

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ В ЯДЕРНЫХ ТЕХНОЛОГИЯХ

УДК 539.12

СВОЙСТВА ПРОСТОГО e/γ -ДЕТЕКТОРА ИЗ СВИНЦОВОГО КОНВЕРТОРА И ГОДОСКОПА

© 2020 г. В. Н. Горячев^a, *, С. П. Денисов^a, А. В. Козелов^a^aФедеральное государственное бюджетное учреждение “Институт физики высоких энергий имени А.А. Логанова Национального исследовательского центра “Курчатовский институт”, Москва, Россия

*E-mail: Vladimir.goryachev@ihep.ru

Поступила в редакцию 18.09.2019 г.

После доработки 23.11.2019 г.

Принята к публикации 23.11.2019 г.

В работе представлены результаты расчетов координатного разрешения и коэффициента режекции адронов для простого e/γ -детектора, состоящего из свинцового конвертора и расположенного за ним годоскопа. Для моделирования электромагнитных ливней, вызванных в конверторе электронами и адронами с энергиями до 1 ТэВ, использовался пакет GEANT4. Показано, что наилучшее координатное разрешение для электронов достигается при толщине конвертора, близкой к положению $t_{\max}$ максимума ливня. Например, при энергии электронов 200 ГэВ с годоскопом из 2 мм стрипов оно составляет $\sigma = 89$ мкм, если для оценки координаты использовать метод “усеченного среднего”. Оптимальная толщина конвертора для режекции адронов также близка к $t_{\max}$. Для пучка электронов и протонов с энергией 200 ГэВ можно достичь коэффициента режекции 10^{-4} при эффективности регистрации электронов 0.9, если использовать только данные о множественностях заряженных частиц. Информация о пространственном распределении ливневых частиц после конвертора позволяет дополнительно усилить режекцию в несколько раз.

Ключевые слова: детектор электромагнитных ливней, координатное разрешение, $e-p$ сепарация

DOI: 10.1134/S2079562920010042

1. ВВЕДЕНИЕ

Детекторы, состоящие из конвертора с большим Z и расположенного за ним годоскопа, впервые были предложены А. Тяпкиным [1] как спектрометры электронов и γ -квантов высокой энергии. В настоящее время они широко используются в экспериментах на ускорителях и коллайдерах для измерения координат и энергий e и γ и сепарации h/e и γ/π^0 [2–20]. Часто их называют детекторами максимума ливня (shower maximum detectors) или предливневыми детекторами (preshower detectors). В настоящей работе рассмотрены методы, позволяющие значительно улучшить их пространственное разрешение и усилить режекцию адронов.

Для моделирования развития электромагнитных ливней в конверторе, вызванных электронами с энергиями от 10 до 1000 ГэВ, использовался пакет GEANT4 10.01.p02 (Physical list FTFP_BERT) [21] с “обрезанием” по пробегу 700 мкм для всех частиц. Соответствующие пороги по энергии в конверторе из свинца составляют 1 МэВ для e^+ и e^- и 0.1 МэВ для γ -квантов. Увеличение или уменьшение “обрезания” в 2 раза не меняет множественность e^+ и e^- в ливнях в пределах статистической погрешности 0.5% [18]. Та же версия GEANT4

использовалась для моделирования прохождения протонов через конвертор.

Приведенные ниже результаты относятся к конвертору из свинца, если не указано иное. Диаметр конвертора был выбран равным 70 см. Толщина конвертора t измеряется в рад. ед. X_0 , а энергия E_0 электронов — в ГэВ. Зависимость толщины $t_{\max}$, соответствующей максимальному потоку ливневых частиц, от энергии E_0 электрона определяется формулой [18]:

$$t_{\max} = 1.11 \ln E_0 + 3.14.$$

Для часто используемых энергий 40, 80, 200 и 500 ГэВ $t_{\max}$ составляет 7.2, 8.0, 9.0 и 10.0 X_0 . Предполагалось, что траектория первичных электронов перпендикулярна плоскости годоскопа. Среднеквадратичные отклонения статистических распределений обозначаются ниже как RMS или σ .

2. КООРДИНАТНОЕ РАЗРЕШЕНИЕ

Координатное разрешение e/γ -детектора зависит от формы пространственного распределения заряженных частиц после конвертора и структуры годоскопа. В работе [19] представлены интеграль-

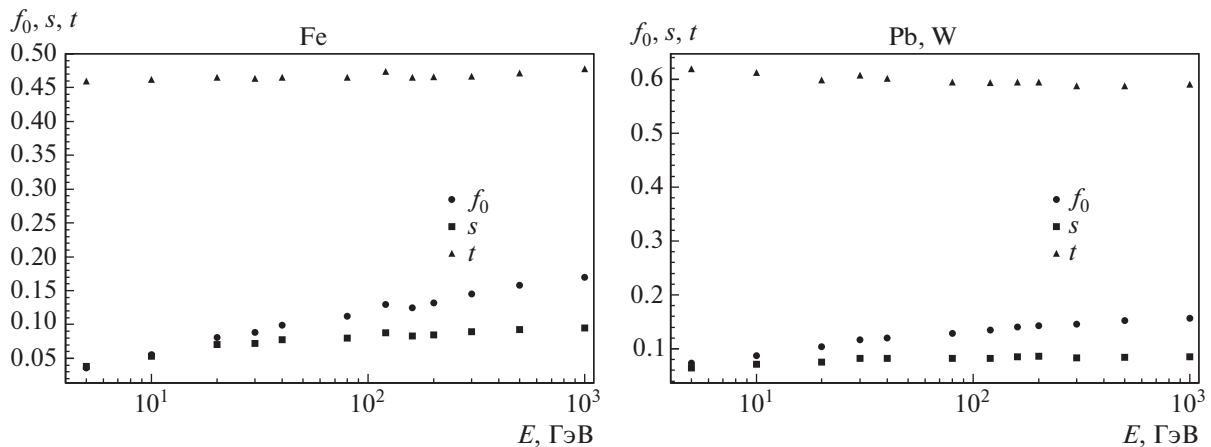


Рис. 1. Зависимость параметров в формуле (1) от энергии электрона. Разница в значениях параметров для Pb и W меньше размера значков.

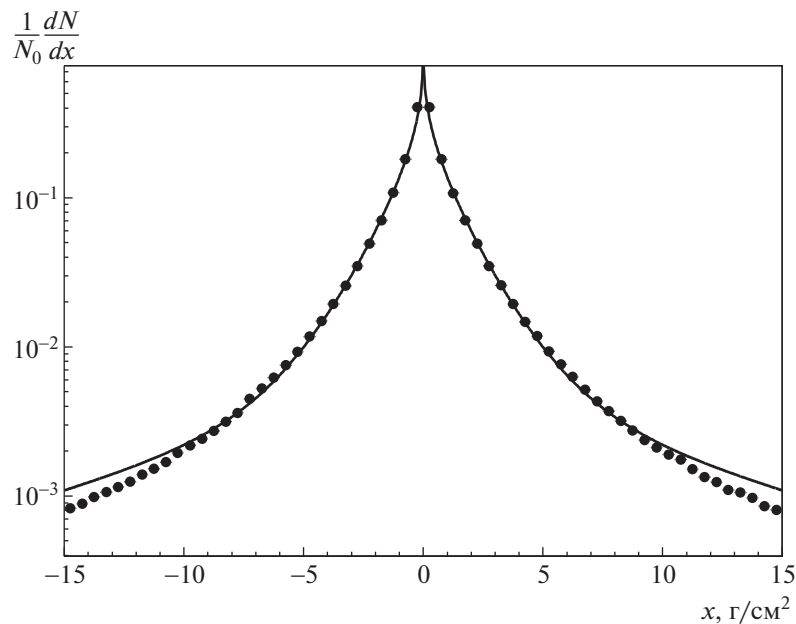


Рис. 2. Распределение заряженных частиц по поперечной координате после конвертора толщиной $9X_0$ при $E_0 = 200$ ГэВ. Статистические погрешности не превышают размера значков. Кривая представляет формулу (2) с параметрами $f_0 = 0.14$, $s = 0.086$, $t = 0.59$ из работы [19].

ные распределения частиц по радиусу в области максимума ливня. В диапазоне r до ~ 20 г/см², содержащем около 98% частиц, они удовлетворительно фитируются суммой двух экспонент:

$$N(r)/N_0 = 1 - f_0 e^{-sr} - (1 - f_0) e^{-tr}, \quad (1)$$

где N_0 — полное число частиц, а f_0 , s и t — свободные параметры, которые слабо зависят от энергии и Z конвертора, если r выражать в г/см² (см. рис. 1 и [19]). Ниже будут использоваться дифференциальные распределения частиц по поперечной координате x . Если для радиального распре-

ления справедлива формула (1), то распределение по x описывается суммой двух цилиндрических K_0 -функций:

$$\frac{1}{N_0} \cdot \frac{dN}{dx} = \frac{1}{\pi} [sf_0 K_0(sx) + t(1 - f_0) K_0(tx)]. \quad (2)$$

Пример такого распределения показан на рис. 2. В области от -10 до $+10$ г/см², содержащей более 96% частиц, оно хорошо описывается зависимостью (2). Отметим, что дифференциальные распределения весьма узкие (в распределении на

Таблица 1. Зависимость RMS [мкм] от α для конвертора толщиной $9X_0$ при $E_0 = 200$ ГэВ

α	0	0.02	0.04	0.06	0.08	0.10	0.12	0.14	0.16	0.18	0.20	0.22	0.24	0.26	0.28
$d = 1$ мм	359	118	97	91	81	78	77	77	74	71	68	69	70	74	86
$d = 2$ мм	397	149	138	135	138	133	129	135	149	173	206	234	265	296	327
$d = 4$ мм	508	378	388	386	412	457	535	580	640	688	734	779	823	861	878

рис. 2 80% частиц находятся в диапазоне x от -2.2 до 2.2 мм), но имеют длинные “хвосты”.

В качестве годоскопа был рассмотрен детектор, состоящий из стрипов шириной d . Координата $\bar{x}$ оси ливня в таком детекторе часто оценивается методом центра тяжести с использованием информации о числе частиц (амплитуде сигналов) во всех стрипах. Оказывается однако, что погрешность этой оценки можно для некоторых распределений существенно уменьшить, если вместо $\bar{x}$ использовать т. н. “усеченное среднее” [22] $\bar{x}_\alpha$. В вычислении $\bar{x}_\alpha$ участвуют только центральные стрипы, содержащие с каждой от $\bar{x}$ по $N_i/2 - \alpha$ частиц, где N_i — полное число частиц, а α — доля игнорируемых периферических частиц с каждой стороны. Оптимальное значение α , минимизирующее координатное разрешение, зависит от d . Эта зависимость иллюстрируется табл. 1. На рис. 3 показаны некоторые распределения погрешностей $\bar{x}$ и $\bar{x}_\alpha$ для величин α , близких к оптимальным. Метод “усеченного среднего” эффективен при ширине стрипа, сравнимой или меньше ширины распределения частиц на полувысоте (для $E_0 = 200$ ГэВ и конвертора толщиной $9X_0$ она

составляет 3.6 мм). Для $d = 1$ и 2 мм он позволяет улучшить разрешение в 5 и 3 раза (см. табл. 1 и рис. 3), в то время как для $d > 4$ мм заметного улучшения нет.

Известно, что метод центра тяжести приводит к смещенным оценкам координаты оси ливня, если траектория первичной частицы не проходит через центр или край стрипа (см., например, [23]). Чтобы определить связанную с этим эффективную погрешность $\bar{x}_\alpha$ для событий, равномерно распределенных поперек одного из стрипов, вычислялись нормированные величины $\hat{x}_\alpha = (\bar{x}_\alpha - x_0)/d$ и $\hat{x}_b = (x_b - x_0)/d$ (x_0 — координата центра стрипа, содержащего $\bar{x}_\alpha$, а x_b — координата первичного электрона). На рис. 4 представлены зависимости $\hat{x}_b$ от $\hat{x}_\alpha$ для разных d , аппроксимированные модифицированной логистической функцией

$$f(S) = \frac{1 + e^{-A}}{1 - e^{-A}} \cdot \left(\frac{1}{1 + e^{-A \cdot S}} - \frac{1}{2} \right), \quad (3)$$

где $S(x) = \sum_{i=0}^k a_{2i+1} \cdot T_{2i+1}(2x)$ — сумма многочленов Чебышева 1-го рода, а A и a_{2i+1} — свободные параметры. На параметр a_1 налагалось условие

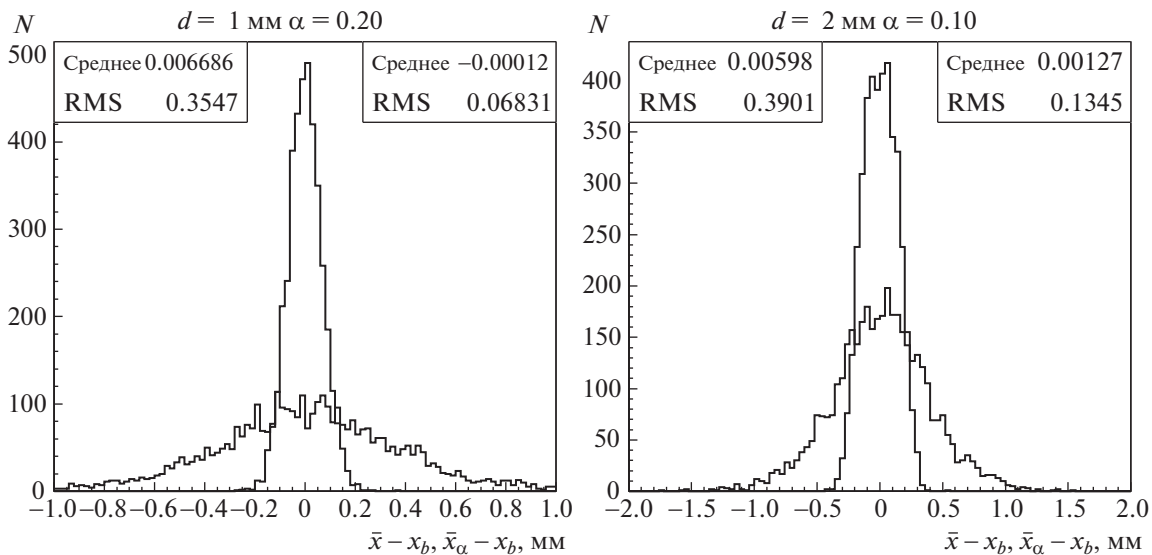


Рис. 3. Распределения погрешностей оценок $\bar{x}$ и $\bar{x}_\alpha$ координаты оси ливня с энергией $E_0 = 200$ ГэВ для конвертора толщиной $9X_0$: $\bar{x}$ — широкие гистограммы, $\bar{x}_\alpha$ — узкие гистограммы, x_b — истинная координата оси ливня. Значения α близки к оптимальным (см. табл. 1).

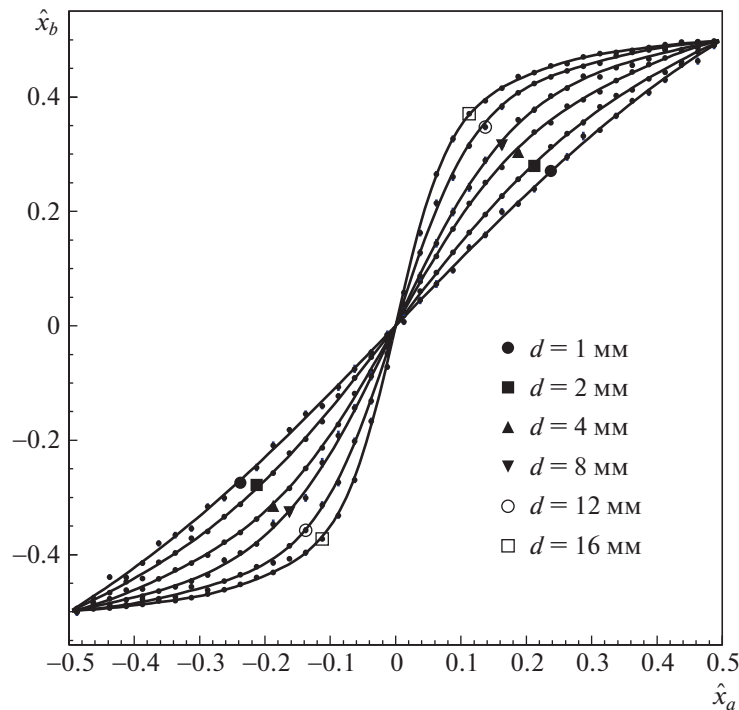


Рис. 4. Связь между восстановленной $\hat{x}_\alpha$ и истинной $\hat{x}_b$ координатами оси ливня с энергией 200 ГэВ в конверторе толщиной $9X_0$: $\hat{x}_\alpha = (\bar{x}_\alpha - x_0)/d$ и $\hat{x}_b = (x_b - x_0)/d$, где x_0 — координата центра стрипа, содержащего $\bar{x}_\alpha$. Результаты моделирования аппроксимировались функцией (3). Значения χ^2/ndf для всех кривых близки к 1.

$a_1 = 1 - \sum_{i=1}^k a_{2i+1}$, которое обеспечивает выполнение равенства $\hat{x}_b = \hat{x}_\alpha = \pm 0.5$ на концах стрипа. Равенство $\hat{x}_b = \hat{x}_\alpha = 0$ в центре стрипа автоматически выполняется выбором нечетных многочленов Чебышева. Начальное значение k составляло 11. Затем, начиная со старших степеней, проверялась значимость коэффициентов a_{2i+1} . Если абсолютная величина коэффициента была меньше утроенной оценки его ошибки, то k уменьшалось на единицу и фитирование повторялось с меньшим количеством параметров. Конечное значение k зависит от d и, например, для конвертора толщиной $9X_0$ меняется от 0 ($d = 1$ мм) до 6 ($d = 16$ мм). Зависимость $\hat{x}_b(\hat{x}_\alpha)$ может быть описана только полиномами Чебышева, но использование логистической функции позволяет уменьшить количество свободных параметров.

Предложенный метод коррекции смещения $\bar{x}_\alpha$ был опробован на части статистики, не использованной для определения параметров функции f . На рис. 5 представлены распределения погрешностей оценок x_c , полученные путем использования функции $f(x)$ для коррекции смещения $\bar{x}_\alpha$. Сравнение рис. 3 и рис. 5 показывает, что коррекция смещения существенна для широких стрипов.

Она позволяет, например, для 4 мм стрипа уменьшить RMS в 2.5 раза, в то время как для 1 мм стрипа улучшения разрешения практически нет.

Рис. 6–8 иллюстрируют зависимость координатного разрешения e/γ -детектора от толщины конвертора t , энергии ливня E_0 и ширины стрипа годоскопа d . Из рис. 6–7 следует, что в области максимума ливня функция $x_c(t)$ проходит через широкий минимум, что согласуется с измерениями [24], достигая, например, при $E_0 = 200$ ГэВ, $t = 9X_0$ и $d = 2$ мм величины 89 мкм. Небольшая разница значений RMS на рис. 5 ($d = 2$ мм) и рис. 6 ($t = 9$) связана с использованием разной статистики. Представленные на рис. 8 данные по зависимости погрешности оценки x_c от E_0 для стрипов шириной 1, 2 и 4 мм аппроксимированы функцией

$$\sigma(x_c - x_b) = A + B/\sqrt{E_0}. \quad (4)$$

Значения параметров A и B приведены в табл. 2.

3. РЕЖЕКЦИЯ АДРОНОВ

Для определения коэффициентов режекции адронов были рассчитаны распределения заряженных частиц по множественности для протонов и электронов с энергиями $E_0 = 40, 80, 200$ и 500 ГэВ (при-

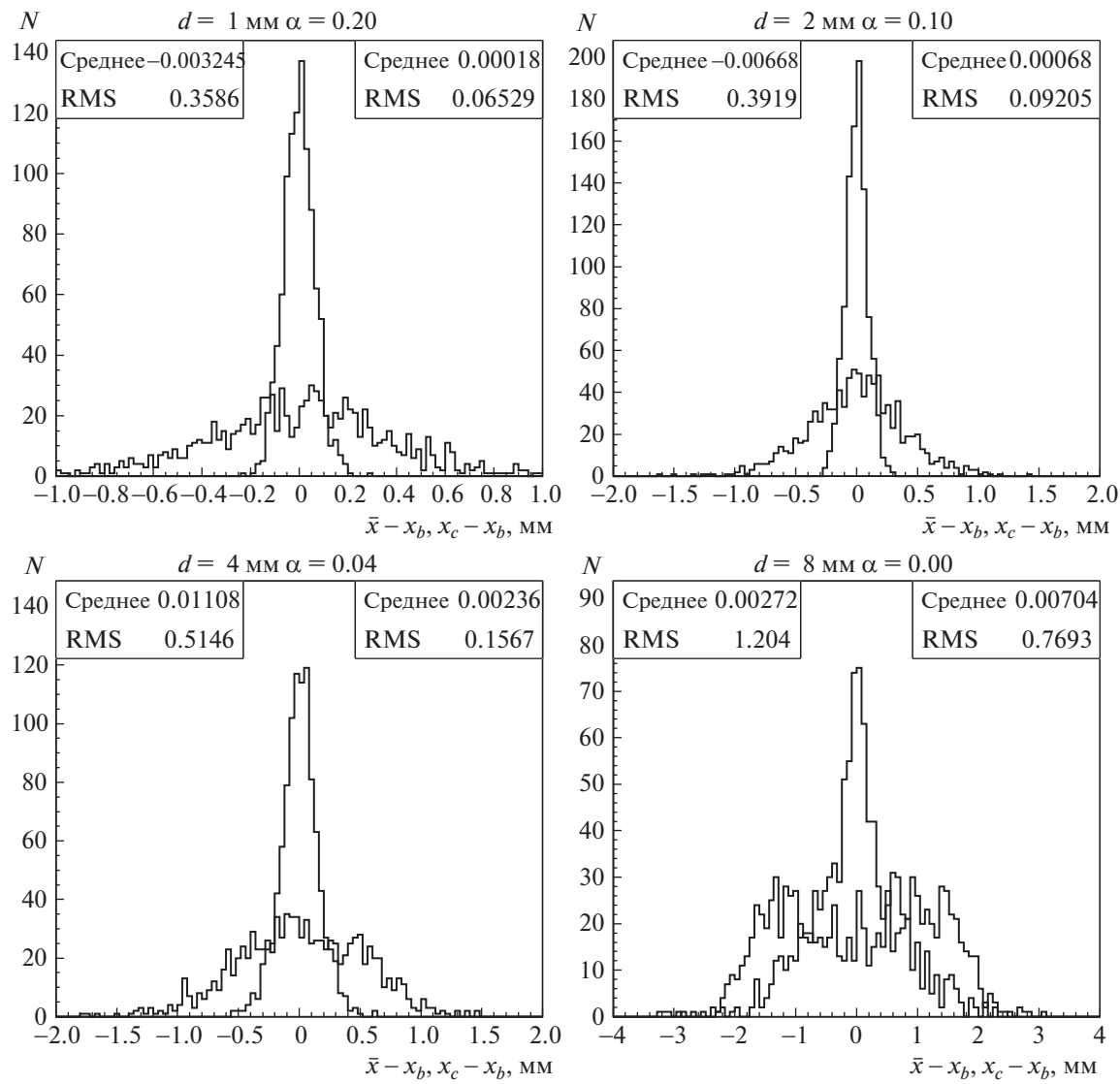


Рис. 5. Распределения погрешностей оценок $\bar{x}$ и x_c при $E_0 = 200$ ГэВ и конверторе толщиной $9X_0$ (x_c — координата оси ливня, восстановленная методом “усеченного среднего” с поправкой на смещение); $\bar{x}$ — широкие гистограммы, x_c — узкие гистограммы, x_b — истинная координата оси ливня.

мер таких распределений см. на рис. 9). Затем по распределениям для электронов вычислялись значения множественности, соответствующие эффективности ϵ_e регистрации электронов 0.90, 0.95 и 0.99 (показаны стрелками на рис. 9).

Эффективность ϵ_p регистрации протонов для выбранных значений ϵ_e определялась как отношение числа адронных событий с множественностью больше пороговой для электронов к полному числу событий для протонов. Полученные за-

Таблица 2. Значения параметров в формуле (4)

$d, \text{ мм}$	1	2	4	8
A	0.010 ± 0.001	0.012 ± 0.001	0.029 ± 0.003	0.283 ± 0.013
B	0.758 ± 0.011	1.084 ± 0.018	1.776 ± 0.033	6.16 ± 0.15

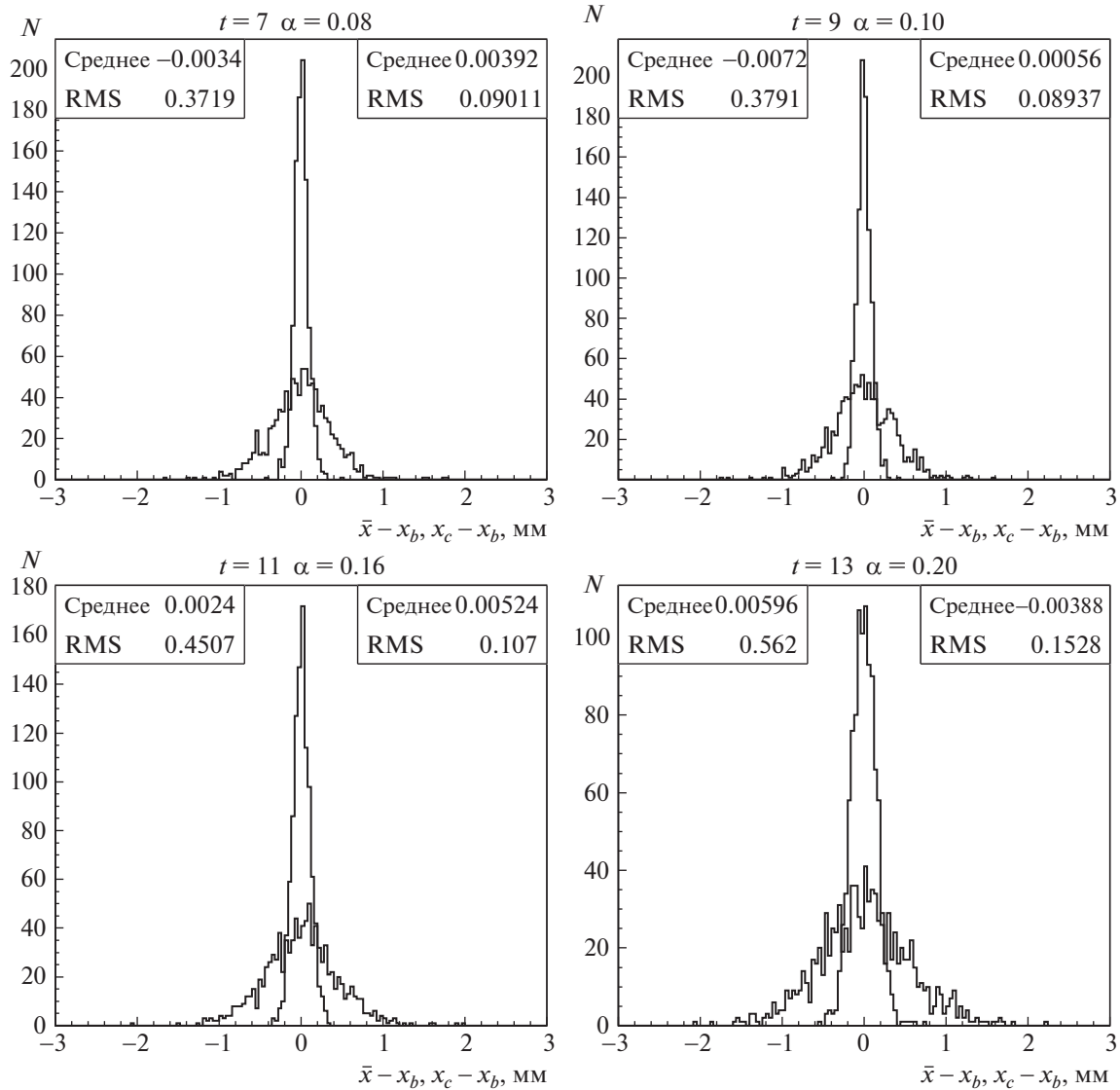


Рис. 6. Распределения погрешностей оценок $\bar{x}$ и x_c при $E_0 = 200$ ГэВ и для 2 мм стрипов; $\bar{x}$ — широкие гистограммы, x_c — узкие гистограммы, x_b — истинная координата оси ливня. Значения α близки к оптимальным.

зависимости величины ϵ_p от толщины конвертора t показаны на рис. 10.

Видно, что все зависимости проходят через минимум при толщинах конвертора $t_{\min}$, которые близки к $t_{\max}$, что согласуется с экспериментальными данными [4]. Разница между $t_{\min}$ и $t_{\max}$ составляет примерно 0.5, 1.0 и 1.5 X_0 для $\epsilon_e = 0.90$, 0.95 и 0.99 независимо от энергии. Отсюда следует, что $t_{\min}$ слабо (логарифмически, как и $t_{\max}$) зависит от E_0 , что позволяет с конвертором фиксированной толщины достичь весьма низкой (10^{-3} — 10^{-4}) эффективности регистрации протонов в широком диапазоне энергий. Можно ожидать, что для мезонов $\epsilon_m < \epsilon_p$, поскольку их свободный

пробег в свинце до неупругого взаимодействия в 1.2 раза больше, чем для нуклонов [25]. Приведенные значения ϵ_p не учитывают амплитудного разрешения годоскопа, и поэтому являются нижней оценкой. Например, в эксперименте [4], проведенном в пучке частиц с импульсом 40 ГэВ/с, получено $\epsilon_p = 4 \cdot 10^{-3}$ при $\epsilon_e = 0.95$ и толщине конвертора $t_{\max}$.

Помимо множественности для режекции протонов может быть использована разница в пространственных распределениях ливневых заряженных частиц, которые для адронных ливней шире. Нами была исследована возможность усиления режекции путем введения ограничения на расстояние r регистрируемых частиц от оси лив-

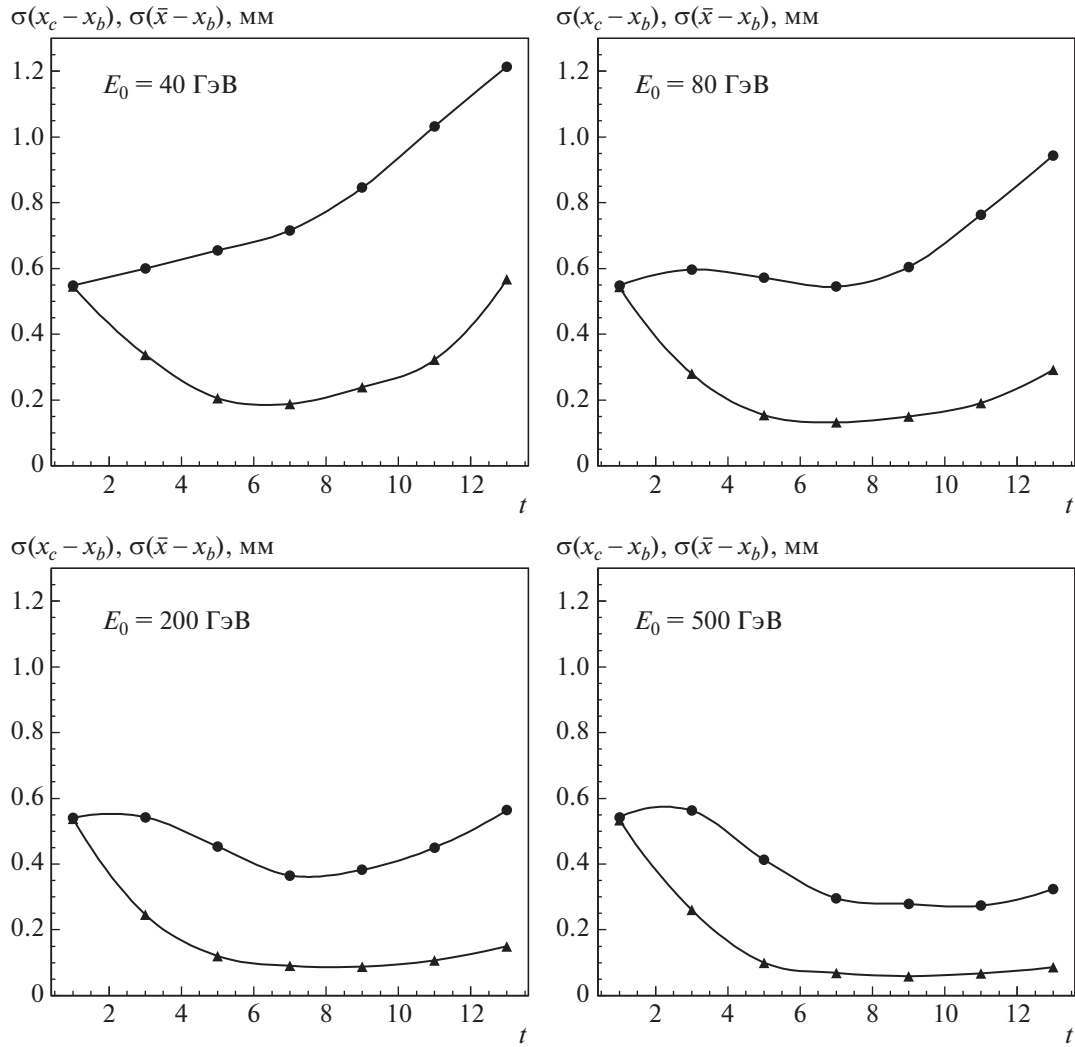


Рис. 7. Зависимость погрешностей оценок $\bar{x}$ и x_c от толщины конвертора для разных энергий ливня и 2 мм стрипов. Кривые проведены при помощи пакета ROOT.

ня. В табл. 3 приведены значения ϵ_p для частиц со значениями r меньше 1, 2, 5, 10 и 350 мм при $E_0 = 200$ ГэВ и толщине конвертора $9X_0$ (350 мм – радиус конвертора). Доля частиц в электромагнитных ливнях внутри колец с указанными значениями r составляет 0.44, 0.66, 0.88, 0.95 и 1.00 [19]. Из таблицы следует, что оптимальное значение $r_{\max}$ зависит от ϵ_e , причем заметного (в три раза) уменьшения ϵ_p можно добиться только для $\epsilon_e = 0.90$, а при $\epsilon_e = 0.90$ эффект составляет всего 25%.

Другим параметром кроме r может быть RMS поперечного профиля ливня. Пример распределения плотности вероятности RMS показан на рис. 11. Для электронов использовались все события, для протонов – только события, множественность которых превышает порог для $\epsilon_e = 0.99$. Ана-

Таблица 3. Зависимость эффективности регистрации протонов от $r_{\max}$ при $E_0 = 200$ ГэВ и толщине конвертора $9X_0$. Радиус конвертора – 350 мм

$r_{\max}$, мм	ϵ_p		
	$\epsilon_e = 0.90$	$\epsilon_e = 0.95$	$\epsilon_e = 0.99$
1	$1.8 \cdot 10^{-4}$	$3.4 \cdot 10^{-4}$	$2.1 \cdot 10^{-3}$
2	$8.4 \cdot 10^{-5}$	$2.1 \cdot 10^{-4}$	$2.7 \cdot 10^{-3}$
5	$7.3 \cdot 10^{-5}$	$2.2 \cdot 10^{-4}$	$3.9 \cdot 10^{-3}$
10	$8.0 \cdot 10^{-5}$	$3.2 \cdot 10^{-4}$	$4.7 \cdot 10^{-3}$
350	$9.6 \cdot 10^{-5}$	$3.8 \cdot 10^{-4}$	$6.4 \cdot 10^{-3}$

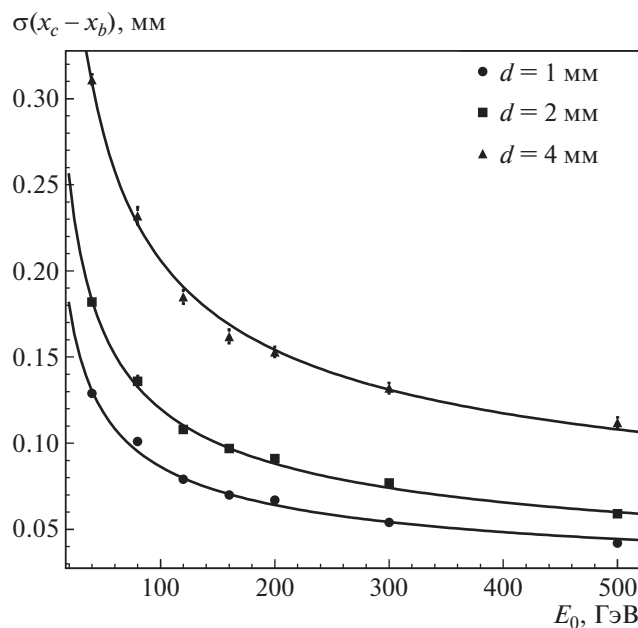


Рис. 8. Зависимость погрешности оценки x_c от энергии для значений α , близких к оптимальным; x_b — истинная координата оси ливня, d — ширина стрипа. Результаты расчетов фитированы формулой (4) с параметрами, приведенными в табл. 2. Ошибки близки к размерам значков.

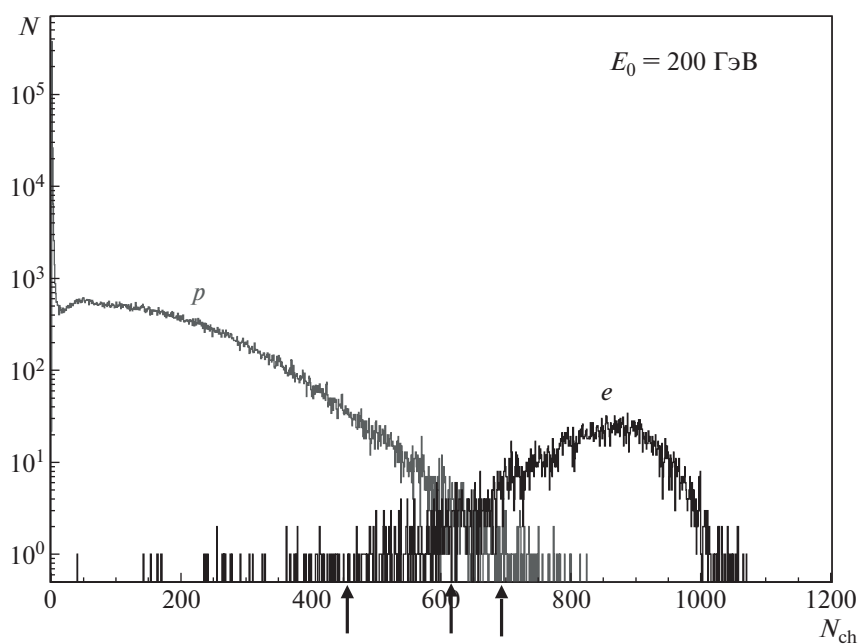


Рис. 9. Распределения частиц по множественности для протонных и электронных ливней. Стрелками показаны значения множественности, соответствующие эффективности регистрации электронов 0.99, 0.95 и 0.90 (слева направо).

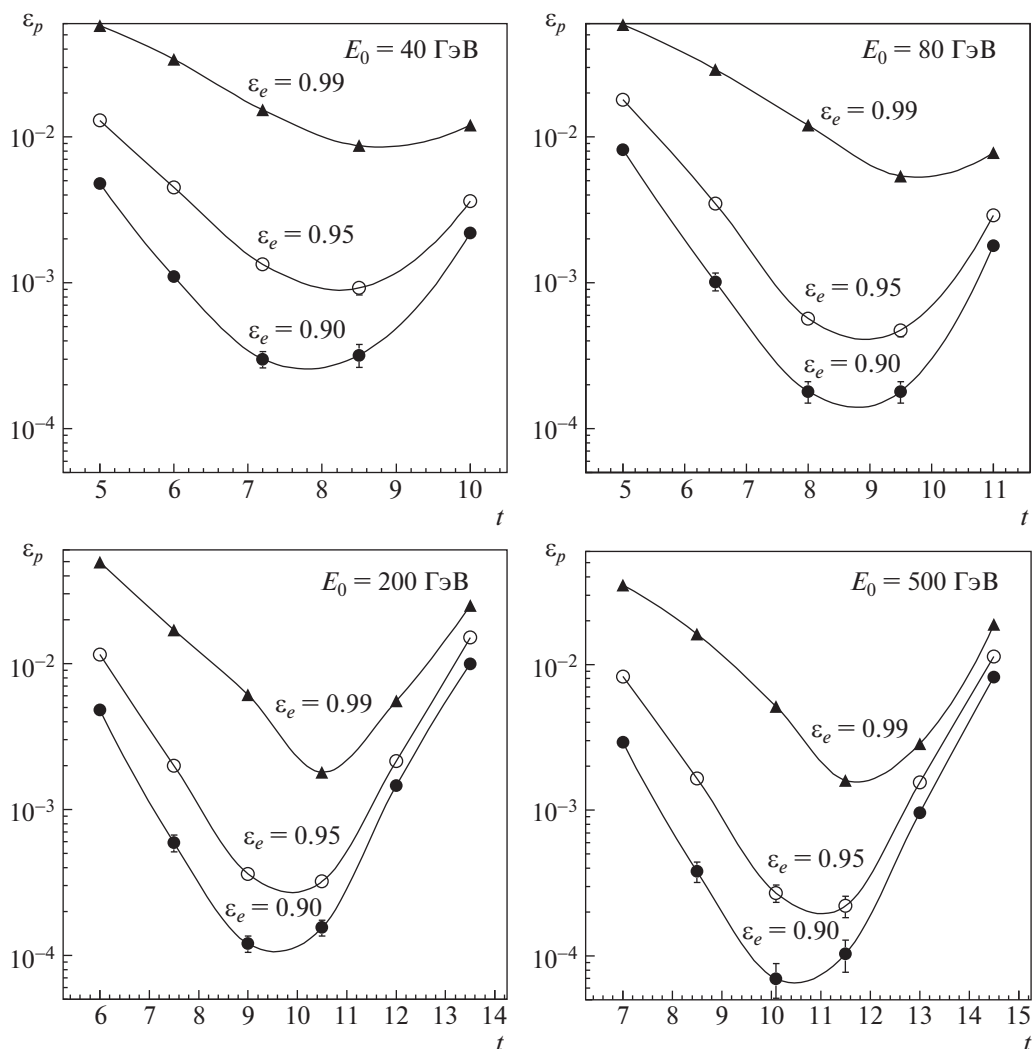


Рис. 10. Зависимости эффективности регистрации протонов от толщины конвертора.

лиз данных показал, что, например, при ограничениях на RMS 5.3 и 4.9 мм можно дополнительно получить подавление адронов в 2 ($\epsilon_e = 0.95$) и 3 ($\epsilon_e = 0.90$) раза. Приведенные оценки коэффициента режекции адронов не учитывают свойств детектора ливневых частиц, например, его пространственное разрешение.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе рассмотрены различные методы, позволяющие улучшить характеристики e/γ -детектора, состоящего из свинцового конвертора и расположенного за ним годоскопа. Для моделирования развития ливней в конверторе, вызванных электронами и протонами, использовался пакет GEANT4. Показано, что точность восстановле-

ния координаты траектории электрона может быть улучшена в 3–5 раз, если вместо обычного метода центра тяжести применить метод “усеченного среднего” и использовать полиномы Чебышева для компенсации систематического смещения оценки координаты, связанного с конечным размером элементов годоскопа. В частности, при энергии ливня 200 ГэВ и ширине стрипа годоскопа 2 мм предлагаемая методика позволяет достичь разрешения 89 мкм. Другой важной характеристикой детектора является коэффициент режекции адронов. Оказалось, что наилучшая режекция протонов также как и минимум координатного разрешения достигается при толщине конвертора, близкой к положению максимума ливня. Например, для пучка электронов и прото-

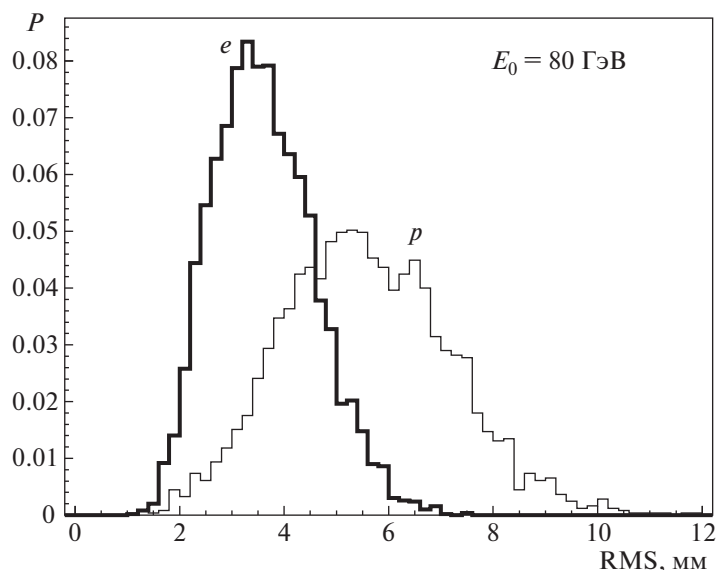


Рис. 11. Нормированные распределения RMS для протонов и электронов для конвертора толщиной $t_{\max} = 8X_0$. Для протонов использовались только события, множественность которых превышает пороговую множественность, соответствующую эффективности регистрации электронов 0.99.

нов с энергией 200 ГэВ коэффициенты режекции составляют $4 \cdot 10^{-4}$ и $6 \cdot 10^{-3}$ при эффективности регистрации электронов 0.95 и 0.99, если использовать только данные о множественности заряженных ливневых частиц. Информация о пространственном распределении заряженных частиц позволяет дополнительно усилить режекцию адронов в несколько раз. Таким образом, координатное разрешение и коэффициент режекции адронов рассматриваемого детектора близки к аналогичным характеристикам сложных и дорогих электромагнитных калориметров.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы признательны Т.З. Гуровой, Д.С. Денисову и Д.А. Стояновой за помощь в подготовке этой публикации. Данная работа была частично поддержана грантом РФФИ № 17-02-00120.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. Tyapkin A.A. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. 1970. V. 85. P. 277–278.
2. Muller D. // Phys. Rev. D: Part. Fields. 1972. V. 5. P. 2677.
3. Amatuni Ts.A., Denisov S.P., Krasnokutsky R.N. et al. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. 1982. V. 203. P. 179–182.
4. Amatuni Ts.A., Antipov Yu.M., Denisov S.P. et al. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. 1982. V. 203. P. 183–187.
5. Zhang C.S., Shibata M., Kasahara K., Yuda T. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A. 1989. V. 283. P. 78–87.
6. del Peso J., Ros E. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A. 1991. V. 306. P. 485.
7. Apollinari G., Giokaris N.D., Goulianos K. et al. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A. 1993. V. 324. P. 475–481.
8. Acosta D., Bylsma B., Durkin L.S. et al. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A. 1995. V. 354. P. 296–308.
9. Alvsvaag S.J., Maeland O.A., Klovning A. et al. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A. 1995. V. 360. P. 219–223.
10. Byrum K., Dawson J., Nodulman L. et al. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A. 1995. V. 364. P. 144–149.
11. Akimenko S.A., Belousov V.I., Chujko B.V. et al. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A. 1995. V. 365. P. 92–97.
12. Grunhaus J., Kananov S., Milststene C. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A. 1995. V. 354. P. 368–375.
13. Chang Y.H., Chen A.E., Hou S.R. et al. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A. 1997. V. 388. P. 135–143.
14. Kawagoe K., Sugimoto Y., Takeuchi A. et al. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A. 2002. V. 487. P. 275–290.

15. *Balanda A., Jaskula M., Kajetanowicz M. et al.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A. 2004. V. 531. P. 445–458.
16. *Itoh S., Takeshita T., Fujii Y., Kajino F. et al.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A. 2008. V. 589. P. 370–382.
17. *Ronzhin A., Los S., Ramberg E. et al.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A. 2015. V. 795. P. 288–292.
18. *Denisov S.P., Goryachev V.N.* // Phys. At. Nucl., 2018. V. 81. No. 10. P. 1488–1493.
19. *Denisov S.P., Goryachev V.N.* // arXiv:1812.07906 [physics.ins-det]. 2018.
20. *Denisov S.P., Goryachev V.N.* // arXiv:1812.10054 [physics.ins-det]. 2018.
21. <http://cern.ch/geant4>.
22. *Lehmann E.* // Theory of Point Estimation. 1983. New York: Wiley.
23. *Akopdjanov G.A., Inyakin A.V., Kachanov V.A. et al.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A. 1977. V. 140. P. 441–445.
24. *Amatuni Ts.A., Antipov Yu.M., Denisov S.P., Petrukhin A.I.* // Prib. Tekh. Eksp. 1983. V. 3. P. 33 (in Russian).
25. *Gorin Yu.P., Denisov S.P., Donskov S.V. et al.* // Sov. J. Nucl. Phys. 1973. V. 18. P. 336; Nucl. Phys B. 1973. V. 61. P. 62.

Properties of a Simple e/γ Detector Consisting of a Lead Converter and a Hodoscope

V. N. Goryachev¹, S. P. Denisov^{1, *}, and A. V. Kozelov¹

¹*Institute for High Energy Physics of the National Research Centre “Kurchatov Institute”,
Protvino, Moscow oblast, 142281 Russia*

**e-mail: Vladimir.Goryachev@ihep.ru*

Received September 18, 2019; revised November 23, 2019; accepted November 23, 2019

Abstract—The results of the calculations of coordinate resolution and hadron rejection factor for a simple e/γ detector consisting of a lead converter followed by a hodoscope are presented. For the simulation of showers, initiated in the converter by electrons and hadrons with energies upto 1 TeV GEANT4 is used. It is shown that the best coordinate resolution for electrons is achieved when the converter thickness is closed to the position $t_{\max}$ of the shower maximum. For example, at 200 GeV with 2 mm strip width hodoscope it is equal to $\sigma = 89 \mu\text{m}$ provided a “truncated mean” coordinate estimation is used. The optimal thickness of the converter for hadron rejection is also close to $t_{\max}$. For 200 GeV beam of electrons and protons the rejection factor of 10^{-4} for 0.9 electron detection efficiency can be reached using only data on charged particles multiplicities. Information on the spatial distribution of the shower particles after the converter allows to enhance further the rejection by several times.

Keywords: detector of electromagnetic showers, coordinate resolution, $e-p$ separation