

Б-974

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P1 - 3143



Я. Бэм, В.Г. Гришин, М.М. Муминов, В.Д. Рябцов

ИССЛЕДОВАНИЕ ОБРАЗОВАНИЯ $(e^+ e^-)$ -ПАР
ЭЛЕКТРОНАМИ С ЭНЕРГИЕЙ $\bar{E} = 2,4$ ГЭВ

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

1967.

P1 - 3143

Я. Бэм, В.Г. Гришин, М.М. Муминов, В.Д. Рябцов

ИССЛЕДОВАНИЕ ОБРАЗОВАНИЯ $(e^+ e^-)$ -ПАР
ЭЛЕКТРОНАМИ С ЭНЕРГИЕЙ $\bar{E} = 2,4$ ГЭВ

Объединенный институт
ядерных исследований
БНБЛМОТЕНА

4823/2 нр.

Бэм Я., Гришин В.Г., Муминов М.М., Рябцов В.Д. P1-3143

Исследование образования $(e^+ e^-)$ -пар электронами
с энергией $E = 2,4$ Гэв

Изучалось прямое образование $(e^+ e^-)$ -пар с $E_\gamma \geq 10$ Мэв электронами с энергиями 1,25-4 Гэв с помощью 24-литровой пропановой пузырьковой камеры ЛВЭ ОИЯИ. Экспериментально полученное сечение $\sigma_{тр} = 55 \pm 24$ мбн находится в согласии с теоретическим значением, полученным Баба.

Разработанная методика позволяет успешно измерять $\sigma_{тр}$ с помощью водородной пузырьковой камеры.

Препринт Объединенного института ядерных исследований.
Дубна, 1967.

Böhm J., Grishin V.G., Muminov M.M.,
Ryabtsov V.D.

P1-3143

Investigation of $(e^+ e^-)$ Pair Production by Electrons with
 $E = 2,4$ GeV

Direct production of $(e^+ e^-)$ -pairs with $E_\gamma \geq 10$ MeV by 1.25-4 GeV electrons was investigated with the help of a 24-litre propane bubble chamber of the High Energy Laboratory of the JINR. The obtained cross sections $\sigma_{tr} = 55 \pm 24$ mb is in agreement with the theoretical value obtained by Bhabha. The method proposed admits a successful measuring of the σ_{tr} by means of a hydrogen bubble chamber.

Preprint, Joint Institute for Nuclear Research.
Dubna, 1967.

§ 1. В в е д е н и е

Процесс образования электрон-позитронных пар заряженными частицами изучался в ряде теоретических работ^{/1-8/}. Впервые сечение процесса



было вычислено Баба^{/1/} в приближении Вайцскера-Вильямса. В работах^{/4,5/} было вычислено сечение этой реакции с помощью диаграмм Фейнмана, причем учитывались только две диаграммы из восьми возможных (рис. 1В, 1Г), а вклад остальных был оценен приближенно. В этих же работах был проведен анализ приближения Вайцскера-Вильямса и авторы пришли к заключению, что сечения, полученные Баба^{/1/}, можно сравнивать с экспериментальными, когда энергия первичных электронов (E_0) больше 10 Гэв.

В работе^{/7/} были вычислены дифференциальные сечения реакции (1) с учетом всех восьми диаграмм (рис. 1) с помощью ЭВМ для $E_0 \approx 6$ Гэв и для больших передач импульсов (e^+e^-)-паре.

Полученные результаты отличаются от вычисленных по формулам Баба в 2-3 раза. Отсюда делается вывод, что при $E_0 = 1-10$ Гэв необходимо учитывать все диаграммы (рис. 1).

На рис. 2 показаны полные сечения для $E_0 = 0,01-100$ Гэв, вычисленные по формулам, полученным в работах^{/1-6/} для молекулы пропана (C_3H_8). Из рис. 2 видно, что теоретические сечения отличаются друг от друга на $\approx 30\%$. Поэтому представляется интересным вычислить сечения процесса (1) с помощью ЭВМ с учетом всех диаграмм Фейнмана с точностью $\approx 5\%$.

2. Образование (e^+e^-)-пар электронами исследовалось экспериментально в нескольких десятках работ (например, см. работы^{/9-23/}). Почти всегда резуль-

таты опытов сравнивались с теорией Баба^{/1/}. Основной экспериментальной трудностью при определении сечения процесса (1) является выделение фоновых событий, возникших в результате конверсии тормозных γ -квантов в вещество (псевдотриден-ты), так как сечение тормозного излучения примерно в 100 раз больше сечения процесса (1). Фон псевдотриден-тов в зависимости от условий эксперимента составлял 80% от всех зарегистрированных (e^+e^-)-пар.

Первая серия работ имеет качественный характер и была сделана с помощью диффузионных камер. Источником электронов являлись β -активные ядра (см., например, обзорную работу^{/9/}).

Вторая серия работ связана с методикой ядерных эмульсий. В большинстве опытов ядерные эмульсии были облучены космическими лучами (например,^{/10-16/}). В экспериментах^{/17-18/} использовались электронные пучки от ускорителей ($E_0 = 320$ и 550 Мэв). В работе^{/10/} была вычислена зависимость числа псевдотриден-тов от расстояния вершины (e^+e^-)-пары от следа первичного электрона в плоскости эмульсии. Эти результаты использовались многими авторами при отделении триден-тов от фона. На рис. 3 приведены средние длины свободного пробега электронов в эмульсии Илфорд с -5 для процесса (1), полученные в работах^{/10-18/}. Из рис. 3 видно, что для $E_0 > 1$ Гэв экспериментальные значения сечений в 2-4 раза больше, чем предсказывает теория Баба.

Авторы работы^{/19/} проанализировали методику измерений реакции (1) в ядерных эмульсиях и считают, что установлено расхождение между теорией и экспериментальными результатами. С другой стороны, в работе^{/20/} обращается внимание на очень малую статистику во всех этих работах (60 триден-тов и псевдотриден-тов), высокий уровень фона ($\approx 80\%$), большие неточности при измерении энергии первичных электронов, и в связи с этим экспериментальные результаты ставятся под сомнение.

Имеются также три работы^{/21-23/}, в которых сечение процесса (1) определялось с помощью электроники для $E_0 = 25, 230$ и $31,5$ Мэв соответственно. Результаты работ^{/21-22/} находятся в согласии с теорией Баба. Дифференциальные сечения при $E_0 = 31,5$ Мэв^{/23/} составляют $1/3$ теоретически вычисленных сечений реакций (1)^{/1/} и находятся в рамках теоретической неопределенности вычисления сечений^{/4/}. Фон псевдотриден-тов в этих работах определялся с помощью измерений сечений образования (e^+e^-)-пар в мишенях с различной толщиной.

Таким образом, в настоящее время процесс образования (e^+e^-) -пар электронами плохо изучен как экспериментально, так и теоретически. Поэтому представляются интересными исследования этого процесса с помощью электронных ускорителей методикой пузырьковых или искровых камер с вычислением теоретических значений сечений (1) на ЭВМ.

§ 2. Методика эксперимента

Образование (e^+e^-) -пар электронами изучалось с помощью 24-литровой пропановой пузырьковой камеры ЛВЭ ОИЯИ, помещенной в магнитное поле 14,3 кгаусс. Камера была облучена пучком π^- , μ^- -мезонов и электронов с $p_s = 4,00 \pm 0,06$ Гэв^{/24/}. Содержание электронов в первичном пучке было определено экспериментально и оказалось равным $(2,0 \pm 0,6\%)$ ^{/25,26/} и $(1,3 \pm 0,13\%)$ ^{/27/}.

Отбирались события по следующим правилам просмотра:

1. (e^+e^-) -пара или пара, состоящая из положительного и отрицательного релятивистских лучей, лежит на следе частицы из пучка (нет просвета между ними).

2. В точке образования пары не заметен излом на следе первичной частицы ($\theta < 1^\circ$).

3. События находятся в эффективном объеме камеры (см. Приложение 1).

Всего было просмотрено около 43 тысяч кадров и найдено 203 события. Двенадцать тысяч кадров было просмотрено дважды. Эффективности однократного и двукратного просмотров оказались равны $\epsilon_1 = (87 \pm 3)\%$ и $\epsilon_2 = 98\%$ соответственно. Одно событие, найденное на просмотренном материале, соответствует сечению $(1,2 \pm 0,12)$ мбн.

В 80% событий была идентифицирована (e^+e^-) -пара по ионизации, сбросу энергии, δ - электронам и по соотношению пробег-энергия (отрицательный след с меньшей энергией считался относящимся к паре). Было найдено только одно событие со вторичным взаимодействием первичной частицы.

Анализ фоновых событий, связанных с π^- -мезонами, показал, что их вклад в отобранные случаи не превышает 4% (см. Приложение II).

Методика измерений энергии электронов в пропановой пузырьковой камере с учетом ионизационных и радиационных потерь описана в работе^{/28/}. Ошибки в определении энергии электронов составляют (20-25)%.

Сечения тормозного излучения и образования (e^+e^-) -пар γ -квантами в веществе хорошо известны ^{/29-33/}. Это обстоятельство в принципе позволяет количественно выделить процесс прямого образования (e^+e^-) -пар



на фоне тормозного излучения, сопровождаемого конверсией γ -квантов в (e^+e^-) -пары:



Для экспериментального определения сечения процесса (1) в пропановой пузырьковой камере мы использовали метод, аналогичный тому, который применялся в ядерных эмульсиях ^{/10/}.

Схема фонового процесса (2), (3) в плоскости камеры (x, y) , перпендикулярной к направлению магнитного поля, показана на рис. 4. А - точка рождения тормозного γ -кванта и В - точка его конверсии в (e^+e^-) -пару, АВ' - траектория движения электрона в камере. При небольших длинах конверсии ($l = AB < 9$ см) можно пренебречь угловым распределением тормозных γ -квантов, многократным рассеянием электрона в пропане и его энергетическими потерями на $l \leq 9$ см (см. Приложение III). В этом приближении электрон после излучения движется по окружности с радиусом $R = K(E - E_\gamma)$, где $K = 0,233$ см/Мэв для $H = 14,3$ кгаус.

Расстояние между точками В' и В обозначим через ξ . Положим $\xi > 0$, если В лежит вне окружности (R), и $\xi < 0$, если В находится внутри (R). Очевидно, что для фонового процесса величина ξ имеет широкое распределение ($\xi \geq 0$), в то время как для процесса (1) $\xi = 0$, если не рассматривать ошибок измерений.

Учитывая сделанные выше приближения, получим, что

$$\xi = \frac{l^2}{2R} \quad (4)$$

Измерения величины ξ проводились на микроскопе МБИ-9 с окулярным микрометром (15x6,3). Одно деление микрометра соответствует 1,82 микронам на кадре. В дальнейшем все значения величины ξ приводятся на снимке в делениях.

Первый способ измерения ξ заключался в следующем (см. рис. 5). С помощью окулярного микрометра определялись координаты X точек X_1, X_2, X_3, X_4 . Правила отбора событий обеспечивают, что $X_2 < X_3$ и $X_4 > X_1$. Величина ξ_1 вычислялась следующим образом: $\xi_1 = X_4 - X_3$, если $X_2 \geq X_1$ и $X_4 \geq X_3$; $\xi_1 = X_2 - X_1$, если $X_4 \leq X_3$ и $X_2 \leq X_1$. В остальных случаях $\xi_1 = (X_4 + X_2)/2 - (X_3 + X_1)/2$.

Второй способ заключался в том, что измерялось расстояние между осями треков электрона и (e^+e^-) -пары (ξ_2). Гистограмма распределения $\Delta\xi = \xi_1 - \xi_2$ показана на рис. 6. Отсюда было получено, что $\Delta\xi = 0,15$ дел. и $\sigma(\Delta\xi) = 1,9$ дел. Так как эти два метода измерения ξ дали одинаковые результаты, то в дальнейшем мы их не будем различать.

Для получения количественных результатов необходимо определить ошибку в измерении величины ξ . С этой целью были проведены следующие измерения.

На первичных π^- -мезонных треках ($pc = 4$ Гэв) измерялась величина ξ тем же самым способом, как это делалось нами для событий с (e^+e^-) -парами. Отсюда мы получили минимально возможное значение среднеквадратичной ошибки $\sigma_\xi = 2$ дел. (см. рис. 7).

Величина ξ измерялась также для 150 случаев рассеяния π^- -мезонов ($pc = 4$ Гэв) на электронах ($E_\delta = 200-680$ Мэв) в пропановой пузырьковой камере. Средний угол вылета δ -электронов ($\bar{\Theta}_\delta \approx 10^{-2}$ рад.) по порядку величины равен среднему углу между электроном и позитроном в (e^+e^-) -паре. Для процесса π^-e^- -рассеяния должно быть $\xi = 0$. Гистограмма распределения событий по ξ показана на рис. 8. Здесь $\xi = -0,7$ дел. и $\sigma_\xi = 3,7$ дел. В связи с тем, что точка π^-e^- -рассеяния определяется хуже, чем точка образования (e^+e^-) -пары (только двойная ионизация и два вторичных следа), мы считаем, что $\sigma_\xi = 3,7$ дел. является максимальной величиной для σ_ξ в случае (e^+e^-) -пар.

Величина ξ для 63 (e^+e^-) -пар также измерялась двумя физиками. Для того чтобы эти измерения были независимыми, при втором измерении ξ использовалась другая область треков, удаленная на 3-4 пузырька от вершины пары. Было получено, что ошибка разницы двух измерений, т.е. $\xi_\pi - \xi_\delta$, равна $\sigma = 3$ дел. Точное определение значения полной ошибки в величине ξ представляет большие трудности. В связи с этим в данной работе полагалось, что $2,5 \text{ дел.} \leq \sigma_\xi \leq 3,5 \text{ дел.}$, т.е. значения заключены между минимально и максималь-

но возможными. Была измерена также средняя ширина электронного трека. Она оказалась равной (30 ± 8) дел.

Гистограмма распределения $203(e^+ e^-)$ -пар по величине ξ показана на рис. 9. Большинство событий (90%) имеет величину $\xi \geq -3$ дел. Обсуждение эффектов, которые могут влиять на это распределение, дано в Приложениях II и III.

§ 3. Результаты эксперимента

Распределение фоновых событий (процессы (2), (3)) по величине ξ было вычислено (см. Приложение IV, уравнение (4, IV)). С точностью $\approx 3\%$ форма распределения не зависит от энергий E_γ и E . При вычислении предполагалось, что для всех значений ξ ошибки измерений распределены по Гауссу с дисперсией σ_ξ . Гистограммы для фоновых процессов (2), (3) показаны на рис. 9 пунктиром, нормировка проводилась по числу событий в интервале $\xi = 3-15$ дел.

Из разности фоновой и экспериментальной гистограммы для $\sigma_\xi = 3$ дел. было найдено, что сечение образования $(e^+ e^-)$ -пар в пропане (C_3H_8) равно $\sigma_{тр} = 55 \pm 14$ мби. Приведенная здесь ошибка учитывает статистические флуктуации числа первичных электронов ^{/27/}, числа найденных тридентов, числа событий в интервале $\xi = 3-15$ дел., по которым нормировалось фоновое распределение. Если учитывать еще неопределенность в σ_ξ (2,5-3,5 дел) как систематическую ошибку, то $\sigma_{тр} = 55 \pm 24$ мби.

На рис. 10 приведена гистограмма распределения отобранных событий по энергии $(e^+ e^-)$ -пар для $E_\gamma \geq 10$ Мэв. Пунктиром дана теоретически вычисленная гистограмма суммы распределений событий по энергиям $(e^+ e^-)$ -пар для процессов (1) и (2), (3). Распределение для тридентов (уравнение (7, IV)) нормировано на 46 событий и фоновая кривая (уравнение 6, IV) получена в предположении, что число электронов в первичном пучке равно $(1,3 \pm 0,13)\%$ ^{/27/}. Ошибка, показанная на рис. 10 в первом интервале энергий (10-60 Мэв), связана с ошибками вычисления фоновой кривой ($\approx 12\%$) и найденного числа тридентов ($\approx 45\%$). Для энергии $E_\gamma \geq 150$ Мэв вычисленная гистограмма имеет ошибку $\approx 12\%$. Из рис. 10 видно, что теоретическая и экспериментальная гистограммы находятся в хорошем согласии для $E_\gamma \geq 60$ Мэв. Для $E_\gamma = (10-60)$ Мэв экспериментальная гистограмма лежит ниже теоретической, но согласуется с ней в рамках двойной ошибки.

На рис. 11 приведена гистограмма распределения найденных событий по энергиям первичных электронов ($E \geq 1,25$ Гэв). Пунктиром дана теоретическая гистограмма только для фоновых процессов, нормированная на полную площадь. Теоретическое распределение находится в качественном согласии с экспериментом.

В таблице 1 приведены вычисленные значения числа фоновых событий для трех значений ξ_{\max} (ур. (2, IV)). Приведенная ошибка связана с неопределенностью нижних границ энергий $E_{\gamma_{\min}} = 10 \pm 3$ Мэв и $E_{\min} = 1,25 \pm 0,25$ Гэв и числа электронов в пучке. Отсюда может быть получено, что число тридентов для $\xi_{\max} = 9$ дел. равно 14 ± 19 , что согласуется с числом тридентов, определенным по распределению событий по ξ .

По формулам, приведенным в работе /1/, было вычислено сечение процесса образования (e^+e^-)-пар электронами в пропане. Оно оказалось равным $\sigma_{\text{тр}} = (60 \pm 5)$ мбн (ур. (3, IV)). При вычислении пренебрегалось экранированием ядра атомными электронами и полагалось $E_{\gamma_{\min}} = 10 \pm 3$ Мэв и $E_{\min} = 1,25 \pm 0,25$ Гэв. Учет экранирования занижает сечение (1) приблизительно на 15%, но, с другой стороны, мы не учитывали вклад в сечение от процесса образования (e^+e^-)-пар в поле атомных электронов, который завышает сечение образования тридентов на $\approx 18\%$. Таким образом, в рамках приведенных выше ошибок мы получили согласие между теоретическим и экспериментальным значениями сечений для процесса (1).

При просмотре было найдено только одно событие со вторичным ядерным взаимодействием, которое не связано с прямой генерацией (e^+e^-)-пары π^- -мезоном ($\xi = -26$ дел.). Отсюда можно получить, что сечение процесса



меньше ≈ 20 мкбарн. Грубая оценка ожидаемого сечения процесса дифракционного образования (e^+e^-)-пар π^- -мезонами на ядре углерода приводит к величине порядка нескольких микробарн /34/.

Таким образом, в данной работе получены следующие результаты.

1. Измерено сечение образования (e^+e^-)-пар электронами с $E = 1,25 - 4$ Гэв в пропане (C_3H_8). Полученное значение $\sigma_{\text{тр}} = (55 \pm 24)$ мбн согласуется с теоретическим $\sigma_{\text{тр}} = (60 \pm 5)$ мбн /1/. В связи с этим

расхождение между теорией и экспериментом в 2-4 раза (§ 1) представляется маловероятным для пропана.

2. Используемая в этом эксперименте методика позволяет успешно исследовать процесс образования $(e^+ e^-)$ -пар электронами с помощью водородной пузырьковой камеры, так как фон от псевдотридентов в этом случае будет примерно в 10 раз меньше ($L_{\text{рад}}(H) = 10 \text{ м}$, $L_{\text{рад}}(C, H_2) = 1 \text{ м}$). Для определения сечения $\sigma_{\text{тр}}$ с точностью $\approx 7\%$ достаточно иметь около 70 тысяч кадров (10 электронов на 1 кадр) с 50-см водородной пузырьковой камеры.

Авторы признательны за полезные обсуждения И.М. Граменицкому, М. Ире-шу, М.И. Подгорецкому, В.Н. Стрельцову и лаборантам групп просмотра и измерений.

ПРИЛОЖЕНИЕ 1

События типа (2), (3) отбирались для $\xi_{\text{max}} \approx 20$ дел. Поэтому начало эффективной области отстоит на 10 см от входного окна камеры ($Y = -15 \text{ см}$). Толщина входного окна камеры составляет 0,32 радиационной единицы длины. В конце камеры эффективность просмотра занижается. В связи с этим эффективный объем был задан следующим образом:

$$3 \leq X \leq 27 \text{ см}, \quad -15 \leq Y \leq 12 \text{ см}, \quad 2 \leq Z \leq 9 \text{ см}.$$

Из 249 зарегистрированных событий 221 находилось в этой области. В 18 случаях не удалось измерить величину ξ и в 21 случае не было возможности определить импульсы и направляющие косинусы электронов.

Распределения точек образования $(e^+ e^-)$ -пар по координатам X , Y , Z показаны на рис. П1.

Распределения направляющих косинусов ℓ , m , n первичных треков в точках образования $(e^+ e^-)$ -пар показаны на рис. П2.

Распределения на рис. П1, П2 хорошо согласуются с распределениями, полученными в работе ^{/27/}.

ПРИЛОЖЕНИЕ II

Фоновые процессы

1. Для определения числа случайных наложений (e^+e^-)-пар, возникающих от конверсии γ -квантов, образовавшихся в окне камеры, на треках π^- -мезонов было просмотрено 7 тысяч кадров. Было найдено 737 (e^+e^-)-пар, направленных вдоль полета первичных частиц ($\pm 5^\circ$). Отсюда было получено, что на нашем материале должно быть несколько случаев случайных наложений.

2. Сечения тормозного излучения и прямого образования (e^+e^-)-пар μ^- и π^- -мезонами во много раз меньше, чем в случае электронов ^{/34/}. Поэтому вклад этих процессов в сочение $\sigma_{\text{тр}}$ не учитывался.

ПРИЛОЖЕНИЕ III

1. Средний пространственный угол вылета тормозного γ -кванта относительно первичного электрона равен $\Theta_{1\gamma} \approx \frac{mc^2}{E} /29/$ (E - энергия первичного электрона, m - его масса) и почти не зависит от энергии γ -кванта E_γ . Тормозные γ -кванты в 90% случаев вылетают под углом $\Theta_{1\gamma} < \frac{4mc^2}{E}$. Распределение угла α (проекция пространственного угла $\Theta_{1\gamma}$ на плоскость (x, y)) является приблизительно нормальным распределением ^{/10/} с $\bar{\alpha} = 0$ и $\sigma_\alpha \approx \frac{mc^2}{E}$.

2. Дисперсия смещения координаты x траектории электрона, вызванного его многократным рассеянием в пропане, равна $x^2 \approx 10^{-7} l^3 \text{ см}^2$.

3. Между точками A и B' (см. рис. 4) электрон теряет энергию в основном на тормозное излучение. Средние потери энергии на длине $AB' \leq \Theta$ см равны $\approx 6\%$. В связи с этим вычисленное полное число фоновых событий завышено (см. Приложение IV).

4. Оптическая система пузырьковой камеры состоит из двух фотоаппаратов (фокус $f = 6,1$ см), установленных на базе $B = 30$ см и на высоте $H = 64$ см над камерой. В связи с распределением найденных событий по Z (см. рис. П1в) среднее увеличение оказалось равным $(10 \pm 0,4)$.

Внутри камеры величина $\vec{\xi}$ является вектором $\vec{\xi} = [\xi_x, \xi_y, \xi_z]$. $\vec{\xi}_{\text{л}}$ и $\vec{\xi}_{\text{п}}$ являются изображениями $\vec{\xi}$ на левый и правый кадр и, вообще, $\vec{\xi}_{\text{л}} \neq \vec{\xi}_{\text{п}}$. Если пренебречь коэффициентами преломления, то

$$\vec{\xi}_л - \vec{\xi}_п = [(\xi_{xл} - \xi_{xп}), 0] \quad \text{и} \quad \epsilon = \xi_{xл} - \xi_{xп} = i \frac{B - 2X}{(Y + Z)^2} \xi_z.$$

(Точка В' на рис. 4 имеет координаты В'=[X, Y, Z] в камере). В связи с наличием многократного рассеяния и угла вылета $\Theta_{1\gamma} \quad \epsilon_{\max} < 1$ дел. и $\bar{\epsilon} = 0$.

Приблизительно для 30% найденных событий величина ξ измерялась на левом и правом кадрах. Гистограмма величины $\epsilon = (\xi_{л} - \xi_{п})$ показана на рис. ПЗ. Отсюда было получено $\epsilon = 0,15 \pm 2,2$ дел.

5. Электрон между точками АВ' (см. рис. 4) может рассеиваться на атомных электронах. Приблизительно в 3% событий электрон рассеивается на угол $\Theta_{\delta} \geq 6' (E_{\delta} \geq 3 \text{ Мэв})$, что приводит к добавочному смещению $\xi_{\delta} > \sigma_{\xi}$ ($\sigma_{\xi} = 3$ дел). Таким образом, рассмотренные выше эффекты, которые могут влиять на распределение найденных событий по ξ , несущественны.

ПРИЛОЖЕНИЕ IV

Введем следующие обозначения.

N_A - число Авогадро, A - вес граммолекулы пропана, ρ - плотность пропана, t - толщина мишени, которую прошел электрон (в середине камеры $t = 0,54$ рад. длины), ΔY - ширина интервала по оси Y в камере, до середины которого толщина равна t , $E_0 = 4$ Гэв - энергия электронов перед камерой (для $t = 0$), E - энергия первичных электронов внутри камеры, $\mu(E_{\gamma})$ - вероятность конверсии γ -кванта с энергией E_{γ} на одной радиационной длине

L в пропане ^{/32/}, N_0 - число электронов, падающих на камеру, $w(E, t, E_0) dE$ - вероятность того, что электрон с первоначальной энергией E_0 после прохождения мишени толщиной t будет иметь энергию в интервале $E_1 E + dE$ ^{/33/}.

$\sigma(E_{\gamma}, E) dE_{\gamma}$ обозначает сечение образования тормозного γ -кванта с энергией в интервале $E_{\gamma}, E_{\gamma} + dE_{\gamma}$ электроном с энергией E в пропане с учетом экранирования ^{/29/} и излучения в поле атомных электронов ^{/31/}. $\sigma_B(E_{\gamma}, E) dE_{\gamma}$ сечение прямого образования (e^+e^-) -пар в пропане с энергией в интервале $E_{\gamma}, E_{\gamma} + dE_{\gamma}$ электроном с энергией E без учета экранирования ^{/1/}.

$$M = N_0 \frac{N_A}{A} \rho. \quad (I.IV)$$

1. Полное число псевдотридетов в пропане определяется выражением:

$$N = M \Delta Y \sum_t \int_{E_{\min}}^{E_0} dE \int_{E_{\gamma \min}}^{E-m} dE_{\gamma} \int_0^{\sqrt{2K(E-E_{\gamma})} \xi_{\max}} w(E, t, E_0) \sigma(E_{\gamma}, E) \times \mu(E_{\gamma}) \exp[-\mu(E_{\gamma}) \rho] d\xi. \quad (2.IV)$$

2. Полное число прямых ($e^+ e^-$)-пар:

$$N = M \Delta Y \sum_t \int_{E_{\min}}^{E_0} dE \int_{E_{\gamma \min}}^{E-m} w(E, t, E_0) \sigma_{\beta}(E_{\gamma}, E) dE_{\gamma}.$$

3. Распределение псевдотридетов в зависимости от ξ определяется выражением:

$$\frac{dN}{d\xi_{\text{exp}}} = M \Delta Y \sum_t \int_{E_{\min}}^{E_0} dE \int_{E_{\gamma \min}}^{E-m} dE_{\gamma} \int_0^{\xi_{\max}} w(E, t, E_0) \sigma(E_{\gamma}, E) \mu(E_{\gamma}) \times \exp[-\mu(E_{\gamma}) \sqrt{2K(E-E_{\gamma})} \xi] \frac{\sqrt{2K(E-E_{\gamma})}}{2\sqrt{\xi}} \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} \exp[-\frac{1}{2\sigma^2}(\xi - \xi_{\text{exp}})^2] d\xi.$$

4. Распределение первичной энергии E для псевдотридетов

$$\frac{dN}{dE_{\text{exp}}} = M \Delta Y \sum_t \int_{E_{\min}}^{E_0} dE \int_{E_{\gamma \min}}^{E-m} dE_{\gamma} \int_0^{\sqrt{2K(E-E_{\gamma})} \xi_{\max}} w(E, t, E_0) \sigma(E_{\gamma}, E) \mu(E_{\gamma}) \times \exp[-\mu(E_{\gamma}) \rho] \frac{1}{\sqrt{2\pi\beta E}} \exp[-\frac{1}{2\beta^2} (1 - \frac{E_{\text{exp}}}{E})^2] d\xi.$$

Вычисление проведено с $E_{\min} = 800$ МэВ и $\beta = 0,2$. Здесь $\sigma = \beta E$ - среднеквадратичная ошибка измерения энергии E .

5. Распределение энергий ($e^+ e^-$)-пар для псевдотридетов

$$\frac{dN}{dE_{\gamma}} = M \Delta Y \sum_t \int_{E_{\min}}^{E_0} dE \int_0^{\sqrt{2K(E-E_{\gamma})} \xi_{\max}} w(E, t, E_0) \sigma(E_{\gamma}, E) \times \mu(E_{\gamma}) \exp[-\mu(E_{\gamma}) \rho] d\xi.$$

6. Распределение энергий (e^+e^-) -пар для тридентов

$$\frac{dN}{dE_\gamma} = M \Delta Y \sum_t \int_{E_{min}}^{E_0} w(E, t, E_0) \sigma_{\pi}(E_\gamma, E) dE.$$

Во всех вычислениях полагалось $\Delta Y = 3$ см. \sum_t обозначает для псевдо-тридентов суммирование по области $Y = (-16,5; 7,5)$ см, отвечающей в среднем области рождения тормозных γ -квантов и для тридентов $Y = (-13,5; 10,5)$ см.

Т а б л и ц а 1

E_{max} дел	N теор.	N эксп.
20	204 \pm 23	203 \pm 14
15	176 \pm 19	182 \pm 13
9	137 \pm 15	151 \pm 12

Л и т е р а т у р а

1. H. J. Bhabha. Proc. Roy. Soc. (London) A 152, 559 (1935).
2. G. Racah. Nuovo Cimento, 14, 93 (1937), ; 4, 112 (1937).
3. M.M. Block, D.T. King, W.W. Wada. Phys. Rev. 96, 1627 (1954).
4. T. Murota, A. Ueda, H. Tanaka. Prog. Theoret. Phys. 16, 482 (1956).
5. T. Murota, A. Ueda. Prog. Theoret. Phys. 16, 497 (1956).
6. Ф.Ф. Терновский. ЖЭТФ 37, 793 (1959).
7. E. G. Johnson. Phys. Rev. 140, 4B, 1005 (1965).
8. J. Bjerken, S. Drell, S. Frautsche. Phys. Rev. 112, 1409 (1958).
9. H. Crane, J. Halpern, Phys. Rev. 55, 838 (1938).
10. M. Koshiha, M.F. Kaplan. Phys. Rev. 97, 193 (1955).
11. J. E. Naugle, P.S. Freier. Phys. Rev. 92, 1086 (1953).
12. M. Koshiha, M.F. Kaplan. Phys. Rev. 100, 327 (1955).
13. M. Gailloud, R. Weill. Ph. Rosselet. Helv. Phys. Acta 30, 281 (1957).
14. M.M. Block, D.T. King, W.W. Wada. Phys. Rev. 96, 1627 (1954).
15. J. E. Naugle, P.S. Freier. Phys. Rev. 104, 804 (1956).
16. P.K. Aditya. Nuovo Cimento 11, 546 (1959).

17. L.L. Stanley, Bull. Amer. Phys. Soc. 2, 167 (1956).
18. F.J. Loeffler. Phys. Rev. 108, 1058 (1957).
19. R. Weill, Helv. Phys. Acta 31, 641 (1958).
20. P. K. Aditya, Nuovo Cimento 13, 1013 (1959).
21. N.S. Shiren, R.F. Post. Phys. Rev. 86, 617 (1952).
22. M. Camac. Phys. Rev. 88, 745 (1952).
23. L. Criegee, Z. Physik, 158, 433 (1960).
24. Ким Хи Ин, А.А. Кузнецов, В.В. Миллер. Препринт ОИЯИ 2092, Дубна 1965.
25. В.Г. Гришин, Э.П. Кистенев, Му Цзюнь. ЯФ, 2, 886 (1965).
26. В.С. Пантуев. Препринт ОИЯИ 2100, Дубна 1965.
27. Я. Бэм, В.Г. Гришин, В.Д. Рябцов. Письма ЖЭТФ, т.1У, в.3, 106 (1966).
28. В.Г. Гришин и др. Препринт ОИЯИ Р-2277, Дубна 1965.
29. H. W. Koch, J. W. Motz. Rev. Mod. Phys. , 31, 920 (1959).
30. H. A. Bethe, W. Heitler. Proc. Roy. Soc. London. A 146, 83 (1934).
31. J. A. Wheeler, W. F. Lamb. Phys. Rev. 55, 858 (1939); Phys. Rev. 101, 1836 (1956).
32. Я. Бэм, В.Г. Гришин. Препринт ОИЯИ Р-2636, Дубна 1966.
33. В. Гайтлер. Квантовая теория излучения. ГИИТЛ, Москва, 1956,
34. А.И. Ахвезер, И.Я. Померанчук. УФН т. LXV, , в. 4, 593 (1958).

Рукопись поступила в издательский отдел
27 января 1967 г.

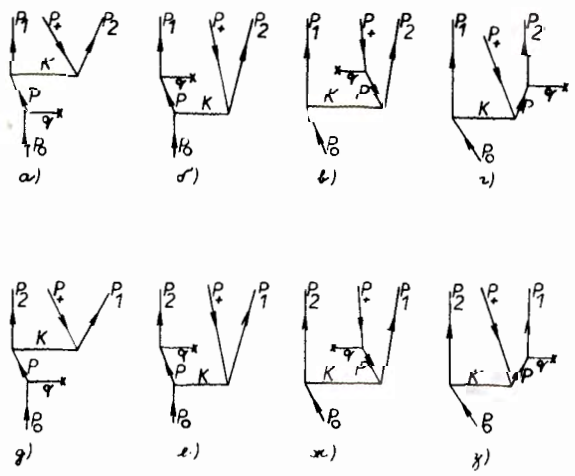


Рис. 1. Графики Фейнмана для процесса образования $(e^+ e^-)$ -пар электронами.

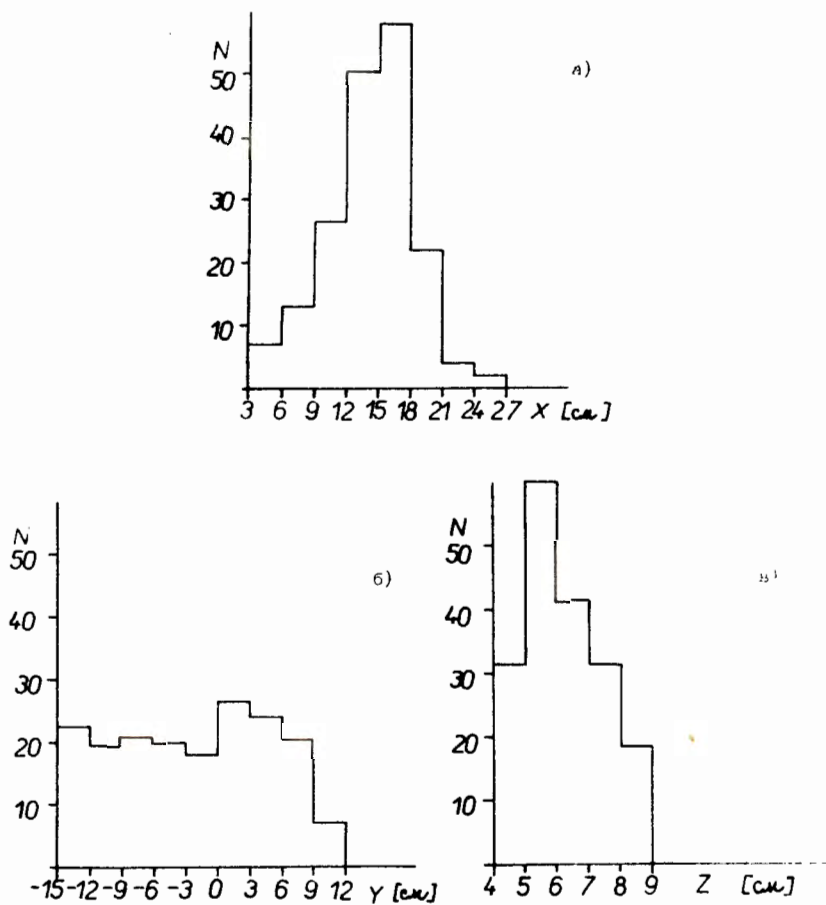


Рис. 11. Распределение пространственных координат точек образования (e^+e^-) -пар в камере для 203 событий, а) по X, б) по Y, в) по Z.

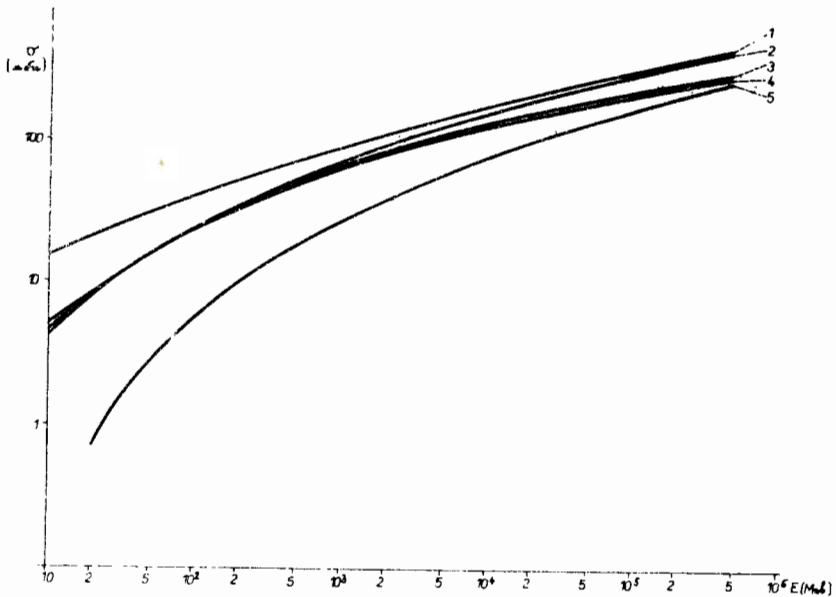


Рис. 2. Зависимости полных сечений для процесса (1) от энергии электронов, вычисленные по формулам: 1) без учета экранирования ядра атомами электронов Z^2 ; 2) без учета экранирования $Z^{1,6}$; 3) полное экранирование Z^2 ; 4) полное экранирование Z^2 ; 5) без учета экранирования Z^2 .

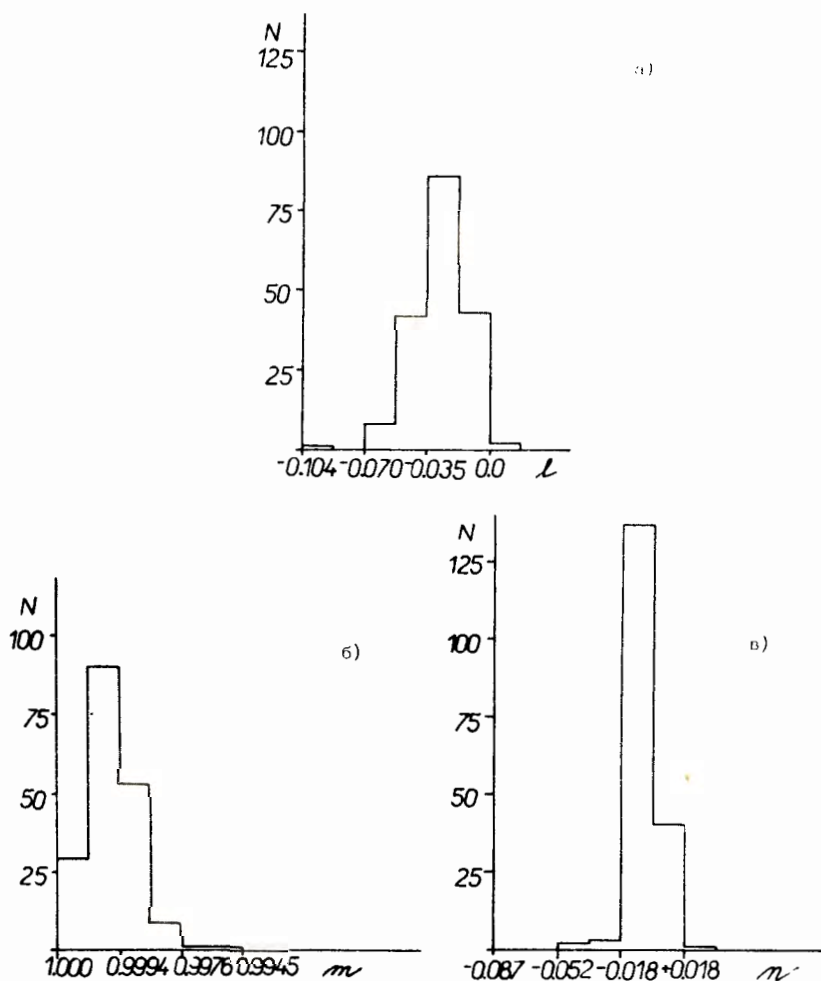


Рис. П2. Распределение первичных электронов в процессах (1), (2) и (3).

а) по $l = \cos \theta_{1x}$, б) по $m = \cos \theta_{1y}$, в) по $n = \cos \theta_{1z}$,
 где θ_{1x} , θ_{1y} , θ_{1z} - углы между направлением движения
 первичных электронов в точке образования (e^+e^-) -пары и соот-
 ветственно осями X, Y, Z , связанными с камерой.

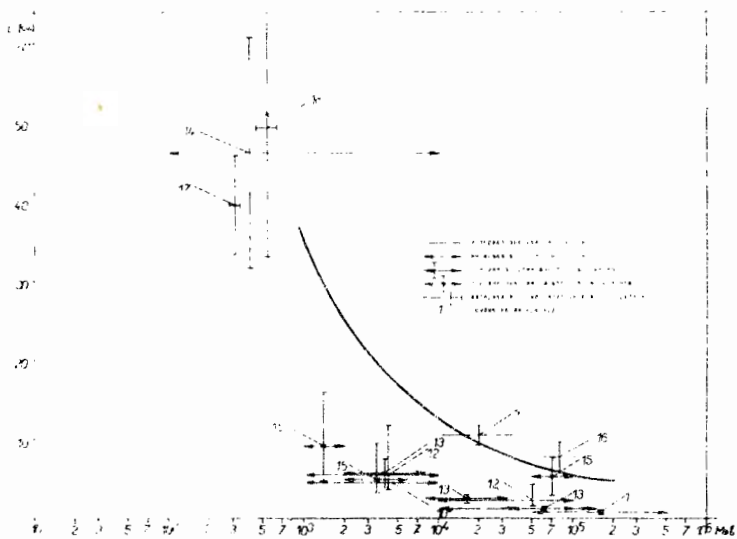


рис. 3. Средняя стабильность вала (1) для различных процессов (1) в различных типах валов: 1 - вал с шлицами; 2 - вал с шлицами и канавкой; 3 - вал с шлицами и канавкой и канавкой; 4 - вал с шлицами и канавкой и канавкой и канавкой; 5 - вал с шлицами и канавкой и канавкой и канавкой и канавкой; 6 - вал с шлицами и канавкой и канавкой и канавкой и канавкой и канавкой; 7 - вал с шлицами и канавкой и канавкой и канавкой и канавкой и канавкой и канавкой.

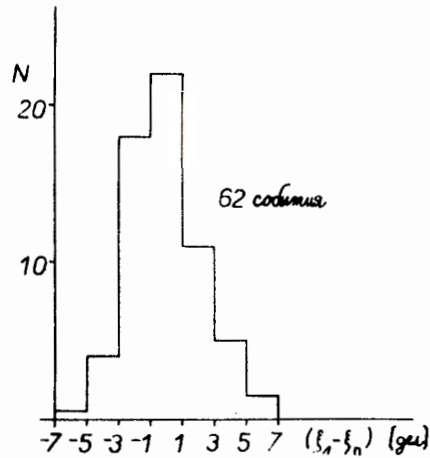


Рис. 13. Гистограмма распределения величины $\Delta\xi = \xi_{\text{л}} - \xi_{\text{п}}$, где $\xi_{\text{л}}$, $\xi_{\text{п}}$ измерены соответственно на левом и правом кадрах.

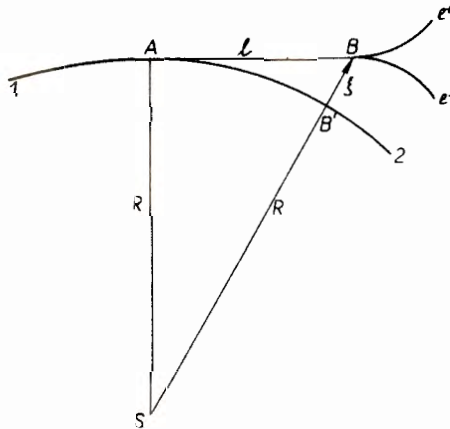


Рис. 4. Схема фотового процесса (2), (3) в плоскости камеры (x, y) , ориентированной к направлению магнитного поля. А - точка рождения тормозного γ -кванта; В - точка его конверсии в (e^+e^-) -пару; 1 - первичный электрон; R - радиус окружности, по которой выдвигается электрон 2.

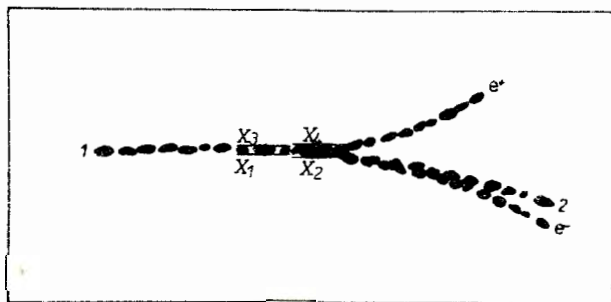


Рис. 5. Схема измерения величины ξ с помощью окулярного микрометра.
 Прямые линии показывают усреднение координат X по 3-4 пузырькам.

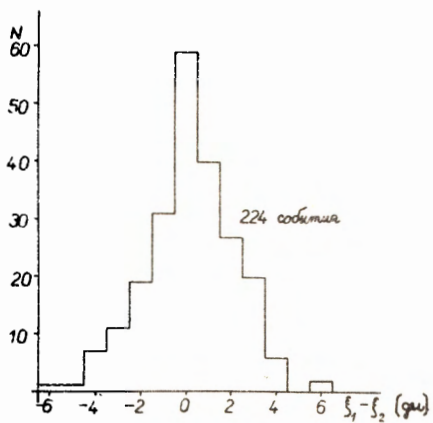


Рис. 6. Гистограмма распределения величины $\Delta\xi = \xi_1 - \xi_2$.

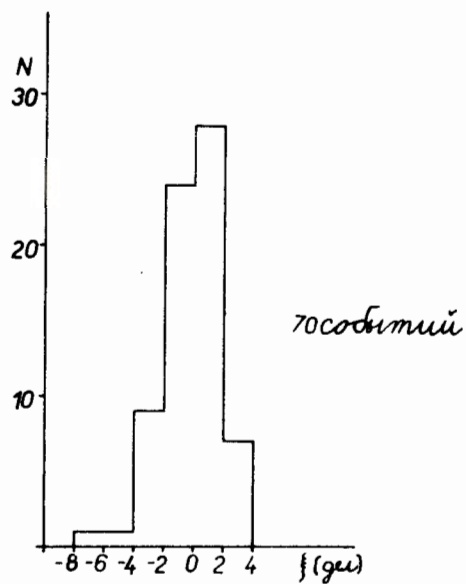


Рис. 7. Гистограмма распределения величины ξ , измеренной на первичных π^- -мезонных треках.

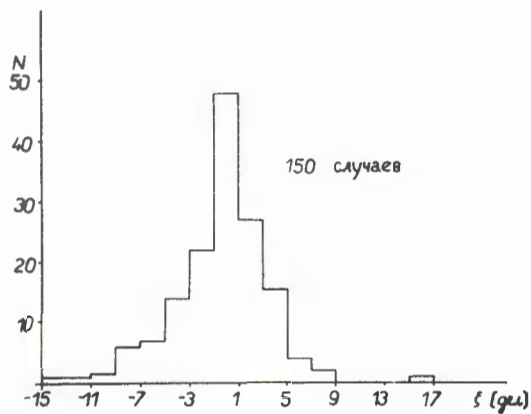


Рис. 8. Гистограмма распределения величины ξ для процесса рассеяния π^- -мезонов на электронах.

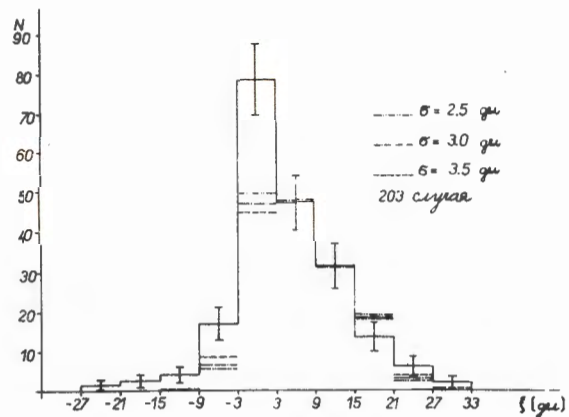


Рис. 9. Гистограмма распределения величины ξ для найденных событий. Пунктиром показаны гистограммы вычисленных распределений величины ξ для фоновых процессов (2), (3) при трех значениях ошибки измерения ($\sigma_\xi = 2,5; 3,0$ и $3,5$ дел.).

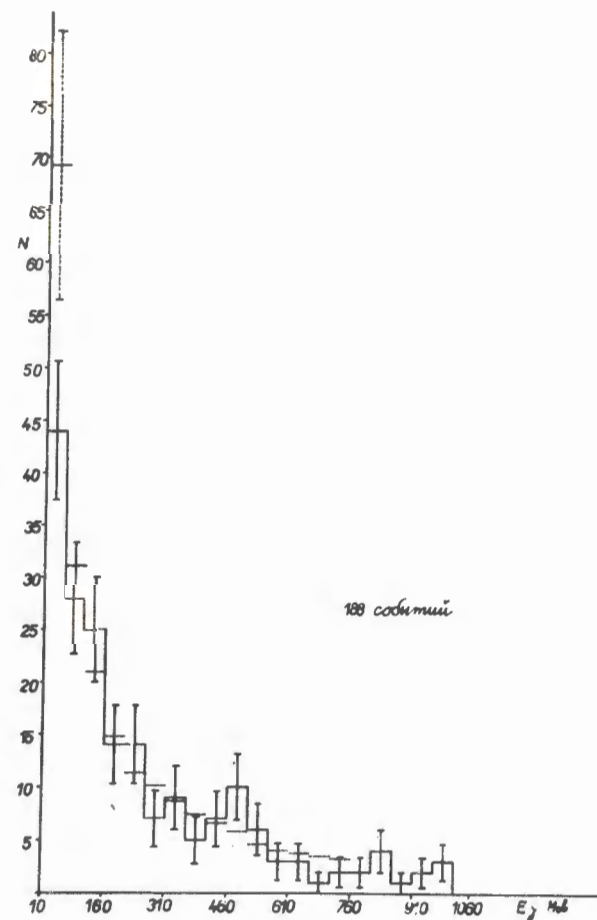


Рис. 10. Гистограмма распределения событий по энергиям (e^+e^-) -пар для процесса (1) и фона. Пунктиром показана гистограмма суммы вычисленных распределений для тридентов и для фона (абсолютное число).

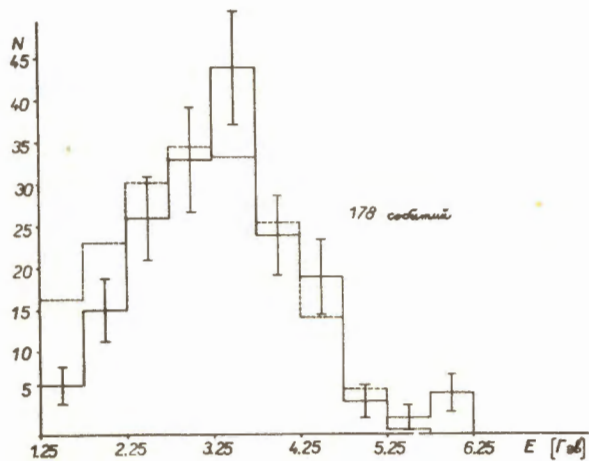


Рис. 11. Гистограмма распределения случаев по энергии первичных электронов. Пунктиром показана вычисленная гистограмма только для фоновых процессов с учетом ошибок измерения энергий электронов (20%).