



ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ИФВЭ 98-17
ОНФ

А.В.Базилевский, А.А.Дурум, Э.П.Кистенев¹, В.И.Кочетков,
В.К.Семенов

**ИЗМЕРЕНИЕ КООРДИНАТ
ЭЛЕКТРОНОВ И ГАММА-КВАНТОВ
В ЭЛЕКТРОМАГНИТНОМ КАЛОРИМЕТРЕ PHENIX**

Направлено в *ПТЭ*

¹ БНЛ (США)

Протвино 1998

Аннотация

Базилевский А.В., Дурум А.А., Кистенев Э.П. и др. Измерение координат электронов и гамма-квантов в электромагнитном калориметре PHENIX: Препринт ИФВЭ 98-17. – Протвино, 1998. – 9 с., 6 рис., библиогр.: 6.

Исследовано координатное разрешение электромагнитного калориметра установки PHENIX (RHIC, BNL) в диапазоне энергий $0,5 \div 8$ ГэВ для углов входа электронов (фотонов) в калориметр $0 \div 20^\circ$ относительно нормали к поверхности калориметра. Обсуждаются особенности восстановления координат электронов (фотонов) при их неортогональном падении в калориметр.

Abstract

Bazilevsky A.V., Durum A.A., Kistenev E.P. et al. Position Measurements of Electrons and Photons in Electromagnetic Calorimeter PHENIX: IHEP Preprint 98-17. – Protvino, 1998. – p. 9, figs. 6, refs.: 6.

The position resolution of PbSc electromagnetic calorimeter PHENIX was studied in the energy range of $0.5 \div 8$ GeV for the angles of incidence $0 \div 20^\circ$. The features of electromagnetic shower position reconstruction for non orthogonal incidence are discussed.

Введение

В настоящее время в Брукхейвенской национальной лаборатории (БНЛ, США) в рамках проекта PHENIX [1], основной задачей которого является обнаружение и исследование свойств кварк-глюонной плазмы, создается годоскопический свинцово-сцинтилляционный электромагнитный калориметр общей площадью $\sim 48 \text{ м}^2$. Размеры ячейки калориметра составляют приблизительно $55 \times 55 \text{ мм}^2$. Длина модуля калориметра $18X_0$. Более полное описание конструкции PbSc электромагнитного калориметра PHENIX можно найти в работе [2].

Калориметр предназначен для измерения энергий и идентификации электронов и фотонов. Способность детектора реконструировать распады π^0 - и η -мезонов на пары гамма-квантов находится в прямой связи с его энергетическим и пространственным разрешениями. Надежная регистрация прямых фотонов и измерение их характеристик являются одним из наиболее мощных методов обнаружения кварк-глюонной плазмы и определения ее свойств в эксперименте PHENIX.

В данной работе приведены результаты исследования координатного разрешения PbSc электромагнитного калориметра PHENIX при энергиях $0,5 \div 8 \text{ ГэВ}$ для углов входа электронов (фотонов) в калориметр $0 \div 20^\circ$ относительно нормали к поверхности калориметра, обсуждаются особенности восстановления координат электронов (фотонов) при их неортогональном падении в калориметр.

В работе приведены экспериментальные данные, полученные во время сеансов на ускорителе AGS (БНЛ, США), а также результаты моделирования с помощью пакета GEANT.

1. Координатные измерения при ортогональном падении электронов (фотонов) в калориметр

Простейшим алгоритмом определения координат гамма-квантов и электронов (позитронов) высокой энергии в ячеистом калориметре является измерение центра тяжести ливня X_{CG} [3]:

$$X_{CG} = \sum x_i w_i / \sum w_i, \quad w_i = E_i, \quad (1)$$

где x_i , E_i — координаты центра и величина сигнала для i -ой ячейки. Из-за конечной ширины ячейки (h) и заметного затухания ливня в пределах ячейки соотношение (1) приводит к смещенной оценке координаты [4]. Величина этого смещения зависит от координаты точки входа частицы в ячейку. Если воспользоваться одноэкспоненциальной моделью поперечного профиля ливня [3], то легко получить следующее выражение для центра тяжести ливня (в единицах h):

$$X_{CG} = \frac{1}{2} \cdot \frac{sh \frac{t}{b}}{sh \frac{1}{2b}}, \quad |t| \leq \frac{1}{2}. \quad (2)$$

Здесь t — координата оси ливня в ячейке ($t = 0$ отвечает центру ячейки); b — параметр затухания в одноэкспоненциальной модели поперечного профиля ливня (ширина ливня). Делая обратное преобразование, получаем [3]

$$X_{ASH} \equiv t = b \cdot \operatorname{arcsch} \left(2 \cdot X_{CG} \cdot sh \left(\frac{1}{2b} \right) \right), \quad |X_{CG}| \leq \frac{1}{2}, \quad (3)$$

здесь начало системы координат помещено в центр ячейки, содержащей центр тяжести ливня X_{CG} .

В статье [5] для оценки координаты частицы предложено использовать модифицированное определение центра тяжести ливня, в котором используются веса, зависящие от энергии не линейно, а логарифмически:

$$X_{LOG} = \sum x_i w_i^* / \sum w_i^*, \quad w_i^* = \max \left(0, w_0 + \ln \frac{E_i}{\sum E_i} \right), \quad (4)$$

w_0 — свободный параметр. Его роль двоякая. Во-первых, он устанавливает порог на долю общей энергии ливня, выделившейся в башне для того, чтобы канал начал вносить свой вклад в вычисление координаты (4). Во-вторых, он регулирует вклад периферии ливня в координатные измерения.

Параметры b и w_0 в формулах (3) и (4) могут быть найдены из минимизации среднего по ячейке пространственного разрешения калориметра σ_X . Зависимость σ_X от этих параметров при разных энергиях показана на рис.1. Для формулы (3) наилучшее разрешение достигается при значении $b \sim 8,5$ мм, которое практически не зависит от энергии. Значение параметра w_0 , при котором координатное разрешение достигает минимума, имеет тенденцию к росту при увеличении энергии ливня.

Значение параметра b можно также определить, фитируя экспериментальную зависимость $X_{CG}(t)$ выражением (2). Значение ~ 8 мм, определенное из фита, достаточно хорошо согласуется с величиной b , отвечающей минимуму σ_X .

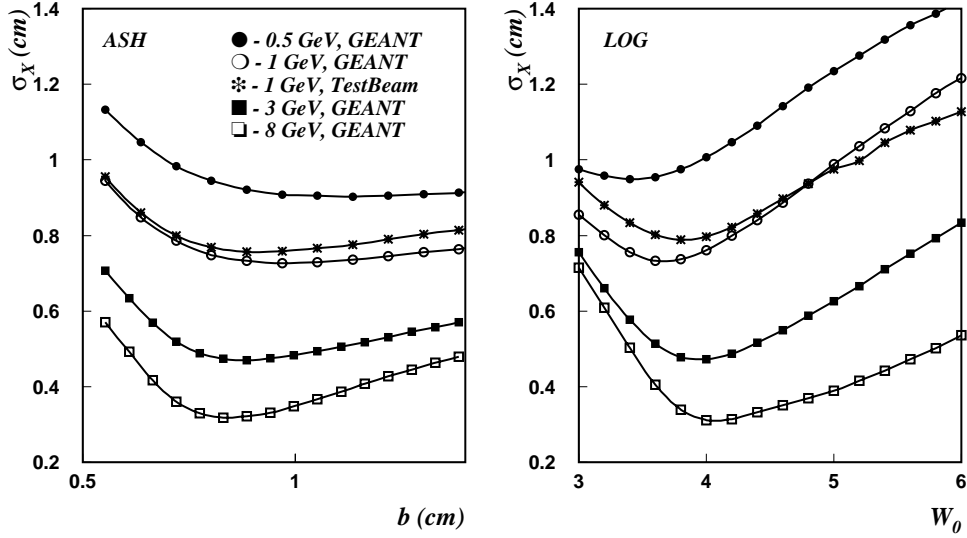


Рис. 1. Зависимость среднего по ячейке координатного разрешения калориметра от параметров: b — в методе (3) и W_0 — в методе (4); звездочками отмечены экспериментальные результаты.

Формулы (3) и (4) дают практически одинаковое среднее по калориметру координатное разрешение (рис.2), которое хорошо параметризуется в виде

$$\sigma_x(E) = 1,55 + \frac{5,7}{\sqrt{E(\Gamma\text{эВ})}}(\text{мм}). \quad (5)$$

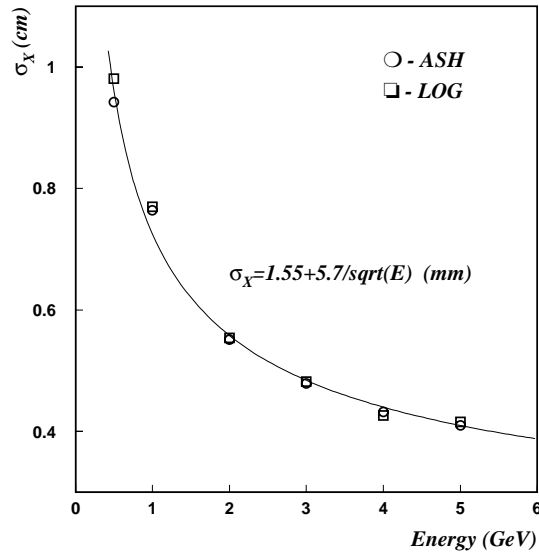


Рис. 2. Зависимость среднего по ячейке координатного разрешения калориметра от энергии при ортогональном падении электронов (фотонов) в методах ASH (3) и LOG (4): точки — результаты из эксперимента.

2. Координатные измерения при неортогональном падении электронов (фотонов) в калориметр

При ненулевом угле падения электрона (фотона) в калориметр на поперечном распределении энерговыделения ливня в проекции на плоскость калориметра начинают сказываться особенности формы каскадной кривой и ее флуктуации от события к событию. Это приводит к дополнительному систематическому сдвигу вычисляемой оценки координаты частицы и к ухудшению координатного разрешения.

На рис. 3б показаны проекционные профили электромагнитного ливня при неортогональном падении электрона в детектор. Они получены дифференцированием одномерных кумулятивных функций, показанных на рис. 3а

$$F(x) = \int_{-\infty}^x f(t)dt,$$

$f(t)$ — одномерная функция плотности энергии ливня (профиль ливня). Как видно из рис. 3б, профиль ливня при ненулевом угле падения частицы в калориметр становится асимметричным и сдвинутым относительно точки входа частицы в детектор. Эффективная ширина ливня вдоль оси X возрастает с увеличением угла (угол менялся в плоскости XZ ; ось Z направлена вдоль оси модуля калориметра).

На рис. 4 показана зависимость координаты центра тяжести ливня X_{CG} от положения точки входа частицы в детектор для углов 0 ; 6 ; 10 ; 19° . Как будет показано, среднее по ячейке смещение X_{CG} относительно точки входа электрона (фотона) в калориметр X_{impact} в детектор хорошо параметризуется зависимостью

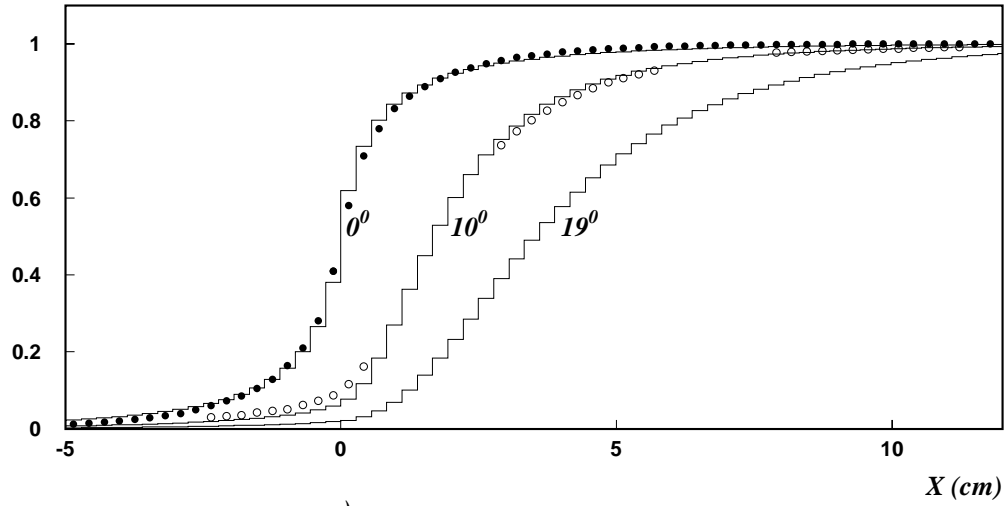
$$\Delta = L_{eff} \cdot \sin(\theta), \quad (6)$$

L_{eff} — эффективная глубина проникновения ливня в калориметр, определяемая положением медианы каскадной кривой в продольном направлении. Уменьшение амплитуды колебаний кривой $X_{CG}(X_{impact})$ относительно прямой $y = x + \Delta$ (см. рис. 4) — результат увеличивающейся с углом эффективной ширины ливня. Асимметрия профиля ливня при ненулевых углах должна приводить к искажению кривой $X_{CG}(X_{impact})$, полученной при 0° . Наиболее сильно это выражается в смещении фазы колебаний этой кривой ($\delta \neq 0$, см. рис. 4).

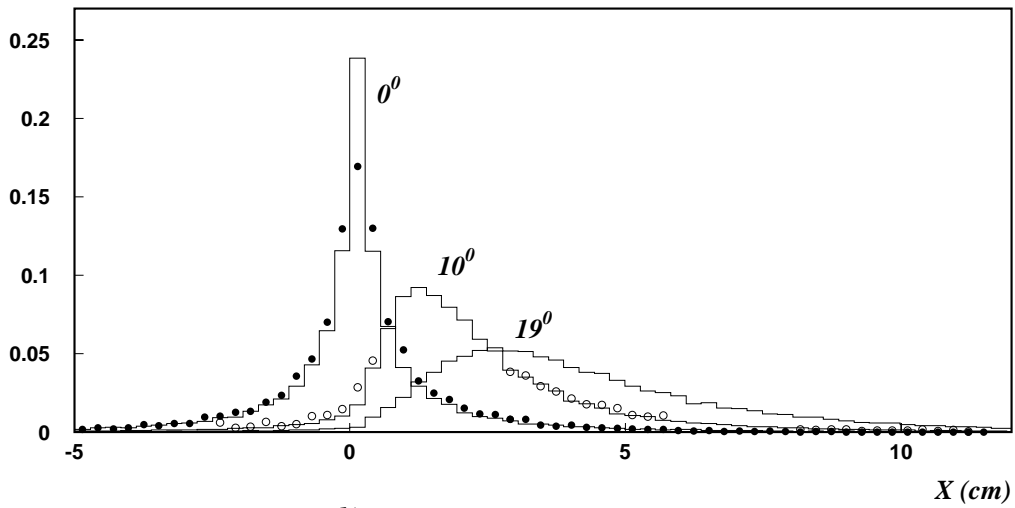
Следуя (2), данные на рис. 4 были параметризованы выражением

$$X_{CG}(X_{impact}) = \frac{1}{2} \cdot \frac{sh\left(\frac{X_{impact} + \Delta - \delta}{b}\right)}{sh\frac{1}{2b}} + \delta; \quad |X_{impact} + \Delta - \delta| \leq \frac{1}{2}. \quad (7)$$

Параметры Δ , δ и b являются функциями угла и энергии. Параметр Δ хорошо параметризуется в виде (6) (рис. 5а), откуда легко извлечь величину L_{eff} .



a)



b)

Рис. 3. (а) Одномерная кумулятивная функция $F(x) = \int_{-\infty}^x f(t)dt$, где $f(t)$ — одномерная функция плотности вероятности энерговыделения ливня (профиль ливня).
 (б) Профили ливня. Представлены результаты для углов 0° ; 10° и 19° , полученные для электронов с энергией 1 ГэВ. На рисунках точками отмечены экспериментальные данные, гистограммы — результаты моделирования.

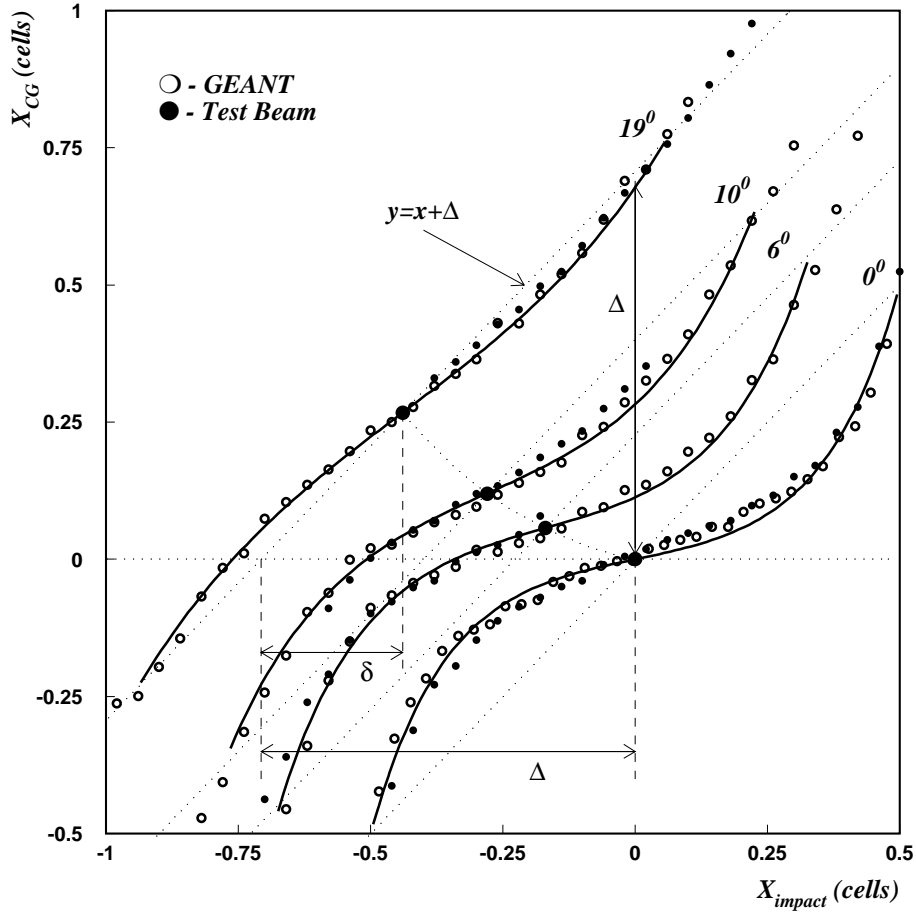


Рис. 4. Зависимость центра тяжести ливня X_{CG} (1) от точки падения частицы в калориметр X_{impact} под углами 0° ; 6° ; 10° и 19° для электронов с энергией 1 ГэВ. Выделенными линиями показаны отфитированные зависимости (7). На примере угла 19° показаны значения параметров Δ и δ в (7). Точка $(0,0)$ соответствует центру одной из башен. Темные точки — экспериментальные результаты, светлые точки — результаты моделирования.

Как показано на рис. 5б, L_{eff} линейно зависит от $\ln(E)$. Ее величина для фотонов оказывается больше, чем для электронов на $(1,8 \pm 0,2)$ см = $(0,9 \pm 0,1) \cdot X_0$, где X_0 — радиационная длина в модуле калориметра (~ 2 см), что находится в хорошем согласии с поведением медианы каскадной кривой (продольный профиль энерговыведения электромагнитного ливня) [6]. Величина параметра δ практически не зависит от энергии (рис. 5в). Зависимость эффективной ширины ливня b от угла входа и энергии частицы показана на рис. 5г. Для задачи реконструкции координат электромагнитных ливней данные на рис. 5г аппроксимировались квадратичной по $\sin(\theta)$ функцией.

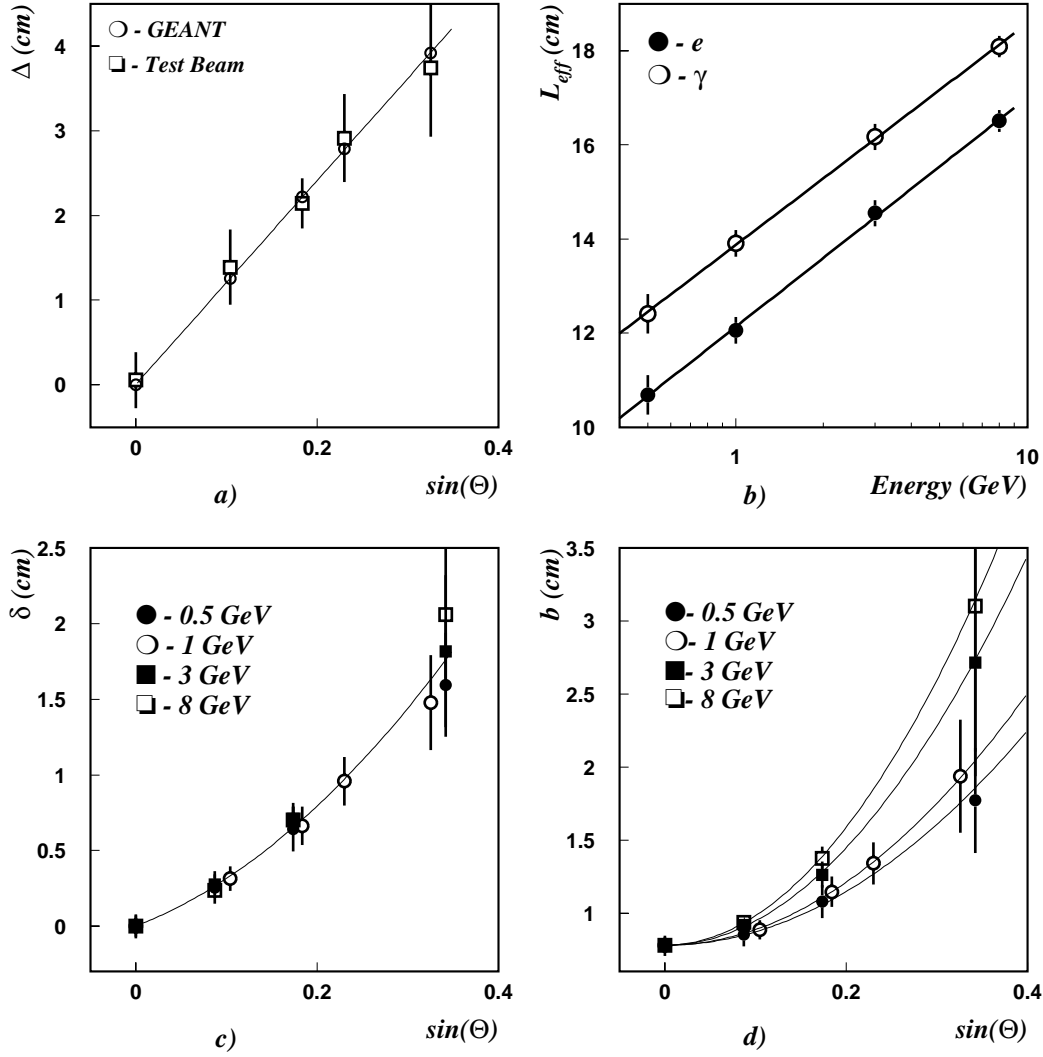


Рис. 5. (а) Поведение параметра Δ от угла при энергии электронов 1 ГэВ, квадратиками отмечены экспериментальные результаты, кружочки — результаты моделирования, прямой показана зависимость (6).
(б) Зависимость параметра L_{eff} в (6) от энергии ($\sim \ln E$) для электронов и фотонов; результаты получены из GEANT.
(в) Зависимость параметра b от угла; результаты получены из GEANT.
(г) Зависимость параметра b в (7) от угла ($\sim \sin^2\theta$); результаты получены из GEANT.

Координата точки падения частицы в калориметр X_{impact} вычислялась по формуле, полученной обращением (7)

$$X_{ASH} = b \cdot \operatorname{arcsinh}\left(2 \cdot (X_{CG} - \delta) \cdot \operatorname{sh}\left(\frac{1}{2b}\right)\right) - \Delta + \delta, \quad |X_{CG} - \delta| \leq 12. \quad (8)$$

Такой метод позволил практически полностью компенсировать систематику в измерениях координат электромагнитных ливней в диапазоне углов входа $0 \div 20^\circ$.

Зависимость среднего по ячейке координатного разрешения детектора от угла при разных энергиях ливня показана на рис.6. При малых углах увеличивающаяся эффективная ширина ливня приводит к некоторому улучшению σ_x . При больших углах продольные флуктуации ливня становятся доминирующими, что приводит к ухудшению координатного разрешения калориметра. Этот эффект наиболее сильно проявляется при энергиях 3 ГэВ и выше, в этом случае координатное разрешение хорошо параметризуется формулой

$$\sigma_x(E, \theta) = \sigma_x(E, 0^0) \oplus (d \cdot \sin(\theta)), \quad (9)$$

$\sigma_x(E, 0^0)$ — разрешение для ортогонального входа (см. (5)). Второй член в этом выражении описывает вклад продольных флуктуаций ливня, значение параметра d оказалась порядка 1,6 см, что соответствует $0,8X_0$.

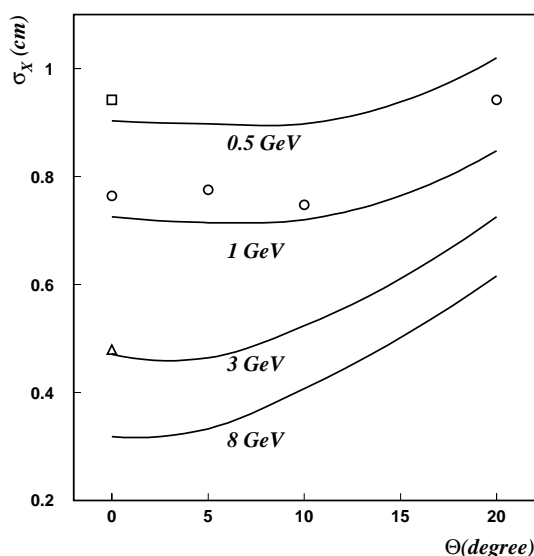


Рис. 6. Зависимость координатного разрешения от угла при энергиях электронов 0,5; 1; 3 и 8 ГэВ. Точками отмечены экспериментальные результаты.

Заключение

Изучено координатное разрешение электромагнитного свинцово-сцинтилляционного калориметра установки PHENIX при углах падения электронов (фотонов) от 0 до 20^0 . Показано, что при ненулевом угле падения частицы в калориметр профиль электромагнитного ливня на плоскость детектора становится асимметричным и его центр тяжести смещается относительно точки падения частицы. Эффективная ширина ливня при этом увеличивается с энергией и углом. Среднее по ячейке смещение оценки центра тяжести ливня (1) можно представить, как смещение медианы каскадной кривой в проекции на плоскость калориметра. Изучена зависимость координатного разрешения калориметра от угла и энергии частиц.

В основном работа выполнена на основе анализа событий, смоделированных с помощью пакета GEANT. Имеющиеся экспериментальные результаты находятся в хорошем согласии с результатами моделирования.

Авторы признательны В.Бумажнову за помощь в создании программы моделирования ливней в PbSc калориметре, В.Онучину за полезные обсуждения и всем сотрудникам группы PHENIX, участвовавшим в сеансах 1995-1996 гг. на ускорителе AGS, за помощь в наборе статистики и анализе данных.

Список литературы

- [1] PHENIX Conceptual Design Report, 29 January 1993.
- [2] David G., Kistenev E., Patwa A. et al. – In: IEEE Transactions on Nuclear Science. Vol.43, №3, June, 1996.
- [3] Akopgjanov G.A., Inyakin A.V., Kachanov V.A. et al. // Nucl. Instr. And Meth. 1977, v.140, p.441.
- [4] Барков Б.П., Катинов Ю.В., Семенов В.К. и др. // ПТЭ. 1994. №3, с.66.
- [5] Awes T.C., Obenshain F.E., Plasil F. et al. // Nucl. Instr. And Meth. 1992, A311, p.130.
- [6] Рабин Н.В. // ПТЭ. №1, 1992, с.20.

Рукопись поступила 12 марта 1998 г.

А.В. Базилевский и др.

Измерение координат электронов и гамма-квантов в электромагнитном калориметре PHENIX.

Оригинал-макет подготовлен с помощью системы \LaTeX .

Редактор Н.В.Ежела.

Технический редактор Н.В.Орлова.

Подписано к печати 19.03.98. Формат $60 \times 84/8$. Офсетная печать.

Печ.л. 1,12. Уч.-изд.л. 0,8. Тираж 150. Заказ 130. Индекс 3649.

ЛР №020498 17.04.97.

ГНЦ РФ Институт физики высоких энергий
142284, Протвино Московской обл.

