

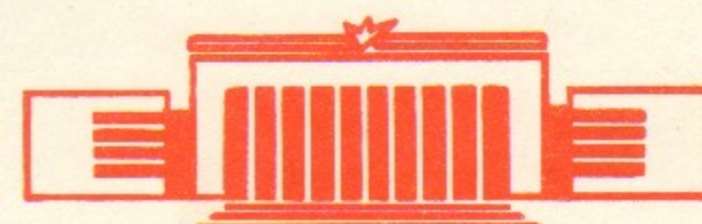
12

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
СО АН СССР

А.Е.Блинов, А.Д.Букин, В.Р.Грошев,
Н.Ф.Денисов, Х.-И.Меринг, В.А.Таюрский
А.Шиллер

РАСЧЕТ СЕЧЕНИЙ РЕГИСТРАЦИИ ПРОЦЕССОВ
 $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + e^+e^-$, $e^+e^- \rightarrow e^+e^- \gamma$
ДЛЯ ДЕТЕКТОРА МД-1

ПРЕПРИНТ 82—93



Новосибирск

АННОТАЦИЯ

Для энергии пучка $E_p = 1.84, 5$ ГэВ выполнены расчеты полных и дифференциальных сечений двухфотонных процессов $e^+e^- \rightarrow e^+e^-e^+e^-$, $e^+e^- \rightarrow e^+e^-R$ (R - резонанс, $Y_R^{pc} = 0^{-+}$) по монте-карловским программам /II, I3/, в которые заложены матричные элементы этих процессов в низшем порядке по КЭД. Результаты расчетов сравниваются с имеющимися аналитическими вычислениями. По универсальной программе моделирования работы детекторов на встречных e^+e^- - пучках рассчитаны сечения регистрации этих процессов в МД-I для некоторых условий триггера.

I. ВВЕДЕНИЕ

Двухфотонные процессы, как механизм рождения частиц, впервые привлекли внимание в начале 30-х годов после открытия позитрона Андерсенем. Тогда в работе Ландау и Лифшица /1/ было посчитано полное сечение рождения e^+e^- - пары при столкновении двух заряженных частиц высокой энергии и получена характерная для этих процессов зависимость полного сечения от энергии $\sigma_t \sim \ln^3 \sqrt{s}$ (\sqrt{s} - полная энергия столкновения в с.ц.м.).

Экспериментально двухфотонное рождение e^+e^- - пар наблюдалось в конце 60-х годов в π^+p -рассеянии /2/ и на ускорителе со встречными пучками в Новосибирске /3/. Позднее во Фраскати на накопительном кольце ADONE также наблюдали $\gamma\gamma$ -рождение e^+e^- пар и пар $\mu^+\mu^-$ /4/.

Эти эксперименты вновь привлекли внимание теоретиков к двухфотонным процессам, и в первой половине 70-х годов огромное количество работ было посвящено их изучению. Методы расчетов, которые при этом использовались, обычно были основаны на различных схемах метода эквивалентных фотонов (см. обзоры /5/).

Новый этап исследования $\gamma\gamma$ -процессов начался в конце 70-х годов со вводом в строй нового поколения детекторов (таких, как MARK-II на SPEAR) и ускорителей (с энергией до ~ 20 ГэВ в пучке), а также появлением нового подхода к расчету двухфотонных процессов - появились программы, точно рассчитывающие матричный элемент в низшем порядке теории возмущений (КЭД). Для этого этапа характерно, что интерес переместился на $\gamma\gamma$ -рождение резонансов, измерение полного сечения $\gamma\gamma$ в адроны, дифракционные процессы, рождение струй и другие процессы, сечение которых составляет $0.1 - 1$ нб. Сейчас в Гамбурге, Стэнфорде, Корнелле и Орсе на установках со встречными пучками работает около 10 детекторов, в программу которых входит изучение $\gamma\gamma$ -процессов, и уже получен ряд новых интересных данных /6/. Современное состояние физики двухфотонных процессов рассмотрено в обзорах /7/.

В 1981 году в ИЯФе на ускорительно-накопительном комплексе ВЭПП-4 начал функционировать детектор МД-1, спроектированный и предназначенный главным образом для изучения $\gamma\gamma$ -процессов /8/. Отличительной особенностью детектора МД-1 является наличие в центральной части поперечного магнитного поля, которое

разворачивает продукты e^+e^- - столкновений в горизонтальной плоскости, увеличивая тем самым эффективность регистрации частиц, родившихся под малыми углами к оси столкновения. Система регистрации рассеянных электронов (СРРЭ) детектора МД-1 детектирует электроны, вылетающие даже под углом $\theta = 0^\circ$ (при энергии электронов 0.5 - 0.84 от начальной). Эти свойства МД-1 и создают ему преимущества по сравнению с другими детекторами в изучении двухфотонных процессов, угловое распределение продуктов которых характеризуется сильной вытянутостью вдоль оси соударения /9,10/.

В данной работе мы рассмотрим процесс $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + e^+e^-$, так как МД-1 может регистрировать продукты реакций практически начиная с эффективной массы $W = 2m_e$, и указанный процесс будет давать большую нагрузку детектора (п.3). На первом этапе работы этот процесс будет представлять собой эффект, предполагается набрать $10^3 - 10^4$ событий и сравнить полученные данные с предсказаниями КЭД. Впоследствии двухфотонное рождение лептонных пар будет являться фоном для многоадронных событий и будет вычитаться.

Следующий электродинамический $\gamma\gamma$ -процесс $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + \mu^+\mu^-$ имеет полное сечение на 5 порядков меньше и в этой работе рассматривается только при оценках фона к рождению резонансов (п.6). (Некоторые распределения для $e^+e^- \rightarrow e^+e^- \mu^+\mu^-$ при $E_s = 5-25$ ГэВ рассчитаны в /II/).

Двухфотонное рождение резонансов C^+ рассмотрено в основном при энергии $E_s = 5$ ГэВ (п.4).

В п.п. 5,6 даны результаты расчетов сечения регистрации процессов $e^+e^- \rightarrow e^+e^-e^+e^-$, $e^+e^- \rightarrow e^+e^-R$ в МД-1 для некоторых условий триггера.

2. О ПРОГРАММАХ РАСЧЕТА

В численных расчетах процессов $e^+e^- \rightarrow e^+e^-e^+e^-$, $e^+e^- \rightarrow e^+e^-R$ мы использовали программы двухфотонного рождения (в низшем порядке теории возмущения) лептонных пар и псевдоскалярных C -четных резонансов, разработанные *Smith'om*, *Verma'seren'om* и др. /II-13/. В программе расчета $\gamma\gamma$ -рождения лептонных пар учтены как основные (рис.1а), так и тормозные (рис.1б) диаграм-

мы. Мы добавили в нее возможность изучения эффектов тождественности в рождении e^+e^- - пар. В качестве интегрирующей программы в расчетах использовалась программа адаптивного многомерного интегрирования *VEGAS/14/*.

Программы /II,13/ производят вычисление полного сечения процессов $e^+e^- \rightarrow e^+e^-e^+e^-$, $e^+e^- \rightarrow e^+e^-R$ по методу Монте-Карло. В процессе счета можно, наложив кинематические ограничения, получить сечения для некоторой области изменения переменных. Кроме того, используя монте-карловские события (с весами), генерируемые в процессе счета сечения, можно строить 1- и 2-мерные дифференциальные распределения, а также получать по этим данным события с единичным весом при помощи метода Неймана. Однако простые кинематические условия отбора, заложенные в /II-13/ позволяют лишь очень приближенно отразить реальную геометрию детектора и процедуру выделения событий в эксперименте из всей экспериментальной информации.

Для вычисления сечений регистрации детектором МД-1 процессов, происходящих в e^+e^- - столкновениях, используется универсальная программа моделирования, разработанная в ИЯФ СО АН /19/. Эта программа используется для моделирования работы различных детекторов института. Остановимся кратко на принципах, заложенных в алгоритм работы этой монте-карловской программы.

Вообще говоря, при написании программы моделирования работы детектора приходится выбирать путь между Сциллой максимально полного описания, систематическая (и, увы, неизвестная) ошибка при котором сведена к минимуму и Харибдой приближенного описания, содержащего большую систематическую ошибку. В последнем случае программа работает более быстро, и за единицу времени можно получить больше событий и, следовательно, меньшую статистическую ошибку расчета. Однако время счета всегда можно увеличить, и ясно, что точность результата в конечном итоге определяется систематикой.

Программа моделирования /19/ преследует цель максимально полного описания. Но в ней заложена возможность ускорения набора статистики путем отключения тех или иных взаимодействий, блоков веществ и т.д., что позволяет переходить от полного описания к менее полному в процессе расчетов сечения регистрации ка-

кого-либо процесса когда ясно, что такой переход не вносит систематической ошибки в расчет. Программа моделирования /19/ состоит из:

- 1) подпрограмм первичных e^+e^- - взаимодействий (здесь /II, I3/);
- 2) геометрических п/программ (двух типов - для детекторов с магнитным полем и для детекторов без магнитного поля);
- 3) подпрограмм электромагнитных взаимодействий частиц с веществом детектора;
- 4) подпрограмм ядерных взаимодействий адронов с веществом детектора (программа *NUCRIN*, разработанная в университете им. Карла Маркса г. Лейпцига /20/);
- 5) подпрограмм распадов нестабильных частиц;
- 6) подпрограмм, моделирующих триггер детектора;
- 7) подпрограмм ввода-вывода.

Основная часть программы моделирования - программа развития каскада частиц, родившихся во взаимодействии первичных частиц с веществом детектора и от распадов нестабильных частиц.

Судьба каждой частицы, первичной или рожденной во взаимодействии с веществом, прослеживается до самого конца, т.е. до ее поглощения или выхода за пределы детектора. Всего при моделировании одного события e^+e^- - взаимодействии необходимо "проводить" через детектор от нескольких десятков до тысяч частиц, в зависимости от набора первичных частиц. Это определяет время моделирования одного события: от нескольких секунд - до нескольких минут на ЕС 1060.

В процессе прохождения частиц через детектор они пересекают регистрирующие элементы МД-1: проволочные пропорциональные и индукционные камеры, сцинтилляционные и черенковские счетчики. В программе моделирования реакция этих элементов на прохождение заряженных частиц моделируется в той же форме, что в эксперименте: генерируются амплитуды со своим разбросом, номера сработавших проволочек в камерах.

По окончании моделирования очередного события информация об амплитудах и сработавших проволочках переписывается на магнитную ленту в формате, принятом для экспериментальной информации.

Кроме того, в программе моделирования для каждого события имеется специфическая информация, отсутствующая в эксперименте: исходное случайное число, сколько и каких частиц родилось во взаимодействии e^+e^- , какие были их первоначальные параметры и что с этими частицами произошло при прохождении через детектор. Эта и некоторая другая дополнительная информация о событии оформляется отдельной записью на магнитной ленте и программы обработки могут ее использовать.

Конечной целью моделирования является желание получить сечения регистрации детектором определенных процессов. Причем интересна не только регистрация процесса детектором, но, в конечном итоге, сечение регистрации с учетом реконструкции события. Поэтому важной дальнейшей работой является восстановление импульсов частиц, их идентификация и определение (в эксперименте) к какому процессу они относятся. Вся эта работа выполняется для моделирования и эксперимента одним и тем же комплектом программ.

3. ПОЛНЫЕ И ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ СЕЧЕНИЯ ПРОЦЕССА

$$e^+e^- \rightarrow e^+e^- + e^+e^-$$

Для сравнительно небольших энергий ($\sqrt{s} \sim 10$ ГэВ), представляющих интерес в данной работе, для расчета сечения по главным диаграммам (рис. 1а) выгодно использовать аналитически рассчитанный на ЭВМ квадрат матричного элемента рассматриваемого процесса.

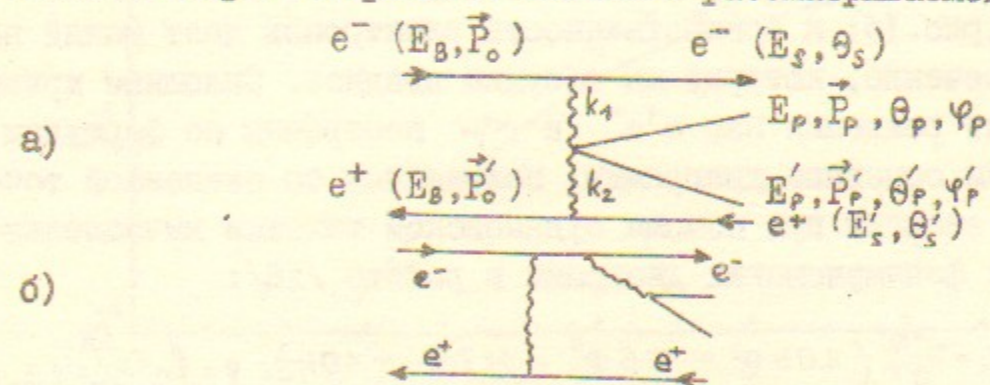


Рис. 1. Рождение e^+e^- -пары в двухфотонном процессе $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + e^+e^-$.

- а) прямой двухфотонный процесс;
- б) диаграмма тормозного типа.

Расчет сечения с учетом тормозных диаграмм и тождественности тоже можно было бы производить, используя квадрат матричного элемента, рассчитанный на ЭВМ при помощи алгебраических программ, таких как REDUCE, SCOONSHIP, ASHMEAI. Однако в последнем случае конечное выражение мало подходит для численного расчета при высокой энергии, так как в нем содержится большое число сокращений между большими членами (эти большие члены, растущие как степень полной энергии \sqrt{s} , должны сокращаться, чтобы дать логарифмический рост полного сечения). Но из-за ограниченной точности ЭВМ невозможно контролировать эти сокращения, когда возрастает сложность или энергия рассматриваемого процесса. Чтобы избежать потери точности, в этом случае в программе /II/ производится численный расчет комплексного матричного элемента для набора рассматриваемых диаграмм. Эта процедура требует точного расчета полярizations сумм на ЭВМ и приводит к возрастанию примерно на порядок времени счета. Преимущество последнего метода в том, что программа может быть легко изменена, чтобы включить в нее эффекты, связанные с поляризацией начальных или конечных частиц.

Полные сечения рождения лептонных пар в процессах $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + X$ ($X = e^+e^-, \mu^+\mu^-, \tau^+\tau^-$), а также пары $\pi^+\pi^-$ (расчет в борновском приближении) в зависимости от энергии пучка приведены на рис.2. В расчетах по программе /II/, приведенных на рисунке, учтены только основные диаграммы (рис.1а). Учет тормозных диаграмм (рис.1б) и тождественности электронов дает малый вклад в полное сечение, который мы обсудим позднее. Сплошные кривые для сечений рождения пар e^+e^- и $\mu^+\mu^-$ построены по формулам, учитывающим основные диаграммы, полученным со степенной точностью по энергии при помощи судаковской техники вычисления асимптотик фейнмановских диаграмм в работе /I6/:

$$\chi = e^+e^-: \sigma_0 = \frac{\alpha^2 r_0^2}{\pi} (1.03 \cdot \rho^3 - 6.6 \cdot \rho^2 - 11.7 \cdot \rho + 104), \quad \rho = \ln s/m_e^2 \quad (3.1)$$

$$\chi = \mu^+\mu^-: \sigma_0 = \frac{\alpha^2 r_0^2}{\pi} \cdot \frac{m_e^2}{m_\mu^2} (1.03 \cdot \rho^3 + 26.6 \cdot \rho^2 - 56 \cdot \rho - 432), \quad \rho = \ln s/m_\mu^2$$

где \sqrt{s} - полная энергия в с.ц.м.; m_e, m_μ - массы электрона и μ -мезона; α - постоянная тонкой структуры; r_0 - классический радиус электрона.

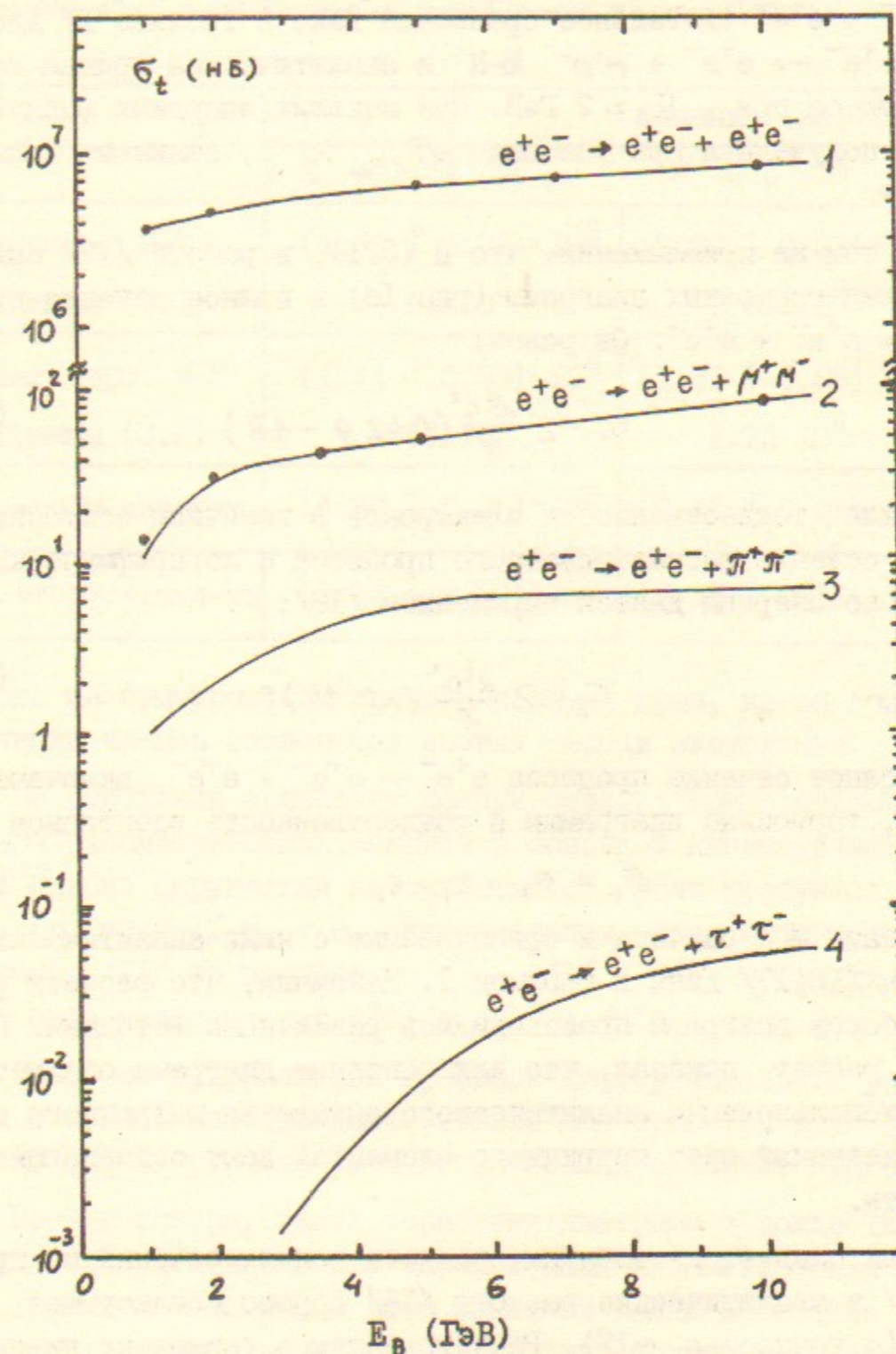


Рис.2. Полное сечение рождения пар в процессе $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + X$, в зависимости от энергии пучка E_b . $X = e^+e^-, \mu^+\mu^-, \tau^+\tau^-, \pi^+\pi^-$. 1,2 - точки - расчет данной работы, кривые - расчет по формуле (3.1); 3,4 - кривые из работ /II, I2/.

Как следует из рис.2, наблюдается хорошее согласие монте-карловского (М-К) и аналитического расчета для процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + e^+e^-$ (детальное сравнение дано в таблице I) для процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + \mu^+\mu^-$. М-К и аналитическая кривая хорошо согласуются при $E_0 \gtrsim 2$ ГэВ. При меньших энергиях формула (3.1), полученная при условии $\sqrt{s}/m_\mu \gg 1$, занижает величину сечения.

В том же приближении, что и (3.1), в работе /I7/ был посчитан вклад тормозных диаграмм (рис.1б) в полное сечение процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + e^+e^-$. Он равен:

$$\sigma_1 = 2 \frac{\alpha^2 r_0^2}{\pi} (0.42 \vartheta - 1.8) \quad (3.2)$$

Вклад тождественности электронов в конечном состоянии в полное сечение рассматриваемого процесса с логарифмической точностью по энергии дается выражением /I8/:

$$\sigma_2 = 2 \frac{\alpha^2 r_0^2}{\pi} (-0.14) \vartheta \quad (3.3)$$

Полное сечение процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + e^+e^-$, включающее основные, тормозные диаграммы и тождественность электронов равно:

$$\sigma_{\pm} = \sigma_0 + \sigma_1 + \sigma_2 \quad (3.4)$$

Результаты М-К расчета и сравниваемые с ними аналитические расчеты /I6, I7/ даны в таблице I. Напомним, что расчеты различных наборов диаграмм производились различными методами. Проверочный расчет показал, что для основных диаграмм оба метода (т.е. использование аналитического выражения матричного элемента и численный счет матричного элемента) дают совпадающие результаты.

Как следует из таблицы, расчеты полных сечений по программе /II/ и аналитические расчеты /I6/ хорошо согласуются между собой (с точностью $\sim 1\%$). Расчеты вкладов тормозных диаграмм также согласуются в пределах стат.ошибки М-К расчета. Вклад в σ_{\pm} для данных энергий от тормозных диаграмм равен $\approx 0.3\%$.

Согласно (3.3) вклад в полное сечение от тождественности электронов $\sim 0.1\%$. В нашем расчете добавка составляет 3-4% (стат.ошибка $\pm 2\%$). Можно думать, что даже для алгоритма, осно-

Таблица I

Сечения $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + e^+e^-$ при $E_0 = 1.84$ и 5 ГэВ.

Диаграммы	Сечение (нб)	
	$E = 1.84$ ГэВ	$E = 5$ ГэВ
основные М-К диаграммы (3.1)	$(4.89 \pm 0.03) \cdot 10^6$ $4.84 \cdot 10^6$	$(7.09 \pm 0.02) \cdot 10^6$ $7.08 \cdot 10^6$
только торм. М-К диаграммы (3.2)	$(1.41 \pm 0.09) \cdot 10^4$ $1.53 \cdot 10^4$	$(1.81 \pm 0.05) \cdot 10^4$ $1.75 \cdot 10^4$
осн. +торм. диаграм.	$(4.87 \pm 0.05) \cdot 10^6$	$(7.11 \pm 0.07) \cdot 10^6$
осн. +торм. +тожд-ть	$(5.11 \pm 0.10) \cdot 10^6$	$(7.30 \pm 0.11) \cdot 10^6$

ванного на суммировании поляризационных сумм, из-за возрастания числа членов становятся велики ошибки округления.

На основании сравнения полных сечений можно заключить, что для рассматриваемых энергий в основной кинематической области ошибки округления не сказываются, если требуется точность расчета $\sim 1\%$ и, т.о. экстраполяция области применимости программы /II/ на процесс $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + e^+e^-$ проходит (программа была написана для $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + \mu^+\mu^-$).

Далее мы приведем ряд графиков дифференциальных распределений и таблиц интегральных сечений для процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + e^+e^-$. Для их расчета были использованы основные диаграммы.

Вообще говоря, вклад тормозных диаграмм и тождественности может быть существенен для определенных кинематических областей. Тормозные диаграммы дают заметный вклад в сечение с рассеянием р.э. на большой угол /II/. Так, согласно расчетам /IIб/ процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + \mu^+\mu^-$ при энергии $\sqrt{s} \sim 30$ ГэВ при условии $\theta_s, \theta_s' > 2^\circ$, добавка к сечению $d\sigma/dW$ (W - эффективная масса родившейся пары $\mu^+\mu^-$) от тормозных диаграмм составляет $\sim 10\%$ при $W \lesssim 1$ ГэВ/ c^2 , при $W > 2$ ГэВ/ c^2 поправка пренебрежимо мала.

Отметим, что в той же кинематической ситуации, т.е. когда $\theta_s, \theta_s' \sim$ некоторого угла, можно ожидать заметный вклад в сечение от радиоправок к рассматриваемым диаграммам низшего порядка /15/. Согласно /15/ для процессов $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + e^+e^-$, $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + \mu^+\mu^-$ и $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + \pi^+\pi^-$ в эксперименте на DCI ($E_b = 800$ МэВ, $E_s = 400-640$ МэВ, $\theta_s \leq 10$ Мрад, разрешение СРРЭ $\Delta E = 14$ МэВ) радиоправки уменьшают сечение $d\sigma/dW$ в максимуме на $\sim 10\%$. Однако, в эксперименте без регистрации р.э. вклад радиоправок $\lesssim 1\%$ и практически не зависит от рассматриваемого $\gamma\gamma$ -процесса /156/. Следовательно, для эксперимента с регистрацией рассеянных электронов может оказаться важным вместе с учетом радиационных поправок учитывать и вклад тормозных диаграмм в рождение пар e^+e^- . Некоторые расчеты влияния тормозного механизма на эффективность регистрации частиц в СРРЭ детектора МД-1 содержатся в таблице 17. В целом, важность вкладов тех или иных диаграмм при сравнении расчета и эксперимента зависит от характера выделенных в эксперименте событий и набранной в эксперименте статистики.

Приведенные ниже данные рассчитаны по 10000 событиям с единичным весом, полученным методом Неймана из генерируемых /11/ событий с весами. Как указывалось, распределения по углам, энергиям и т.п. можно рассчитывать и прямо в рамках программы /11/. Но, как оказалось, вычисляемые в ней средние некоторых величин сильно флуктуируют, а выдаваемые программой соответствующие ошибки средних слишком малы. Для событий с весом 1 среднеквадратическая стат. ошибка просто равна \sqrt{N} .

На рис.3 приведены дифференциальные распределения $d\sigma/dW$ для $E_b = 1.84$ и $E_b = 5$ ГэВ. На этом рисунке, также как и на других, плавные кривые проведены по монте-карловским гистограммам. Для сравнения на этом рисунке приведены результаты расчета $d\sigma/dW$ по формуле, полученной в приближении $w \gg m_e$, $L \gg \frac{1}{2} \ln(k_i^2/m_e^2)$ (k_i - передача импульса виртуальному фотону) /5/.

$$\frac{d\sigma}{dW} = \frac{16}{3\pi} \alpha^2 r_0^2 \frac{m_e^2}{W^3} L^3 \left[2 \ln \frac{W}{m_e} - 1 \right], \quad (3.5)$$

$$L = \ln s/W^2.$$

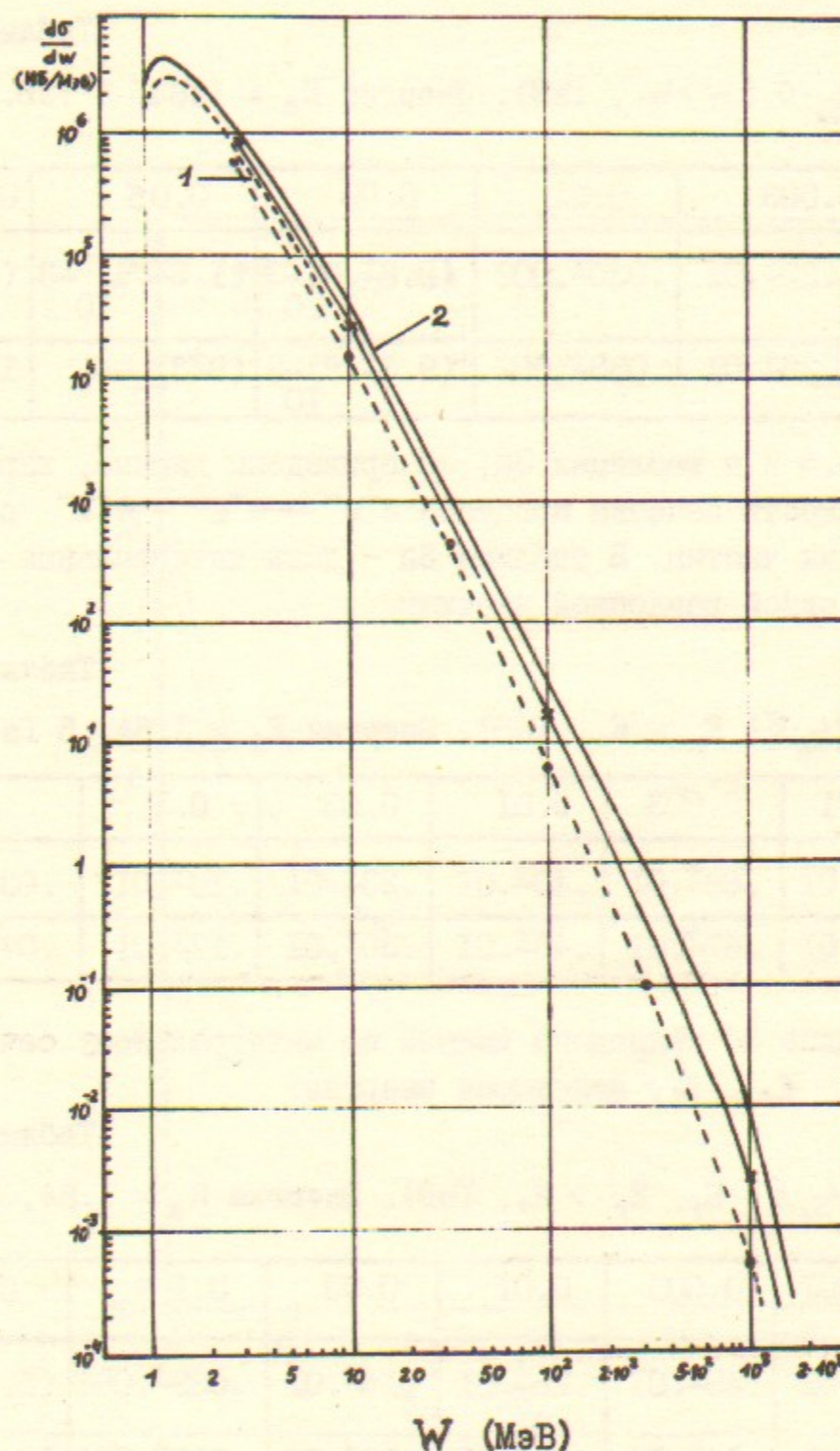


Рис.3. $d\sigma/dW$ - дифференциальное сечение по эффективной массе рожденной пары для процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + e^+e^-$.
 1. $E_b = 1.84$ ГэВ, $\langle w \rangle = 3.1 \pm 0.1$ МэВ,
 2. $E_b = 5.0$ ГэВ, $\langle w \rangle = 3.0 \pm 0.1$ МэВ,
 — расчет для $E_b = 5$ ГэВ, согласно (3.5).
 - - - расчет для $E_b = 1.84$ ГэВ согласно (3.5).

В таблице 2 дано полное сечение процесса при эффективной массе родившейся пары больше некоторой.

Таблица 2

Сечение $\frac{1}{6} \cdot \sigma (W > W_0, \text{ ГэВ})$. Энергия $E_0 = 1.84, 5 \text{ ГэВ}$.

$E_0 \backslash W_0$	0.003	0.01	0.02	0.05	0.1
1.84 ГэВ	$.25 \pm .01$	$.030 \pm .002$	$(8.6 \pm .9) \cdot 10^{-3}$	$(1.8 \pm .4) \cdot 10^{-3}$	$(4 \pm 2) \cdot 10^{-4}$
5.0 ГэВ	$.25 \pm .01$	$.033 \pm .002$	$(9.3 \pm .9) \cdot 10^{-3}$	$(9 \pm 3) \cdot 10^{-4}$	$1 \cdot 10^{-4}$

На рис.4 и в таблицах 3а, 3б приведены данные, характеризующие зависимость сечения процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + e^+e^-$ от энергии рожденных частиц. В таблице 3а - даны интегральные сечения по энергии одной рожденной частицы.

Таблица 3а

Сечение $\frac{1}{6} \cdot \sigma (E_p > E_0, \text{ ГэВ})$. Энергия $E_0 = 1.84, 5 \text{ ГэВ}$.

$E_0 \backslash E_p$	0.001	0.003	0.01	0.03	0.1	0.3
1.84	$.86 \pm .01$	$.62 \pm .01$	$.40 \pm .01$	$.23 \pm .01$	$.10 \pm .01$	$.031 \pm .002$
5.0	$.88 \pm .01$	$.67 \pm .01$	$.46 \pm .01$	$.30 \pm .01$	$.17 \pm .01$	$.07 \pm .003$

В таблице 3б приведены данные по интегральному сечению при условии $E_p, E_p' >$ некоторой энергии.

Таблица 3б

Сечение $\frac{1}{6} \cdot \sigma (E_p, E_p' > E_0, \text{ ГэВ})$. Энергия $E_0 = 1.84, 5 \text{ ГэВ}$.

$E_0 \backslash E_p$	0.001	0.003	0.01	0.03	0.1	0.3
1.84	$.78 \pm .01$	$.49 \pm .01$	$.28 \pm .01$	$.14 \pm .01$	$.039 \pm .002$	$(5.7 \pm .8) \cdot 10^{-3}$
5.0	$.81 \pm .01$	$.54 \pm .01$	$.35 \pm .01$	$.21 \pm .01$	$.097 \pm .003$	$(3. \pm .2) \cdot 10^{-2}$

На рис.5 приведены распределения по энергии рассеянного электрона. Интегральные сечения по энергии рассеянного электрона приведены в таблице 4.

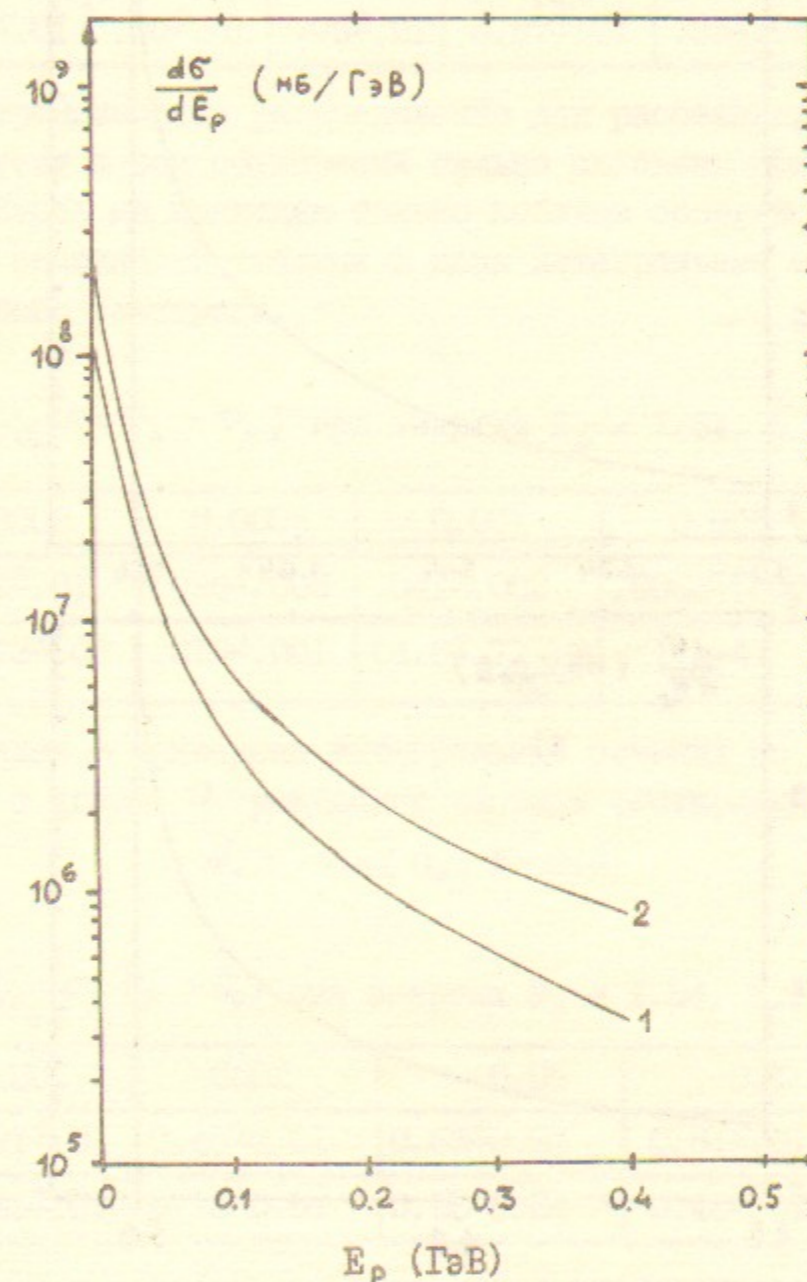


Рис.4. $\frac{d\sigma}{dE_p}$ - дифференциальное сечение по энергии рожденной частицы для процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + e^+e^-$.
 1. $E_0 = 1.84 \text{ ГэВ}$, $\langle E_p \rangle = 41 \pm 1 \text{ МэВ}$.
 2. $E_0 = 5.0 \text{ ГэВ}$, $\langle E_p \rangle = 86 \pm 3 \text{ МэВ}$.

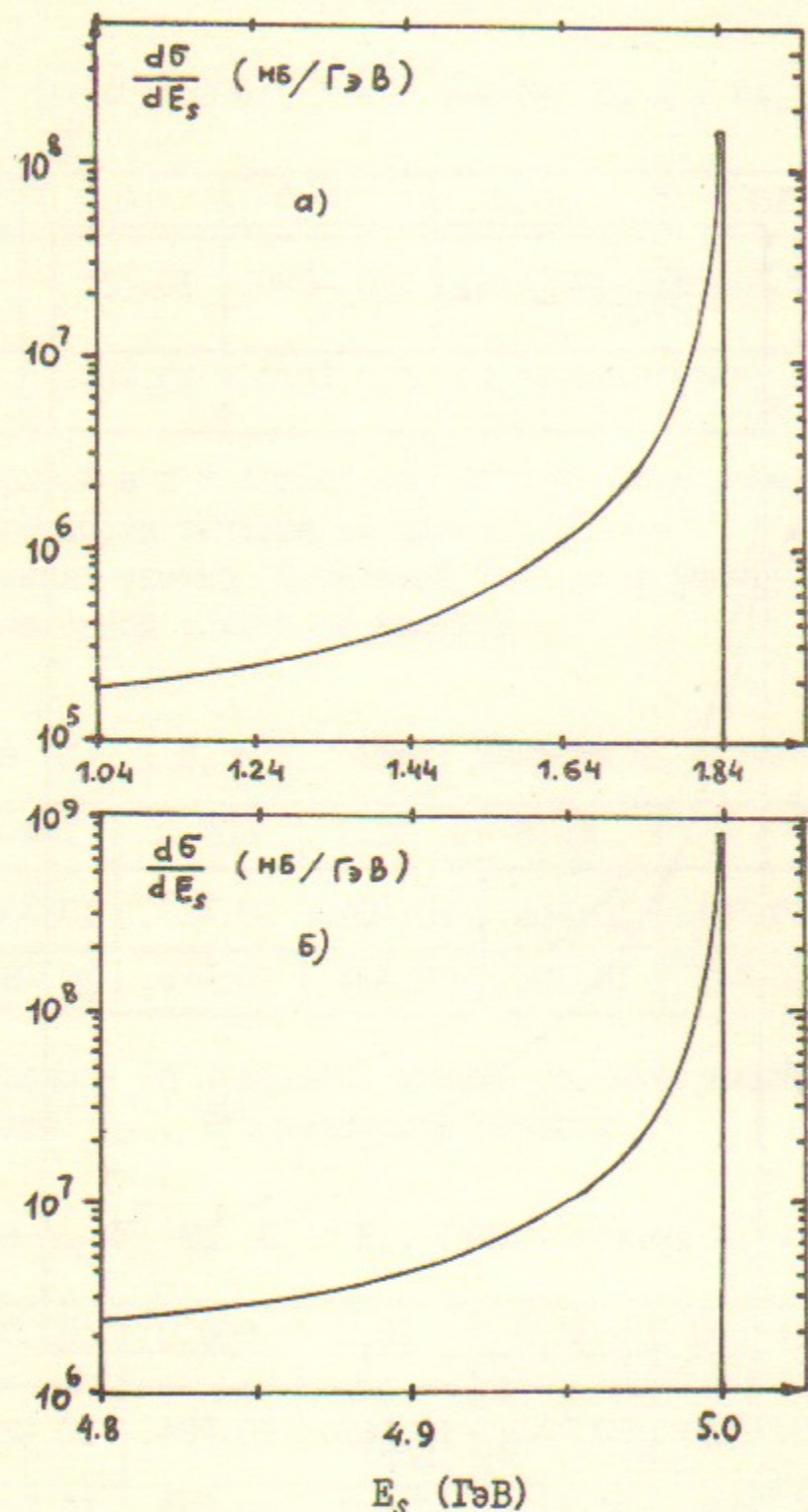


Рис. 5. $d\sigma/dE_s$ - дифференциальное сечение по энергии рассеянной частицы для процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + e^+e^-$.
 (а) $E_0 = 1.84$ ГэВ, $\langle E_s \rangle = 1.80 \pm 0.01$ ГэВ,
 (б) $E_0 = 5.0$ ГэВ, $\langle E_s \rangle = 4.91 \pm 0.01$ ГэВ.

Таблица 4.

Сечение $\frac{1}{\sigma_t} \cdot \sigma (X > X_0)$, $X = E_s / E_0$. Энергия $E_0 = 1.84, 5$ ГэВ.

$E_0 \backslash X_0$	0.6	0.7	0.8	0.85	0.90	0.99
1.84	$.99 \pm .01$	$.98 \pm .01$	$.97 \pm .01$	$0.96 \pm .01$	$.94 \pm .01$	$.76 \pm .01$
5.0	$.99 \pm .01$	$.99 \pm .01$	$.98 \pm .01$	$0.97 \pm .01$	$.95 \pm .01$	$.77 \pm .01$

Дифференциальные распределения для рассеянных и рожденных частиц по углу к оси соударения сильно пикованы при $\theta \approx 0^\circ$ и $\theta \approx 180^\circ$. Здесь мы приведем только таблицы соответствующих интегральных сечений. В таблице 5 даны интегральные сечения по углу рассеянного электрона.

Таблица 5.

Сечение $\frac{1}{\sigma_t} \cdot \sigma (\theta_s > \theta_0)$ при энергии $E_0 = 1.84, 5$ ГэВ.

$E_0 \backslash \theta_0$.0002	0.0005	0.001	0.003	0.01
1.84	$.22 \pm .01$	$.096 \pm .003$	$.041 \pm .002$	$.0063 \pm .0008$	$(4 \pm 2) \cdot 10^{-4}$
5.0	$.073 \pm .03$	$.018 \pm .001$	$(4.6 \pm .7) \cdot 10^{-3}$	$\sim 10^{-4}$	-

В таблице 6 приведены интегральные сечения по $\tilde{\theta}_p$. Угол $\tilde{\theta}_p$ связан с углом θ_p рожденной частицы соотношением:

$$\tilde{\theta}_p = \min(\theta_p, \pi - \theta_p)$$

Таблица 6.

Сечение $\frac{1}{\sigma_t} \cdot \sigma (\tilde{\theta}_p > \theta_0)$ при энергии $E_0 = 1.84, 5$ ГэВ.

$E_0 \backslash \theta_0$.005	0.01	0.05	0.1	0.5
1.84	$0.91 \pm .01$	0.85 ± 0.01	0.63 ± 0.01	$0.51 \pm .01$	$0.21 \pm .01$
5.0	$0.85 \pm .01$	0.78 ± 0.01	0.56 ± 0.01	$0.44 \pm .01$	$0.19 \pm .01$

На рис. 6 и в таблице 7 приводятся дифференциальное и интегральное распределения по углу между частицами рожденной пары. Этот угол определяется как

$$\cos(\Delta\omega) = (\vec{p}_p \cdot \vec{p}'_p) / |\vec{p}_p| \cdot |\vec{p}'_p| \quad (3.6)$$

где \vec{p}_p, \vec{p}'_p - импульсы частиц рожденной пары.

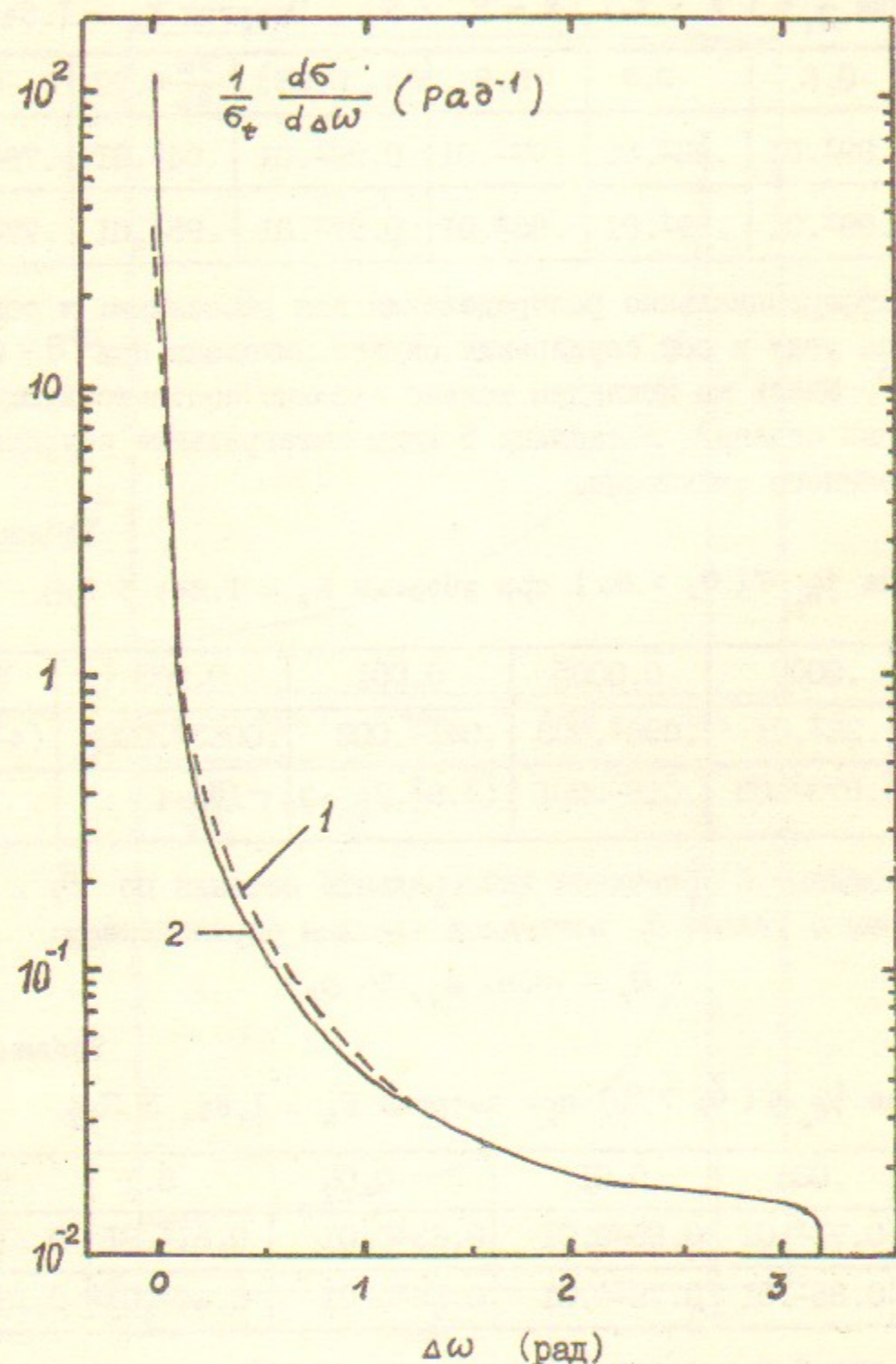


Рис. 6. $\frac{1}{\sigma_t} \frac{d\sigma}{d(\Delta\omega)}$ - дифференциальное сечение по углу между частицами рожденной e^+e^- пары для процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + e^+e^-$.

1. $E_B = 1.84$ ГэВ, $\langle \Delta\omega \rangle = 0.73 \pm 0.01$,
 2. $E_B = 5.0$ ГэВ, $\langle \Delta\omega \rangle = 0.64 \pm 0.01$.

Таблица 7.

Сечение $\frac{1}{\sigma_t} \cdot \sigma(\Delta\omega > \Delta\omega_0, \text{ рад})$. Энергия $E_B = 1.84, 5$ ГэВ.

$E_B \backslash \Delta\omega_0$	0.01	0.03	0.1	0.3	1.
1.84	$.94 \pm 0.01$	$.83 \pm 0.01$	$.67 \pm 0.01$	0.48 ± 0.01	0.28 ± 0.01
5.0	$.88 \pm 0.01$	$.76 \pm 0.01$	$.60 \pm 0.01$	0.43 ± 0.01	0.24 ± 0.01

Дифференциальное распределение вторичных частиц по углу некомпланарности приведено на рис. 7.

Угол некомпланарности определяется как угол между плоскостями, в которых лежат импульсы \vec{p}_0, \vec{p}_p и \vec{p}'_0, \vec{p}'_p :

$$\cos(\Delta\psi) = \frac{[\vec{p}_0 \times \vec{p}_p]}{|\vec{p}_0 \times \vec{p}_p|} \cdot \frac{[\vec{p}'_0 \times \vec{p}'_p]}{|\vec{p}'_0 \times \vec{p}'_p|} \quad (3.7)$$

или

$$\Delta\psi = \left| |\varphi_p - \varphi'_p| - \pi \right| \quad (3.8)$$

где φ_p, φ'_p - азимутальные углы рожденных частиц относительно оси столкновения. Распределение по $\Delta\psi$ можно использовать для отбора событий $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + e^+e^- / 2I$. Интегральное сечение по углу некомпланарности $\Delta\psi$ приведено в таб. 8. $\Delta\tilde{\varphi} = \min(\Delta\psi, \pi - \Delta\psi)$.

Таблица 8.

Сечение $\frac{1}{\sigma_t} \cdot \sigma(\Delta\tilde{\varphi} > \Delta\tilde{\varphi}_0, \text{ рад})$. Энергия $E = 1.84, 5$ ГэВ.

$E_B \backslash \Delta\tilde{\varphi}_0$	0.1	0.3	0.6	1.	1.3
1.84	0.49 ± 0.02	0.36 ± 0.02	$.25 \pm 0.02$	$.12 \pm 0.01$	0.06 ± 0.002
5.0	0.49 ± 0.02	$.33 \pm 0.01$	$.23 \pm 0.01$	$.11 \pm 0.01$	$.050 \pm 0.002$

Распределения по $P^\perp = |\vec{p}_1 + \vec{p}'_1|$ - суммарному перпендикулярному импульсу рожденных частиц - сильно пикованы в области $P^\perp \rightarrow 0$; это можно использовать для отделения Υ -рождения e^+e^- - пары от других процессов.

В таблице 9 приводится интегральное сечение процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + e^+e^-$ при P^\perp больше некоторого.

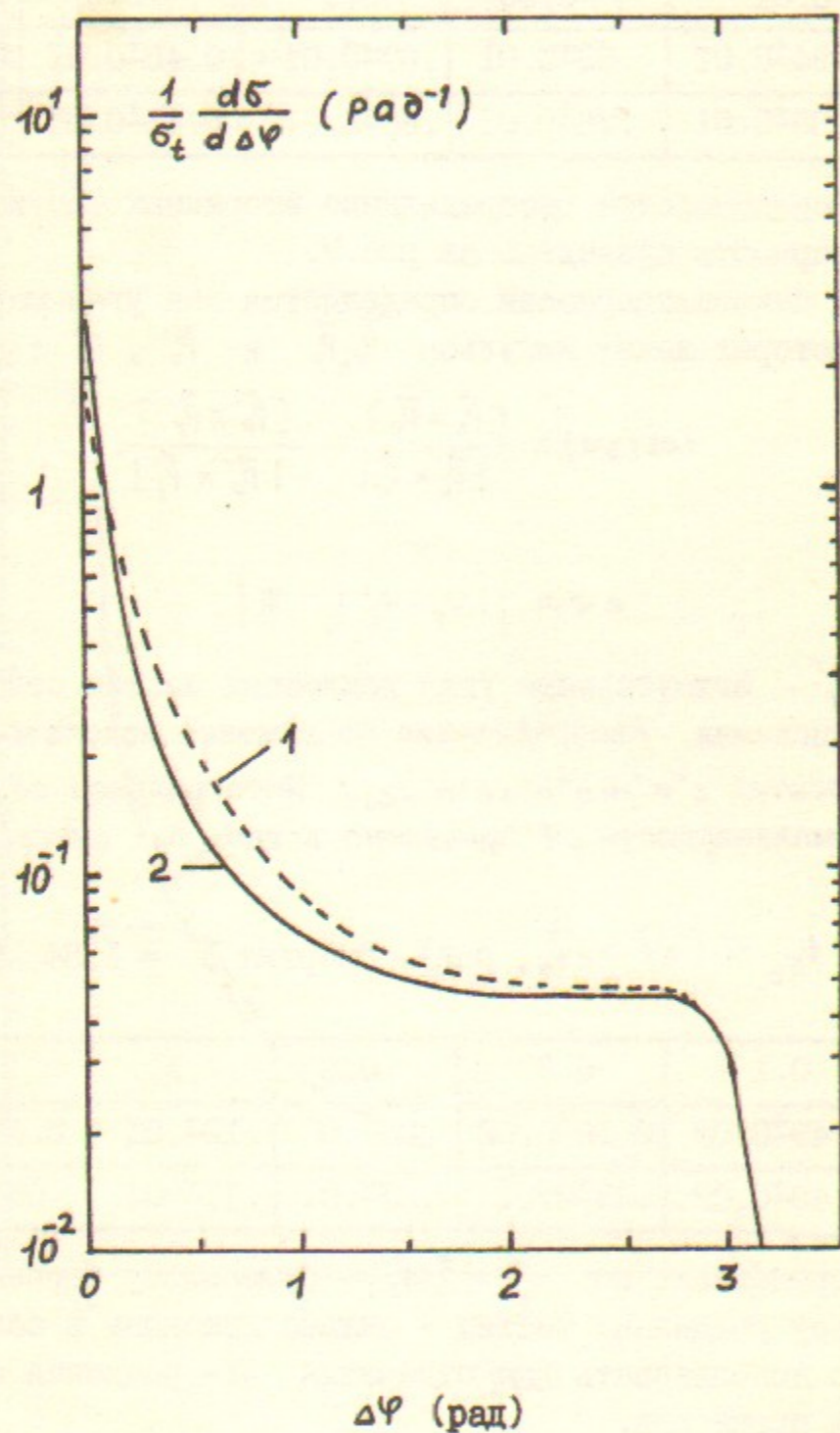


Рис.7. $\frac{1}{\sigma_t} \frac{d\sigma}{d\Delta\varphi}$ - дифференциальное сечение по углу некомпланарности частиц рожденной пары для процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + e^+e^-$.
 1. $E_B = 1.84$ ГэВ,
 2. $E_B = 5$ ГэВ.

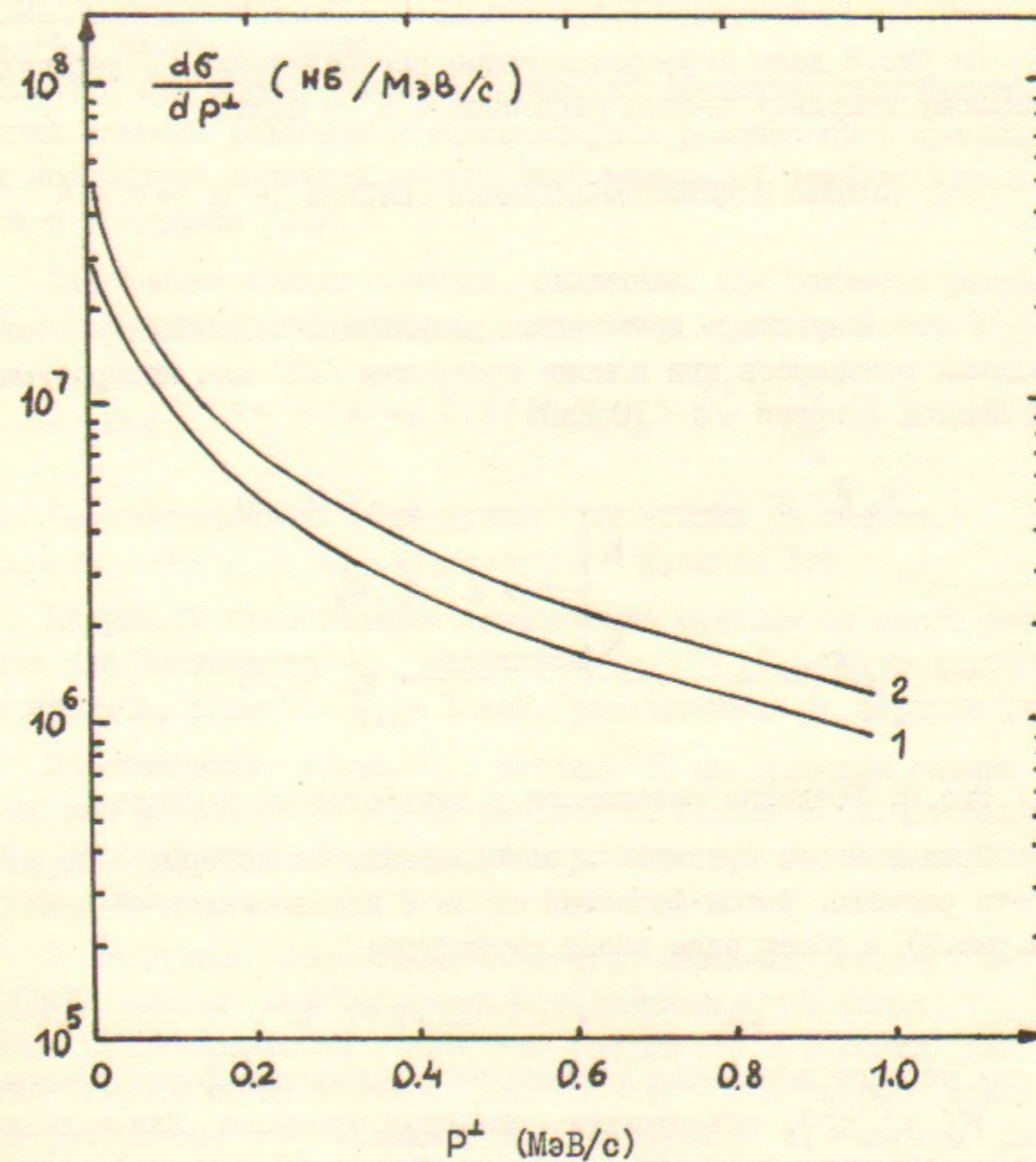


Рис.8. $d\sigma/dp^\perp$ - дифференциальное распределение по суммарному перпендикулярному импульсу рожденной e^+e^- - пары в процессе $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + e^+e^-$.
 1. $E_B = 1.84$ ГэВ, $\langle p^\perp \rangle = 0.57 \pm 0.01$ МэВ,
 2. $E_B = 5.0$ ГэВ, $\langle p^\perp \rangle = 0.50 \pm 0.01$ МэВ.

Таблица 9.

Сечение $\frac{1}{\sigma_0} \sigma (P^+ > P_0^+, \text{ ГэВ/с})$. Энергия $E_B = 1.84, 5 \text{ ГэВ}$.

E_B	P_0^+	0.0001	0.0003	0.001	0.003	0.01
1.84		$.65 \pm 0.01$	$.42 \pm 0.01$	$.15 \pm 0.01$	$.03 \pm 0.002$	$(2. \pm 0.5) 10^{-2}$
5.0		$.61 \pm 0.01$	$.38 \pm 0.01$	$.13 \pm 0.01$	$.023 \pm 0.002$	$(1.9 \pm 0.4) 10^{-2}$

На рис.8 дано дифференциальное распределение по перпендикулярному импульсу частиц рожденной e^+e^- - пары.

4. ПОЛНЫЕ И ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ СЕЧЕНИЯ $e^+e^- \rightarrow e^+e^-R$

В этом параграфе приводятся результаты подробных расчетов рождения резонансов при помощи программы /I3/ для интересующей нас полной энергии $\sqrt{s} \sim 10 \text{ ГэВ}$.

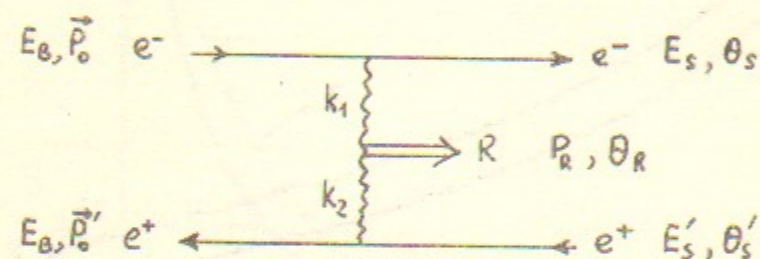


Рис.9. Рождение резонансов в двухфотонном процессе.

Прежде всего приведем предположения, на которых базируются эти расчеты. Фотон-фотонная связь с псевдоскалярной частицей (см.рис.9) в общем виде имеет структуру:

$$M_{\alpha\beta} = F(k_1^2, k_2^2) \epsilon_{\alpha\beta\mu\nu} k_1^\mu k_2^\nu \quad (4.1)$$

До сих пор нет детальной информации о поведении форм-фактора $F(k_1^2, k_2^2)$, описывающего динамику процесса. Для приближенного описания рождения псевдоскалярного (C-четного) резонанса в реакции $e^+e^- \rightarrow e^+e^-R$ используется эффективный лагранжиан с точечной связью псевдоскалярного поля Φ_R с фотоном:

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} g_R F^{\mu\nu} F^{\alpha\beta} \epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} \Phi_R \quad (4.2)$$

$F^{\mu\nu}$ обозначает тензор напряженности электромагнитного поля, g_R - константу связи.

Этот лагранжиан приводит к следующему соотношению между g_R и наблюдаемой шириной распада резонанса на 2 реальных фотона:

$$\Gamma_{R \rightarrow 2\gamma} = \frac{1}{4\pi} g_R^2 M_R^3 \quad (4.3)$$

где M_R - масса резонанса.

Используя эту ширину распада, можно аналитически рассчитать матричный элемент рождения псевдоскалярных резонансов в приближении постоянной точечной связи. Этот матричный элемент используется в программе /I3/.

Для оценки полных сечений, ожидаемых для рождения резонансов, мы использовали формулу, полученную в рамках М.Э.Ф. /22/:

$$\sigma_{ee \rightarrow eeR} = (4\alpha \ln E_B/m_e)^2 f(M_R/2E_B) \frac{(2J_R+1) \Gamma_{R \rightarrow \gamma\gamma}}{M_R^3} \quad (4.4)$$

где E_B обозначает энергию пучка, J_R - спин резонанса, $f(x) = (2+x^2)^2 \ln \frac{1}{x} - (1-x^2)(3+x^2)$ - функция Лоу.

На рис.10 представлена зависимость сечения от массы резонанса для фиктивного резонанса ($J_R = 0$) с двухфотонной шириной, равной $\Gamma_{R \rightarrow \gamma\gamma} = 1 \text{ кэВ}$, рассчитанная по формуле (4.4).

Дополнительно к рис.10 в таблице 10 мы приводим оценки сечений для известных C-четных резонансов согласно (4.4). Значения распадных ширин взяты из эксперимента или из теоретических оценок /23/.

В последнее время большой интерес вызывают $i(1440)$ и $\theta(1640)$ мезоны, наблюдавшиеся в радиационных распадах Ψ . Эти мезоны рассматриваются в качестве кандидатов в глюонии. Для решения вопроса об их составе, важную роль может сыграть поиск этих резонансов в 2γ канале, т.к. ожидаемые $\gamma\gamma$ -ширины для $q\bar{q}$ и gg вариантов сильно отличаются, хотя точность соответствующих расчетов не велика ($\Gamma_{i(q\bar{q}) \rightarrow 2\gamma} = 1.5 \pm 0.4 \text{ кэВ}$, $\Gamma_{i(gg) \rightarrow 2\gamma} = 0.1 \pm 0.1 \text{ кэВ/25/}$). Сейчас получено ограничение $\Gamma_{i \rightarrow 2\gamma} < 8 \text{ кэВ/26/}$.

Для сравнения с расчетом по М.Э.Ф., таблица II содержит сечения рождения 4-х псевдоскалярных резонансов, полученные в численном расчете с помощью монте-карловской программы /I3/.

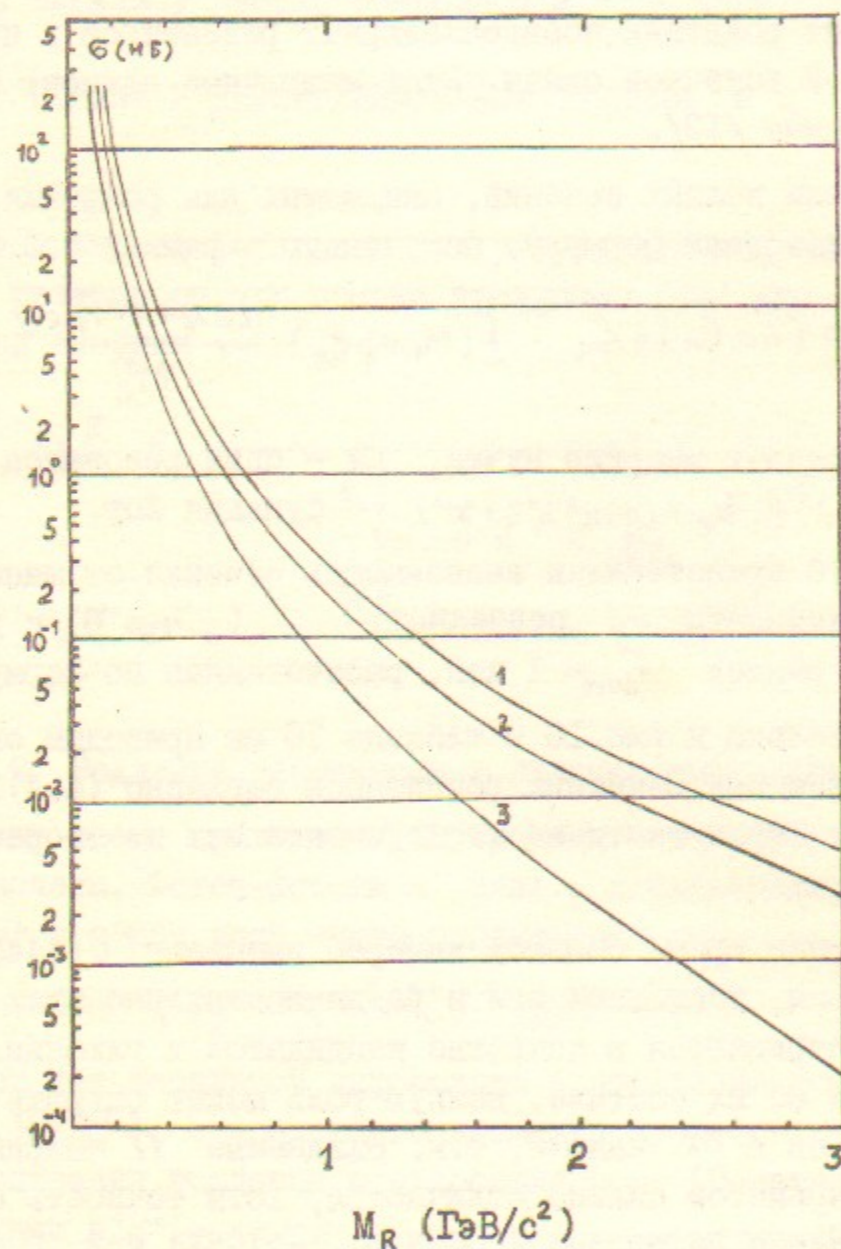


Рис. 10. Сечения рождения резонансов $C=+$ в процессе $e^+e^- \rightarrow e^+e^- R$.
 $\Gamma_{R \rightarrow \gamma\gamma} = 1$ кэВ, $\gamma_R = 0$. Расчет по М.Э.Ф. (4.4).
 1. $E_b = 8.5$ ГэВ; 2. $E_b = 5.0$ ГэВ; 3. $E_b = 1.84$ ГэВ.

Таблица 10.

Сечения рождения резонансов, рассчитанные по формуле (4.4) для энергии пучка $E_b = 5$ ГэВ.

Резонанс	$M, \text{МэВ}/c^2$	γ^{pc}	I^G	$\Gamma(R \rightarrow 2\gamma), \text{кэВ}$	$\sigma(e^+e^- \rightarrow e^+e^- R), \text{нб}$
π^0	134.96	0^{-+}	I^-	0.00795 ± 0.00055	1.29
η	548.8	0^{-+}	0^+	0.324 ± 0.046	0.48
η'	957.6	0^{-+}	0^+	6.3 ± 1.7	1.24
f	1273	2^{++}	0^+	3.1 ± 0.3	1.15
A_2	1317	2^{++}	I^-	0.84 ± 0.3	0.28
i *)	1400	0^{-+}	0^+	1	0.05
f'	1516	2^{++}	0^+	$0.25 (\pm 0.05)$	0.05
η_c	2977	0^{-+}	0^+	6.4	0.016
χ_0	3415	0^{++}	0^+	1.	0.00145
χ_2	3550	2^{++}	0^+	4/15	0.00162

Таблица 11.

Сечения рождения резонансов $\gamma_R^{pc} = 0^{-+}$, рассчитанные по программе /13/ (ширины $\Gamma_{R \rightarrow \gamma\gamma}$ и массы резонансов те же, что и в табл. 10).

Резонанс	Сечение (нб)	
	$E_b = 1.8$ ГэВ	$E_b = 5$ ГэВ
η	0.225 ± 0.002	0.572 ± 0.002
η'	0.423 ± 0.002	1.393 ± 0.003
i	0.0128 ± 0.001	0.0567 ± 0.002
η_c	-	0.017 ± 0.002

*) Параметры для кандидата в глюонии различаются в разных моделях и приведенные в таблице значения взяты для оценки.

Как следует из сравнения данных таблиц I0 и II, отличие в сечениях рождения резонансов при $E_B = 5$ ГэВ не более 20%.

Дифференциальные и интегральные распределения по энергии рассеянного электрона для $R = \eta, i, \eta_c$ приведены на рис. II и в табл. I2.

Таблица I2.

Сечение $\frac{1}{6_t} \cdot \sigma(E_s > E_0, \text{ГэВ})$. Энергия $E_B = 5$ ГэВ.

$R \backslash E_0$	3.0	3.5	4.0	4.5	4.9
η	0.86 ± 0.01	0.80 ± 0.01	0.72 ± 0.01	0.66 ± 0.01	0.37 ± 0.01
i	0.78 ± 0.01	0.69 ± 0.01	0.57 ± 0.01	0.32 ± 0.01	0.08 ± 0.01
η_c	0.62 ± 0.01	0.48 ± 0.01	0.30 ± 0.01	0.03 ± 0.01	-

На рис. I2 и в таблице I3 приведены дифференциальные и интегральные распределения по импульсу рожденного резонанса.

Таблица I3.

Сечение $\frac{1}{6_t} \cdot \sigma(P_R > P_0, \text{ГэВ/с})$. Энергия $E_B = 5$ ГэВ.

$R \backslash P_0$	0.5	1.0	2.0	3.0	4.0	4.5
η	0.72 ± 0.01	0.51 ± 0.01	$.28 \pm 0.01$	$.15 \pm 0.01$	$.07 \pm 0.01$	$.04 \pm 0.01$
i	0.87 ± 0.01	0.70 ± 0.01	$.38 \pm 0.01$	$.21 \pm 0.01$	$.09 \pm 0.01$	$.04 \pm 0.01$
η_c	0.94 ± 0.01	0.82 ± 0.01	$.57 \pm 0.01$	$.27 \pm 0.01$	$.09 \pm 0.01$	$\sim .01$

В таблице I4 приведены данные по интегральным сечениям по углу вылета рассеянного электрона.

Таблица I4.

Сечение $\frac{1}{6_t} \cdot \sigma(\theta_s > \theta_0, \text{рад})$. Энергия $E_B = 5$ ГэВ.

$R \backslash \theta_0$	0.0003	0.001	0.003	0.01	0.03	0.1	0.3
η	0.69	0.58	0.47	0.35	0.25	0.14	0.06
i	0.77	0.65	0.55	0.42	0.30	0.19	0.10
η_c	0.83	0.73	0.62	0.50	0.38	0.24	0.14

Статистика данных таблицы $\sim 5\%$.

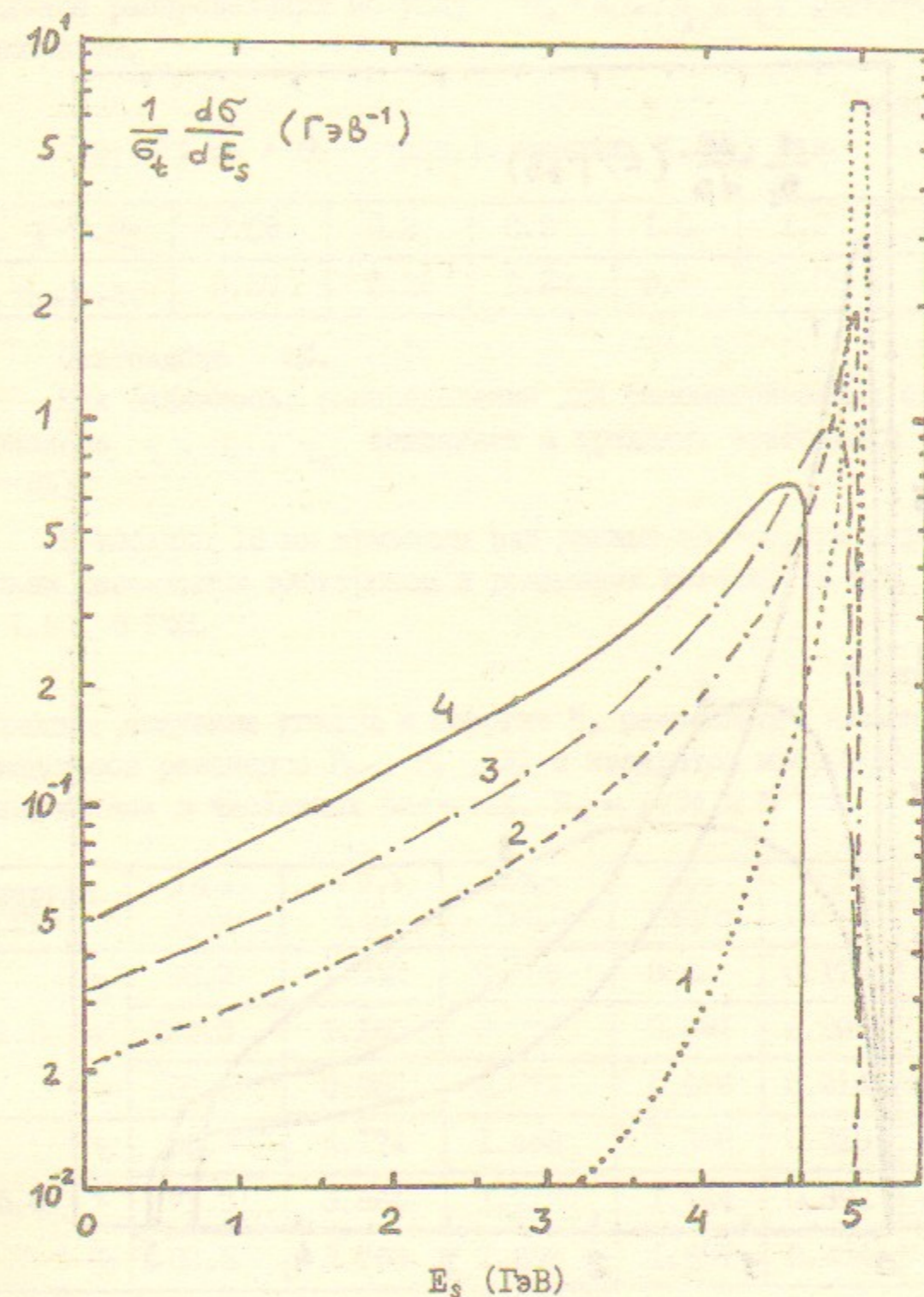


Рис. II. Распределения по энергии рассеянного электрона.

$E_B = 5$ ГэВ.

1. $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + e^+e^-$. $\langle E_s \rangle = 4.91 \pm 0.01$ ГэВ,
2. $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + \eta$. $\langle E_s \rangle = 4.17 \pm 0.08$ ГэВ,
3. $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + i$. $\langle E_s \rangle = 3.76 \pm 0.06$ ГэВ,
4. $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + \eta_c$. $\langle E_s \rangle = 3.09 \pm 0.03$ ГэВ.

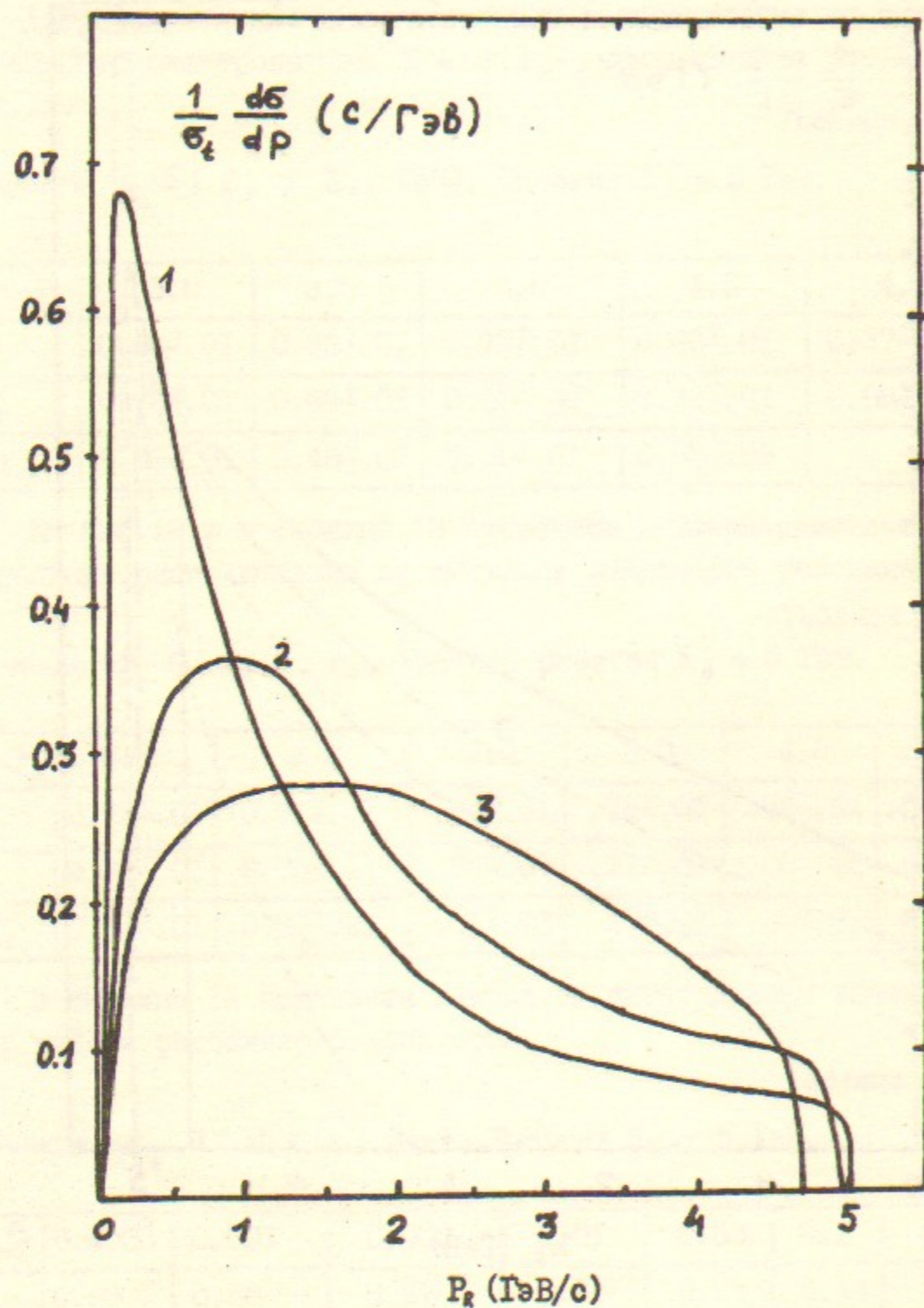


Рис. 12. Распределение по импульсу рожденного резонанса.

Энергия пучка $E_B = 5$ ГэВ.

1. $e^+e^- \rightarrow e^+e^- \eta$. $\langle P_R \rangle = 1.49 \pm 0.01$ ГэВ/с.
2. $e^+e^- \rightarrow e^+e^- i$. $\langle P_R \rangle = 1.89 \pm 0.01$ ГэВ/с.
3. $e^+e^- \rightarrow e^+e^- \eta_c$. $\langle P_R \rangle = 2.13 \pm 0.01$ ГэВ/с.

На рис. 13 и в таб. 15 приведены дифференциальное и интегральное распределения по углу $\tilde{\theta}_R = \min(\theta_R, \theta_i - \theta_R)$ рожденного резонанса.

Таблица 15.

$\frac{1}{\sigma_t} \cdot \sigma(\tilde{\theta}_R > \theta_0)$, рад.). Энергия $E_B = 5$ ГэВ.

$R \backslash \theta_0$	0.05	0.2	0.5	1.0	1.2	1.4
η, i, η_c	0.57	0.39	0.23	0.1	0.06	0.03

Статистическая ошибка $\sim 5\%$.

Как оказалось, распределения для рассматриваемых здесь резонансов η, i, η_c совпадают в пределах статистической ошибки расчета ($\sim 5\%$).

В таблице 16 мы приводим ряд данных по средним характеристикам рассеянных электронов и рожденных резонансов при $E_B = 1.84, 5$ ГэВ.

Таблица 16.

Средние значения угла θ_s и энергии E_s рассеянного электрона, импульсов резонанса $P_R, P_R^{\parallel}, P_R^{\perp}$ и квадратов масс фотонов, полученные в численных расчетах. $E_B = 1.84$ и 5 ГэВ.

Энергия (ГэВ)	$\langle \theta_s \rangle$ мрад	$\langle E_s \rangle$ ГэВ	$\langle P_R \rangle$ ГэВ/с	$\langle P_R^{\parallel} \rangle$ ГэВ/с	$\langle P_R^{\perp} \rangle$ ГэВ/с	$\langle k_{s1,2}^2 \rangle$ ГэВ ² /с ⁴
1.8	η	98.2	1.332	0.699	0.62	-0.111
	η'	128.3	1.160	0.772	0.681	-0.151
	i	156.6	0.980	0.772	0.676	-0.181
5.0	η	56.9	4.174	1.488	1.350	-0.435
	η'	71.3	3.964	1.716	1.544	-0.598
	i	82.5	3.763	1.886	1.697	-0.713

Статистическая ошибка данных таблицы $\sim 2\%$.

Следует еще раз подчеркнуть, что количественные характеристики рождения резонансов были получены в предположении о точечной $\mathcal{M}-k$ связи. Ясно, что учет ожидаемого ϕ -фактора $F(k_1^2, k_2^2)$ ведёт к уменьшению сечения. В работе /24/ было учтено влияние на рождение лёгких резонансов $J^{PC} = 0^{-+}$ формфактора в виде:

$$F(k_1^2, k_2^2) = (1 - k_1^2/\Lambda^2)^{-1} \cdot (1 - k_2^2/\Lambda^2)^{-1} \quad (4.5)$$

выбор такой формы основан на модели векторной доминантности (МВД). Свободный параметр Λ обозначает характерную массу, ожидаемую порядка массы ρ -мезона. Из работы следует, что для процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-X$, $X = \eta^0, \eta, \eta'$ при энергии $E_s < 10$ ГэВ расчеты сечений по М.Э.Ф. (4.4) и точный расчёт с формфактором (4.5) различаются

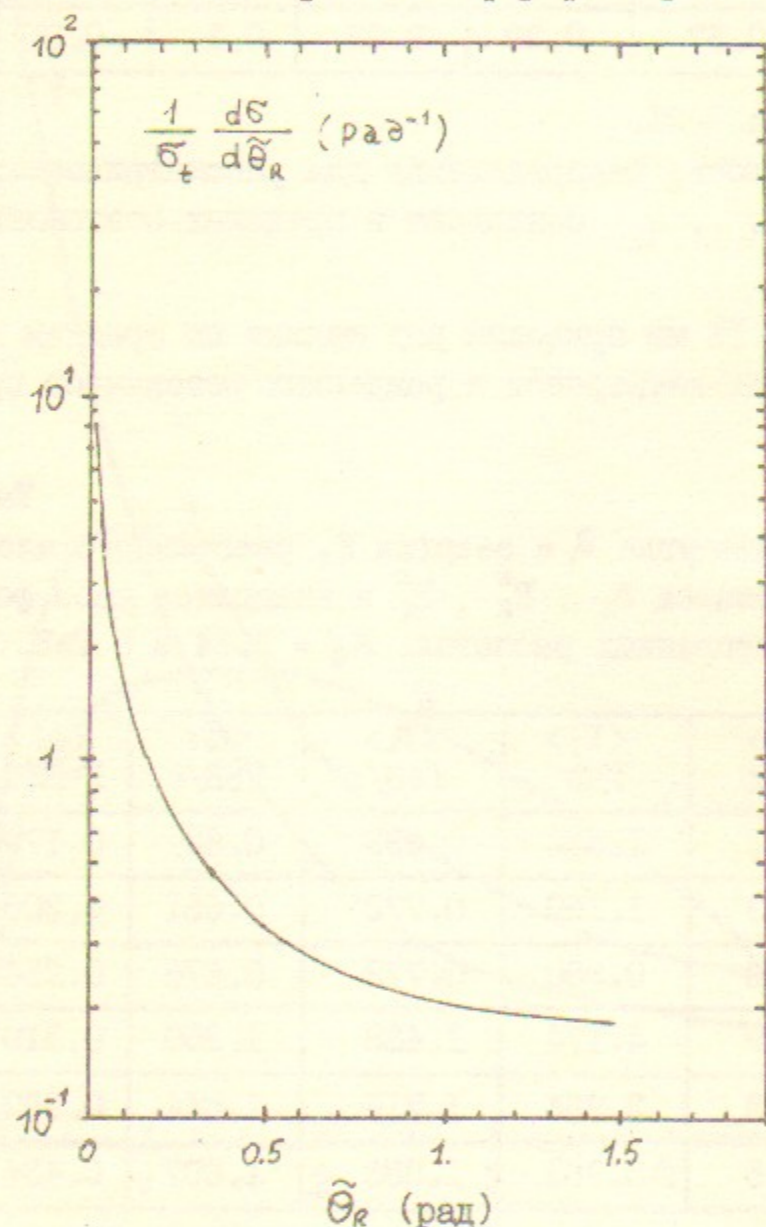


Рис. 13. Распределение по углу $\tilde{\theta}_R$ вылета резонанса к оси.

1. $e^+e^- \rightarrow e^+e^- \eta$. $\langle \tilde{\theta}_R \rangle = 305 \pm 12$ Мрад.
2. $e^+e^- \rightarrow e^+e^- \eta'$. $\langle \tilde{\theta}_R \rangle = 300 \pm 9$ Мрад.
3. $e^+e^- \rightarrow e^+e^- \eta_c$. $\langle \tilde{\theta}_R \rangle = 312 \pm 7$ Мрад.

на величину $\lesssim 30\%$.

В случае тяжёлого резонанса η_c формфактор был недавно изучен в работе /27/ на основе КХД и правил сумм, включая основные степенные поправки. Оказалось, что формфактор $F(k_1^2, 0)$ уменьшается на величину $\sim 10\%$ при изменении k_1^2 от 0 до -1 ГэВ²/с⁴. Это даёт указание на то, что F описывался бы в рамках МВД с $\Lambda \approx M_\psi$.

Итак, измерение полных сечений для заданных резонансов (масса фиксирована) могут давать информацию о поведении формфактора, для которого по крайней мере один из двух фотонов является реальным /24/. Более чёткое наблюдение ожидается в дифференциальном распределении по кв. передачи импульса одного из фотонов, например k_1^2 . Влияние формфактора должно проявляться в более быстром падении этого распределения с ростом k_1^2 по сравнению с тем, что даёт рассмотренная здесь модель с точечной связью $\delta(k)$. Для получения наиболее полной информации о формфакторе необходимо измерить зависимость сечения от k_1^2 и k_2^2 при заданной массе M_R .

5. СЕЧЕНИЯ РЕГИСТРАЦИИ $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + e^+e^-$

До этого мы рассматривали сечения двухфотонных процессов безотносительно к какому-либо детектору. В этом параграфе приводятся результаты расчетов сечений регистрации процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + e^+e^-$, полученные в результате полного моделирования работы детектора МД-1 по программе /19/. Эти сечения посчитаны для некоторых условий триггера, о которых мы расскажем позднее.

Расчет сечения регистрации процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + e^+e^-$ можно разбить на этапы:

1. Первичное моделирование. Розыгрыш событий $e^+e^- \rightarrow e^+e^- e^+e^-$ и запись на магнитную ленту (МЛ) углов и энергий вторичных частиц. Программа /11/ генерирует события с весами и, поэтому, перед записью на МЛ производится отбор из множества намоделированных событий по методу Неймана событий с единичным весом.
2. Вторичное моделирование. Считывание первичных событий с МЛ и пропуск их через программу, моделирующую работу детектора. Запись на МЛ событий, вызвавших "запуск".
3. Восстановление событий, вызвавших "запуск".
4. Обработка этих событий с учетом аргументов вторичного триггера и определение сечения регистрации.

В эксперименте отбор событий для записи на МЛ производится одновременно по первичному (ПТ) и вторичному (ВТ) триггеру /28/. При моделировании мы определяли "запуск" и запись на МЛ по первичному триггеру, а возможность включения аргументов ВТ была перенесена на этап обработки, т.е. в моделировании на МЛ события записывались при более широких условиях.

Остановимся кратко на организации ПТ и ВТ детектора МД-1, тех их аргументов, которые использовались для расчета сечений регистрации двухфотонных процессов.

Первичный триггер срабатывает при выполнении максимально простых условий и вырабатывает импульс запуска. Для работы ПТ используется информация со сцинтилляционных счетчиков (СЦ), координатных камер (КК), ливнево-пробежных камер (ЛПК).

Запуск ПТ детектора МД-1 осуществляется при выполнении хотя бы одного из следующих условий:

1. $Z1 = \overline{ККБ1} \wedge \overline{СЦ1} \wedge \overline{ВН1}$
2. $Z2 = \overline{ККБ1} \wedge \overline{СЦВН} \wedge \overline{ВН2}$
3. $H1 = \overline{ЛКБ1} \wedge \overline{ВН3}$
4. $H2 = \overline{ЛКБ1} \wedge \overline{ЛКС} \wedge \overline{ВН4}$

Здесь $Z1, Z2$ - условия "заряженного" запуска,
 $H1, H2$ - условия "нейтрального" запуска.

$\overline{ККБ1}$ - сработал ≥ 1 блок из выбранных блоков коорд-ных камер,

$\overline{ККБ1}$ - сработал ≥ 1 блок из всех 10 блоков коорд-ных камер,

$\overline{СЦ1}$ - сработал ≥ 1 сцинтилляционный счетчик,

$\overline{СЦВН}$ - $\overline{СЦВ} \wedge \overline{СЦН}$,

$\overline{СЦВ}, \overline{СЦН}$ - верхние (12) и нижние (12) относительно плоскости орбиты счетчика,

$\overline{ЛКБ1}$ - сработал ≥ 1 блок из выбранных блоков ливневых камер.

$\overline{ЛКБ1}$ - сработал ≥ 1 блок из всех 14 блоков ливневых камер.

$\overline{ЛКС}$ - совпадение внутренних от орбиты пучка блоков ливневых камер с внешними, причем блоки с горизонтальными камерами поочередно добавляются к внутренней и внешней частям,

$\overline{ВН1} - \overline{ВН4}$ - внешние признаки запусков.

Для моделирования $\overline{ВН1} - \overline{ВН4} = 1$, $\overline{ККБ1} (= \overline{ККБ1})$ и $\overline{ЛКБ1} (= \overline{ЛКБ1})$ определяются по всем блокам координатных и ливневых камер, соответственно.

Аргументы вторичного триггера вырабатываются после срабатывания ПТ. Эти аргументы (их 32) характеризуют событие более детально, чем исходные данные ПТ. Для дальнейшего нам понадобятся только некоторые из этих аргументов, нужные для выделения двухфотонных процессов. Это $\overline{ККБД}$ (аргумент ВТ, который использовался в запуске в эксперименте летом 1981 г.) и $\overline{РЭ1}, \overline{РЭ2}$.

$\overline{ККБД} = 1$, если одновременно сработало ≥ 1 блока в ближней и дальней группе блоков координатных камер (КК разбиты на ближние к пультавой и дальние от пультавой. Разбиение на группы произведено относительно пучка);

$\overline{РЭ1}$ - срабатывание сц.счетчика в каком-либо плече системы регистрации рассеянных электронов (СРРЭ) (углы, захватываемые СРРЭ приведены на рис.14);

$\overline{РЭ2}$ - срабатывание сц.счетчиков в обоих плечах СРРЭ.

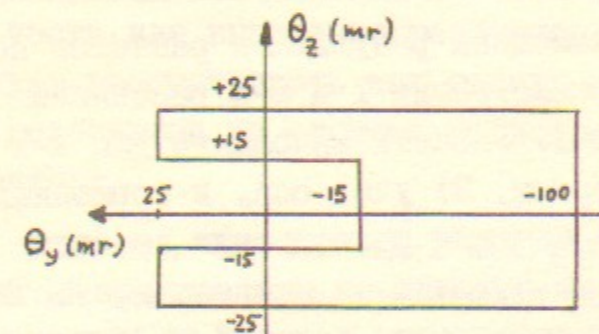


Рис.14. Область углов, захватываемых СРРЭ детектора МД-1 для электрона с энергией $E_s = E_0$.

Начальный пучок (с энергией E_0) проходит через точку $\theta_y = 0, \theta_z = 0$. Система регистрирует электроны с углом вылета $\theta = 0$, если их энергия равна $E_s = (0.5 - 0.84) \cdot E_0$.

Результаты расчетов сечений запусков для $E_0 = 1.84$ ГэВ при нескольких условиях на ПТ и ВТ, а также с учетом восстановления двух частиц в центральной части детектора приводятся в таблице 17. Существенные параметры, характеризующие моделирование следующие:

$\sigma_x = 5$ см - с.к. продольный размер пучка электронов,

$y = -6$ см - положение места встречи по y ,

$H = 5.36$ кгс - поле в центральной части МД-1.

Таблица 17.

Сечения регистрации $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + e^+e^-$. Энергия $E_s = 1.84$ ГэВ.

Условия отбора	Сечение регистрации	
	σ/σ_t ($\sigma_t = 4.9 \cdot 10^6$ нб)	в нанобарнах
31 + 32 + H1 + H2	$(4.6 \pm 0.1) 10^{-2}$	$(2.3 \pm 0.05) 10^5$
31 * ККБД	$(4.6 \pm 0.4) 10^{-3}$	$(2.3 \pm 0.2) 10^4$
31 * ККБД * РЭ1	$(4.2 \pm 1.2) 10^{-5}$	200 ± 60
31 * ККБД * (2 восст. част.)	$(4.3 \pm 0.4) 10^{-4}$	2100 ± 200
РЭ1 осн. диагр. осн. + торм.	$(2.9 \pm 0.7) 10^{-4}$	$(1.4 \pm 0.3) 10^3$
	$(2.6 \pm 0.7) 10^{-4}$	$(1.3 \pm 0.3) 10^3$
РЭ2 осн. диагр. осн. + торм.	$(2.1 \pm 1.0) 10^{-6}$	10 ± 5
	$(2.7 \pm 1.5) 10^{-6}$	13 ± 6

В таблице дополнительно помещены результаты расчетов по программе /II/ эффективности регистрации 1 и 2-х рассеянных электронов в СРРЭ детектора МД-1. Расчеты выполнены для 2-х случаев: 1) учет основных диаграмм, 2) учет осн. и тормозных диаграмм. Видно, что изменение сечения регистрации за счет добавления тормозных диаграмм не выходит за пределы статистической ошибки. При наличии дополнительных условий на триггер, кроме РЭ1, РЭ2, эти данные позволяют оценить сверху сечение регистрации рассматриваемого процесса по СРРЭ детектора МД-1.

6. СЕЧЕНИЯ РЕГИСТРАЦИИ $e^+e^- \rightarrow e^+e^- R$

Экспериментально изучать Υ -резонансы можно как при помощи детектора, снабженного СРРЭ, так и детектором без такой системы. В последнем случае отсутствие СРРЭ должно компенсироваться возможностями детектора для регистрации и идентификации частиц в его центральной части. При этом желательно отбирать моду распада резонанса с относительно большим бранчингом и возможно меньшим числом конечных частиц. Такой метод использовался на MARK-II на SPEAR при изучении η' . При обработке эксперименталь-

ной статистики отбиралась мода $\eta' \rightarrow \rho\gamma$ с бранчингом $\sim 30\%$. Но и в этом случае полное сечение регистрации было примерно на 2 порядка меньше полного сечения рождения резонанса в e^+e^- - столкновении.

С эффективностью регистрации (центральной частью) $\sim 1\%$ следует сравнивать эффективность регистрации Υ -резонанса по СРРЭ, при рассмотрении дополнительных возможностей, даваемых этой системой. Такая эффективность регистрации в СРРЭ МД-1 некоторой инвариантной массы Υ -системы, родившейся в центральной части детектора приведена на рис.15. Расчеты (сплошные кривые) были выполнены по программе /I3/. Эффективность определялась по попаданию рассеянных электронов в одно или оба плеча СРРЭ. На рисунке приведены также результаты моделирования рождения и регистрации кандидата в глюонии i детектором МД-1 по программе /I9/. Отличие $\sim 10\%$ связано с несколько различными условиями расчета. Одного лишь измерения характеристик р.э. по видимому недостаточно для регистрации резонанса $M_R \approx 4(E_B - E_S)(E_B - E_S')$ и нужна дополнительная регистрация продуктов распада в центральной части для выделения резонанса из фона. Поэтому данные рис.15 следует рассматривать как оценку сверху эффективности регистрации резонансов по системе регистрации р.э. + центральной части детектора.

Отметим, что для МД-1 при регистрации резонансов по СРРЭ почти не должно быть подавления рождения резонансов фактором типа (4.5), где разумно взять $\Lambda \approx m_p$, т.к. СРРЭ детектора регистрирует события с передачей $-k_1^2, -k_2^2 < 0.01 + 0.25$ ГэВ².

Разрешение по эффективной массе, полученное с использованием программы реконструкции по СРРЭ детектора МД-1, было рассчитано для намоделированных и восстановленных событий $e^+e^- \rightarrow e^+e^- i$. Оно составляет $\sigma_M/M_R = 2$ и 6% в зависимости от того, восстановлена или нет вершина события в центральной части детектора. Ожидаемая функциональная зависимость разрешения от M_R :

$$\sigma_M/M_R \approx 1/M_R^2, \quad M_R \ll E_B \quad (6.1)$$

В таблице 18 приведены интегральные сечения для фоновых процессов - электромагнитного рождения пар e^+e^- и $\mu^+\mu^-$ в области масс трех псевдоскалярных резонансов (η, η' и i) при энергии пучка $E_s = 5$ ГэВ.

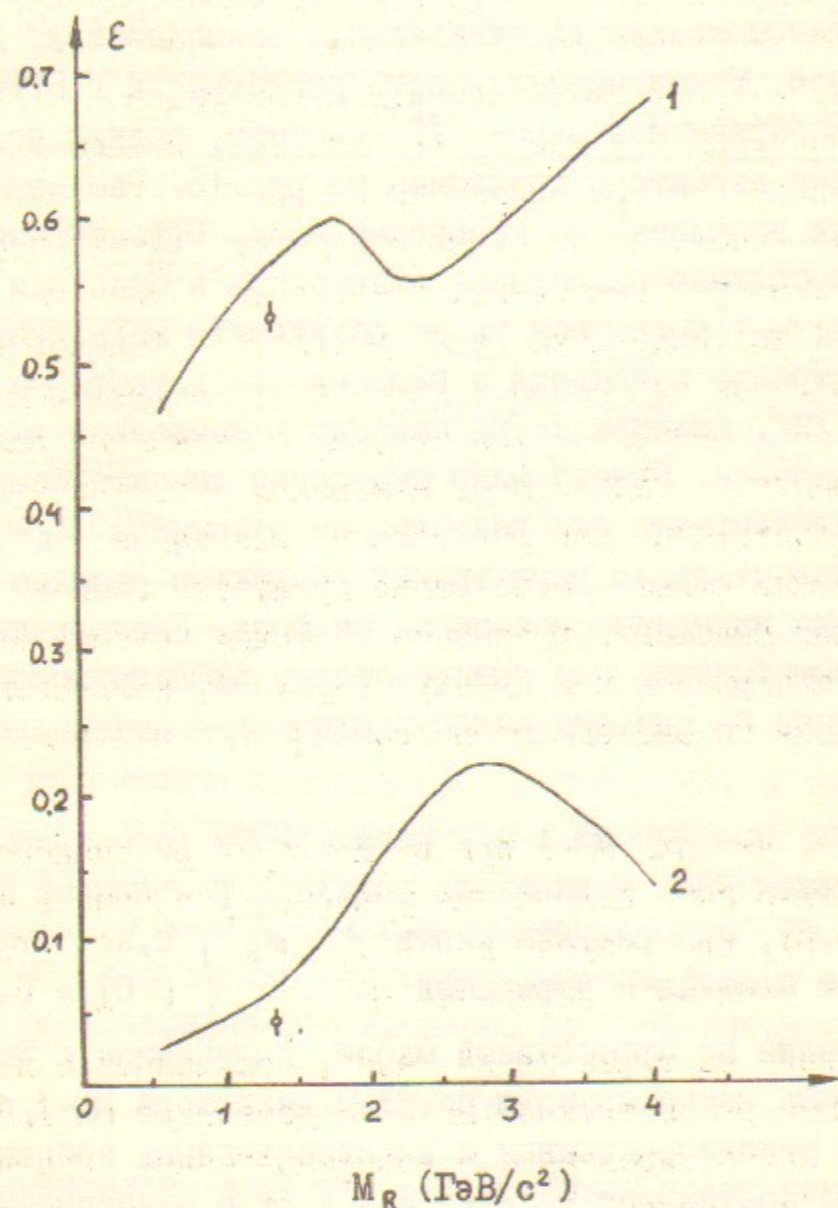


Рис. 15. Эффективности регистрации СРРЭ детектора МД-1 эффективной массы $\Upsilon\Upsilon$ -системы M_R , родившейся в центральной части детектора. Энергия пучка $E_B = 5$ ГэВ.

1. — эффективность регистрации одного р.э.,
2. — эффективность регистрации двух р.э.,
- ϕ — расчет по программе /19/ эффективностей регистрации глюония.

Таблица 18.

Интегральные сечения электромагнитного рождения пар e^+e^- и $\mu^+\mu^-$ в области инвариантных масс η, η', i . $E_B = 5$ ГэВ.

$\langle W \rangle$, ГэВ	Сечение (нб) для интервала $\Delta W = 100$ МэВ	
	$e^+e^- \rightarrow e^+e^- + \mu^+\mu^-$	$e^+e^- \rightarrow e^+e^- + e^+e^-$
0.550 (η)	5.5	15.
0.960 (η')	0.92	1.3
1.400 (i)	0.2	0.03

Статистическая ошибка приведенных в таблице данных $\sim 20\%$.

В интервале масс $\Delta W = 100$ МэВ около масс резонансов мы находим, что сечение этих фоновых процессов больше или того же порядка, что и сечения рождения резонансов (см. таблицу 10). Если масса $\Upsilon\Upsilon$ -системы определяется по СРРЭ по обоим рассеянным электронам, то $\sigma_M \sim 100$ МэВ (6.1) и дополнительная идентификация Υ -адрона в центральной части по-видимому позволит отделить события рождения резонанса от рассматриваемых фоновых процессов. Если эффективная масса $\Upsilon\Upsilon$ -системы определяется по центральной части, то для получения разрешения $\sigma_M \lesssim 100$ МэВ видимо нужна полная реконструкция события с использованием законов сохранения энергии-импульса.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполненные в данной работе расчеты по программе /11/ двухфотонного рождения e^+e^- -пары в процессе $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + e^+e^-$ при энергии $E_B = 1.84$ и 5 ГэВ показали, что в основной кинематической области программа позволяет рассчитывать характеристики этого процесса с точностью $\sim 1\%$. В расчетах по программе моделирования работы детектора МД-1 /19/ были получены сечения регистрации рассматриваемого процесса при энергии $E_B = 1.84$ ГэВ с учетом некоторых условий на триггер. В результате обработки событий, вызвавших запуск детектора, программой реконструкции событий были получены сечения регистрации с учетом восстановления событий.

Расчеты двухфотонного рождения резонансов $e^+e^- \rightarrow e^+e^- R$ проводились при помощи программы /13/ в приближении точечной

связи $\gamma\gamma$. Это приближение для лёгких резонансов может быть недостаточным, если требуется точность расчёта лучше $\sim 30\%$. В последнем случае в расчёте необходимо учитывать подавление рождения резонансов формфактором. Для событий двухфотонного рождения кандидата в глюонии i была рассчитана эффективность регистрации их по СРРЭ детектора МД-1 и получено разрешение системы по восстановленной массе резонанса.

Стоит подчеркнуть различие между моделированием и экспериментом. В расчетах эффективностей регистрации детектором рассматриваются "чистые" ситуации, т.е. когда на вход в программу моделирования подаются события какого-либо одного процесса. В эксперименте же детектор при выбранном экспериментальном триггере последовательно регистрирует различные процессы. Выделение нужного процесса частично производится на этапе формирования запуска, когда при помощи специально подобранного триггера максимально подавляется фон и минимально зарезается нужный процесс. Но основная работа по выделению эффекта лежит на этапе реконструкции зарегистрированных событий и последующей обработке при определённых условиях отбора. Обработка моделирования помогает выбрать эти условия отбора. Она также помогает в выборе условий на экспериментальный триггер, который определяется фоновыми условиями эксперимента.

Расчитанные сечения регистрации являются, таким образом, как бы ориентирами как для планирования, так и для обработки эксперимента.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность А.П.Онучину, И.Ранфту, В.И.Тельнову, Э.А.Кураеву, И.Ф.Гинзбургу, В.Г.Сербо за обсуждения и интерес к работе.

Л и т е р а т у р а :

1. Л.Д.Ландау. Собрание трудов. т.1, стр.110, "Наука", Москва, 1969.
2. R.L.Kinzer, P.Burwell, Phys. Rev. Lett. 20, 1050 (1968).
А.О.Вайсенберг и др. "Ядерная физика", 12, 782 (1970).
3. V.E.Balakin et al., Phys. Lett. 34B, 663 (1971).
4. G.Barbiellini et al., Phys. Rev. Lett. 32, 385 (1974).
5. H.Terazawa, Rev. Mod. Phys. 45, 615 (1973).
В.М.Буднев и др. ФЭЧАЯ т.4, вып.1, 239 (1973).
6. J.H.Field. Recent experimental results in $\gamma\gamma$ -interactions. DESY 81/037, July 1981.
7. V.N.Baier et al., Phys. Rep. 78, 293 (1981).
П.С.Исаев. ФЭЧАЯ т.13, вып.1, 82 (1982).
8. S.E.Baru et al., Magnetic detector MD-1.Препринт ИЯФ 77-75. Новосибирск, 1977.
9. Отчёт о рабочем совещании по программе экспериментов на встречных e^+e^- - пучках. Новосибирск, 1979 г.
10. H.-J.Mohring et al., Electron-positron interactions at energies around \sqrt{S} 10 GeV. Leipzig preprint KMU-HEP 81-4.
11. R.Bhattacharya et al., Phys. Rev. D15, 3267 (1977).
J.A.M.Vermaseren, Talk, presented at the 2γ -workshop at Amiens. 8-12 Apr. 1980.
12. J.Smith et al., Phys. Rev. D15, 3280 (1977).
13. J.A.M.Vermaseren et al., Phys. Rev. D19, 137 (1979).
14. J.P.Lepage, Journ. of Comp. Phys. 27, 192 (1978).
J.P.Lepage, Preprint CLNS - 80/447. March 1980.
15. G.Cochard, S.Ong, Phys. Rev. D19, 810 (1979). G.Cochard. Talk, given at the international workshop on photon-photon collisions. Amiens, April 8-12, 1980.
16. Э.А.Кураев, Л.Н.Липатов. "Ядерная физика" 16, 1060 (1972).
17. Э.А.Кураев, Л.Н.Липатов. "Ядерная физика" 20, 112 (1974).
18. Э.А.Кураев и др. "Ядерная физика" 18, 1270 (1973).
19. А.Д.Букин и др. Препринт ИЯФ. Новосибирск 1982.
Готовится к публикации.
20. K.Hänssgen et.al., Leipzig preprint KMU-HEP 80-07.May 1980.
21. V.N.Baier, V.S.Fadin, Phys. Lett. 35B, 156(1971).
22. F.Low, Phys. Rev. 120, 582 (1960).
23. F.Y.Gilman, Proc. of the 1979 Int. conf. on two-photon interactions, p. 215.

24. G.Bonneau, Nucl. Phys. B68, 367 (1974).
25. K.Ishikawa, Preprint DESY 80/113.
26. B.Jenni et al., Preprint SLAC - Pub - 2758.
27. R.Kirschner, A.Schiller, Leipzig preprint, KMU-HEP 82-10, June 1982.
28. С.Е.Бару и др. Триггер детектора МД-1. Сборник трудов III-го международного совещания по пропорциональным и дрейфовым камерам. Дубна, 1978 г.