Меморандум КМД-2

Автор : Б.И.Хазин
Организация : Институт ядерной физики им. Будкера, лаб. 2-0
Тема : Эксперимент по измерению формфактора пиона. Состояние на 15.08.1996

---

1 Фиксировать или нет полное число событий?

В разделе 3.1 Меморандума [1] обсуждался вопрос о, необходимости фиксировать в процедуре CMD2PI число событий равным их экспериментальному значению. Напомним, что отказ от фиксирования позволяет автоматически включить в ошибку определяемых параметров ту ее часть, которая связана со статистической ошибкой числа зарегистрированных событий. Сомнения возникали в связи с тем, что результаты разделения при фиксированном и нефиксированном числе событий менялись. Причина, как выяснил Валера Заварзин, крылась в программной ошибке, которую он устранил. В настоящее время стандартной является процедура разделения событий без фиксирования их полного числа (хотя такая возможность сохранена).

2 Отбор событий.

В [1] в разделе 2 описаны условия отбора коллинеарных событий. Напомним условие 8:

Угол вылета относительно оси Z первого трека в событии (независимо от его знака) лежит в пределах от 1.1 до 2.0416 радиан.

Треки с таким углом вылета пересекают все слои дрейфовой камеры - смещение вдоль оси Z на внешнем радиусе ДК составляет 15 см и, с учетом длины области взаимодействия, абсолютная величина Z-координаты не превышает 20 см.

Следует отметить, что условие 8 на угол вылета трека относительно оси Z устанавливается только для ОДНОГО трека в событии. Смысл его можно пояснить следующим образом: вблизи предельного угла θ, из-за конечного углового разрешения, примерно половина треков, вылетающих под углом немного меньшим θ, выпадает из области регистрации, а половина оказывается внутри нее. Тогда, если бы критерий на угол вылета был установлен на оба трека, в полезный телесный угол попала бы только $1/2 \cdot 1/2 = 1/4$ часть всех событий, рожденных внутри области регистрации вблизи предельного угла. Те же рассуждения для частиц, вылетающих под углом немного большим θ показывают, что в телесный угол вернется лишь 1/4 их часть. Таким образом, область вблизи предельного угла будет обеднена событиями в два раза. Установка критерия на один трек убирает этот эффект. Поскольку знак заряда частицы, соответствующей первому треку, с равной вероятностью равен $+1$ и -1, убирается и возможная систематика, связанная со знаком.

Описанное условие очевидно несимметрично по отношению к трекам номер 1 и 2 (напомним, что трек приобретает свой номер в порядке, обратном очередности его восстановления).

Вследствие асимметрии описанного условия, распределения углов вылета треков 1 и 2 относительно оси Z оказываются разными, что ведет к определенным неприятностям (например при введении поправки к энерговыделению в калориметре CsI, о которой речь пойдет ниже). Симметрия восстанавливается, если вместо указанного условия применить отбор по "среднему углу вылета", который определяется следующим образом:

$$\theta = (\theta_1 + (\pi - \theta_2))/\, 2.$$

Введенные обозначения иллюстрируются рисунком 1.

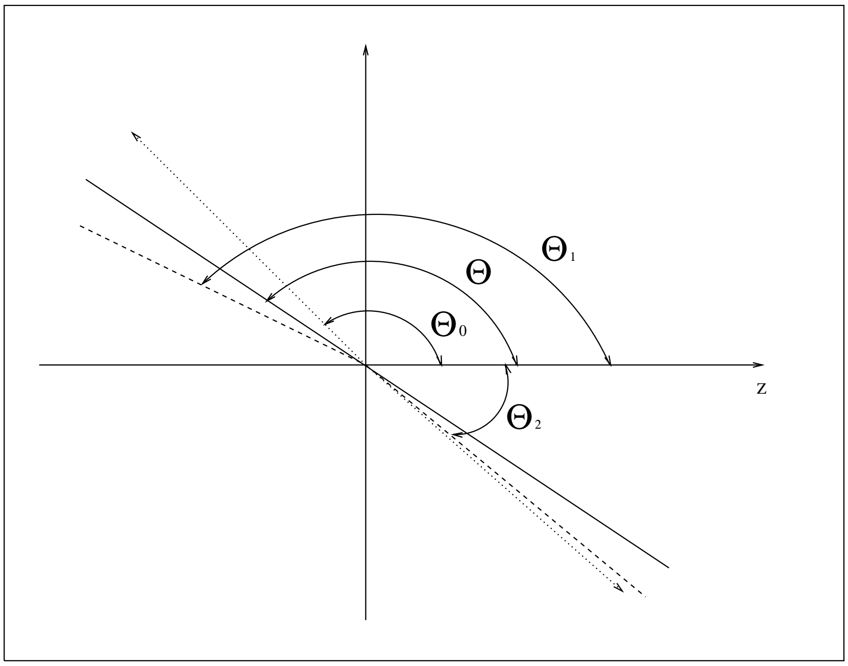

Рис. 1: Средний угол вылета. Θ_0 - истинный угол вылета частиц.

"Средний угол" вылета θ определяет направление, относительно которого отклонение восстановленных треков одинаково:

$$\theta_1 - \theta = \theta_2 - (\pi - \theta).$$

Поскольку углы вылета треков подчиняются условию коллинеарности:

$$\mathrm{abs}(\pi - \theta_1 - \theta_2) < \Delta\theta_{\mathrm{coll}},$$

то, например, угол θ_1 заключен в пределах

$$\theta - \frac{\Delta\theta_{coll}}{2} < \theta_1 < \theta + \frac{\Delta\theta_{coll}}{2}.$$

Аналогичное утверждение справедливо для θ_2. Поскольку отбираются события, удовлетворяющие требованиям $|\Delta\theta| < 0.25$ и $1.1 < \theta < (\pi - 1.1)$, то углы вылета частиц относительно оси Z лежат в пределах от 0.975 до 2.167 радиана, пересекая системы детектора в областях, достаточно далеких от границ.

Отбор событий по параметру θ, аналогично отбору по параметру θ_1, сохраняет неискаженным заселенность области вблизи предельного угла выбранного чувствительного объема детектора, при этом поправка на анизотропию угловых распределений физических процессов, как показано на рисунке 2 , даже уменьшается.

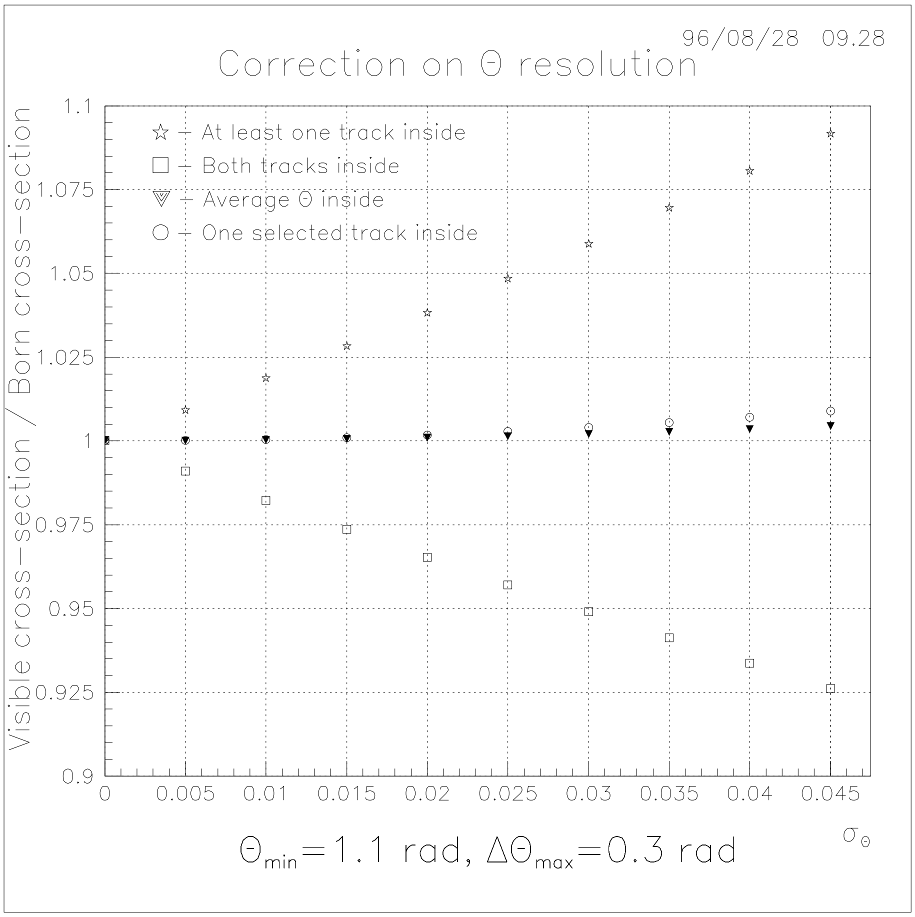

Рис. 2: Зависимость величины поправки на анизотропию угловых распределений от способа отбора событий.

Окончательно, условие отбора событий в телесный угол детектора выглядит теперь как:

$$1.1 < \frac{\theta_1 + (\pi - \theta_2)}{2} < \pi - 1.1.$$

Введение нового условия отбора потребовало изменений в программе счета радпоправок - их уже сделал Саша Шер. В приложении к данному Меморандуму описана процедура определения распределения событий по параметру θ.

3 Поправка величины измеренного энерговыделения в калориметре CsI в зависимости от угла вылета трека.

Разделение событий с помощью корреляционной матрицы возможно в случае отсутствия корреляций измеряемых параметров частиц.

Однако, как видно из рисунков 3 и 4, восстановленая энергия кластера в калориметре CsI зависит от угла вылета частицы. Показанная на этих же рисунках параболическая аппроксимация распределений (отдельно для мезонов и электронов) убирает корреляции между энергией кластера и углом вылета трека. В настоящее время проецедура CMD2PI работает с поправленными энергиями кластеров.

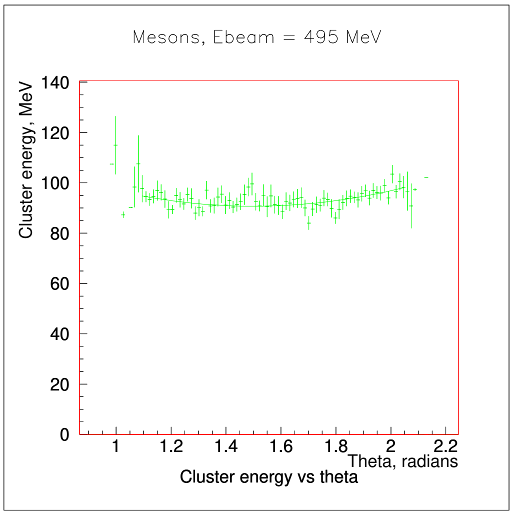

Рис. 3: Зависимость энергии кластеров мезонов от полярного угла θ.

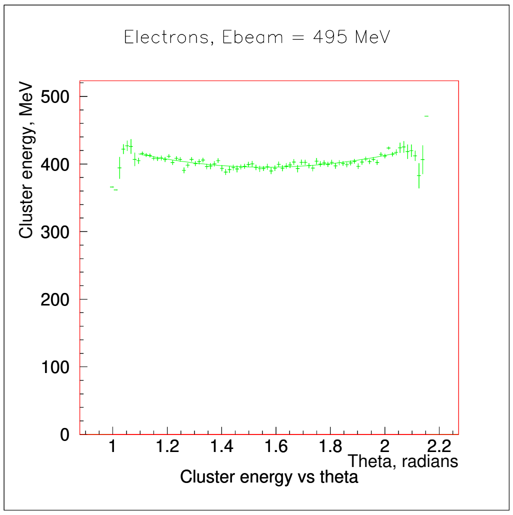

Рис. 4: Зависимость энергии кластеров электронов от полярного угла θ.

4 Зависимость результата от числа каналов в крреляционной матрице.

Как показала проверка, значение формфактора немонотонно меняется на 3-4 ошибки при изменении числа клеток двумерного рапределения $E_1^{cluster}$ от $E_2^{cluster}$ от 10x10 до 20x20. По-видимому, изменения эти связаны со случайными, большими флуктуациями в числе "перескочивших" из одной клетки в другую событий. Более подробно причины будут проанализированы когда Дима Черняк закончит писать программу "быстрого моделирования" событий. Для того, чтобы избежать таких статистических флуктуаций и уменьшить число оптимизируемых процедурой CMD2PI параметров, распределение вероятностей попадания электронов в ту или иную клетку гистограммы $E_1^{cluster}$ от $E_2^{cluster}$ параметризовано аналитической функцией вида:

$$F(E) = A_1 \cdot \exp\left\{ -\ln\left(1 - \frac{(\mathrm{E}-\mathrm{E}_0)\cdot\eta}{\sigma}\right)^2 /2\sigma_0^2 - \frac{\sigma_0^2}{2} \right\} +$$
$$A_2 \cdot \exp\left\{ -\ln\left(1 - \frac{(\mathrm{E}-(\mathrm{E}_0-\sigma/2))\cdot 2\eta}{3\sigma}\right)^2 /2\sigma_0^2 - \frac{\sigma_0^2}{2} \right\}.$$

Это сумма двух полулогарифмических гауссовых распределений (терминология не моя и я за нее не отвечаю), свободными параметрами которых являются: A_1 и A_2 - веса гауссов, E_0 - параметр, определяющий положение максимума первого гаусса, σ -ширина первого гаусса, η - его асимметрия. Величина σ_0, определяемая как:

$$\sigma_0 = \ln(\eta\sqrt{2\ln 2} + \sqrt{1+2\eta^2\ln 2})/\sqrt{2\ln 2},$$

не является свободным параметром и введена для нормировки (за подробностями обращаться к Саше Кузьмину). Результаты такой параметризации распределения элетронных кластеров по энергии представлены на рисунках 5 и 6.

Обратим внимание на логарифмический масштаб оси ординат. Видно, что функция хорошо описывает ход вероятностей во всем диапазоне их изменения ($\sim$ 10000 !). Параметры функции не зависят от числа каналов двумерной гистограммы. Приятным результатом всей

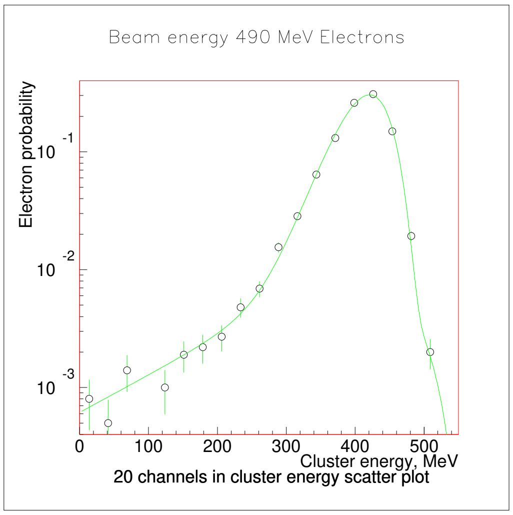

Рис. 5: Аналитическая аппроксимация распределения электронных кластеров по энергии для 20 каналов гистограммы $E_1^{cluster}$ от $E_2^{cluster}$.

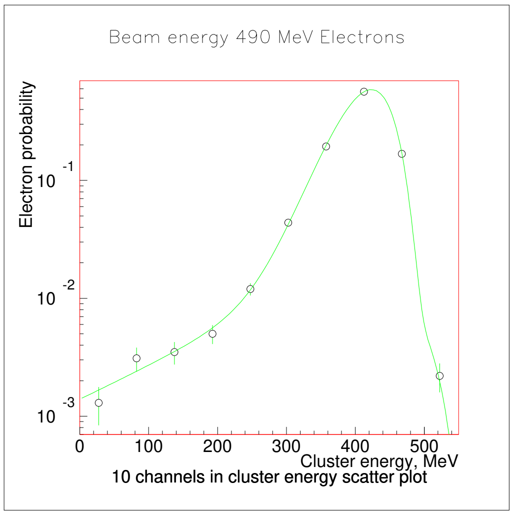

Рис. 6: Аналитическая аппроксимация распределения электронных кластеров по энергии для 10 каналов гистограммы $E_1^{cluster}$ от $E_2^{cluster}$.

этой деятельности явилось то обстоятельство, что при изменении числа каналов двумерной гистограммы$E_1^{cluster}$ от $E_2^{cluster}$ величина формфактора меняется лишь на малые доли ошибки.

Следующим этапом, для увеличения точности определения параметров аппроксмирующей функции, предполагается провести параметризацию разных энергетических точек и усреднить результаты (с учетом линейной зависимости положения максимума и ширины распределений от энергии пучка).

5 Распределения для фона и мюонов.

Усилиями Лери Курдадзе, Миши Шубина и Жени Попкова были уточнены распределения фоновых событий по Z - координате вершины и распределения событий фона и $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$ по энергии кластеров.

Событие считалось фоновым, если оно удовлетворяло всем стандартным условиям отбора коллинеарных событий, радиальное расстояние его вершины от оси пучков лежало в пределах $0.3 < R_{vertex} < 1.$ и суммарная энергия кластеров, поправленная на угол вылета треков, не превышала 400 МэВ. Последнее условие убирало небольшую примесь электронов.

Как видно из рисунка 7, распределение фоновых событий по Z - координате вершины в диапазоне $-10 < Z < 10$ хорошо описывается линейной функцией (в предыдущем анализе [1] распределение фона полагалось не зависящим от Z).

Распределение событий фона по энергиям кластеров в калориметре CsI показано на рисунке 8. Оно аппроксимировалось функцией вида:

$$f(E) = P_1 \cdot exp\left(-\frac{(E-P_2)^2}{2P_3^2}\right) + P_4\frac{1}{E}exp\left(-\frac{(\mathrm{lnE}-\mathrm{P}_5)^2}{\mathrm{P}_6^2}\right).$$

Из 7136 треков у 16 энергия кластера равна нулю.

Для выделения событий $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$ дополнительно требовалось срабатывание внутренней и внешней мюонных систем на каждом треке. Распределение энерговыделений мюонных кластеров в калориметре CsI аппроксимированное функцией того же вида, что и для

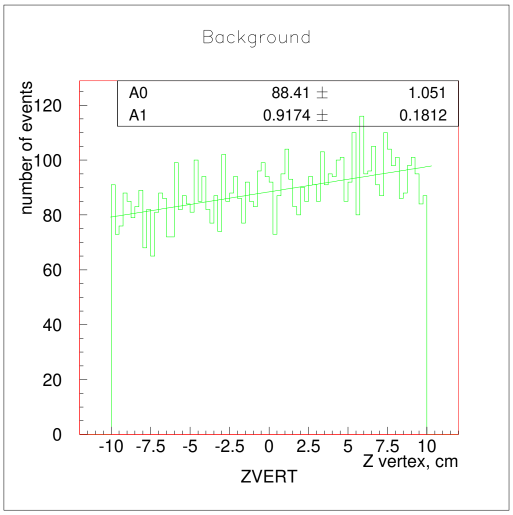

Рис. 7: Распределение фоновых событий по Z-координате вершины события.

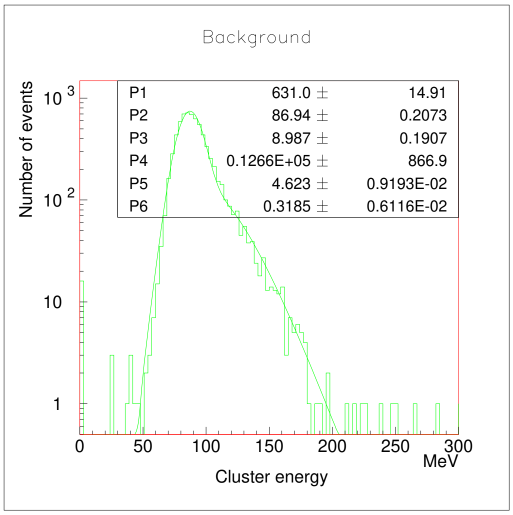

Рис. 8: Распределение фоновых событий по энергии кластера в калориметре CsI.

фоновых событий, показано на рисунке 9.

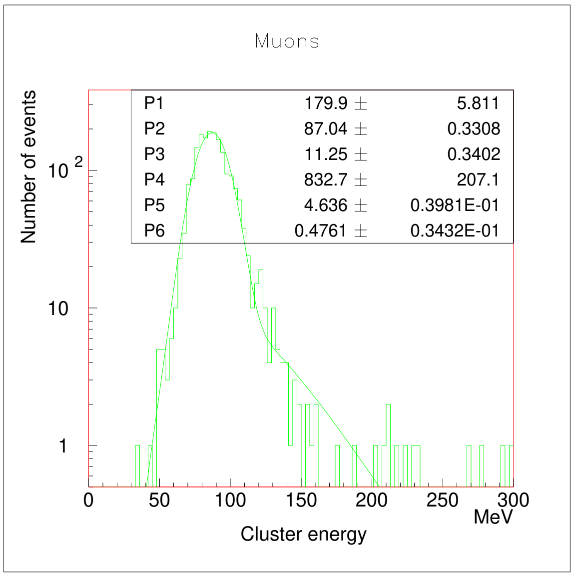

Рис. 9: Распределение событий $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$ по энергии кластера в калориметре CsI.

Список литературы

[1] *Б.И.Хазин* Эксперимент по измерению формфактора пиона. Состояние на 7.08.1995, Меморандум КМД-2, Phys-50.