



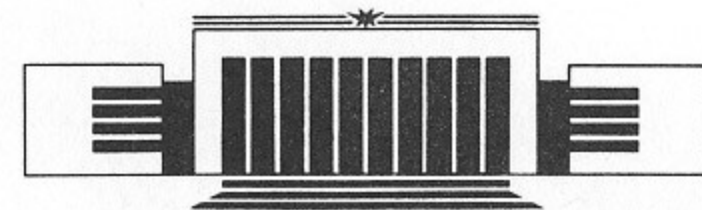
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

32

А.Е. Бондарь, Т.А. Пурлац

ПРОЕКТ ЭКСПЕРИМЕНТА
ПО ИЗМЕРЕНИЮ МАССЫ
 τ -ЛЕПТОНА НА ВЭПП-4М

ПРЕПРИНТ 91-91



НОВОСИБИРСК

АННОТАЦИЯ.

Рассматривается возможность прецизионного измерения массы τ -лептона вблизи порога рождения на накопителе ВЭПП-4М. Предлагается использовать эффект доплеровского уширения спектра π -мезонов в распаде $\tau \rightarrow \pi \nu$.

1. Введение.

В рамках стандартной модели τ -лептон вместе с соответствующим нейтрино ν_τ образует третий лептонный дублет, вслед за электронным (e, ν_e) и мюонным (μ, ν_μ). Это и определяет свойства τ -лептона в предположении e, μ, τ - универсальности.

Измерение ширины Z^0 - бозона [1] позволило установить, что количество поколений лептонов равно трём. Таким образом, τ является самым тяжёлым лептоном, и детальное изучение его свойств может быть хорошим методом проверки стандартной модели в лептонном секторе. Наиболее «чистым» параметром с точки зрения стандартной теории слабых взаимодействий является ширина лептонных распадов

$$\Gamma(\tau \rightarrow l \nu \nu_\tau) = \frac{G_F^2 M_\tau^5}{192\pi^3} \cdot (1 - 8y + 8y^3 - y^4 - 12y^2 \ln y),$$

$$\text{где } y = (m_l / M_\tau)^2.$$

Точность предсказания лептонной ширины τ определяется следующими факторами:

- Возможная поправка на массу ν_τ . При $m_\nu < 35$ МэВ (существующее экспериментальное ограничение) $\Delta\Gamma/\Gamma < 3.1 \cdot 10^{-3}$.

- Неопределённость знания фермиевской константы G_F соответствует $\Delta\Gamma/\Gamma = 2 \cdot 10^{-5}$.

- Неопределённость знания M_τ . Поскольку лептонная ширина τ зависит от массы τ -лептона как M_τ^5 , $\Delta\Gamma/\Gamma = 5 \cdot \Delta M_\tau / M_\tau$. При существующей точности $M_\tau = 1784.1_{-3.6}^{+2.7}$ МэВ это приводит к $\Delta\Gamma/\Gamma = 0.9 \cdot 10^{-2}$.

Наиболее точное значение массы τ было получено группой DELCO в 1978 г.: $M_\tau = 1782_{-7}^{+2}$ МэВ. Масса измерялась по наблюдению энергетической зависимости сечения процесса $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ в интервале энергий от 3.5 до 4.4 ГэВ [2]. Основная систематическая ошибка была связана с неопределённостью шкалы энергии накопителя SPEAR. После прецизионного измерения массы Ψ и Ψ' на ВЭПП-4 в 1980 г. [3] этот результат был уточнён $M_\tau = 1784_{-4}^{+3}$ МэВ [4]. Существующие сегодня экспериментальные данные по измерению массы τ ограничены

главным образом не систематикой, а статистикой.

В связи с тем, что в последнее время был достигнут заметный прогресс в измерении времени жизни и вероятностей лептонных распадов τ [5], точность знания M_τ уже становится недостаточной.

Прецизионное значение массы τ представляет интерес также и в связи с ограничениями на массу τ -нейтрино, точность которых в будущих экспериментах может приблизиться к пределу, обусловленному современной экспериментальной неопределённостью в массе τ .

В данной работе сделана попытка оценить возможности дальнейшего уточнения массы τ на ВЭПП-4М.

2. Измерение массы τ по пороговой зависимости сечения $\sigma(e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-)$.

Наиболее очевидным способом определения массы τ является измерение сечения рождения пары $\tau^+\tau^-$ в зависимости от энергии e^+e^- пучков вблизи порога.

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-) = \frac{\pi\alpha^2}{3M_\tau^2} \beta \frac{(3-\beta^2)}{2} (1-\beta^2),$$

где β - скорость τ -лептона.

Вблизи порога ($\beta < \pi\alpha$) следует учитывать кулоновское взаимодействие лептонов в конечном состоянии [6]. Тогда

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-) \approx \frac{\pi\alpha^2}{3M_\tau^2} \frac{\pi\alpha}{1 - e^{-\alpha\pi/\beta}} \frac{(3-\beta^2)}{2} \cdot (1-\beta^2).$$

Поэтому даже на самом пороге ($\beta=0$) сечение не обращается в ноль.

По измерению хода сечения рождения пары $\tau^+\tau^-$ в области энергии $3.57 \text{ Гэв} < \sqrt{s} < 3.68 \text{ Гэв}$ (от порога рождения пары $\tau^+\tau^-$ до Ψ' -резонанса) можно с высокой точностью определить значение массы τ -лептона. При этом достижимая точность в принципе ограничена лишь неопределённостью параметров начальных e^+e^- пучков.

Абсолютная калибровка энергетической шкалы накопителя может быть осуществлена сканированием Ψ и Ψ' резонансов.

Использование метода резонансной деполяризации позволяет определять шкалу энергии с точностью не хуже 0.1 Мэв. Энергетический разброс на ВЭПП-4М $\sigma_E/E \approx 10^{-3}$, значит, неопределённость в полной энергии электрон-позитронной пары $\sqrt{2} \cdot \sigma_E \approx 2.5 \text{ Мэв}$. Но так как на ВЭПП-4М размер пучка в месте встречи определяется главным образом энергетическим разбросом, то измеряя вершину взаимодействия, можно уточнить полную энергию в данном событии. При точности определения вершины $\sigma_y = 200 \text{ мкм}$, точность определения энергии e^+e^- пары будет $\sigma \approx 0.5 \text{ Мэв}$.

3. Измерение массы τ по спектру π -мезонов в распаде τ .

Другим возможным способом измерения массы τ вблизи порога рождения является измерение ширины распределения по импульсу π -мезонов из распада $\tau^\pm \rightarrow \pi^\pm \nu_\tau$. Непосредственно на пороге, когда образуется пара покоящихся τ -лептонов, импульс π -мезонов кинематически фиксирован и равен $M_\tau/2$ (с точностью $\sim m_\pi^2/M_\tau^2$). Если же энергия несколько выше пороговой и τ -лептон имеет ненулевой импульс $p_\tau \ll M_\tau$, то монохроматическая линия в спектре π -мезонов уширяется пропорционально p_τ .

$$p_\tau = p_\pi + p_\nu, \quad \text{т. е. } M_\tau^2 + m_\pi^2 - 2 \cdot (\epsilon_\tau \epsilon_\pi - \vec{p}_\tau \vec{p}_\pi) = 0.$$

Пренебрегая членами $\sim m_\pi^2/M_\tau^2$, p_τ^2/M_τ^2 , получим

$$M_\tau^2 - 2p_\pi \cdot (M_\tau - p_\tau \cos\theta) = 0, \quad \text{откуда}$$

$$p_\pi = \frac{M_\tau}{2} + p_\tau \frac{\cos\theta}{2}.$$

Таким образом, спектр π -мезонов в распаде $\tau \rightarrow \pi \nu$ имеет вид прямоугольника (поскольку распределение по $\cos\theta$ равномерное) со средним значением $p_\pi = M_\tau/2$ и шириной, равной p_τ . Измеряя ширину спектра, т. е. p_τ , можно определить массу τ из соотношения

$$E_D = M_\tau + \frac{p_\tau^2}{2M_\tau}, \quad \text{где } E_D - \text{энергия пучка.}$$

Тогда точность определения массы τ $\delta M_\tau = \frac{p_\tau}{M_\tau} \delta p_\tau$. Пусть, например, энергия одного пучка $E_D = M_\tau + 3 \text{ Мэв}$. Тогда $p_\tau = 103 \text{ Мэв}$, $\delta M_\tau = 0.06 \cdot \delta p_\tau$. При точности измерения ширины

распределения по импульсу $\delta p_\tau = 10$ Мэв точность определения M_τ будет $\delta M_\tau \approx 0.6$ Мэв.

Наличие энергетического разброса в пучке $\sigma_E/E \approx 10^{-3}$ изменит форму распределения по импульсу p_π , но на ширину распределения на полувысоте не повлияет.

4. Детектор с магнитным полем для эксперимента по определению массы τ -лептона.

Поскольку измерение массы τ должно производиться вблизи порога рождения $\tau^+\tau^-$ -пары, где сечение ещё мало, основную проблему составит, по-видимому, фон от следующих процессов:

- многоадронные события;
- двухфотонные взаимодействия;
- электродинамические процессы ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$, $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$);
- взаимодействие с остаточным газом.

Для эффективного подавления фона необходимо иметь детектор с достаточно хорошим $e/p/\mu$ разделением в широком диапазоне импульсов (от 250 Мэв до 900 Мэв), максимально возможным телесным углом регистрации как заряженных, так и нейтральных частиц. Детектор КЕДР [7], который сооружается сейчас в ИЯФ для работы в области энергий Υ -резонансов, вполне удовлетворял бы этим условиям.

Эксперимент по измерению массы τ -лептона возможно провести раньше, не дожидаясь готовности детектора КЕДР в полном объёме. Поэтому предлагается использовать системы первой очереди детектора КЕДР, дополнив их несложной конструкцией из 360 кристаллов CsI, заменяющей центральную часть калориметра. Тогда детектор будет иметь вид, показанный на Рис. 1, и состоять из вершинного детектора, дрейфовой камеры в магнитном поле ~ 9 кГс, торцевого калориметра на основе кристаллов CsI, центрального «тонкого» CsI калориметра 6 см толщиной, мюонной системы.

Для того чтобы понять возможности подавления фона к процессу образования $\tau^+\tau^-$ -пар в таком детекторе, было сделано моделирование прохождения частиц через детектор с

помощью программы GEANT [8]. На Рис. 2 показано одно событие $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ в детекторе.

5. Критерии отбора $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$.

По сравнению с двумя более лёгкими лептонами τ имеет большое количество мод распада, как с лептонами, так и с адронами в конечном состоянии (см. Табл. 1). Поэтому источниками фона могут быть и лептонные (электродинамические) и многоадронные реакции. Как видно из Табл. 1, τ распадается в конечном состоянии, содержащее преимущественно одну или три заряженные частицы. Таким образом, заряженная множественность событий рождения $\tau^+\tau^-$ мала по сравнению с заряженной множественностью адронных событий.

Табл. 1. Основные моды распадов τ .

канал распада τ^-	вероятность, %
$\mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$	17.8 ± 0.4
$e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$	17.7 ± 0.4
$\pi^- \nu_\tau$	11.0 ± 0.5
$K^- \nu_\tau$	0.68 ± 0.19
$\pi^- \pi^0 \nu_\tau$	22.7 ± 0.8
$\pi^- 2\pi^0 \nu_\tau$	7.5 ± 0.9
$\pi^- 3\pi^0 \nu_\tau$	3.0 ± 2.7
все каналы с одной заряженной частицей	86.13 ± 0.33
$\pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$	13.8 ± 0.3

Предлагаемый метод измерения массы τ по ширине спектра π -мезонов фиксирует канал распада одного τ из пары: $\tau \rightarrow \pi\nu$. Для подавления фона от адронных событий распад второго τ -лептона ограничим лептонными модами $\tau \rightarrow e\nu$, $\tau \rightarrow \mu\nu$. Тогда условия отбора с учётом особенностей кинематики распадов τ выглядят следующим образом:

1) Зарегистрированы две заряженные частицы, вылетевшие из области пучка.

2) Не зарегистрировано ни одного фотона.

3) Зарегистрированные заряженные частицы имеют разные сорта: одна из них π -мезон (по импульсу которой и будет строиться распределение), а другая - лептон (электрон или мюон).

4) Заряженные частицы некомпланарны и неколлинеарны.

5) В событии нет частиц с импульсом $p \gg M_\tau/2$.

6. Моделирование регистрации в детекторе и применения условий отбора для событий образования пар $\tau^+\tau^-$ и различных фоновых процессов.

С помощью программы GEANT были описаны различные системы детектора с магнитным полем для эксперимента по измерению массы τ -лептона. Координатная часть (вершинный детектор и дрейфовая камера) моделировались упрощенно, как объём, заполненный газом, который регистрирует прохождение заряженных частиц, их импульс и угол. Возможности идентификации частиц в дрейфовой камере по dE/dx никак не моделировались, не закладывалась также точность восстановления импульса и угла. В калориметре (торцевом и центральном) подсчитывалось энерговыделение, отдельно для каждой заряженной частицы (не учитывая при этом возможность слияния и пересечения кластеров). Регистрацией фотона в калориметре считалось любое взаимодействие в CsI фотона, родившегося за пределами калориметра, с энергией $\omega > 50$ Мэв. Опять же наложение с кластером от заряженной частицы не контролировалось. Моделировалось также срабатывание слоёв мюонной системы, отдельно для каждой заряженной частицы. Учитывалось пассивное вещество детектора (магнит, электроника калориметра и др.).

В качестве генератора исходной кинематики события использовались различные варианты:

- Процесс $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ моделировался при полной энергии $2E_b = 2 \cdot (M_\tau + 3 \text{ Мэв})$ с учётом энергетического разброса в

пучке $\sigma_E = 1$ Мэв. Распады τ^+ и τ^- разыгрывались независимо, ($E_\tau = E_b$) без учёта угловых корреляций между ними, с помощью программы LUND [9].

- Многоадронные события $e^+e^- \rightarrow \text{hadrons}$ при полной энергии $2M_\tau$ моделировались программой LUND. Вообще говоря, LUND ориентирована на более высокие энергии, и правильность результатов в области энергий до 5 Гэв не вполне очевидна. Тем не менее, для оценки уровня фона такое моделирование вполне приемлемо.

- Двухфотонное рождение адронов $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + \text{hadrons}$ моделировалось программой В.А. Таюрского и С.И. Эйдельмана [10].

- Двухфотонное рождение пары μ -мезонов с радиационными поправками $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + \mu^+\mu^-(\gamma)$ - программа Berends [11].

- Процесс упругого рассеяния $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ - программа А.Д. Букина [12].

Данные моделирования всех этих процессов обрабатывались с помощью системы PAW [13]. Условия отбора, сформулированные в предыдущем разделе, выглядят следующим образом:

1) В координатную часть попадают две заряженные частицы, причём обе вылетают из области вокруг места встречи (цилиндр радиусом 3 мм и длиной 10 см).

2) В торцевом и центральном калориметре не зарегистрировано ни одного фотона.

3) Одна из двух зарегистрированных частиц - π -мезон. Это означает, что частица попала в центральный калориметр, импульс её достаточно высок для попадания в мюонную систему ($p > 550$ Мэв), но тем не менее мюонная система от этой частицы не сработала. Кроме того, суммарное энерговыделение от этой частицы в обоих калориметрах не превышает 150 Мэв.

При этом вторая частица является лептоном, что означает одну из трёх возможностей:

а) сработала мюонная система;

б) частица попала в центральный калориметр, и полное энерговыделение больше 150 Мэв.

в) частица попала в торцевой калориметр, и энерговыделение в двух продольных слоях калориметра

соответствует импульсу частицы.

4) Условия на коллинеарность и компланарность: косинус угла раскомпланарности двух частиц $\cos(\varphi_1 - \varphi_2) > -0.90$, а косинус угла между частицами $\cos\theta > -0.95$.

5) Импульс частицы, идентифицированной как лептон, ограничивается $p < 1$ Гэв. Импульс π -мезона ограничивать в условиях отбора нет необходимости, т.к. по нему будет строиться распределение.

7. Результаты моделирования.

Результаты моделирования эффективности регистрации процесса образования пары τ -лептонов и подавления фоновых процессов представлены в Табл. 2.

Табл. 2. Применение условий отбора к намоделированным событиям.

процесс	сечение, нб	для интеграла светимости 3 пб^{-1}	
		число событий	после отбора
$ee \rightarrow \tau\tau$	0.6	1800	53
$ee \rightarrow \text{hadr.}$	15.7	47100	22
$ee \rightarrow ee + \text{hadr.}$	1.9	5700	0
$ee \rightarrow ee\mu(\gamma)$	65.0	195000	4
$ee \rightarrow ee(\gamma)$	227.1	650000	≤ 10

Видно, что наиболее существенен фон от процесса образования адронов. Нужно принимать во внимание, что события всех видов фона имеют широкое распределение по импульсу π -мезона, а для $\tau^+\tau^-$ -событий импульс π -мезона сосредоточен в области шириной p_τ вокруг $M_\tau/2$.

На Рис. 3а показан спектр по импульсу частиц, идентифицированных как π -мезоны, только для событий $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$, прошедших условия отбора. На Рис. 3б - это же распределение вместе с соответствующим по сечению уровнем фона $e^+e^- \rightarrow \text{hadrons}$ (интеграл светимости 3 пб^{-1}). Можно

видеть, что ситуация с фоном вполне удовлетворительная, пик в распределении по импульсу π -мезона можно выделить и измерить его ширину.

8. Статистическая точность определения массы τ .

Ширина пика в распределении по импульсу π -мезонов однозначно связана с импульсом τ , а значит и с массой M_τ . Если энергия пучка абсолютно фиксирована, т.е. отсутствует энергетический разброс, спектр π -мезонов представляет собой прямоугольное распределение с шириной p_τ . Однако, работая вблизи порога $p_\tau \ll M_\tau$, необходимо учитывать и энергетический разброс в пучке. На Рис. 4 показано, как выглядит распределение по импульсу π -мезонов при различных энергиях встречных пучков с учётом энергетического разброса $\sigma_E = 1.4$ Мэв. Видно, что вблизи порога форма распределения уже заметно отличается от прямоугольной. Тем не менее для любой энергии ширина на полувысоте распределения по импульсу π -мезонов однозначно связана с $E_b - M_\tau$ (см. Рис. 5). При помощи этой кривой можно определять массу τ по ширине спектра импульсов π -мезонов. Производная этой функции связывает точность определения массы с точностью нахождения ширины спектра, причём ошибка будет несимметрична в большую и меньшую стороны от $M_\tau/2$. На Рис. 6 показана статистическая точность определения массы (σ^+ и σ^-) в зависимости от энергии для полного интеграла светимости 3 пб^{-1} . При этом точность нахождения ширины на полувысоте спектра π -мезонов определялась как $\Delta h/h \cong 1/\sqrt{2N}$, где N - число зарегистрированных событий при данной энергии. N определялось по энергетической зависимости сечения рождения пары τ -лептонов (см. формулы раздела 2) с учётом энергетического разброса в пучке.

9. Возможности оптимизации детектора для более эффективного подавления фона.

Улучшая способности детектора к $e/\pi/\mu$ разделению, можно

получить более качественную картину для спектра по p_{π} . Для событий $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ уменьшится доля лептонов, принимаемых за π -мезоны и искажающих распределение. Количество фоновых событий, прошедших условия отбора за счёт того, что π -мезон идентифицируется как лептон, тоже уменьшится.

В расчётах, проделанных для данной работы, e/π разделение проводилось только на основе энергосыделения в калориметре. Цилиндрическая часть калориметра имеет малую толщину - 6 см CsI. На Рис. 7 показано энергосыделение в центральном калориметре от π -мезонов и электронов в событиях рождения пары τ -лептонов. Дополнительные слои кристаллов, в принципе, могут заметно улучшить e/π разделение. Кроме того, в дрейфовой камере есть возможность достаточно эффективного e/π разделения с использованием информации о dE/dx .

π/μ разделение осуществляется исключительно за счёт мюонной системы. Поэтому для частицы, попавшей в торец, нет возможности отличить π -мезон от мюона, и эти π -мезоны не заносятся в распределение, что ухудшает эффективность. Наличие простейшей системы идентификации мюонов за торцевым калориметром было бы полезным для экспериментов с τ -лептонами. Но и имеющаяся центральная мюонная система, рассчитанная для экспериментов на детекторе КЕДР в полном объёме, расположена не оптимальным образом. Первый слой μ -системы регистрирует мюоны, только начиная с импульса 550 Мэв (при поле 9 кГс). Для разделения π/μ в области 300 + 900 Мэв необходимо иметь два слоя мюонной системы, расположенных сразу за кристаллами CsI.

Однако, метод измерения M_{τ} по спектру π -мезонов и связанные с ним критерии отбора приводят, как показало моделирование, к вполне приемлемой фоновой ситуации и в описанном варианте детектора. Если же придётся работать с детектором без магнитного поля и, следовательно, использовать метод определения массы τ по пороговой зависимости сечения, то ситуация с фоном значительно ухудшится, и необходимо будет рассмотреть перечисленные возможности оптимизации детектора.

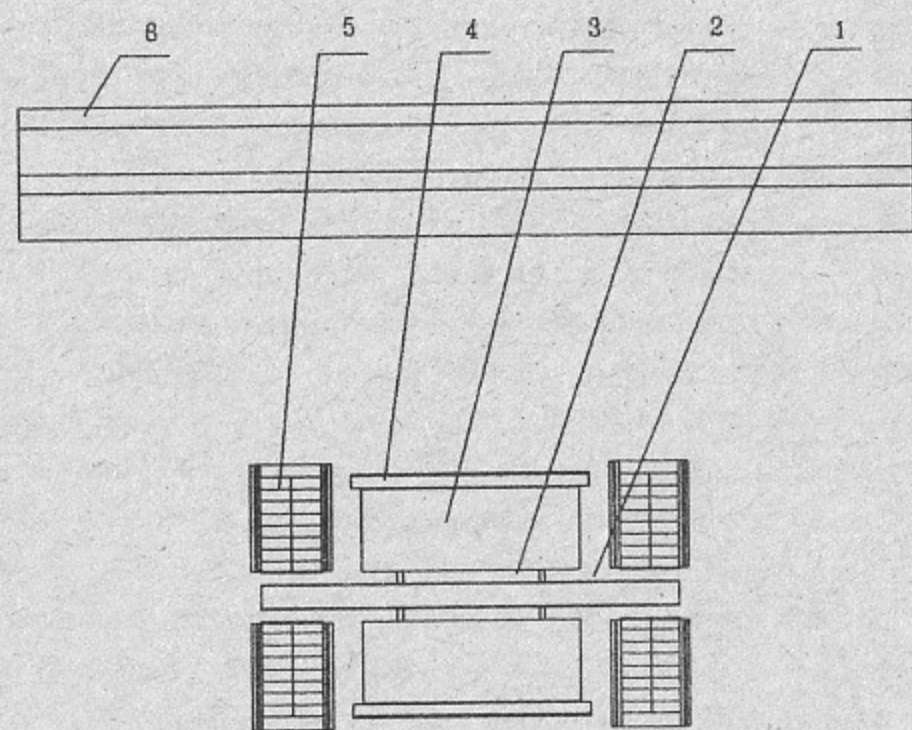
10. Заключение.

Проводя эксперимент вблизи порога рождения пары τ -лептонов, помимо прецизионного измерения массы τ , возможны и другие задачи. Например, поиск признаков взаимодействия τ -лептонов, нарушающих V-A теорию (измерение параметра Мишеля, изучение угловых корреляций).

В заключение авторы выражают глубокую благодарность А.И. Голутвину, А.А. Жоленцу, В.А. Сидорову, А.Г. Чилингарову, Б.А. Шварцу и С.И. Эйдельману за обсуждения и интерес к работе.

Литература:

1. D. Decamp et al., Phys. Lett. 231B(1989) 519-529.
2. W. Bacino et al., Phys. Rev. Lett. 41 (1978) 13.
3. A. Zholentz et al., Phys. Lett. 96B(1980) 214.
4. Review of Particle Properties, Particle Data Group, Phys. Lett. B, 1982.
5. J. Kirkby, Workshop on tau lepton physics, Orsay, 1990.
6. М.Б. Волошин и др. Препринт ИТЭФ 56-89, Москва 1989.
7. В.В. Анашин и др. Труды Международного симпозиума по координатным детекторам, Дубна, 1987.
8. R. Brun et al., GEANT3, DD/EE/84-1, 1987.
9. T. Sjostrand et al., The Lund Monte Carlo for Jet fragmentation and e^+e^- -physics, LU/TP 85-10.
10. В.А. Таюрский, С.И. Эйдельман, Меморандум, Новосибирск.
11. F.F. Berends et al., Nucl. Physics B253(1985) 421-440.
12. А.Д. Букун и др. Препринт ИЯФ 90-95, Новосибирск 1990.
13. R. Brun et al., PAW, CERN Program Library Entry Q121.



100 cm

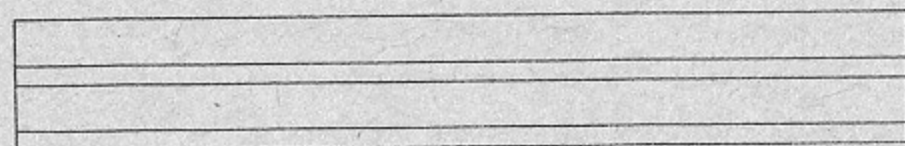
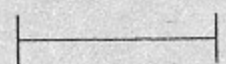


Рис. 1.

Детектор КЕДР в неполном варианте для эксперимента по измерению массы τ -лептона.

1 - вакуумная камера, 2 - вершинный детектор, 3 - дрейфовая камера, 4 - центральный калориметр из CsI, 5 - торцевой калориметр, 6 - мюонная система.

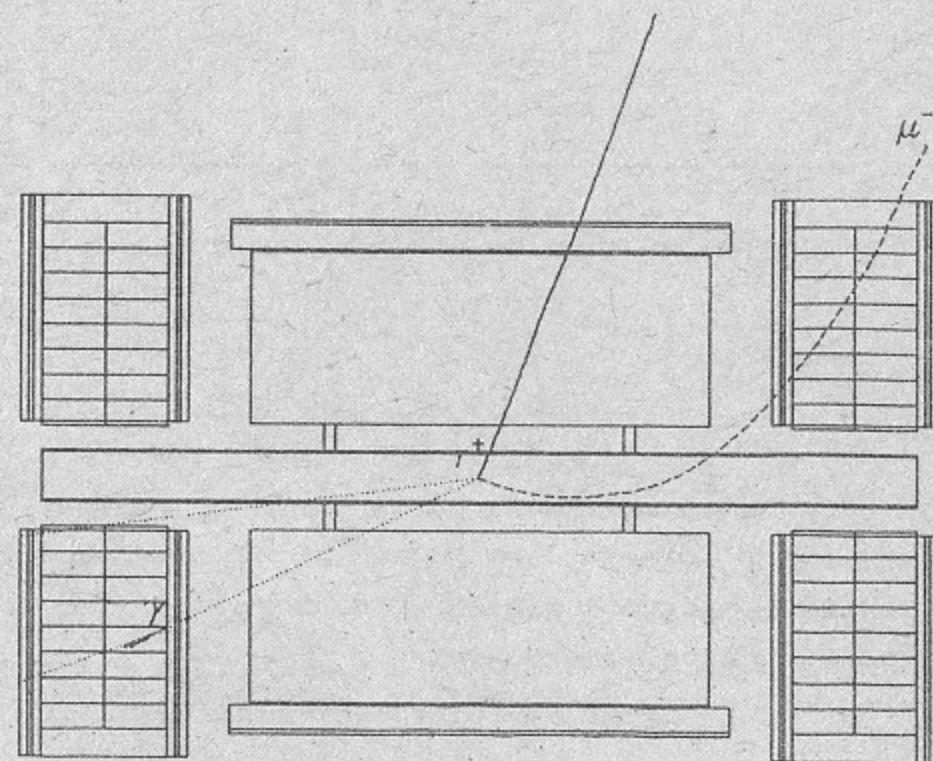
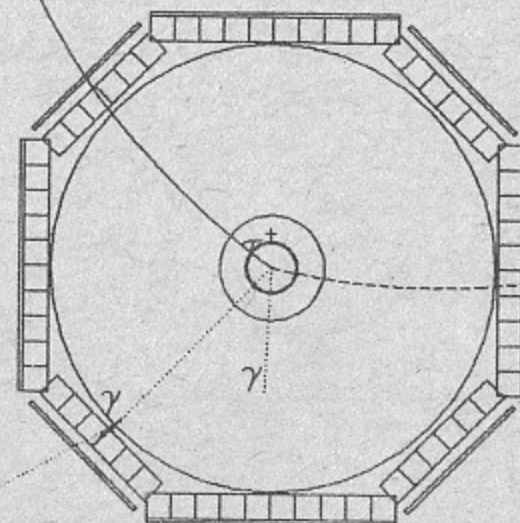
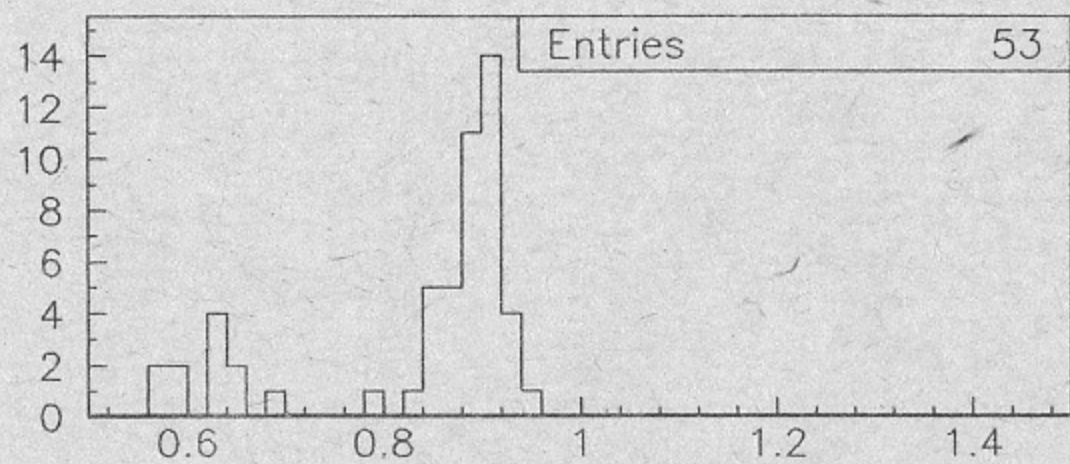


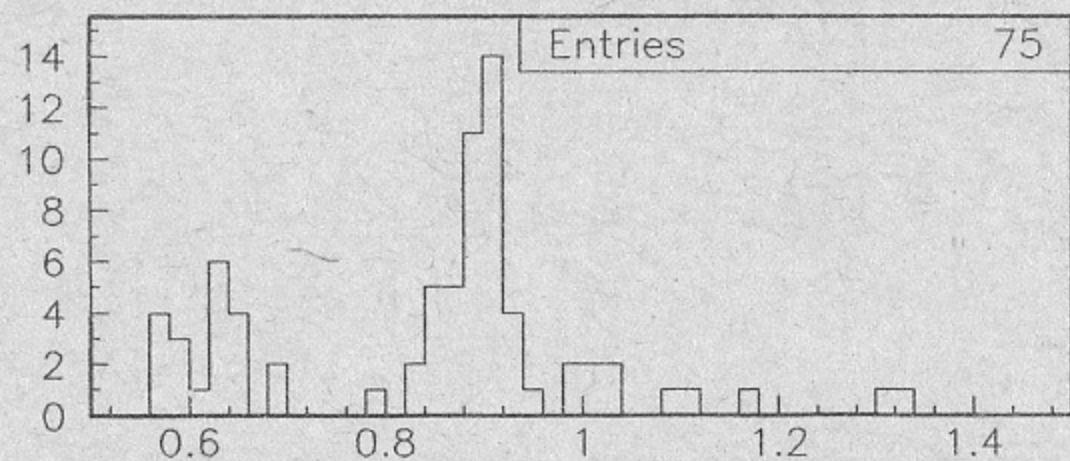
Рис. 2.

Пример события $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ и его регистрации в детекторе ($\tau^+ \rightarrow \pi^+\gamma\gamma\nu$, $\tau^- \rightarrow \mu^-\bar{\nu}$).

Distribution over $P\pi$, Gev (3 pb^{-1})



a) $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ events only



b) the same + $e^+e^- \rightarrow$ hadrons events

Рис. 3.

Результаты моделирования (количество событий соответствует полному интегралу светимости 3 пб^{-1}). Распределение по импульсу частицы, идентифицированной как π -мезон.

- a) - только для событий рождения $\tau^+\tau^-$,
- b) - вместе с фоном от многоадронных событий.

distribution over $P\pi - M\tau/2$, MeV

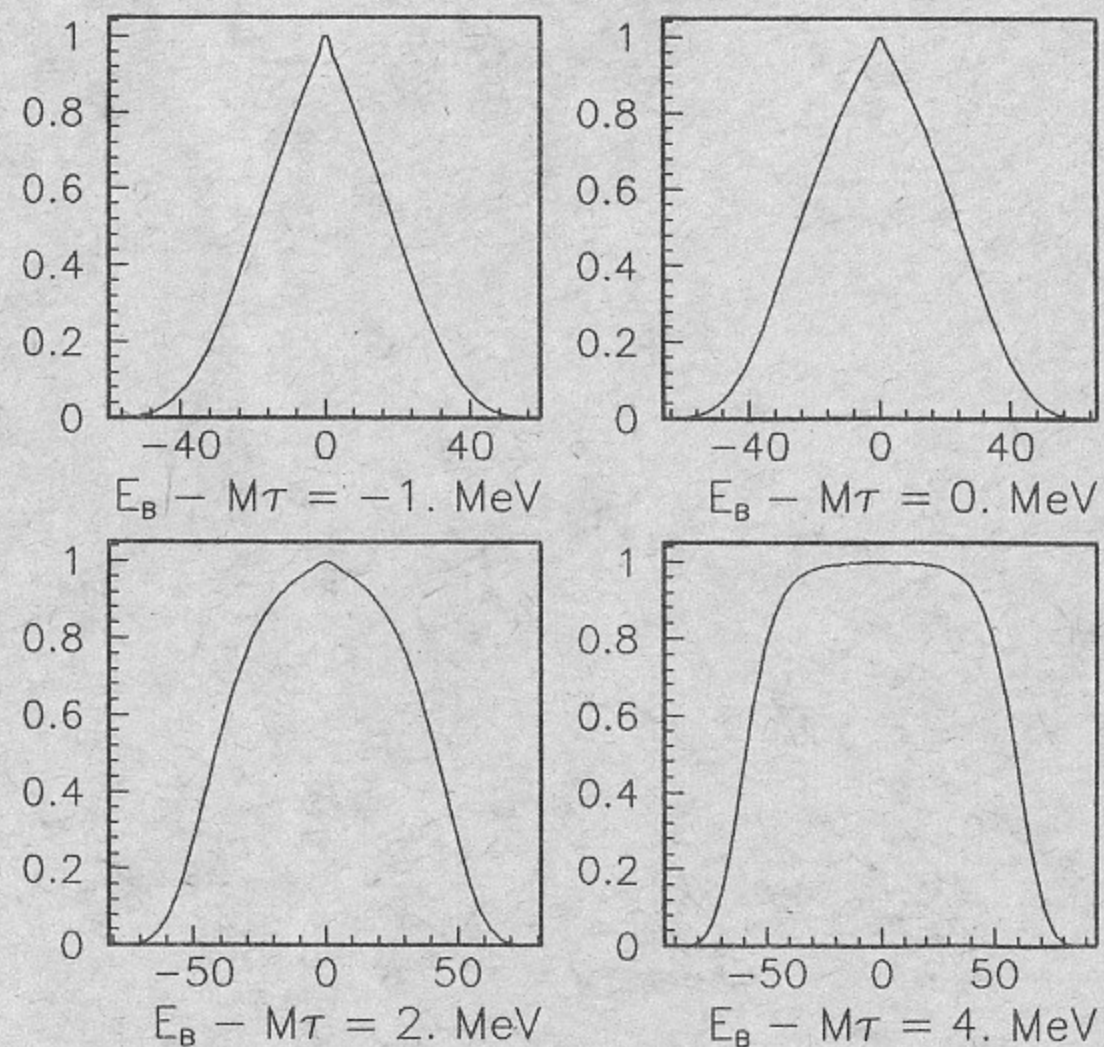


Рис. 4.

Вид распределения по импульсу π -мезонов при различных значениях $E_b - M_\tau$ для энергетического разброса в пучке $\sigma_E = 1.4 \text{ МэВ}$.

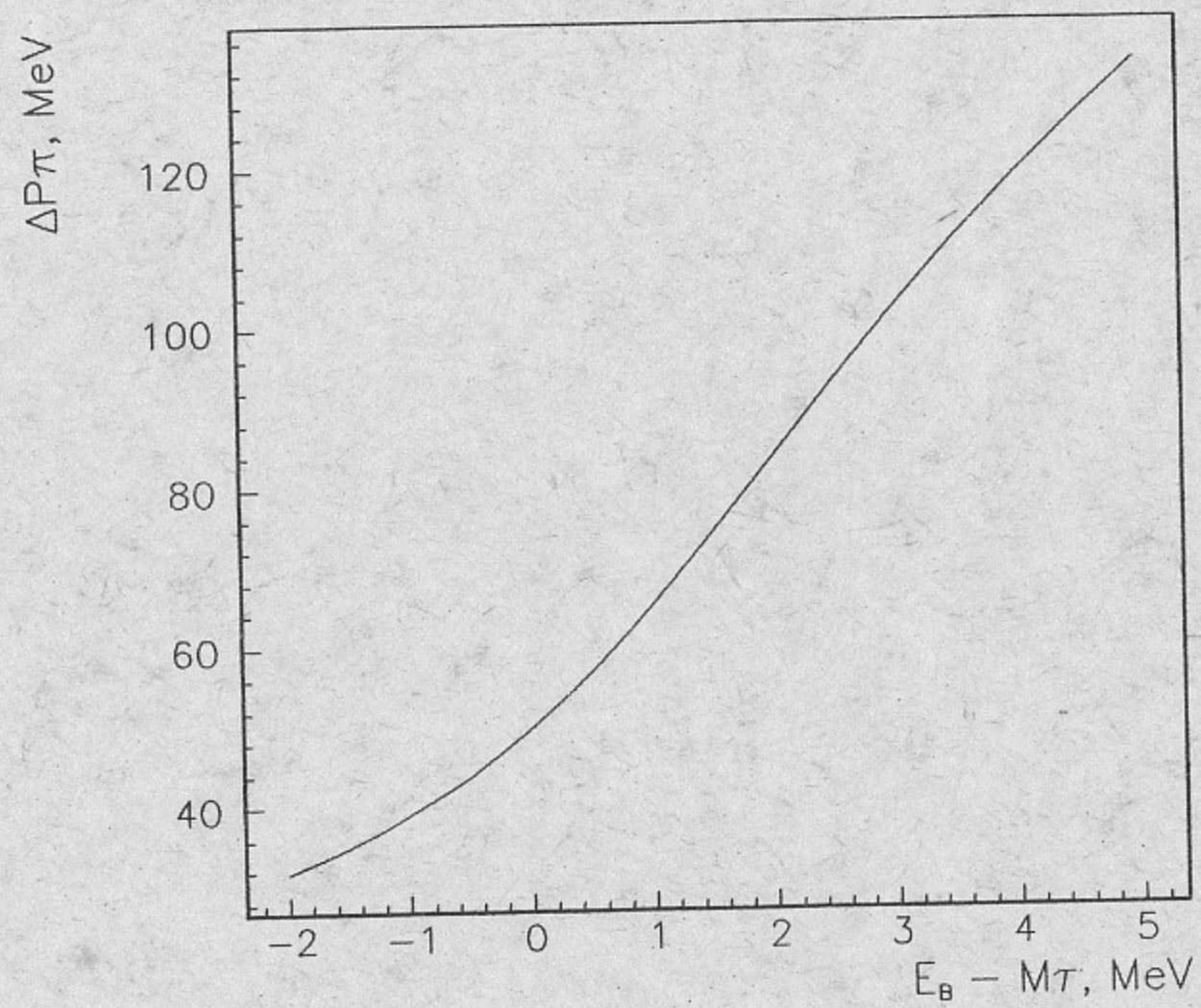


Рис. 5.
Зависимость ширины на полувысоте в распределении по p_π от энергии.

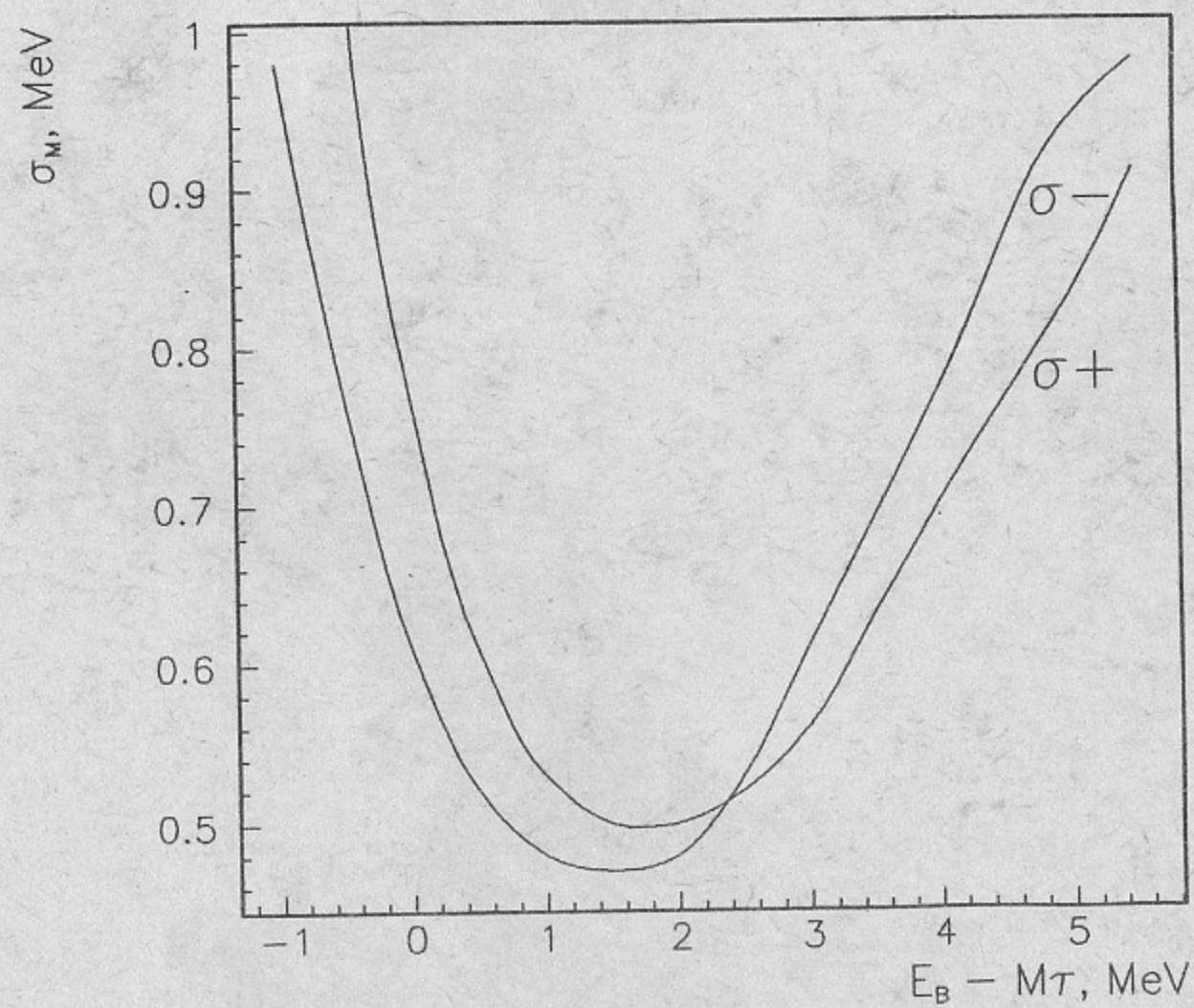


Рис. 6.
Статистическая ошибка определения массы τ M_τ $\begin{matrix} +\sigma+ \\ -\sigma- \end{matrix}$.

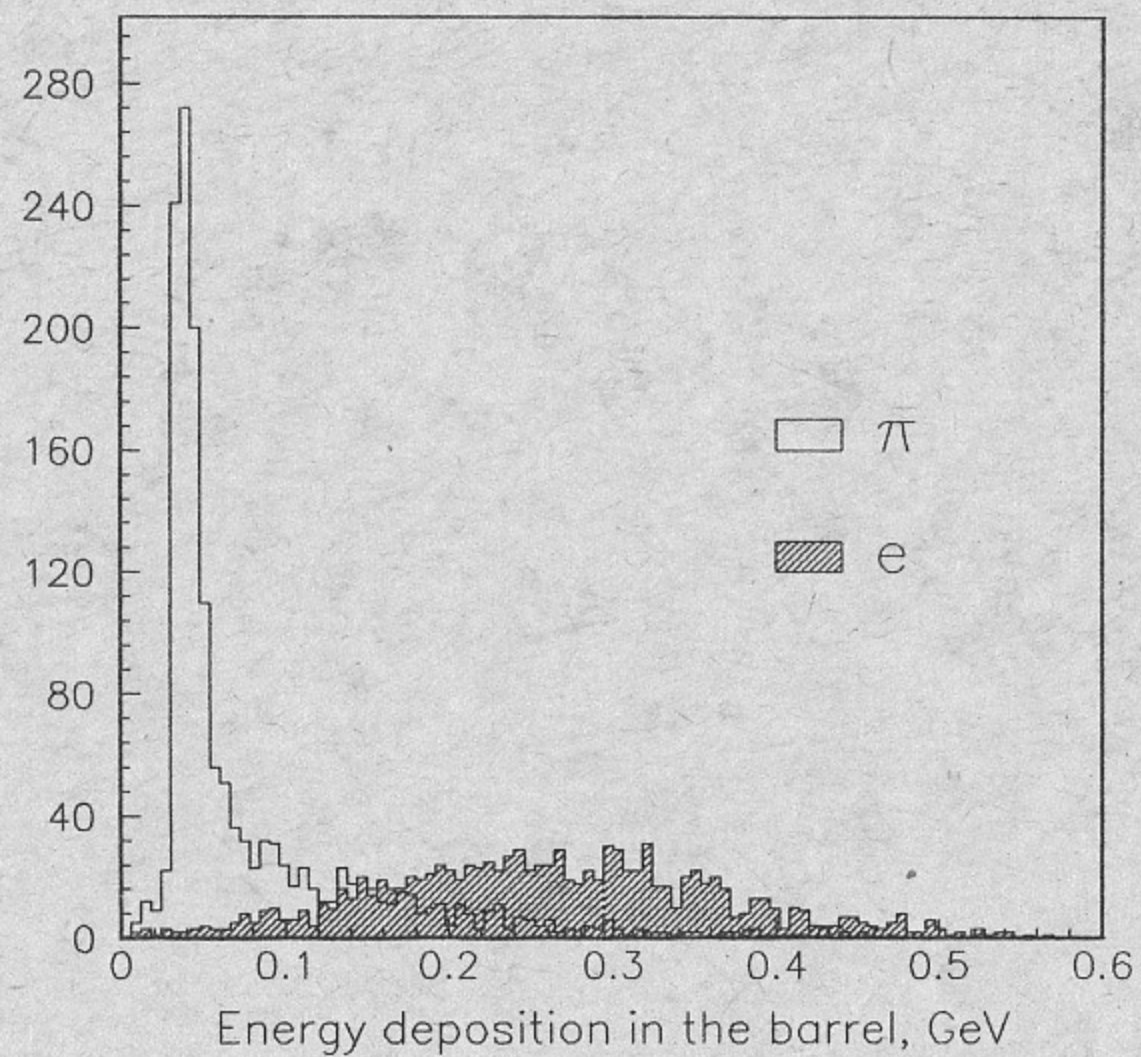


Рис. 7.
Энерговыведение в центральном калориметре от π -мезонов и электронов.

А.Е.Бондарь, Т.А.Пурлац

ПРОЕКТ ЭКСПЕРИМЕНТА ПО ИЗМЕРЕНИЮ МАССЫ τ -ЛЕПТОНА
НА ВЭПП-4М

Препринт
№ 91-91

Работа поступила - 18 сентября 1991 г.

Ответственный за выпуск - С.Г.Попов
Подписано к печати - 18 сентября 1991 г.
Формат бумаги 60x90 1/16 Объем 1,5 печ.л., 1,2 учетно-изд.л.
Тираж 200 экз. Бесплатно. Заказ № 91.

Ротапринт ИЯФ СО АН СССР, г.Новосибирск, 90