

К-63

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P - 2802



ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ
ЯМБОРГОВУ

В.И. Комаров, В.И. Петрухин, О.В. Савченко

ИЗМЕРЕНИЕ ОТНОШЕНИЯ ВРЕМЕН ЖИЗНИ
 π^+ - и π^- -МЕЗОНОВ

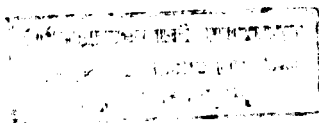
1966

P - 2802

В.И. Комаров, В.И. Петрухин, О.В. Савченко

ИЗМЕРЕНИЕ ОТНОШЕНИЯ ВРЕМЕН ЖИЗНИ
 π^+ - и π^- - МЕЗОНОВ

4329/2 мф.



Одним из следствий теоремы Людерса-Паули (СРТ-теоремы) является утверждение о равенстве в первом порядке по слабым взаимодействиям времен жизни частицы и ее античастицы, распадающихся через слабое взаимодействие^{1/1}. Поэтому экспериментальное подтверждение равенства времен жизни π^+ - и π^- - мезонов может служить подтверждением СРТ-инвариантности той части гамильтониана, которая описывает слабое взаимодействие нуклонного и лептонного токов и ответственна за распад пиона. Отношение времен жизни π^+ - и π^- - мезонов было наиболее точно измерено в 1952 году в работе Дурбина и др.^{1/2/}, где при помощи спциалляционных счетчиков регистрировалось ослабление пучка пионов вследствие их распада на лету и было получено значение $\frac{\tau(\pi^+)}{\tau(\pi^-)} = \frac{2,44 \pm 0,18}{2,55 \pm 0,19} = 0,96 \pm 0,10$. В последующем экспериментальное значение $\tau(\pi^+)$ - неоднократно уточнялось, в то время как вследствие значительно больших экспериментальных трудностей величина $\tau(\pi^-)$ в дальнейшем не измерялась и определяла известную до настоящего времени точность величины $\frac{\tau(\pi^+)}{\tau(\pi^-)} = \frac{2,55 \pm 0,02}{2,55 \pm 0,18} = 1,00 \pm 0,08$ ^{3/}. В связи с этим целью настоящей работы было уточнение значения $\frac{\tau(\pi^+)}{\tau(\pi^-)}$ методом регистрации распадов на лету π^+ - и π^- - мезонов в изотропной разрядной камере (ИРК), наполненной гелием либо неоном до давления 1 ат.

Схема эксперимента приведена на рис. 1. Мезоны, образованные на внутренней мишени синхроциклотрона ОИЯИ, отклонялись магнитом М1, проходили коллиматор в защитной стене и тормозились бериллиевым фильтром толщиной 25 г.см⁻², которая была примерно на 1 г.см⁻² меньше среднего значения пробега пионов с импульсом 178 Мэв/с. Из непрерывного спектра медленных пионов, прошедших фильтр, магнит М2 отбирал пионы с энергией 15 Мэв и $\frac{\Delta p}{p} = 12\%$, которые и попадали в рабочий объем ИРК. Сцинтилляционные счетчики, включенные в схему совпадений, были настроены на регистрацию пионов по времени пролета, и камера запускалась сигналами совпадений. Поскольку кадры с двумя входящими частицами отсутствовали, регистрируемые камерой треки соответствовали частицам, отобраным по времени пролета.

Переход к измерениям с пионами другого знака заряда производился реверсом магнитных полей ускорителя и обоих магнитов. Так как при этом геометрические условия, абсолютное значение напряженности магнитных полей и режим работы электронной аппаратуры оставались неизменными, среднее значение \bar{p} импульса пионов, попадающих в камеру, оставалось постоянным, а необходимость в определении абсолютных эффективностей регистрации исключалась благодаря относительному методу измерения.

Основные требования к условиям эксперимента состоят в

- 1) точном сохранении значения \bar{p} при изменении знака заряда пионов,
- 2) необходимости выделения из первичных мезонных пучков достаточно чистых пучков пионов,
- 3) сведении к минимуму количества вещества на пути выделенного пучка медленных пионов.

Главным фактором, определяющим \bar{p} , является отбор пионов магнитом M2. Поэтому поле магнита измерялось методом ядерного магнитного резонанса, так что относительная ошибка в определении \bar{p} , связанная с этим фактором, составляла $1,5 \cdot 10^{-3}$. Влияние рассеянных магнитных полей порядка нескольких эрстед на среднее значение импульса пионов, падающих в камеру, было уточнено путем измерения напряженности этих полей на различных участках траектории медленных пионов. Определенная таким образом разность $\Delta H = \bar{H}^- - \bar{H}^+ = 1,0 \pm 0,3$ эрстед приводила к величине $\frac{\Delta \bar{p}}{\bar{p}} = (2,4 \pm 2,4) \cdot 10^{-3}$. Различие в спектрах первичных пионов, падающих на тормозящий фильтр, также может быть причиной смещения \bar{p} при изменении знака заряда регистрируемых пионов. Характеристики этих спектров на выходе коллиматора в защитной стене определяются анализирующей способностью рассеянного поля ускорителя и магнита M1. Поэтому средние значения и дисперсии импульсных распределений незаторможенных пионов оказываются весьма близкими, несмотря на различие энергетических спектров пионов на выходе из камеры ускорителя. Это обстоятельство было проконтролировано измерением распределения пробегов частиц обоих знаков (рис. 2). Так как магнит M2 отбирает пионы в интервале импульсов, соответствующем интервалу пробегов, в 8 раз меньшему полуширины распределения пробегов незаторможенных пионов, возможное несовпадение спектров этих пионов в пределах ошибок измерения может привести к ошибке в определении \bar{p} не более $2 \cdot 10^{-3}$. С учетом всех упомянутых факторов относительная ошибка в значении \bar{p} составляла $3,5 \cdot 10^{-3}$.

Пионный пучок, входящий в камеру, может содержать примесь мюонов и электронов, причем разное значение этой примеси в пучках пионов и антипионов может быть источником систематической ошибки в определении отношения $\frac{\tau(x^+)}{\tau(x^-)}$. На базе 7 м разность времени пролета пионов и релятивистских электронов составляла 21 нсек, а пионов и мюонов - 10 нсек. При разрешающем времени схемы совпадений 5 нсек имело

место полное отделение пионов от электронов, но распределения времен пролета пионов и мюонов частично перекрывались, так что регистрируемая счетчиками примесь мюонов в пионном пучке составляла около одного процента. Однако существенно то, что описываемый метод измерений является относительным и точному определению подлежит не величина примеси мюонов, а ее избыток в пучке π^- по сравнению со значением примеси в пучке π^+ . Для определения этой величины измерялась зависимость скорости счета совпадений от тока магнита M2 при настройке по времени пролета на регистрацию пионов с энергией 15 Мэв. Форма пика мюонов была определена в тех же условиях, но при толщине тормозящего фильтра, увеличенной до среднего значения пробега мюонов с импульсом 178 Мэв/с. Соответствующие кривые приведены на рис. 3,4, причем кривые рис. 3б и 4 измерены при пролетной базе между сцинтилляционными счетчиками, уменьшенной до 5,3 м (основная часть экспозиции была проведена в этом варианте расположения счетчиков). Определенная таким образом величина $\Delta k = \frac{N_{\pi^-}}{N_{\pi^+}} - \frac{N_{\mu^-}}{N_{\mu^+}}$ оказалась равной $(0,55 \pm 0,24) \cdot 10^{-2}$. Использование этого значения оправдано, если ядерное взаимодействие и кулоновское рассеяние мезонов на веществе, расположенном между вакуумопроводом пучка медленных мезонов и рабочим объемом камеры, не может заметным образом изменить состав пучка. Полная толщина такого слоя, включая счетчик C₃, в нашем эксперименте составляла 0,14 г.см⁻² СН, и эффекты взаимодействия в этом слое могли приводить к относительному вкладу в измеряемую величину, не превышающему 10^{-3} .

Для регистрации треков была использована ИРК, принцип действия которой описан в работах^{14/}, с размером рабочего объема 80 x 80 x 30 см³. Время памяти камеры составляло 5 мсек и определялось малой ($< 10^{-7}$) добавкой $C Cl_4$ к основному газу. Поэтому на фотографиях практически отсутствуют кадры с более чем одним входящим треком. Камера позволяла эффективно регистрировать распад пионов на пути 50 см внутри рабочего объема, при этом один случай распада приходился в среднем на 10 кадров с треками входящих пионов. Слой газа на таком расстоянии имел толщину 8 мг.см⁻² при наполнении гелием и 40 мг.см⁻² при наполнении неоном, так что вклад случаев ядерного и кулоновского рассеяния пионов на ядрах газа, имитирующих распад, составлял не более $2,5 \cdot 10^{-4}$ в первом и $1,2 \cdot 10^{-3}$ во втором случае. Оценка этих величин была сделана на основании результатов работ^{15,8/} по упругому рассеянию медленных пионов на гелии и углероде. Скорость получения фотографий в описываемом эксперименте (0,27 кадра в сек) определялась в основном мертвым временем установки (3 сек), так как интенсивность пионного пучка составляла от 3 до 5 сек⁻¹. В описываемой серии измерений было получено несколько десятков тысяч кадров, причем во время экспозиции знак заряда регистрируемых пионов был изменен 19 раз. Результат измерений, приведенный в данной работе, получен при просмотре 14.300 кадров с пионными треками, на которых зарегистрировано 1.300 случаев распада. Просмотр производился по одной из двух стереопрооекций (угол стереопроекции был равен 90°, а угол между плоскостью

проекция и осью пучка составлял 40°). Использовались следующие критерии отбора:
 1) трек, входящий в камеру, должен иметь проекцию угла отклонения от оси пучка не более 12° ; 2) проекция угла распада должна быть заключена в интервале $5^\circ-80^\circ$;
 3) точка распада должна быть удалена от передней и задней стенки камеры не менее чем на 10 см и от боковых стенок камеры не менее чем на 5 см. Случаи попадания частиц пучка на стенки камеры с последующим испусканием заряженных частиц, имитирующие распад при упомянутых критериях отбора, давали экспериментально определенный вклад менее процента в окончательный результат и были учтены при обработке данных.
 Отношение $\frac{\tau(\pi^+)}{\tau(\pi^-)}$ вычислялось в формуле

$$\frac{\tau(\pi^+)}{\tau(\pi^-)} = \frac{\ln \left[1 - \frac{n^-}{N^-} (1+k+\Delta k) \right]}{\ln \left[1 - \frac{n^+}{N^+} (1+k) \right]}$$

где n^\pm — число зарегистрированных случаев распада π^\pm -мезонов;
 N^\pm — число зарегистрированных треков, входящих в камеру;
 $k = \frac{N_{\mu^+}}{N_{\pi^+}}$ — величина примеси мюонов в пионном пучке, равная $(7,2 \pm 2,8) \cdot 10^{-2}$, учитывающая мюоны первичного пучка и мюоны, возникшие от распада пионов на лету на участке перед рабочим объемом камеры;
 Δk — избыток примеси μ^- -мезонов в пучке π^- -мезонов по сравнению со значением этой примеси в пучке π^+ -мезонов.

После усреднения по независимому просмотру тремя лаборантами и введения поправок на упомянутые выше факторы было получено значение $\frac{\tau(\pi^+)}{\tau(\pi^-)} = 0,98 \pm 0,06$. Приведенная ошибка включает статистическую дисперсию результата, ошибку, обусловленную неэффективностью просмотра, кроме того, учтены систематические ошибки. Таким образом, величина $\frac{\tau(\pi^+)}{\tau(\pi^-)}$, измеренная методом, существенно отличающимся от метода, использованного в работе /2/, оказывается в пределах ошибок равной единице, что не противоречит СРТ-инвариантности взаимодействия, вызывающего распад пионов.

После завершения первого этапа нашего эксперимента, показавшего, что описанным методом можно произвести сравнение τ_{π^+} и τ_{π^-} с точностью $\leq 1\%$, была опубликована работа Колумбийской группы /7/, получившей при помощи сплиттационных счетчиков отношение $\frac{\tau_{\pi^+}}{\tau_{\pi^-}} = 1,004 \pm 0,007$.

В заключение авторы выражают благодарность С.М. Биленькому и И.Ю. Кобзареву за интересные обсуждения, Л.М. Сороко за интерес к работе и Л.Б. Парфенову за помощь, оказанную нам при измерениях магнитных полей, а также Т.А. Агудной, Л.И.Полубояриной и Н.Д. Тихомировой за помощь при обработке фотографий.

Л и т е р а т у р а

1. T.D.Lee, R.Oehme, C.N.Yang. Phys.Rev., 106, 340 (1957).
2. R.P.Durbin, H.H.Loar, W.W.Havens. Phys.Rev., 88, 179 (1952).
3. T.D.Lee, C.S.Wu. Annual Rev. of Nucl. Sc., 15, 381 (1965).
4. М.М. Бутслов, В.И. Комаров, О.В. Савченко. ЖЭТФ, 48, 2245 (1966); ПТЭ; № 3, 75 (1965); В.И. Комаров, О.В. Савченко. Nucl.Instr. and Meth., 34, 289 (1965).
5. M.E.Nordberg Jr., K.F.Kinsey. Phys.Lett., 20, 692 (1966).
6. В.С. Демидов, В.Г. Кириллов-Угрюмов, А.К. Поносов, В.П. Протасов, Ф. М. Сергеев. ЖЭТФ, 42, 1687 (1962).
7. M.Bardon, U.Dore, D.Dorfan, M.Krieger, L.Lederman, E.Schwartz. Phys.Rev.Lett., 16, 775 (1966).

Рукопись поступила в издательский отдел
23 июня 1966 г.

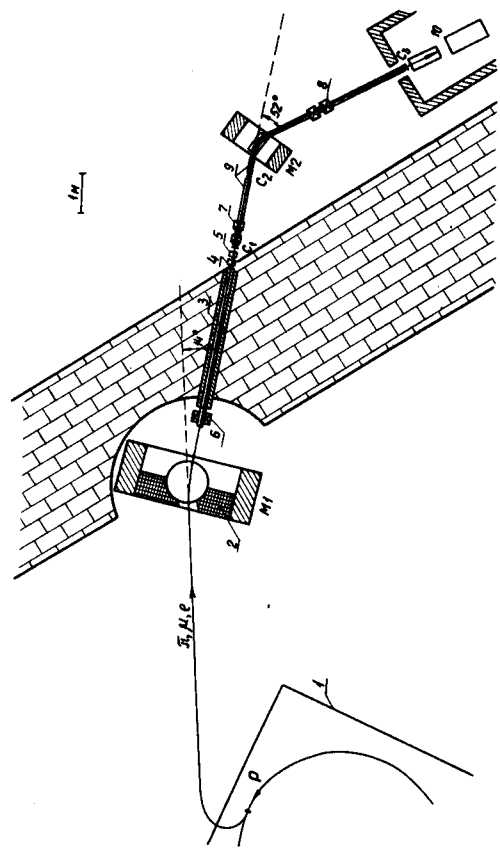


Рис. 1. Схема формирования пионного пучка и размещения аппаратуры. 1-синхроциклотрон, 2-свинцовая защита, 3-коллиматор в защитной стене, M1, M2 - отклоняющие магниты, 4-ионизационная камера, 5-тормозящий фильтр, 6,7,8 - фокусирующие магнитные линзы, C₁, C₂, C₃ -сцинтилляционные счетчики, 9-вакуумные трубы для мезонного пучка, 10 -ИРК.

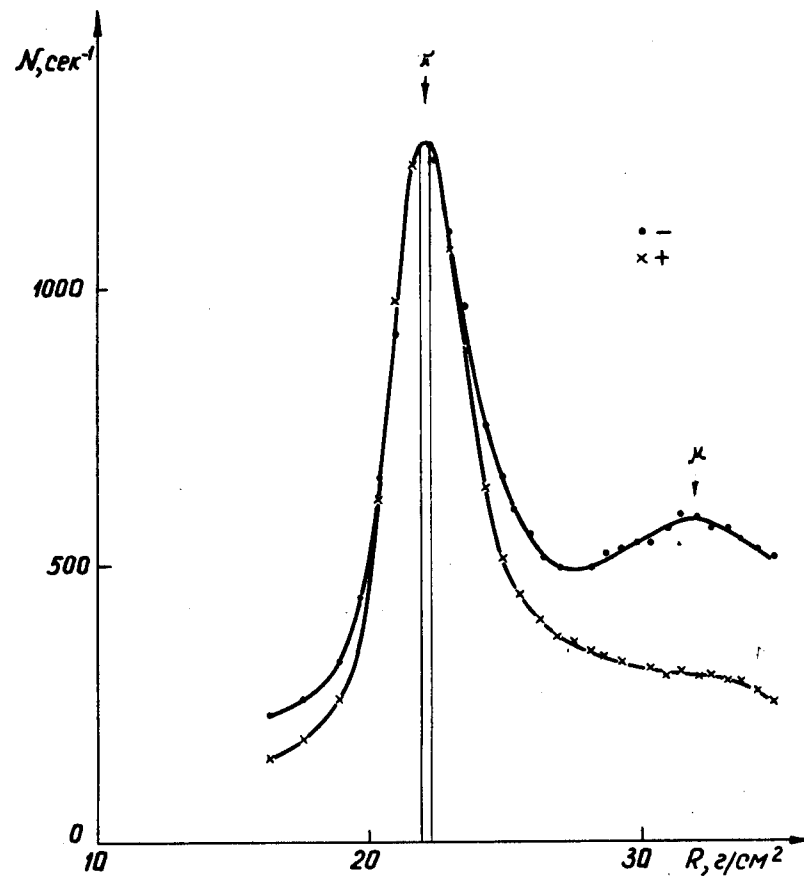
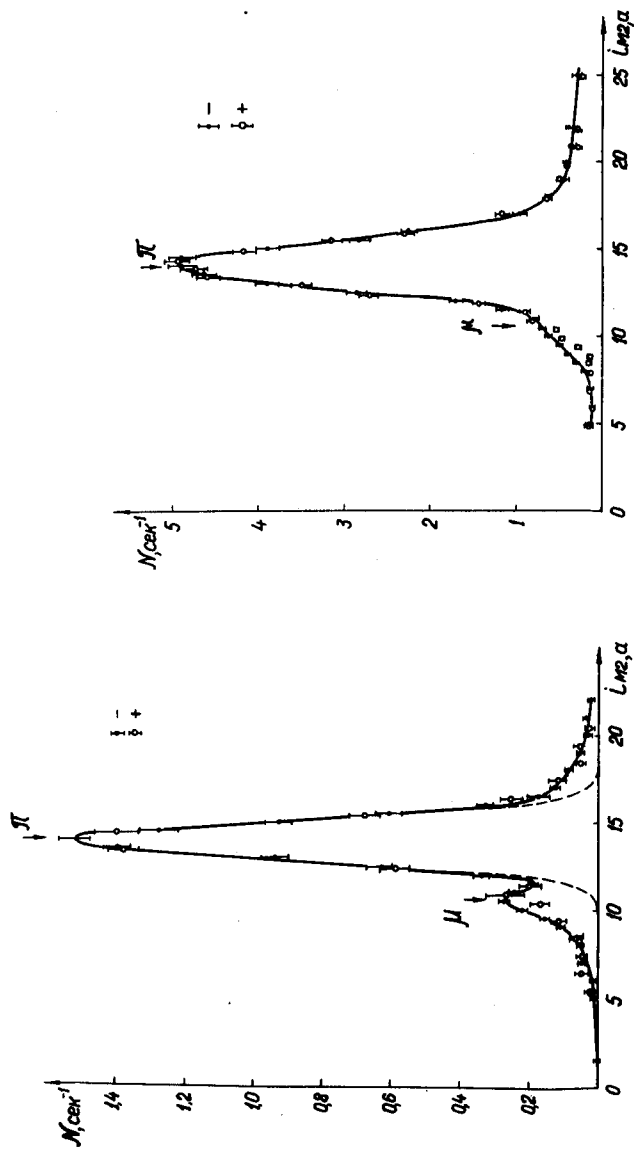


Рис. 2. Дифференциальные кривые пробега (в плексигласе) мезонных пучков с импульсом 178 Мэв/с. Интервал, выделенный вблизи среднего значения пробега пионов, соответствует интервалу импульса пионов, отбираемых магнитом M2.



а.

б.

Рис. 3. Зависимость скорости счета C_1, C_2, C_3 от тока М2 при настройке по времени пролета на регистрацию пионов с энергией 15 Мэв; а) база пролета 7,0 м; б) база пролета 5,3 м.

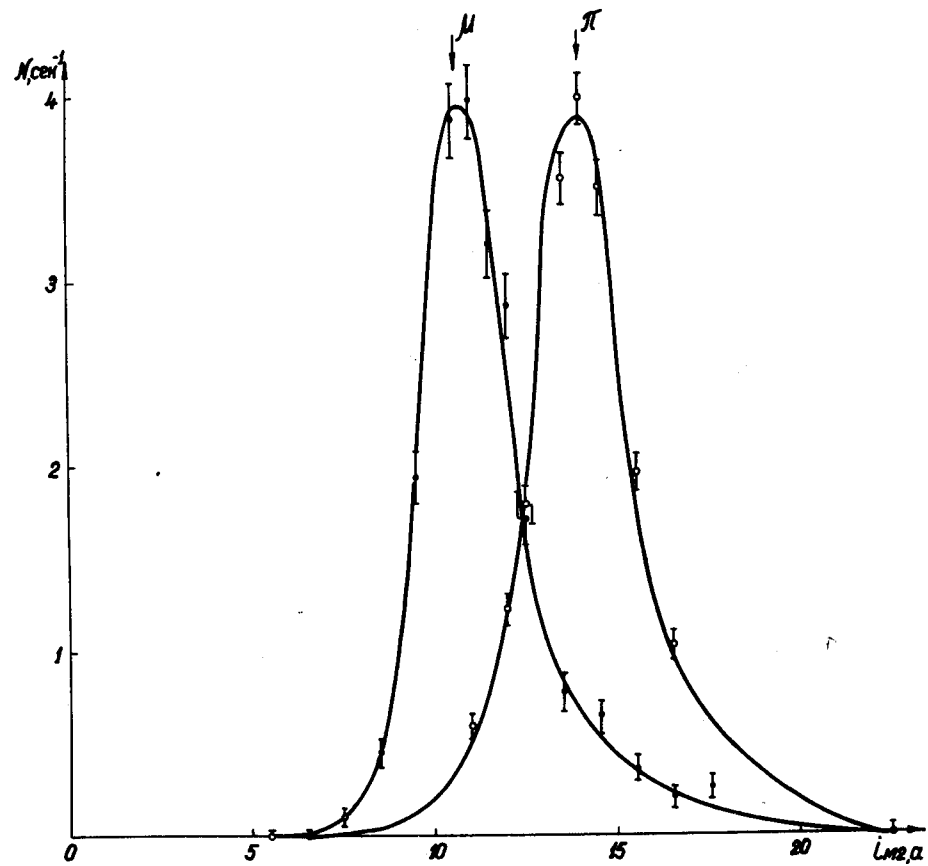


Рис. 4. Зависимость скорости счета C_1, C_2, C_3 от тока М2 при настройке по времени пролета на регистрацию пионов с энергией 15 Мэв и различных толщинах тор-мозящего фильтра.

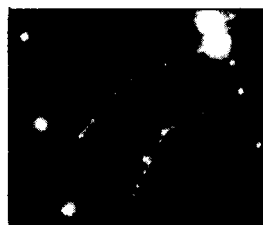
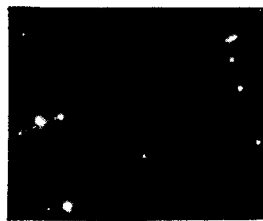


Рис. 5. Фотографии проходящих и распадающихся пионов, полученные в изотропной разрядной камере.