

0346.5d  
B-611

3/1x-73

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА



3226/2-73

P1 - 7157

А.С.Вовенко, Я.Вотруба, Я.Гладки, Д.Киш,  
В.Г.Кривохижин, М.Ф.Лихачев, Э.Надь, М.Новак,  
А.Прокеш, И.А.Савин, Л.Урбан

ПОИСК НОВОГО ВЕКТОРНОГО МЕЗОНА  
В РАСПАДАХ  $K_L^0$

**1973**

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

P1 - 7157

А.С.Вовенко, Я.Вотруба, Я.Гладки, Д.Киш,  
В.Г.Кривохижин, М.Ф.Лихачев, Э.Надь, М.Новак,  
А.Прокеш, И.А.Савин, Л.Урбан

ПОИСК НОВОГО ВЕКТОРНОГО МЕЗОНА  
В РАСПАДАХ  $K_L^0$

*Направлено в ЯФ и Letters IL Nuovo Cimento*

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

Одно из возможных решений проблемы  $K_L^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  /1/ дает модель Аллеса и Пати /2/, которая предполагает существование нового векторного мезона  $\chi^0$ . Согласно этой модели,  $\chi^0$  имеет квантовые числа  $1G / J^P/C = 0^- / 1^- /$ ; ширину около 0,1 Мэв и массу в интервале 350 - 425 Мэв. Он может возникать в распадах  $K_L^0 \rightarrow \gamma \chi^0$  и иметь главные моды распада  $\chi^0 \rightarrow \pi^0 \gamma$ ,  $e^+ e^-$ ,  $\mu^+ \mu^-$ ,  $\pi^+ \pi^-$ . Для того чтобы объяснить подавление распадов  $K_L^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  /1/, модель Аллеса и Пати требует выполнения соотношения

$$\Gamma(K_L^0 \rightarrow \chi^0 \gamma) / \Gamma(K_L^0 \rightarrow \text{all}) \geq 1,2 \times 10^{-2}. \quad /1a/$$

При этом распады  $\chi^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  должны составлять не менее 5% всех распадов  $\chi^0$ , т.е.

$$\Gamma(K_L^0 \rightarrow \chi^0 \gamma \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma) / \Gamma(K_L^0 \rightarrow \text{all}) \geq 6 \times 10^{-4}. \quad /1b/$$

Эти соотношения проверялись экспериментально. В /3/ проводились поиски  $\chi^0$  по распадам  $\pi^0 \gamma$  и  $e^+ e^-$ , давшие отрицательный результат. В /5/  $\chi^0$  пытались обнаружить по распадам  $e^+ e^-$  и  $\mu^+ \mu^-$  и тоже безуспешно, хотя верхний предел по последней моде распада не противоречил соотношению /1b/.

Настоящая работа посвящена поиску  $\chi^0$  через распады на  $\mu^+ \mu^-$ -пары. Предварительные результаты этой работы уже сообщались /4/.

Эксперимент был выполнен с помощью магнитного искрового спектрометра /6/, установленного в нейтральном пучке протонного синхротрона ИФВЭ в Серпухове и предназначенного для исследования регенерации нейтральных каонов. Схема спектрометра приведена на рис. 1.

Для его запуска требовались две заряженные частицы, пересекающиеся за магнитом. Спектрометр включал в себя детектор мюонов, состоявший из двух блоков железа толщиной по 1 м каждый, и 8 годоскопических счетчиков за ними. Для уменьшения количества случайных совпадений между слоями железа устанавливались дополнительно 4 счетчика, включенных на совпадение с годоскопическими. Информация с искровых камер и детекторов принималась ЭВМ и записывалась на магнитные ленты /МЛ/.

События с двумя мюонами, использованные для поиска  $\chi^0$ , были получены при проведении эксперимента /7/, где было зарегистрировано  $1,7 \times 10^6$  запусков установки. Записанные на МЛ события восстанавливались геометрической программой реконструкции событий, которая находила вершину распада /"вилки"/ и импульсы двух распадных частиц. При этом требовалось выполнение также следующих двух условий:

1/ вершина распада должна располагаться внутри распадного объема между счетчиком антисовпадений А и счетчиками Ф;

2/ на продолжении обоих треков "вилки" должны сработать счетчики детектора мюонов /границы сработавшего счетчика выбирались с учетом многократного рассеяния в железе/. Всего было отобрано 1304 таких события.

Главным фоновым процессом при поиске распадов  $\chi^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  является распад  $K_{\mu 3}^0 \rightarrow \pi^\pm \mu^\mp \nu$ , регистрируемый установкой. Этот распад может имитировать искомый процесс благодаря: 1/ распаду пиона и 2/ случайному срабатыванию одного из счетчиков мюонного детектора при сработавшем другом счетчике от мюона  $K_{\mu 3}^0$ -распада. Вклад обоих моментов составляет 1% общего числа зарегистрированных  $K_{\mu 3}^0$ . Вклад других возможных процессов /  $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ ,  $\mu^+ \mu^-$ ,  $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ ,  $\mu^+ \mu^- \gamma$  / пренебрежимо мал.

Количество  $K_{\mu 3}^0$ -распадов, найденное на том же экспериментальном материале, что и двухмюонные, оказалось равным 125200. Следовательно, среди найденных 1304 двухмюонных событий следует ожидать около 1250, возникших из  $K_{\mu 3}^0$ -распадов.

На рис. 2 представлено распределение по инвариантной массе  $M_{\mu\mu}$  1304 двухмюонных событий /сплошная линия/ и событий  $K_{\mu 3}^0$ , для которых обе распадные частицы считались мюонами. Оба распределения нормированы вне области возможного значения массы  $\chi^0$ , т.е. в области масс меньших 350 Мэв. Шаг гистограммы выбран равным 5 Мэв, что близко к разрешению спектрометра, определенному по распадам  $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ .

Из рисунка видно, что формы обоих распределений очень близки. Это подтверждает гипотезу, что главный вклад в двухмюонные события дают  $K_{\mu 3}^0$ -распады. В области возможных значений массы  $\chi^0$ , обозначенной стрелками, нет какой-либо структуры, указывающей на существование этого мезона.

Для оценки верхней границы возможного сигнала двухмюонных событий в интервале масс, оцененном Аллесом и Пати /2/ /350 - 425 Мэв/, необходимо взять разность между наблюдаемым числом двухмюонных событий и фоном и добавить удвоенную статистическую ошибку полного числа фоновых событий. Сумма этих двух чисел дает верхний предел на уровне 90% достоверности. Для мониторинга количества двухмюонных событий использовались распады  $K_{\mu 3}^0$ , эффективность регистрации которых, оцененная по методу Монте-Карло, оказалась близкой к эффективности регистрации распадов  $K^0 \rightarrow \chi^0 \gamma \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$ .

Для  $\Gamma(\chi^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-) < 10$  Мэв и интервала масс 350-425 Мэв максимальный двухмюонный сигнал, содержащий 18 событий, как видно из рис. 2, лежит в области масс 405-415 Мэв. Этот сигнал при  $\Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi \mu \nu) / \Gamma(K_L^0 \rightarrow all) = 0,27^{1/8}$  дает верхний предел отношения

$\Gamma(K_L^0 \rightarrow \chi^0 \gamma \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma) / \Gamma(K_L^0 \rightarrow all) \leq 8 \times 10^{-5} / 90\%$  у.д./.

Этот верхний предел примерно в 8 раз ниже требуемого теоретического предела, устанавливаемого в модели Аллеса и Пати /2/ соотношением /16/.

Полученный нами результат по порядку величины совпадает с оценкой вероятности существования  $\chi^0$ , сделанной в работах /3,5/ по распадам на два электрона, и подтверждает вывод работы /3/ о том, что парциальная ширина распада  $\Gamma(K_L^0 \rightarrow \chi^0 \gamma)$  по крайней

мере в 50 раз ниже, чем теоретические оценки ее нижнего предела  $/1a/$ .

В заключение авторы благодарят М.Беднара, А.Л.Любимова, И.Цвага и А.Майера за полезные обсуждения, а также всех членов коллаборации Берлин - Будапешт - Дубна - Прага - София за любезное разрешение использовать информацию, полученную в регенерационных экспериментах.

### Литература

1. See for instance: H.Stern, M.K.Gaillard. CEN preprint DPh-T-72-14, 1972;  
A.D.Dolgov, L.S.Okun, V.I.Zakharov. Proc. Neutrino Conf. 72, p. 281, Hungary, 1972;
2. W.Alles, J.C.Patti. Nuovo Cim., 10A, 325 (1972).
3. V.V.Barmin et al., Sov. Journ.Nucl.Phys., 15, 1149 (1972).
4. J.Votruba et al. Proc. II Int. Symp. on High Energy Phys. and Elem. Particles, Strbske Plesso, 1972 JINR D-6840, Dubna, 1973.
5. A.R.Clark et al., Lett. N.Cim., 5, 665 (1972).
6. С.Г.Басиладзе и др. Препринт ОИЯИ Р1-5361, Дубна, 1970.
7. V.K.Birulev et al. Preprint JINR E1-6851, Dubna, 1972.
8. Particle Data Group. Phys.Lett., 39B, 1 (1972).

Рукопись поступила в издательский отдел  
11 мая 1973 года.

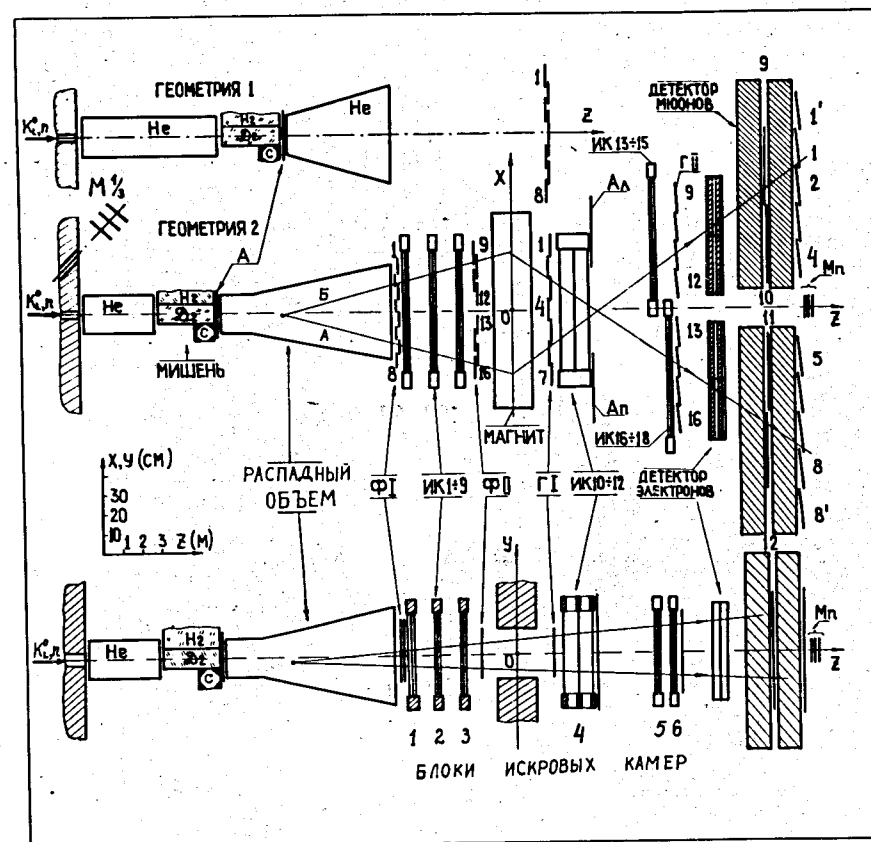


Рис. 1. Схема магнитного искрового спектрометра.

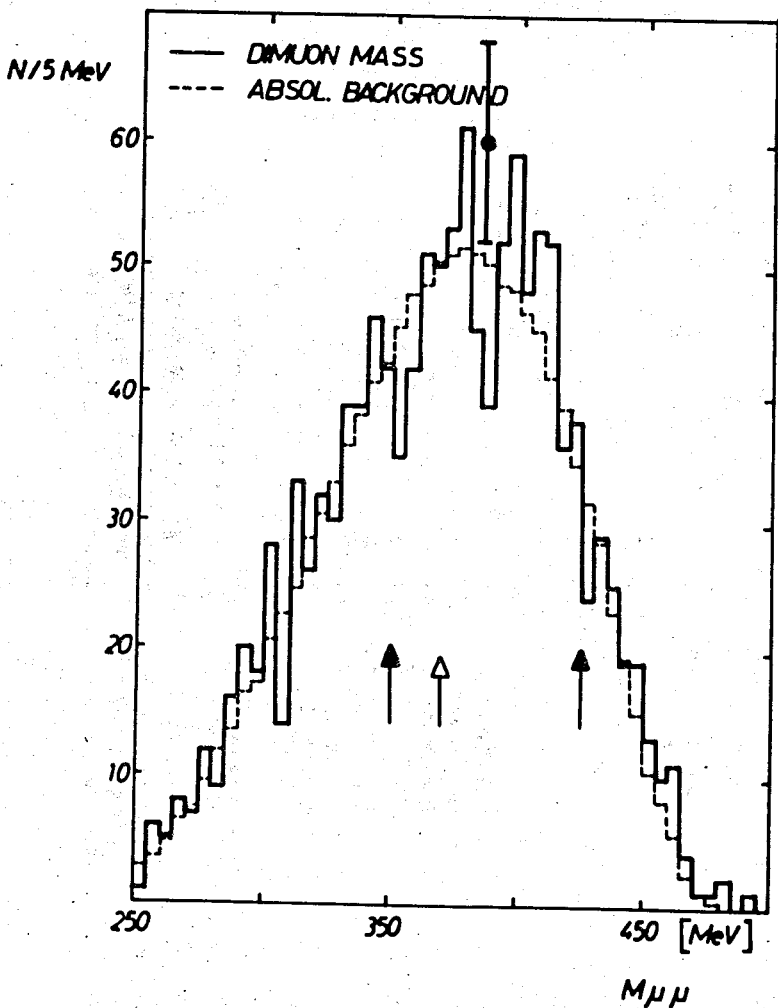


Рис. 2. Распределения событий по инвариантной массе  $M_{\mu\mu}$ . Сплошная линия - двухмюонные события, пунктирная -  $K_{\mu 3}^0$  распады. Область возможных значений массы  $\chi^0$  ограничена стрелками.