

УДК 539.1.074.3

ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО КАЛОРИМЕТРА НА ОСНОВЕ КРИСТАЛЛОВ $PbWO_4$

Е. Г. Девицин, В. А. Козлов, В. Корбель¹, С. Ю. Потапов, А. Р. Теркулов

В данной работе исследовались характеристики прототипа электромагнитного калориметра на основе сцинтилляционных кристаллов $PbWO_4$. Измерения проводились на электронном пучке синхротрона DESY в интервале $1 \div 6$ GeV. Энергетическое разрешение прототипа составило: $\frac{\sigma}{E} = 2.4\%/E \oplus 3.9\%/\sqrt{E} \oplus 1.2\%$.

$PbWO_4$ (PWO) кристаллы как радиаторы в электромагнитной калориметрии привлекли внимание сравнительно недавно, несмотря на то, что их световыход низок при комнатной температуре [1]. С увеличением энергии на коллайдерах будущего поколения, где нужны плотные, быстрые и радиационностойкие кристаллы, предложение использовать PWO в калориметрии может рассматриваться как вполне оправданное [2, 3]. CMS и ALICE коллаборации (LHC, CERN) выбрали PWO в качестве радиаторов электромагнитного калориметра из-за относительно низкой стоимости, высокой плотности, эмиссионного спектра, который соответствует области чувствительности большинства фотодетекторов. Основные физико-химические характеристики PWO приведены в таблице 1.

В последние годы было опубликовано большое количество работ по улучшению сцинтилляционных, оптических характеристик и радиационной стойкости кристаллов PWO [4–6].

Исследования энергетических и пространственных характеристик электромагнитных калориметров проводились в ряде лабораторий и институтов [7–9].

¹DESY, Hamburg, Germany.

С целью изучения возможности использования кристаллов PWO в эксперименте ГЕРМЕС нами были проведены исследования энергетического и пространственного разрешения прототипа ЕМ калориметра на основе 4 кристаллов $PWO(La)$ с размерами $22 \times 22 \times 200$ мм каждый, выращенных на Богородицком комбинате техно-химических изделий.

Эти кристаллы были выращены по улучшенной технологии, средний световой выход составлял 14 фотоэлектронов/МэВ и 85% света излучалось в интервале 30 нс. В качестве фотоприемников использовались фотоумножители Hamamatsu R4125Q.

Т а б л и ц а 1

Основные свойства кристаллов $PbWO_4$

	$PbWO_4$
Плотность, ρ (г/см ³)	8.28
Точка плавления, (°C)	1123
Радиационная длина, X_0 (см)	0.89
Радиус Мольера, R_m (см)	2.19
Световой выход, ($NaI(Tl) = 100\%$)	1.3
Зависимость световых выхода от температуры, (%/°C)	-1.9
Время высвечивания, (нс)	6/25
Максимум эмиссии, (нм)	420 ÷ 500
Показатель преломления n в максимуме эмиссии	2.25
Гигроскопичность	нет

Кристаллы были обернуты алюминизированной майларовой пленкой толщиной 25 мкм. Оптический контакт кристаллов с фотодетектором осуществлялся посредством оптической смазки Dow Corning Q2-3067. Кристалл, ФЭУ и делитель составляли отдельный модуль. Взаимное расположение кристаллов относительно друг друга в виде матрицы 2×2 фиксировалась с помощью специального металлического корпуса. ФЭУ с делителями размещались в этом же корпусе в специальной обойме, которая обеспечивала центровку осей кристаллов и ФЭУ. С торца корпуса обеспечивался регулируемый поджим ФЭУ к кристаллам. Корпус одновременно служил для магнитной экранировки и световой изоляции ФЭУ.

Исследование энергетического и пространственного разрешения прототипа проводилось на электронном тестовом пучке синхротрона ДЕЗИ II, имеющего максимальную энергию 7.5 ГэВ.

Внутренняя мишень синхротрона в виде тонкой углеродной нити использовалась для получения пучка γ -квантов, которые в свою очередь генерировали в медном конвертере электрон-позитронные пары. С помощью поворотного магнитного спектрометра электроны транспортировались в экспериментальную зону тестового пучка. Электроны с определенной энергией в интервале $1 \div 6$ ГэВ выделялись путем изменения тока магнитного спектрометра.

Матрица из четырех *PWO* кристаллов была установлена на специальном столе с дистанционным управлением, что позволяло наводить электронный пучок на кристаллы с точностью 0.1 мм.

Для сбора и обработки данных использовалась рабочая станция DEC 3100, работающая в режиме реального времени. С ее помощью записывались амплитуды A_i каждого из четырех каналов и суммарная по всем каналам амплитуда. Анализ амплитуд осуществлялся амплитудно-цифровым преобразователем АЦП (Le Croy 1881M).

Первоначально находилось такое положение платформы, когда центральная ось прототипа совпадала с осью электронного пучка. При этом амплитудные спектры во всех четырех каналах были примерно одинаковыми, а средняя амплитуда суммарного по всем четырем каналам спектра достигала максимального значения. Затем для каждого ФЭУ было подобрано такое напряжение, при котором для электронов с энергией 3 GeV суммарные амплитудные спектры попадали в середину динамического диапазона АЦП.

Измерения были выполнены как для прототипа в целом, так и для каждого отдельного кристалла. В последнем случае пучок электронов направлялся в центр выбранного кристалла.

Суммарное энергосодержание E в прототипе связано с амплитудами сигналов A_i в каждом кристалле калибровочными коэффициентами a_i .

$$E = A_1 a_1 + A_2 a_2 + A_3 a_3 + A_4 a_4. \quad (1)$$

Соотношения между коэффициентами находились из предположения, что для каждого кристалла при падении электронов в его центр энергосодержание одинаково:

$$\langle A_1 \rangle a_1 = \langle A_2 \rangle a_2 = \langle A_3 \rangle a_3 = \langle A_4 \rangle a_4. \quad (2)$$

Здесь $\langle A_i \rangle$ средние амплитуды сигналов. Предполагалось, что эти соотношения справедливы во всем исследуемом энергетическом диапазоне. Абсолютные значения калибровочных коэффициентов находились затем из уравнения (1), в левую часть которого подставлялась энергия падающих в центр прототипа электронов. Найденные таким образом коэффициенты использовались в дальнейшем для реконструкции энергии.

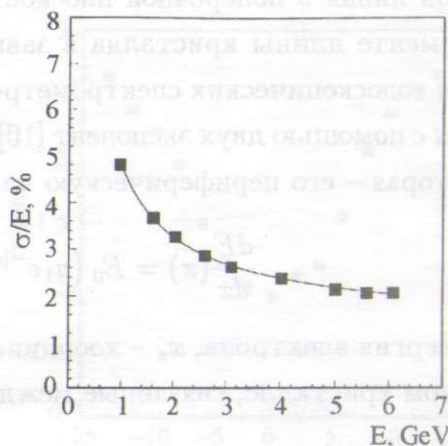
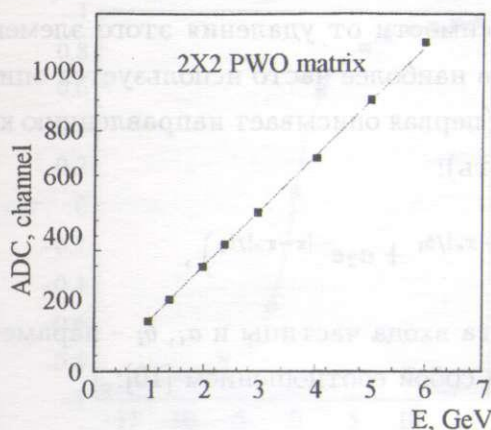


Рис. 1. Зависимость средней суммарной амплитуды калориметра от энергии электронов.

Рис. 2. Экспериментальное энергетическое разрешение прототипа электромагнитного калориметра.

Зависимость средней суммарной амплитуды прототипа от энергии электронов показана на рис. 1.

Зависимость измеренного энергетического разрешения от энергии электронов показана на рис. 2.

Измеренное энергетическое разрешение описывается выражением:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{\left(\frac{a}{E}\right)^2 + \left(\frac{b}{\sqrt{E}}\right)^2 + (c)^2}, \quad (3)$$

где E – средняя энергия электронов в пучке, $a = 2.4 \pm 0.3$, $b = 3.9 \pm 0.1$, $c = 1.2 \pm 0.1\%$.

Пространственное разрешение годоскопического калориметра определяется соотношением между шириной профиля электромагнитного ливня и поперечными размерами ячейки годоскопа. Для нахождения профиля электромагнитного ливня были выполнены измерения зависимости отношения сигналов $A_{\text{col1}}/A_{\text{col2}}$ в двух колонках 1, 2 от точки входа электрона x_e в прототип ($A_{\text{col1}} = A_1 + A_3$, $A_{\text{col2}} = A_2 + A_4$). Во время измерений положение прототипа по вертикальной координате фиксировалось так, что электроны направлялись на прототип в медианной плоскости верхнего ряда кристаллов, в горизонтальной плоскости прототип перемещался с шагом 2 мм. При этом координата входа электрона x_e отсчитывалась от совместной вертикальной границы смежных кристаллов $N1$ и $N2$.

Профиль ливня в поперечной плоскости кристалла определяется энергией, выделяемой в элементе длины кристалла в зависимости от удаления этого элемента от оси ливня. Для годоскопических спектрометров наиболее часто используется описание профиля ливня с помощью двух экспонент [10] (первая описывает направленную компоненту ливня, а вторая – его периферическую часть):

$$\frac{dE}{dx}(x) = E_0 \left(a_1 e^{-|x-x_e|/b_1} + a_2 e^{-|x-x_e|/b_2} \right), \quad (4)$$

где E_0 – энергия электрона, x_e – координата входа частицы и a_i , b_i – параметры ливня в конкретном кристалле, связанные между собой соотношением [10]:

$$2a_1b_1 + 2a_2b_2 = 1. \quad (5)$$

Используя параметризацию ливня [4], получаем функцию A_{col1}/A_{col2} для фита экспериментальных данных:

$$\frac{A_{col1}}{A_{col2}} = \left[\frac{1}{1 - \frac{1}{2}e^{-|x_e|/b_2} - a_1b_1(e^{-|x_e|/b_1} - e^{-|x_e|/b_2})} - 1 \right]^{\frac{x_e}{|x_e|}}. \quad (6)$$

Полученные экспериментальные данные наилучшим образом описываются с помощью следующих значений параметров: $a_1 = (0.1709 \pm 0.0006) \text{ мм}^{-1}$; $a_2 = (0.0160 \pm 0.0003) \text{ мм}^{-1}$; $b_1 = (2.702 \pm 0.01) \text{ мм}$; $b_2 = (9.69 \pm 0.04) \text{ мм}$.

Несмещенная оценка координаты центра тяжести электромагнитного ливня определялась с помощью функции асимметрии:

$$\eta = (A_{col2} - A_{col1}) / (A_{col2} + A_{col1}) \quad (7)$$

Впервые функция асимметрии использовалась в работе [11] для определения координат попадания частиц в ячейстый калориметр поперечного поляриметра HERA.

Экспериментальная зависимость функции η и её параметризация формой:

$$\eta = (x/|x|) [1 - \exp(-|x|/b_2 + 2a_1b_1(\exp(-|x|/b_2) - \exp(-|x|/b_1)))] \quad (8)$$

представлены на рис. 3.

Путем численного инвертирования выражения (8) определялись координаты входа электронов в кристаллическую матрицу калориметра по известным экспериментальным значениям асимметрии η . Используя распределение координаты входа, определялось среднее значение x и пространственное разрешение.

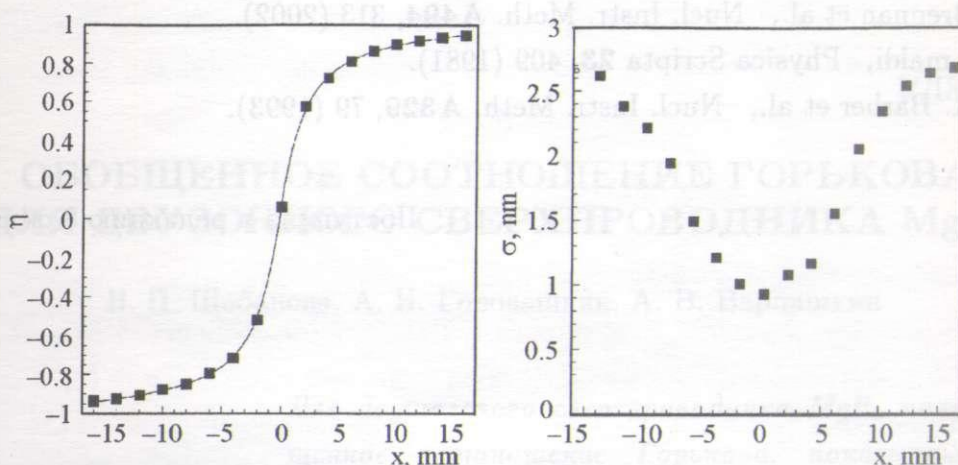


Рис. 3. Зависимость функции асимметрии $\eta = (A_{col2} - A_{col1}) / (A_{col2} + A_{col1})$ от координаты точки входа электрона с энергией 3 ГэВ.

Рис. 4. Пространственное разрешение калориметра на основе PWO.

Пространственное разрешение калориметра представлено на рис. 4.

Вычитая квадратично пространственный разброс электронного пучка $\sigma_{beam} = 0.866$, получим минимальное пространственное разрешение:

$$\sigma_{xmin} = \sqrt{(\sigma_x)^2 - (\sigma_{beam})^2} = 0.32 \text{ mm.} \quad (9)$$

Авторы выражают благодарность дирекции лаборатории DESY за поддержку этой работы.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] S. E. Derenzo et al., IEEE Trans. Nucl. Sci. **NS-37**, 203 (1990).
- [2] The CMS Electromagnetic Calorimeter Project Technical Design Report, CERN/LHCC **97-33**, (CERN, Geneva, 1997).
- [3] ALICE Technical Proposal for a Large Ion Collider Experiment at CERN LHC, CERN/LHCC **95-71**, (CERN, Geneva, 1995).
- [4] A. Annenkov et al., Radiation measurements **29**, 27 (1998).
- [5] E. Auffray et al., NIM **A402**, 75 (1998).
- [6] M. Kobayashi et al., NIM **A434**, 412 (1999).
- [7] E. Auffray et al., NIM **A412**, 223 (1998).
- [8] M. Ippolitov et al., Nucl. Instr. Meth. **A486**, 121 (2002).

- [9] T. Brennan et al., Nucl. Instr. Meth. **A494**, 313 (2002).
- [10] U. Amaldi, Physica Scripta **23**, 409 (1981).
- [11] D. R. Barber et al., Nucl. Instr. Meth. **A329**, 79 (1993).

Поступила в редакцию 8 октября 2007 г.

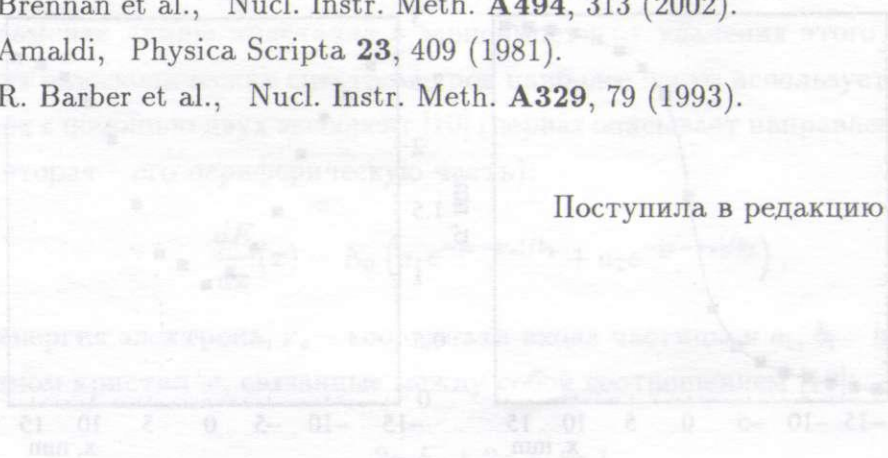


Рис. 2. Угнетенная функция осциллятора $y = (A_{osc} - A_{osc0}) \cos(\omega_{osc} t + \phi_{osc})$ от координаты x для различных значений параметра μ . Рис. 4. Процентное разделение координата на канал FWO.

Процентное разделение координата на канал FWO

$$\sigma_{\text{кан}} = \sqrt{\sigma_{\text{кан}}^2} = \sqrt{0.25 \text{ мм}^2 + 0.072 \text{ мм}^2} = 0.51 \text{ мм}$$

Вывод: в данном случае процентное разделение координата на канал FWO составляет $\sigma_{\text{кан}} = 0.51 \text{ мм}$.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] S. E. Derenzo et al., IEEE Trans. Nucl. Sci. **NS-37**, 503 (1990).
- [2] The CMS Electromagnetic Calorimeter Project Technical Design Report, CERN/LHCC 97-32 (CERN, Geneva, 1997).
- [3] ATLAS Technical Proposal for a Large Hadron Collider, CERN/LHCC 95-11 (CERN, Geneva, 1995).
- [4] A. Anisimov et al., Radiation measurements **29**, 27 (1993).
- [5] A. Anisimov et al., Nucl. Instr. Meth. **A352**, 112 (1994).
- [6] A. Anisimov et al., Nucl. Instr. Meth. **A352**, 112 (1994).
- [7] M. Ippolito et al., Nucl. Instr. Meth. **A358**, 131 (1995).