$0 + 2,0$

Если просуммировать последние данные, полученные при использовании всех методов, кроме энергетических спектров  $\mu^+$ -мезонов, то для средневзвешенной величины  $\langle \xi \rangle$  имеем:

$$\langle \xi \rangle_1 = 0 + 0,30,$$

$$\langle \xi \rangle_2 = -5,71 + 0,30,$$

а для всех экспериментов, включая старые данные, имеем следующую картину (для одного решения  $\xi$ ):



Из этого распределения видно, что величина отношения формфакторов  $\xi$  с большой вероятностью заключена в пределах  $-1 < \xi < +2$ .

### б) Энергетическая зависимость формфакторов

Как уже говорилось выше, разрешение вопроса о структуре формфакторов достаточно затруднительно и требует значительного статистического материала. Кроме этого, если мы априори не введем предположение о чистой  $V$ -связи для  $K_{\ell^+}^+$ -распадов,





Как мы видим, ситуация здесь такова, что ничего определенного, даже о знаке величины  $\lambda$ , пока нельзя сказать.

### 3. Проверка гипотезы $\mu - e$ - универсальности

Одним из наименее изученных вопросов в  $K_{\ell 3}^+$  - распадах является вопрос о проверке гипотезы  $\mu - e$  - универсальности. Из этой гипотезы следует, что

$$A_{+K_{e3}} = A_{+K_{\mu 3}},$$

$$\lambda_{+K_{e3}} = \lambda_{+K_{\mu 3}} = \lambda.$$

Изучением этой проблемы занималась Мичиганская группа, опубликовавшая первые результаты в 1962 г. и получившая в <sup>120/</sup>

$$\frac{A_{+K_{\mu 3}}}{A_{+K_{e3}}} = 1,07 \pm 0,18,$$

что явилось первым указанием на примерное совпадение величин  $A_{+K_{\mu 3}}$  и  $A_{+K_{e3}}$ .

В дальнейших работах этой группы <sup>10,19/</sup> была несколько улучшена точность  $A_{+K_{\mu 3}} / A_{+K_{e3}} = 1,08 \pm 0,14$ , и при использовании этого значения получено

$$\lambda_{+K_{e3}} = -0,01 \pm 0,03,$$

$$\lambda_{+K_{\mu 3}} = -0,08 \pm 0,065,$$

в то время как из гипотезы  $\mu - e$  - универсальности ( $A_{+K_{e3}} = A_{+K_{\mu 3}}$ ) следует  $\lambda_{+K_{e3}} = \lambda_{+K_{\mu 3}} = \lambda = -0,02 \pm 0,027$ .

Как мы видим, для разрешения проблемы  $\mu - e$  - универсальности нужно еще значительное повышение точности эксперимента (по крайней мере на порядок), может быть, качественно новый подход к анализу данных. Заметим, что сейчас величины  $A_+$ ,  $\lambda_+$ , находятся по форме энергетических и угловых распределений и полной вероятности распада, и здесь трудно ожидать большого увеличения точности даже при достаточно большом статистическом материале. Имеются численные оценки величин  $A_+$  и  $A_-$  <sup>18/</sup>

$$A_+ = (7,6 \pm 0,5) \cdot 10^{-2} \text{ Мэв}^{-2} \text{ сек}^{-1/2}$$

$$A_- = (-0,8 \pm 5,8) \cdot 10^{-2} \text{ Мэв}^{-2} \text{ сек}^{-1/2},$$

и для отношения  $A_- / A_+$  имеем  $A_- / A_+ = -0,1 \pm 0,75$ .

Еще раз напомним, что из строгой  $SU_3$  -схемы следует  $A_- / A_+ = 0$ .

### 4. Локальность ?

Единственной работой, рассматривавшей возможное отклонение от локального рождения лептонов, является работа <sup>15/</sup>, основанная на анализе данных, полученных на

30-сантиметровой Хе - камере. Из углового распределения для  $\phi$  (угол разлета  $\gamma$ -квантов от  $\pi^0$ -мезонов) они получили выражение, связывающее величины  $\lambda$  и  $\mu$  (см. раздел 1) в виде

$$k = \frac{\lambda - \frac{1}{2} \mu}{1 + \mu \frac{m_k^2 + m_\pi^2}{m_\pi^2}}$$

где  $k = \text{const}$ . Поскольку  $\lambda$  и  $\mu$  не могут быть определены одновременно, попытаемся оценить их из косвенных соображений. Для  $\mu = 0$  (локальность) лучшее значение для  $\lambda$  было найдено равным ( $K_{03}^+$ -распад)  $\lambda = -0,01$ . Это дает  $k = -0,01$ , а также связь между  $\mu$  и  $\lambda$  в виде

$$\lambda = -0,01 + 0,56 \mu.$$

Другим возможным методом нахождения величины  $\mu$  является генерирование  $K_{03}^+$ -распадов по программе Монте-Карло в предположении чистой V-связи с произвольными  $\mu$  и  $\lambda$  для импульсного спектра  $\pi^0$ -мезонов и требование, чтобы полученное распределение совпало с экспериментальными данными. Анализ дал максимум функции правдоподобия для значения  $\mu = 0,01$  и для доверительного уровня около 90% интервал

$$-0,01 < \mu < 0,03.$$

Здесь также можно сказать, что проблема еще очень далека от своего разрешения.

д) Примесь S- и T-связей в  $K_{03}^+$ -распаде

Если не предполагать априори, что  $K_{03}^+$ -распад описывается чистой V-связью, или чистой S-связью, или чистой T-связью, то нужно написать

$$V^2 + S^2 + T^2 = 1,$$

где V, S и T характеризуют вклады от соответствующих связей в отнормированную на единицу полную вероятность процесса. Анализ, проведенный аналогично тому, который применялся для нахождения величины  $\mu$ , дал следующие результаты /15/:

а) формфакторы постоянные

$$|S| < 0,2,$$

$$|T| < 0,3.$$

б) формфакторы не постоянные

$\lambda$	T	S	$\ln L_{\text{смеси}}$
-0,01	0,0	0,0	0,0 $\pm$ 2
-0,03	0,3	0,0	-5,4 $\pm$ 2
-0,05	0,4	0,0	-14,1 $\pm$ 3
-0,07	0,5	0,0	-15,0 $\pm$ 4
-0,05	0,0	0,28	0,5 $\pm$ 2
-0,07	0,0	0,38	-3,7 $\pm$ 2

Здесь  $L_{\text{смеси}}$  — функция максимального правдоподобия для параметров  $V, S, T$  для двумерного распределения по  $\phi$  и  $\theta'$ , где  $\theta'$  — угол между направлением вылета лептона и биссектрисой угла разлета  $\gamma$  — квантов от  $\pi^0$  — мезона.

### 5. Заключительные замечания

Итак, какова же в настоящее время ситуация с изучением трехчастичных лептонных распадов  $K^+$ -мезонов? По-видимому, можно считать доказанным преобладание векторного типа связей, хотя возможны небольшие примеси  $S$ - и  $T$ -вариантов взаимодействия.

Установлена, правда, еще недостаточно точно, величина отношения формфакторов  $\langle \xi \rangle = 0 \pm 0,80$  и предел  $\xi$ , но крайней мере не больший

$$-1 \leq \xi \leq +2$$

(или  $\langle \xi \rangle = -0,71 \pm 0,31$ ).

Получены предварительные данные об энергетической структуре формфакторов и возможной нелокальности распадов, но к ним пока нельзя относиться сколько-нибудь серьезно.

Говоря в целом о всей проблеме  $K^+$ -распадов, можно сказать, что в настоящее время полученные результаты наметили пути дальнейшего изучения вопроса. Подтверждение во всех слабых взаимодействиях  $V-A$  типа связи обязывает установить достаточно точные границы применимости этой теории и найти возможные отклонения.

Каким путем лучше всего идти, чтобы решить последовательно все перечисленные выше задачи? На наш взгляд, такая последовательность должна иметь следующий вид



Этот путь кажется разумным из следующих соображений. До тех пор пока мы не знаем количественного состава примесей к  $V$ -связи, мы ничего не можем сказать ни об энергетической структуре формфакторов, ни о возможной нелокальности процессов, поскольку любое искажение формы энергетических или угловых распределений может возникать как следствие действия любого из этих механизмов.

Наилучшим способом оценки примесей к  $V$ -типу взаимодействия могут быть получены при анализе распределений всех типов при фиксированной энергии  $\pi^0$ -мезона, когда формфакторы строго постоянны. Затем проверка гипотезы  $\mu-e$  — универсальности, также по данным при фиксированных энергиях  $\pi^0$ -мезонов и полному



времени жизни для  $K_{\ell_3}^+$  и  $K_{\mu_3}^+$ -каналов распада.

Установление этих двух характеристик позволит изучить энергетическую структуру формфакторов при использовании результатов при разных фиксированных энергиях  $\pi^0$ -мезона и данных о полной вероятности распадов. Здесь следует отметить, что вклад в формфакторы, обусловленный возможной нелокальностью, принципиально не может быть выделен в чистом виде: здесь, возможно, потребуются дополнительные эксперименты для установления массы возможной промежуточной частицы.

Вот все те соображения относительно экспериментальной ситуации в  $K_{\ell_3}^+$ -распадах, которые хотелось бы отметить в настоящем обзоре.

В заключение мне хотелось бы поблагодарить И.В. Чувילו за ряд полезных советов.

### Л и т е р а т у р а

1. S.W.MacDowell. Notas de Fisica, v. 8, n (Brasil) (1961).
2. A.Pais, S.V.Treiman. Phys. Rev., 105, 1616 (1957).
3. B.P.Roe. Univ. of Michigan Bubble Chamber Group Research Note, n. X-2 (1963).
4. N.Brene, L.Egardt, S.Qvist. Nucl. Phys., 22, 553 (1961).
5. В.А. Смирнитский. Школа теоретической и экспериментальной физики Нор-Амберд, стр. 380, Ереван, 1964.
6. В.С. Курбатов, Э.И. Мальцев, А.И. Маслаков, Д. Пинтер, Г.М. Сташков, И.В. Чувילו, А.И. Шкловская. Материалы XII международной конференции по физике высоких энергий, Дубна, 1964 г.
7. В.С. Курбатов, Э.И. Мальцев, А.И. Маслаков, А.А. Стручков, А.И. Шкловская. Препринт ОИЯИ, P-1855, Дубна, 1964.
8. I.M.Dobbs, K.Lande, A.K.Mann, K.Reibel, F.I.Sciulli, H.Uto, D.N.White, K.K.Young. Phys. Rev. Lett., 8, 295 (1962).
9. A.M.Boyariski, E.C.Loh, L.Q.Niemela, D.M.Ritson, R.Weinstein, S.Ozaki. Phys. Rev., 128, 2398 (1962).
10. I.L.Broma, I.A.Kadyk, G.H.Trilling, R.T.Van de Walle, B.P.Roc, D.Sinclair. Phys. Rev., Lett., 8, 450 (1962).
11. G.Gidal (частное сообщение о работах Мичиганской, Калифорнийской и Туринской групп, 1964).
12. B.P.Roe, D.Sinclair. Phys. Rev. Lett., 7, 346 (1961).
13. V.Bisi, G.Borreani, R.Cester, A.Debenedetti, M.I.Ferrero, C.M.Garelli, A.Marzari-chiesa, B.Quassiat, G.Rinaudo, M.Vigone, A.E.Werbrouck. Phys. Rev. Lett., 17, 490 (1964).
14. T.H.Groves, P.R.Klein, V.Vanderburg. Phys. Rev., v. 135, 58, 1269 (1964).
15. G.L.Jensen. Doctoral Thesis. Univ. of Michigan (1964). Study of the three-body leptonic decay modes of  $k^+$ -meson.
16. G.Gidal, W.M.Powell, R.T.Pu, C.Sandiev, U.Camerimi, W.F.Fry, R.Hantmann, R.March, D.Murphree, S.Natali. Univ. of California, UCRL-11547 (1964).
17. G.Gidal, W.M.Powell, R.March, S.Natali. Phys. Rev., Lett., 3, 95 (1964).

18. F.S.Shaklee. Doctoral thesis, Univ. of Michigan (1964), The Branching Ratios of the Positive K-Meson.
19. B.P.Roe, D.Sinclair, F.S.Shaklee, G.L.Jensen. Bull. Am. Phys. Soc., 89, 34 (1964).
20. I.L.Brown, J.A.Kadyk, G.H.Trilling, R.T.Van de Walle, B.P.Roe, D.Sinclair. Phys. Rev. Lett., 7, 423 (1961).
21. G.E.Kalmus, A.Kernan, U.Camerini, C.Hendersen. Univ.of California, U.C.R.L. - 11553 (1964).
22. G.Borreani, G.Rinance, A.E.Werbrouck. Phys. Lett., 2, 123 (1964).
23. V.A.Smimitski, A.O.Weissenberg. Phys. Rev. Lett., 12, 244 (1964).

Рукопись поступила в издательский отдел  
23 июня 1965 г.