

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



2350/2-74 пр.

P1 - 7892

15-201

М.П.Баладин, В.М.Гребенюк, В.Г.Зинов, А.Д.Конин,
А.Н.Пономарев

ИЗМЕРЕНИЕ ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ
ПОЛОЖИТЕЛЬНОГО МЮОНА

1974

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

P1 - 7892 .

М.П.Баландин, В.М.Гребенюк, В.Г.Зинов, А.Д.Конин,
А.Н.Пономарев

**ИЗМЕРЕНИЕ ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ
ПОЛОЖИТЕЛЬНОГО МЮОНА**

Направлено в ЖЭТФ

Объединенный институт
ядерных исследований
БИЯИ-ИИИ-ИИИ
БИБЛИОТЕКА

Введение

Первые, относительно точные, измерения времени жизни положительного мюона $0,1 \pm 0,05\%$ были выполнены еще в 1962-1963 гг. /1-4/. С тех пор положение долго не менялось. Работа Р. и Д. Вильямсов /5/ практически мало что добавила к уже достигнутой точности эксперимента. И только смена методики измерений в работе Дуклоса и др. /6/ продвинула дело вперед.

Анализ всех опубликованных работ выявил некоторые существенные методические ограничения на достижимую точность измерения времени жизни мюона. Так, в традиционной постановке опыта аппаратура, регистрирующая позитрон от распада мюона, имеет малый телесный угол. Это снижает скорость набора статистики и затрудняет отбор полезных событий при сопоставлении актов регистрации позитрона с остановкой мюона. Остается много возможностей для проникновения фоновых событий. Малый телесный угол создает и другое затруднение. Приходится принимать во внимание возможный вклад эффекта асимметрии вылетающих позитронов. Поэтому остаточное магнитное поле в месте остановки мюона необходимо доводить до уровня сотых и даже тысячных долей эрстеда.

Кроме того, до сих пор недостаточно использовался тот факт, что позитроны распада высокоэнергетичны.

Методика измерений

В основу методики измерений нами положена идея регистрации позитронов черенковским детектором в условиях 4π -геометрии. Это позволило повысить скорость набора статистики, уменьшить фон и подавить влияние эффекта асимметрии вылета позитронов.

Установка

Измерения проводились на мезонном тракте синхротрона ОИЯИ. Использовался чистый пучок мюонов с импульсом 130 МэВ/с. Отбирались мюоны от распада назад пионов, захваченных в канал тракта.

На рис. 1 представлена блок-схема эксперимента. Сцинтилляционные счетчики 1 и 2 размером 10х10х1 см служат для регистрации влетающих мюонов. Водяной пороговый черенковский счетчик предназначен для регистрации только позитронов распада. Энергия мюонов подбиралась такой, чтобы они останавливались в центре объема черенковского детектора. В этих условиях телесный угол регистрации позитронов составляет 4π .

Размеры радиатора / ϕ 30х30 см/ выбраны так, что влетающие мюоны не излучают черенковского света, а эффективность регистрации позитронов остается высокой. Этим устраняется возможное влияние сигнала остановки мюона на временное положение сигнала вылетающего позитрона. Весь объем водяного радиатора с диффузно отражающим слоем из MgO /рис. 2/ просматривается двумя фотоумножителями типа ФЭУ-49. Они подобраны так, чтобы чувствительности их фотокатодов были высоки и близки друг к другу. Для экранировки ФЭУ и объема радиатора от магнитного поля использовался листовой пермаллой. Вся конструкция помещалась внутри стального цилиндра длиной 1 м. Поверх стального экрана намотан соленоид из медной проволоки для активной компенсации постоянным током остаточного магнитного поля. С помощью стационарно вмонтированного пермаллового датчика поле концентрировалось на уровне 0,01 Э.

На месте влета мюонов в черенковский счетчик помещался свинцовый коллиматор ϕ 9 см, а в стальном цилиндре магнитной защиты было вырезано окно.

Выбор условий измерения

Как и в других работах, при измерениях отбирались лишь те события, которые соответствуют появлению толь-

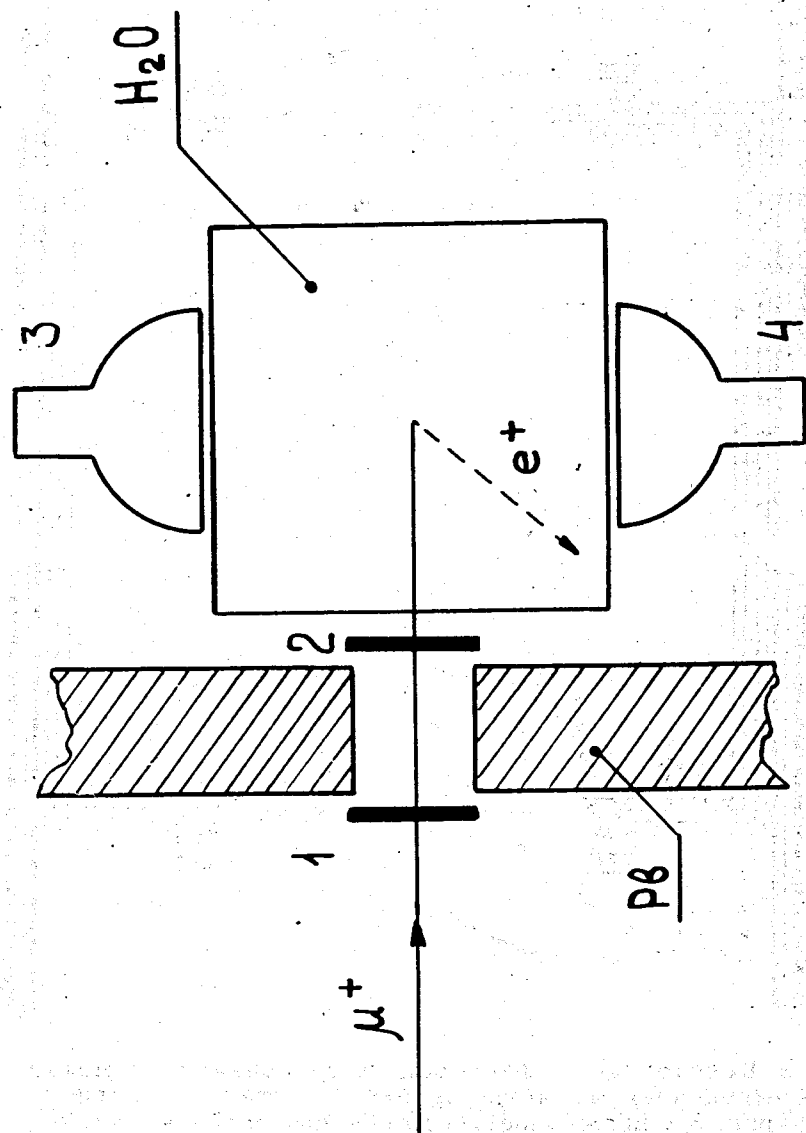


Рис. 1. Блок-схема эксперимента.

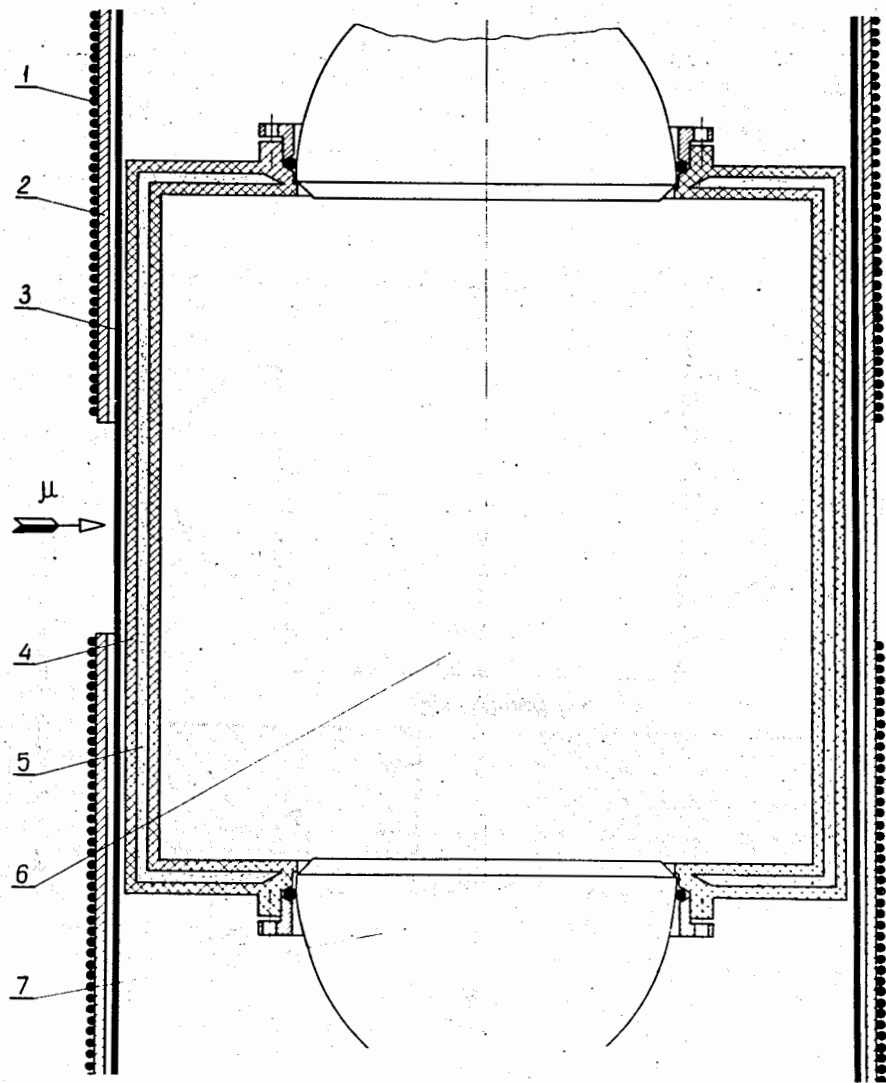


Рис. 2. Конструкция черенковского счетчика: 1 - обмотка для компенсации магнитного поля, 2 - стальной магнитный экран, 3 - пермалловый магнитный экран, 4 - стенки радиатора из плексигласа, 5 - отражатель света из MgO , 6 - вода, 7 - ФЭУ.

ко одного мюона /стартового/ и одного позитрона в течение импульса ворот. В этом случае полученная кривая распада описывается простейшей формулой $(A \exp(-\lambda t) + B)$, где t - время, λ - скорость распада, A и B - постоянные.

Как показали расчеты, существуют оптимальные условия проведения измерений в зависимости от интенсивности остановок мюонов и ширины интервала, в течение которого регистрируются позитроны. На рис. 3 показаны в графической форме результаты расчетов.

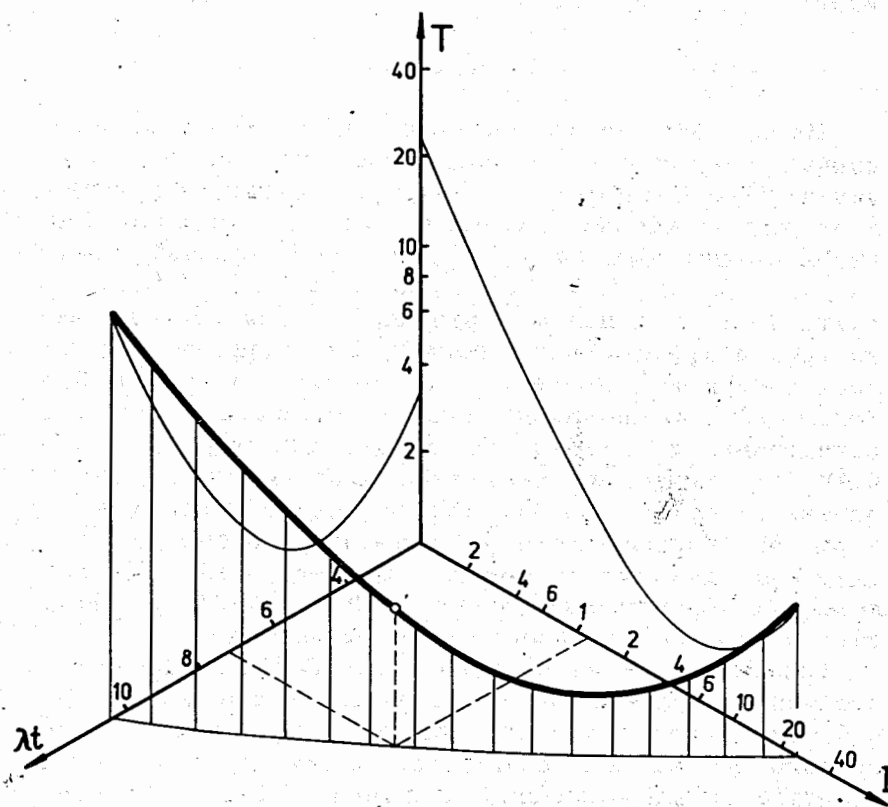


Рис. 3. График оптимальной интенсивности. t - ширина ворот, T - время измерения, I - интенсивность остановок мюонов.

Интересно, что при выбранной методике есть практический предел точности измерения времени жизни мюона где-то на уровне 10^{-5} . При желании продвинуться дальше необходима смена методики.

При имевшейся у нас интенсивности мюонов $7 \cdot 10^3 \text{ сек}^{-1}$, без учета скважности, полная ширина ворот выбрана равной 20 мксек. Во временной шкале нулевой момент появления позитронов относительно остановки мюона сдвинут на 5 мксек. Это уменьшает возможное влияние переходных процессов от сигналов тех частиц, которые пролетели через детекторы перед открытием ворот.

Электроника

На рис. 4 представлена упрощенная блок-схема электроники. Счетчики 1, 2 выделяли влетевший мюон /совпадения С1/. Счетчики 3, 4 выделяли позитрон распада. Усиление по каналам счетчиков 3 и 4 подбиралось так, чтобы амплитуды сигналов от одинаковой световой вспышки были равны. При этом одинаковой была и скорость счета по этим каналам в рабочих условиях. Для лучшей изотропии эффективности регистрации позитронов делалось следующее. Во-первых, отбирались совпадения 3, 4 /схема С3/, что позволяло снизить энергетический порог регистрации позитронов без помех со стороны шумов ФЭУ. Во-вторых, дискриминатором Д5, включенным после линейного сумматора ЛС, отбирались те события, в которых был большим хотя бы один из импульсов ФЭУ 3 и 4. Подобная ситуация возможна тогда, когда позитрон вылетает в направлении одного из ФЭУ и большая часть светового конуса попадает на его фотокатод.

Схемы выделения кратных событий /КС1 и КС2/ позволяли отбирать на преобразователе время-код /Т-Ц/ события, когда в течение длительности ворот не было второго мюона или позитрона. Линия задержки ЛЗ-2 сдвигала сигнал появления позитрона /"стоп"/ относительно остановки мюона /"старт"/ на 5 мксек, т.е. сдвигала начало экспоненты. Линия задержки ЛЗ-1 /тоже 5 мксек/ создавала одинаковые с каналом позитронов

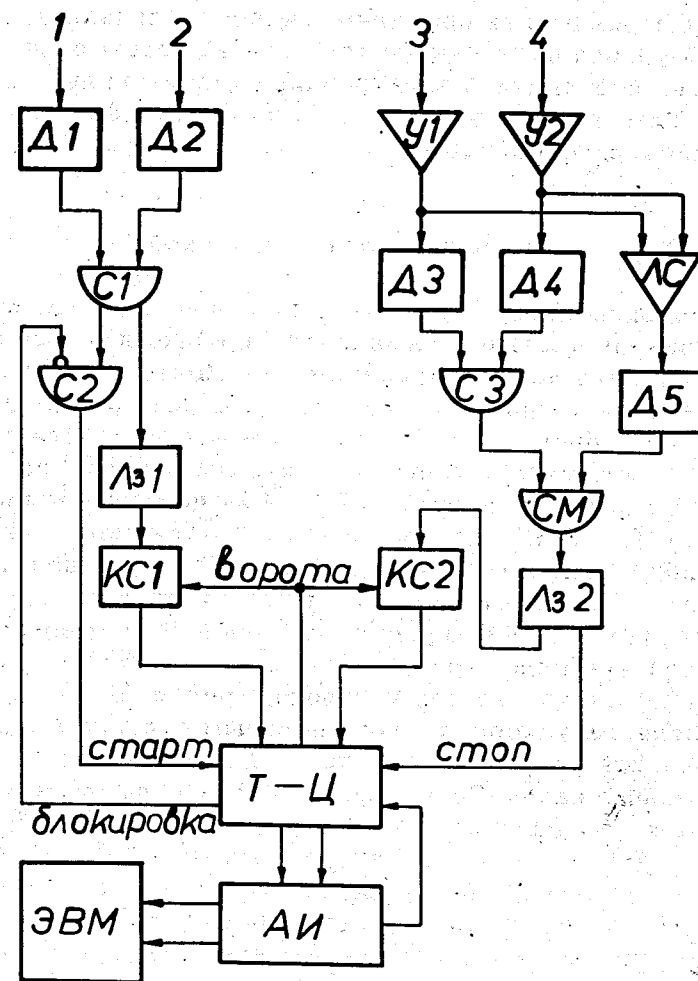


Рис. 4. Блок-схема электроники: Д - дискриминатор, С - схема совпадений, СМ - смеситель, ЛЗ - линия задержки, ЛС - линейный сумматор, У - усилитель, Т-Ц - преобразователь время-код, КС - схема выделения второго импульса в воротах, АИ - буферная память АИ-4096.

условия отбрасывания случаев с появлением второго мюона в течение импульса ворот.

Чтобы исключить временные эффекты, связанные со сдвигом уровня постоянного тока в зависимости от интенсивности, все связи в электронике сделаны гальваническими. Там, где это выполнить было нельзя, формировались биполярные сигналы.

Преобразователь время-код

Преобразователь время - цифровой код является существенной частью всей аппаратуры. Он был разработан специально для данного эксперимента. Поэтому структура его имеет некоторые особенности. На рис. 5 приведена упрощенная блок-схема преобразователя. Импульс "старт" /остановка мюона/ опрокидывает триггеры $Tr1$ и $Tr2$. На счетные регистры $P1$ и $P2a$ через схемы пропускания $C1$ и $C2$ соответственно поступают сигналы кварцевого генератора КГ. Импульс "стоп" /позитрон распада/ возвращает триггер $Tr2$ в исходное состояние, а на регистре $P2a$ фиксируется цифровой код измеренного интервала времени. Триггер $Tr1$ возвращается в исходное состояние только после набора в регистре $P1$ заданного числа импульсов, т.е. он цифровым способом задает длительность ворот. В течение этой длительности через схемы пропускания $C3$ на регистр $P26$ в любой момент времени могут быть поданы импульсы признаков события /приход второго мюона, второго позитрона/. В коде события 10 бит / $P2a$ / отводилось на время и 2 бита / $P26$ / на признаки. После окончания импульса ворот код события передается в память АИ-4096 измерительного центра ЛЯП, где производится сортировка и накопление событий.

В работе использовался кварцевый генератор с частотой около 50 МГц /абсолютное ее значение известно с точностью 100 Гц/.

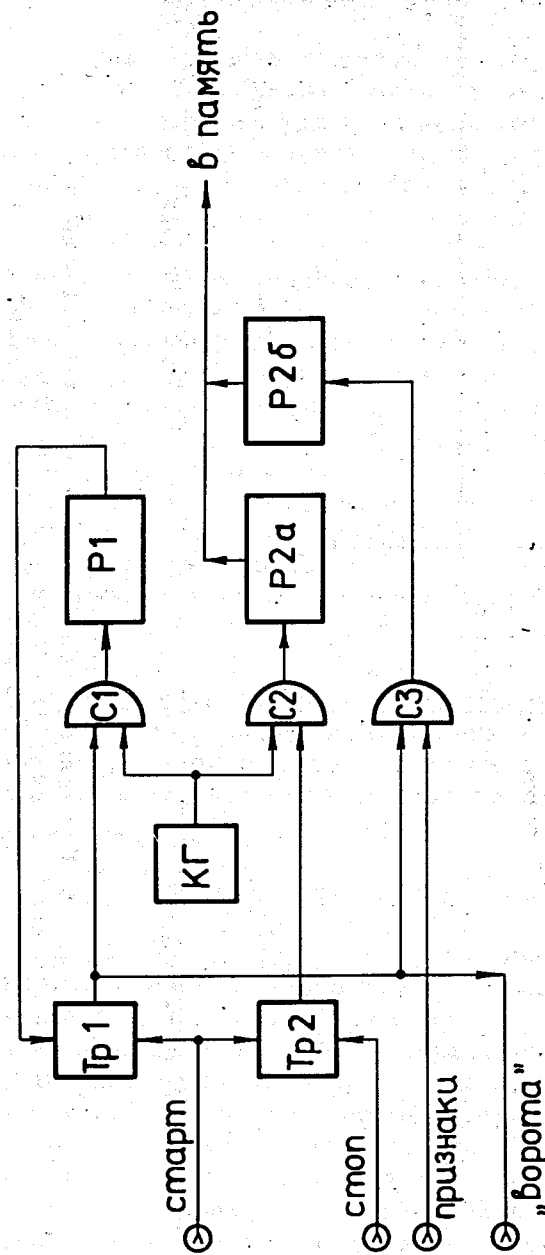


Рис. 5. Блок-схема преобразователя время-код: Tr - триггер, КГ - кварцевый генератор, С - схема совпадений, Р - регистр.

Высокая точность измерений требует обязательного контроля качества работы аппаратуры. Основным критерий здесь - дифференциальная нелинейность всего комплекса электроники от счетчиков до преобразователя время-код. Она может возникнуть как из-за связи между каналами старт-стоп, так и из-за наложения импульсов в каждом канале. Если среднюю дифференциальную нелинейность электроники представить в виде $(C + D\Delta t)$, то из оценок следует, что отношение D/C равно относительной погрешности измерения времени жизни.

Измерение дифференциальной нелинейности аппаратуры проводилось в условиях, близких к реальным. Сигналы двух сцинтилляционных счетчиков, регистрирующих γ -кванты радиоактивных источников, подавались на входы системы. Многосуточные измерения показали, что средняя дифференциальная нелинейность всего комплекса отсутствует на уровне $D/C = \pm 10^{-5}$. Для примера на рис. 6 приведены промежуточные результаты испытаний, которые наглядно демонстрируют качество работы электроники.

Временное разрешение черенковского детектора на уровне 10^{-4} от максимума составляет 100 нсек/рис.7/. Эффективность регистрации позитронов распада, на основе результатов рабочих сеансов, составляет 90%.

Измерения и обработка результатов

Измерения проводились в течение 4 сеансов на синхротроне в разные дни. Во время работы данные передавались по каналам прямой связи в ЭВМ каждые 2 часа. После чего велась экспресс-обработка по упрощенным программам. Результаты представлялись как в цифровой, так и в графической форме.

В конце сеанса проводилась полная обработка полученных временных спектров по методу минимума χ^2 . При варьировании параметров учитывалась одновременно как фоновая часть спектра по формуле $(C \exp(-\lambda t) + B)_{t < 0}$,

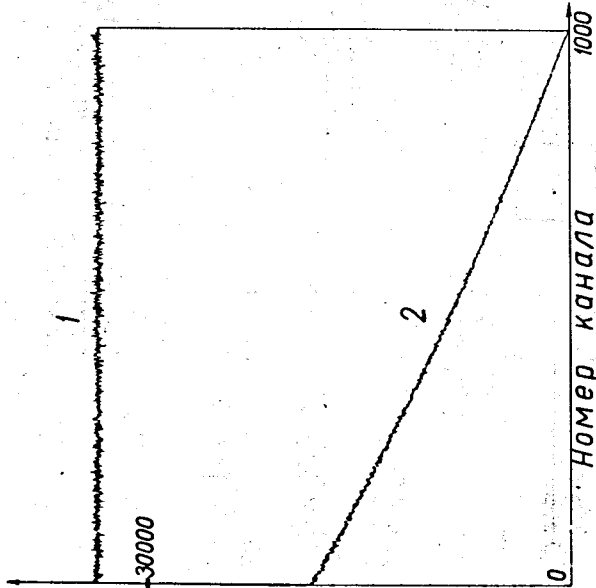
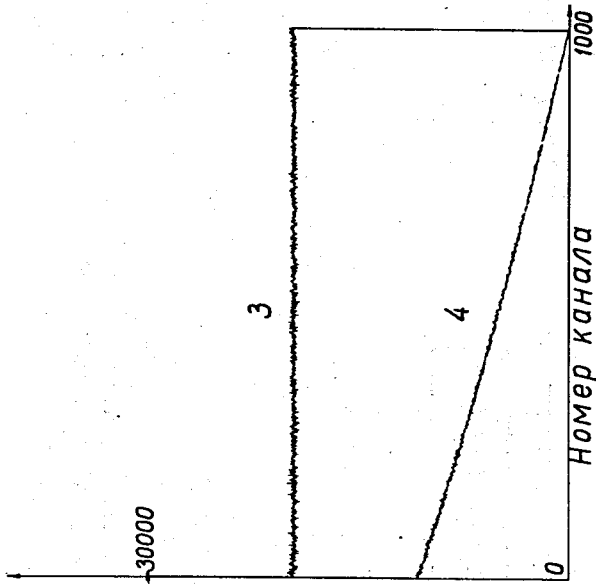


Рис. 6. Временные спектры: 1 - в воротах 1 импульс "старт", 1 импульс "стоп"; 2 - 1 "старт", 2 "стоп"; 3 - 2 "старт", 1 "стоп"; 4 - 2 "старт", 2 "стоп".

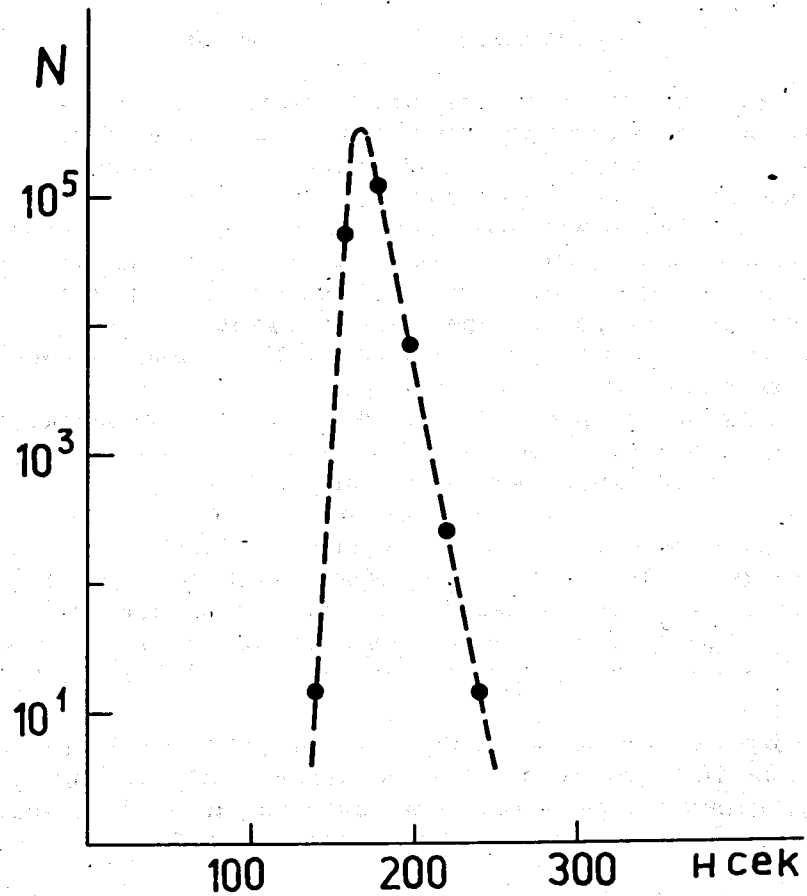


Рис. 7. Кривая аппаратного временного разрешения.

так и рабочая - $(A \exp(-\lambda t) + B)_{t > 0}$. Раздельная обработка фоновых и рабочих участков спектра в пределах ошибок давала совпадающие результаты. Первый анализируемый канал временного спектра сдвигался на 320 нсек от начала экспоненты.

Результаты обработки данных собраны в таблице. В итоговое значение времени жизни мюона $2,19711 \pm 0,00008 / \text{мксек}$ введена единственная поправка, учи-

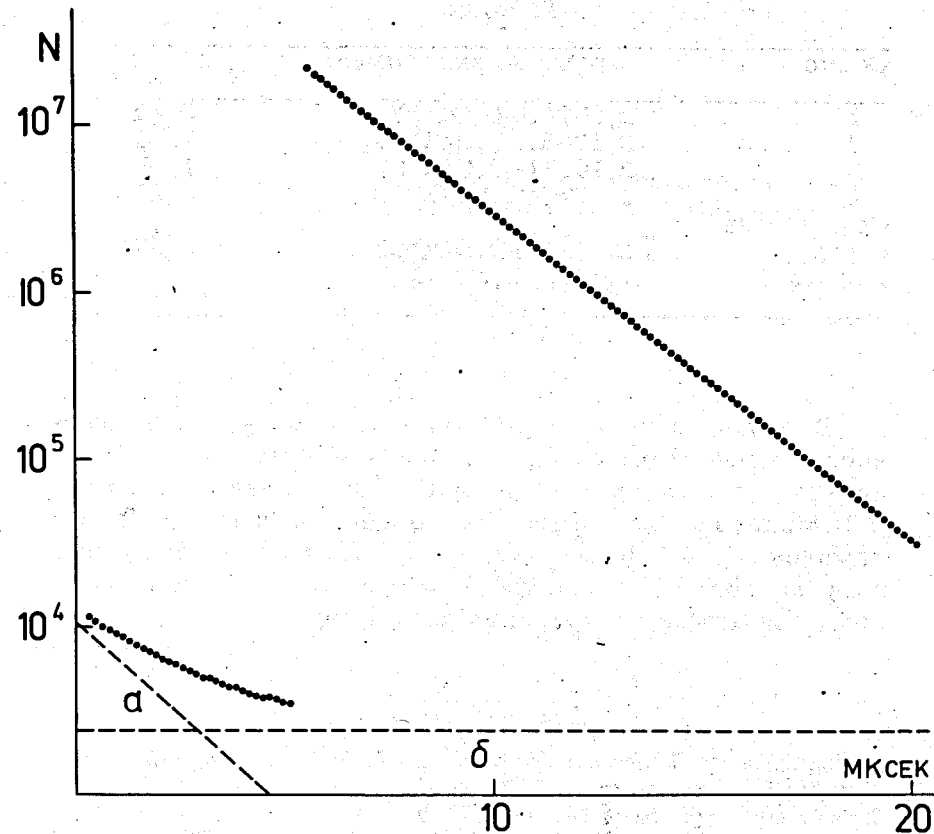


Рис. 8. Кривая распада /за один сеанс/.

тывающая конечное разрешение схем, которые метят события с двумя мюонами или позитронами. Относительная величина ее около 10^{-5} .

Суммарная статистика, набранная нами за 100 часов работы ускорителя, составляет 10^9 полезных событий.

Дальнейшего существенного увеличения точности возможно достигнуть в постановке Дуклоса и др.^{6/} при увеличении быстродействия детекторов позитронов и увеличении их телесного угла до 4π .

Таблица

Сеанс	Время жизни /мксек/	$\chi^2 / \langle \chi^2 \rangle$
1	2,19740 \pm 0,00031	0,82
2	2,19687 \pm 0,00014	1,02
3	2,19731 \pm 0,00014	1,18
4	2,19709 \pm 0,00013	0,87
Суммарный спектр	2,19711 \pm 0,00008	0,87
Работа /6/	2,1973 \pm 0,0003	

В заключение авторы приносят глубокую благодарность А.И.Мухину за плодотворные обсуждения, Л.И.Лапидусу за постоянное внимание и поддержку работы, С.В.Медведю за помощь в освоении измерительного комплекса, В.И.Комарову, С.М.Коренченко, В.С.Роганову за полезные советы, Ю.И.Ильичеву и М.М.Петровскому за помощь в создании аппаратуры.

Литература

1. F.J.M.Farley, T.Massam, T.Muller and A.Zichichi. Proc. 1962 Int. Conf. on High Energy Physics at CERN, p. 415.
2. R.A.Lundy. Phys.Rev., 125, 1636 (1962).
3. M.Eckhause, T.A.Fillipas, R.B.Sutton and R.E.Welsh. Phys.Rev., 132, 422 (1963).
4. S.L.Meyer, E.W.Anderson, E.Bleser, L.M.Lederman, J.L.Rosen, J.Rothberg, I.-T.Wang. Phys.Rev., 132, 2693 (1963).
5. R.W.Williams and D.L.Williams. Phys.Rev., D6, 737 (1972).
6. J.Duclos, A.Magnon and J.Picard. Phys.Lett., 47B, 491 (1973).

Рукопись поступила в издательский отдел
25 апреля 1974 года.