

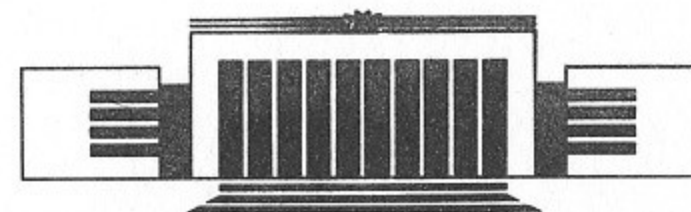


ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

А.И. Воробьев, А.П. Онучин, В.А. Таюрский,  
В.И. Тельнов, А.Е. Ундрус

РЕГИСТРАЦИЯ ФОТОНОВ В ДЕТЕКТОРЕ МД-1

ПРЕПРИНТ 90-84



НОВОСИБИРСК

## Регистрация фотонов в детекторе МД-1

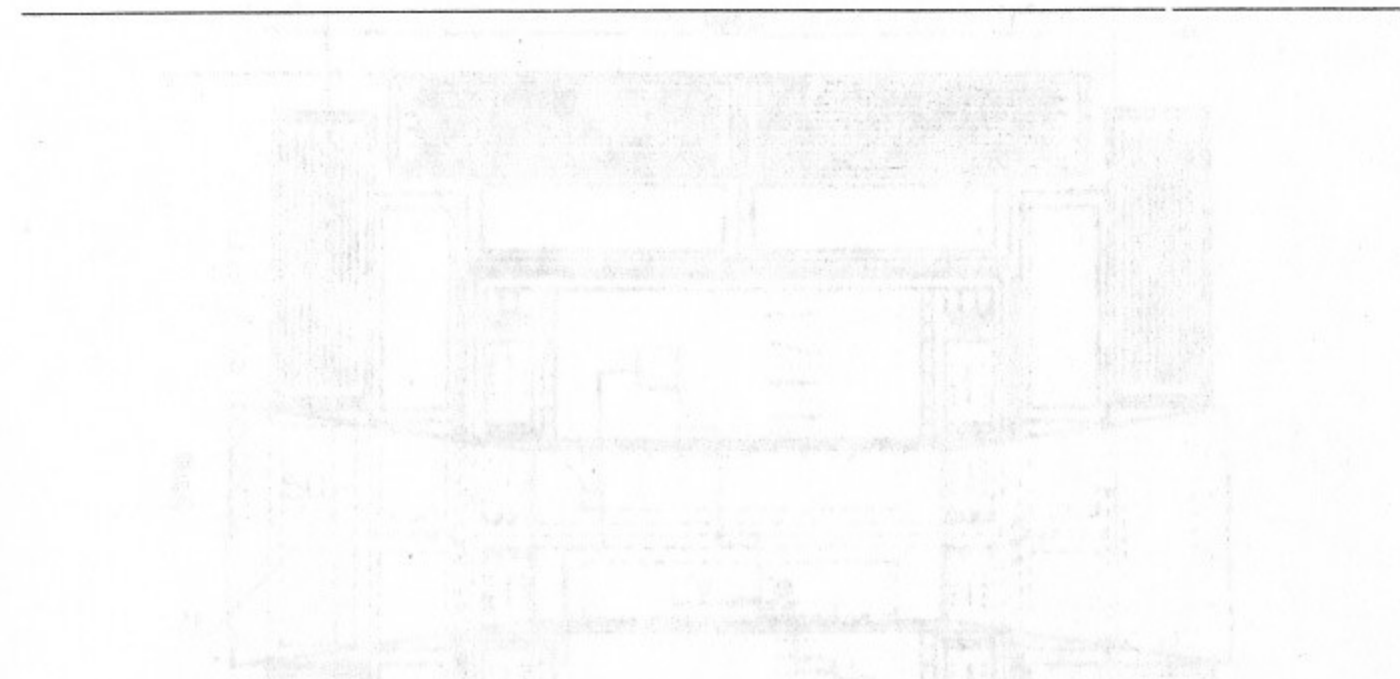
А.И. Воробьев, А.П. Онучин, В.А. Таюрский,  
В.И. Тельнов, А.Е. Ундрус

Институт ядерной физики  
630090, Новосибирск 90, СССР

### АННОТАЦИЯ

Описаны ливнево-пробежные камеры и сцинтилляционные счетчики детектора МД-1. С помощью этих несложных систем достигнута достаточно высокая эффективность регистрации фотонов. Точность измерения угла вылета фотона из места встречи составляет  $\sigma_\theta \sim \sigma_\varphi \sim 1-2^\circ$ . Энергетическое разрешение для фотонов описывается зависимостью  $\text{FWHM}/(2.36E) = \sqrt{(20.5)^2/E + (12.6)^2}$ , %, где  $E$  — измеряется в ГэВ. Энергия фотонов определяется путем подгонки каскадной кривой по данным об амплитудах в зазорах и в сцинтилляционных счетчиках, что дает при низких энергиях выигрыш в разрешении почти в 2 раза по сравнению с простым суммированием амплитуд.

© Институт ядерной физики СО АН СССР



В данной работе суммирован опыт по регистрации фотонов в детекторе МД-1 [1]. Детектор МД-1 (рис. 1) с 1980 по 1985 г. работал на накопителе ВЭПП-4 в области энергии  $\Upsilon$ -резонансов. Магнитное поле детектора направлено перпендикулярно плоскости орбиты и составляет около 12 кГс. Внутри обмотки находится 38 координатных и 140 ливнево-пробежных камер, 24 сцинтилляционных и 8 газовых черенковских счетчиков. Вне обмотки имеется 120 мюонных камер и система регистрации рассеянных электронов.

Сцинтилляционные счетчики в детекторе МД-1 предназначены для разделения частиц по времени пролета и по ионизационным потерям. Их сигналы служили для формирования аргументов первичного триггера. Амплитуды сцинтилляционных счетчиков используются также для измерения энергии фотонов. Перекрываемый счетчиками телесный угол составляет  $0.9 \cdot 4\pi$ . В них используется пластмасса NE-110 толщиной 1 см и фотоумножители 56DVP — по одному на каждый счетчик. Для минимально-ионизирующих частиц амплитудное разрешение составляет  $\sigma_A/A \sim 20\%$ . На рис. 2 показано распределение амплитуд сцинтилляционного счетчика при пролете  $\mu$ -мезонов с энергиями в диапазоне 400—600 МэВ. Наблюдается хорошее согласие между данными эксперимента и моделированием.

Система ливнево-пробежных камер (ЛПК) [2] предназначена для регистрации фотонов, измерения их энергий и углов вылета. Она состоит из 14 блоков-сэндвичей (рис. 3). В качестве регистрирующих элементов в ЛПК использованы пропорциональные камеры. Проект детектора МД-1 [3] был первым (1972 г.), где было

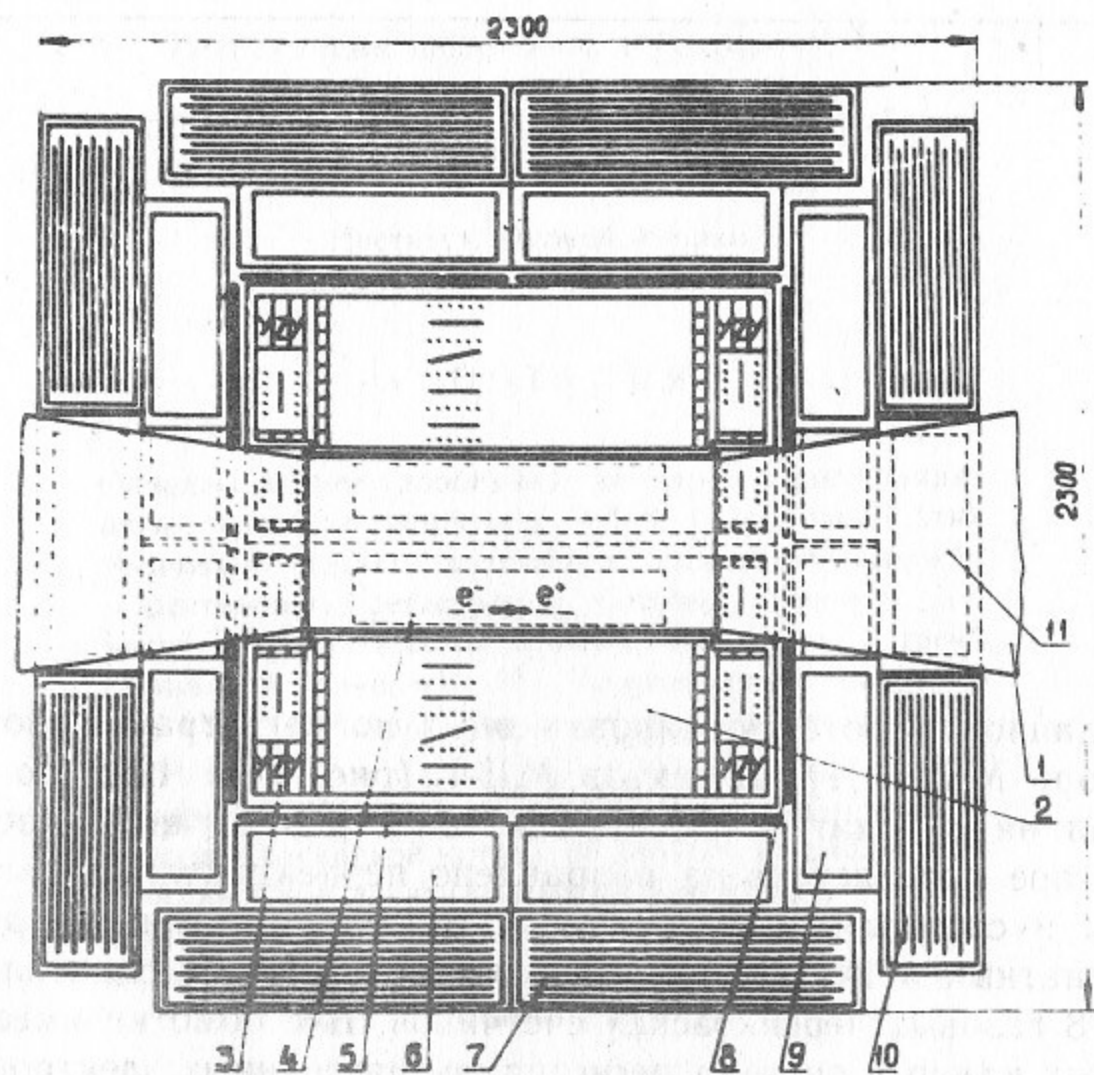


Рис. 1. Внутренняя часть детектора МД-1, вид сверху:

1 — вакуумная камера; 2—4 — координатные камеры; 5, 8 — сцинтилляционные счетчики; 6, 9 — газовые черенковские счетчики; 7, 10, 11 — ливнево-пробежные камеры.

предложено использовать многопроволочные газовые сэндвичи. Конверторам служат 10 пластин из нержавеющей стали суммарной толщиной  $7.3 \cdot X_0$ . Они являются одновременно катодами пропорциональных камер. Максимальный размер камер  $1.75 \times 0.81$  м. Перед ЛПК находится около  $2 \cdot X_0$  вещества (в том числе стенки объема координатных камер толщиной 2.5 см Fe, стенки черенковского счетчика суммарной толщиной 5 см Al). Телесный угол, охватываемый системой, составляет  $0.8 \cdot 4$  л.

Толщина ЛПК — 25 см — была выбрана в результате компромисса между размерами различных компонентов детектора при ограниченном пространстве внутри магнита [2]. Материал и толщина конверторов оптимизированы для разделения  $\mu$ -мезонов. Использование железных пластин в качестве конверторов вместо обычно

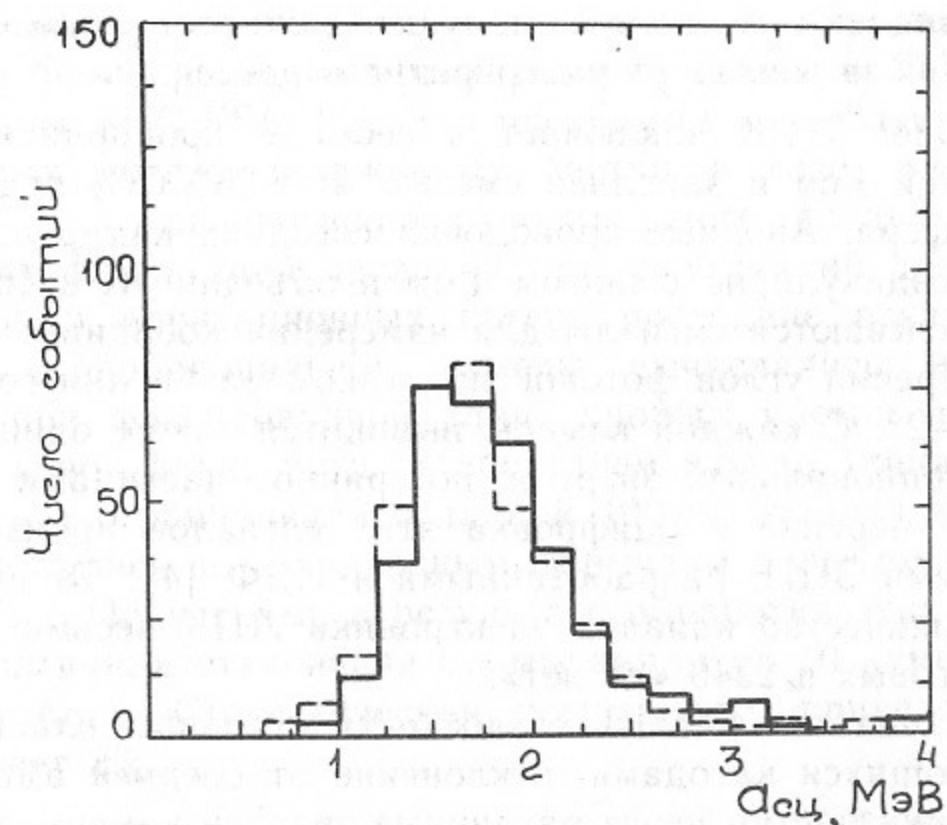


Рис. 2. Распределение амплитуд в сцинтилляционных счетчиках при пролете  $\mu$ -мезонов с энергией 400—600 МэВ. Сплошной линией показаны экспериментальные данные, штриховой — моделирование.

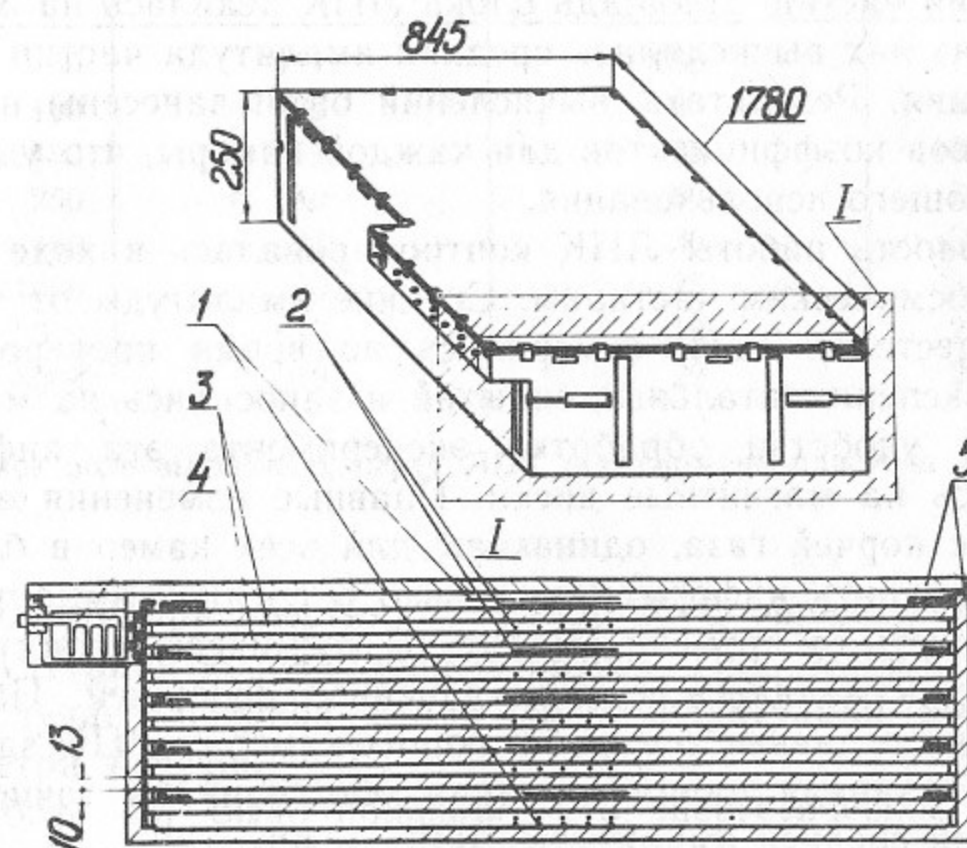


Рис. 3. Ливнево-пробежная камера:

1 — катодные проволочки; 2 — анодные проволочки; 3 — пластины из нержавеющей стали; 4 — электроника; 5 — объем из нержавеющей стали.

принятых свинцовых позволяет получить лучшее разделение по пробегам  $\pi$ - $\mu$  из-за меньшего многократного рассеяния.

Каждый блок ЛПК включает в себе 10 пропорциональных камер толщиной 1 см и заполнен смесью  $\text{Ag} + 20\% \text{CO}_2$  под давлением 1 атмосфера. Анодные проволочки соседних камер натянуты взаимно перпендикулярно с шагом 4 мм и объединены в 16 полос, с которых считываются сигналы для измерения координат частиц. Точность измерения углов фотонов при таком разбиении составляет  $\sigma_\theta \sim \sigma_\varphi \sim 1 \div 2^\circ$ . С каждой камеры выводится также один общий сигнал, пропорциональный энергии, потерянной частицами в зазоре камеры. Измерение и оцифровка этих сигналов производится 4096-канальными ЗЦП, разработанными в ИЯФ [4]. Таким образом, общее количество каналов электроники ЛПК весьма невелико: 140 аналоговых и 2240 «да-нет».

Ввиду отличия от идеальной плоскости стальных пластин (до 0.3 мм), являющихся катодами, отклонение от средней амплитуды при прохождении частиц через различные участки камеры достигало  $\pm 50\%$ . Для учета этого эффекта по информации от космических частиц были вычислены поправочные коэффициенты к амплитудам ЛПК, учитывающие зависимость газового усиления от места попадания частиц. Площадь блока ЛПК делилась на 36 частей. В каждой из них вычислялась средняя амплитуда частиц с учетом углов падения. Результаты вычислений были занесены на диск в виде массивов коэффициентов для каждой камеры, что удобно для их последующего использования.

Стабильность работы ЛПК контролировалась в ходе эксперимента по космическим частицам. Средние амплитуды от частиц, а также пьедесталы ЗЦП, измерялись во время проверок между наборами экспериментальных событий и заносились на магнитную ленту. Для удобства обработки эксперимента эта информация переносилась на магнитные диски. Плавные изменения амплитуд, связанные с порчей газа, одинаковы для всех камер в блоке, что позволило хранить информацию только о средней амплитуде блока. Зависимость от времени амплитуды космических частиц в блоке ЛПК представлялась кусочно-линейной функцией. Параметры этих функций и данные о неработающих камерах ЛПК заносились на диск. Указанная параметризация обеспечивала точность воспроизведения средней амплитуды ЛПК — 5%.

Наличие вышеописанной информации о работе ЛПК на диске позволяет оперативно вводить коррекции при определении энергии, оставленной частицами в камерах блока ЛПК.

Для выбора оптимального алгоритма восстановления энергии фотонов было проведено моделирование ливней в ЛПК с помощью программы SHOWER [5]. Эта программа использует спектр ионизационных потерь заряженных частиц в газе, рассчитанный в работе [6]. Для изучения относительного вклада в дисперсию амплитуд флуктуаций числа частиц, флуктуаций длин пробегов и флуктуаций ионизационных потерь последние отключались, а в зазоре пропорциональной камеры вычислялись ионизационные потери при фиксированной длине пробега частиц в камере либо при реальной длине пути. В последнем случае длина пробега частиц в газе ограничивалась длиной 100 см. Ионизационные потери рассчитывались по стандартным формулам с учетом эффекта плотности [7]. Полученные в результате обработки этих данных среднеквадратичные отклонения суммы амплитуд 10 камер представлены в табл. 1. Статистическая погрешность приведенных данных составляет 2%.

Таблица 1  
Среднеквадратичные отклонения суммы амплитуд 10 камер,  $\sigma_A/A$ , %

$E$ , МэВ	Без учета флукт. длины и иониз. потерь	Без учета флукт. ионизационных потерь	Реальные $\sigma_A/A$
50	111	138	217
100	72	90	137
150	54	69	108
250	40	50	78
450	27	36	56
1000	20	25	38
3000	17	19	26
5000	19	22	26

Магнитное поле выключено, перед ЛПК расположена пластина из железа толщиной  $1.4 \cdot X_0$ .

Видно, что при энергиях  $E < 1000$  МэВ определяющими являются флуктуации ионизационных потерь. При больших энергиях в нашем случае основной вклад дают флуктуации вышедшей из калориметра энергии.

В работе [8] было показано, что энергетическое разрешение многопроволочных пропорциональных калориметров можно улучшить, если определять энергию с помощью процедуры, в которой амплитуды, отличающиеся от среднего хода каскадной кривой,

«обрезаются». В настоящей работе в качестве среднего уровня используется подогнанная каскадная кривая, зависящая от двух параметров — энергии начального фотона и общего сдвига каскадной кривой вдоль направления развития ливня. Для высокой энергии фотонов эта процедура менее эффективна, так как ввиду большого числа частиц ( $n$ ) средняя амплитуда в зазорах ( $\sim 2 \text{ кэВ} \cdot n$ ) приближается к максимальной потере энергии  $\delta$ -электронов в зазоре камеры ( $\sim 50 \text{ кэВ}$ ), и суммарный спектр амплитуд в зазорах приобретает форму, близкую к гауссовой.

Развитие ливней в ЛПК описывается функцией [9] (с точностью 2—5%):

$$F(t) = 100 R B^{(A+1)} / \Gamma(A+1) \exp(-Bt) t^A, \quad (1)$$

где  $R \simeq E \text{ (ГэВ)} / E_0$ ;  $E_0 = 1 \text{ ГэВ}$ ;  $A = 2.1 + 0.56 \ln(R)$ ;  $B = 0.65$ ;  $\Gamma(A+1)$  — гамма-функция;  $t$  — расстояние от начала ливня в радиационных единицах;  $F(t)$  — амплитуда в зазоре (толщиной 1 см), находящемся от начала ливня на расстоянии  $t$  (в кэВ).

Энергия фотона и сдвиг ливня находятся с помощью подгонки по методу максимального правдоподобия экспериментальных данных указанными кривыми.

Данный алгоритм по сравнению с обычным суммированием амплитуд в камерах позволяет получить выигрыш в точности определения энергии ливня при малых энергиях за счет эффективного «обрезания» больших флуктуаций ионизационных потерь, а при больших энергиях за счет учета флуктуаций в продольном развитии ливня. Кроме того, значительно упрощается учет неработающих камер, различного количества вещества перед разными блоками ЛПК. В этом алгоритме легко включить в обработку амплитуды сцинтилляционных счетчиков, представив их в виде дополнительной к ЛПК камеры с малыми флуктуациями ионизационных потерь.

При подгонке по методу максимального правдоподобия необходимо знать распределение амплитуд в камерах. Оно было найдено из моделирования и напоминает гауссовское с длинным «хвостом» (в нем около 15% амплитуд). Наиболее вероятная амплитуда примерно совпадает со средним 80% наименьших амплитуд ( $A_b$ ). Функция плотности вероятности распределения амплитуд была параметризована гауссианом в области около наиболее вероятной амплитуды:

$$f = \exp(-(A - A_b)^2 / 2\sigma_A^2), \quad (A < A_b + 1.5\sigma_A). \quad (2)$$

При больших амплитудах она пропорциональна  $1/A^2$ :

$$f = k/A^2, \quad (A > A_b + 3\sigma_A), \quad (3)$$

$$k = gn, \quad (4)$$

где  $n$  — число частиц в зазоре камеры, равное  $A/A_0$  ( $A_0$  — амплитуда от одной частицы),  $g = 0.35 \text{ кэВ}$ . В промежуточной области

$$f = k/A^2((3\sigma_A + A_b)/A)^C, \quad (A_b + 1.5\sigma_A < A < A_b + 3\sigma_A), \quad (5)$$

где величина  $C$  находится из условия непрерывности функции. Вероятность нулевой амплитуды

$$f_0 \propto \exp(-n). \quad (6)$$

$\sigma_A$ , входящая в формулу гауссиана, практически не зависит от номера камеры:

$$\sigma_A^2/A_b^2 = 3.08/A_b + 0.115, \quad (7)$$

где  $A_b$  выражено в кэВ.

Описываемый алгоритм позволяет исключить большие ошибки в определении энергии фотонов с  $E < 1000 \text{ МэВ}$ , связанные с флуктуациями ионизационных потерь. На рис. 4 показано распределение по найденной энергии фотонов с  $E = 250 \text{ МэВ}$ , определенной по методу суммирования амплитуд и данному алгоритму, а на рис. 5 то же для  $E = 1000 \text{ МэВ}$ . Применение алгоритма позволило сделать распределение по найденной энергии фотона более симметричным и исключить длинный «хвост» больших флуктуаций ионизационных потерь и длин пробегов.

В табл. 2 и на рис. 6 приведены относительные ошибки в измерении энергии фотонов с углом падения  $0^\circ$  при использовании простого суммирования и вышеописанного алгоритма. Точность приведенных данных около 10%. Эти результаты получены из моделирования при наличии в детекторе МД-1 магнитного поля (фотоны падают в центр блока ЛПК под нулевым углом к нормали). Учет амплитуд сцинтилляционных счетчиков улучшает энергетическое разрешение для фотонов с  $E = 250 \div 1000 \text{ МэВ}$  на 20—30%. При этом оно может быть аппроксимировано следующей зависимостью:

$$\frac{FWHM}{2.36E} = \sqrt{\frac{(20.5)^2}{E} + (12.6)^2}, \quad \%,$$

где  $E$  выражено в ГэВ.

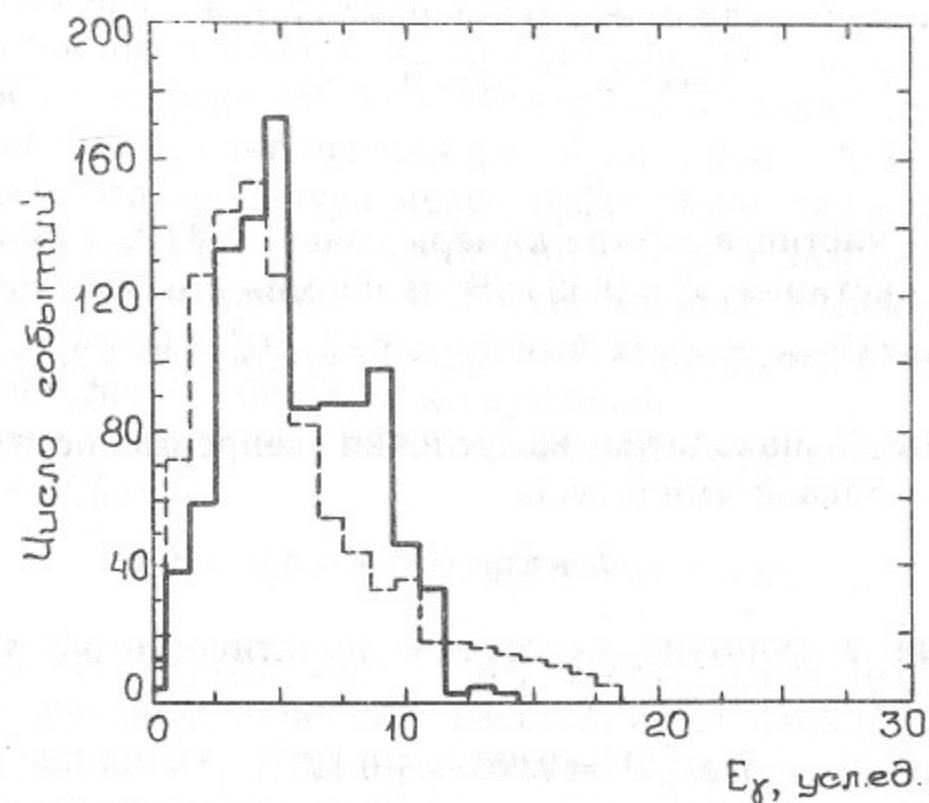


Рис. 4. Распределение по энергии фотона, найденной из метода суммирования амплитуд — штриховая линия, и при использовании алгоритма из данной работы — сплошная линия ( $E = 250$  МэВ, угол падения  $0^\circ$ ).

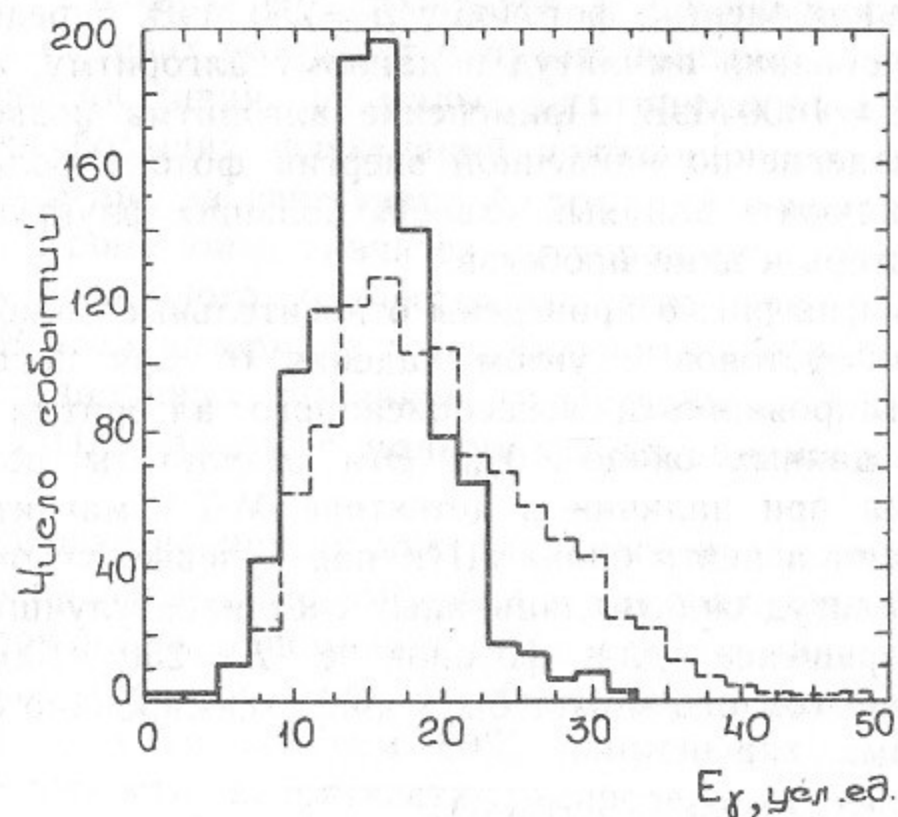


Рис. 5. Распределение по энергии фотона, найденной из метода суммирования амплитуд — штриховая линия, и при использовании алгоритма из данной работы — сплошная линия ( $E = 1000$  МэВ, угол падения  $0^\circ$ ).

Таблица 2  
Величина относительной ошибки (в %) при измерении энергии фотонов с углом падения  $0^\circ$  различными методами

Энергия фотона, МэВ	Простое суммиров.		Алгоритм		Алгоритм с учетом сц. сч.	
	$\frac{FWHM}{2.36 \cdot A_s}$	$\frac{\sigma_A}{A}$	$\frac{FWHM}{2.36 \cdot A_s}$	$\frac{\sigma_A}{A}$	$\frac{FWHM}{2.36 \cdot A_s}$	$\frac{\sigma_A}{A}$
250	78	96	68	68	41	50
450	68	67	59	48	34	35
1000	46	44	34	31	24	26
3000	28	26	22	26	19	24
5000	18	18	14	18	14	18

Таблица 3  
Величина относительной ошибки (в %) при измерении энергии фотонов с углом падения  $45^\circ$  различными методами

Энергия фотона, МэВ	Простое суммиров.		Алгоритм		Алгоритм с учетом сц. сч.	
	$\frac{FWHM}{2.36 \cdot A_s}$	$\frac{\sigma_A}{A}$	$\frac{FWHM}{2.36 \cdot A_s}$	$\frac{\sigma_A}{A}$	$\frac{FWHM}{2.36 \cdot A_s}$	$\frac{\sigma_A}{A}$
250	-	-	90	87	53	73
450	82	85	75	63	40	46
1000	55	58	48	39	27	29
3000	34	32	24	30	20	21
5000	25	24	23	23	19	20

Таблица 4  
Эффективности регистрации фотонов (в %)

Энергия фотона, МэВ	Требуется срабатывание хотя бы одной камеры в блоке ЛПК	Требуется срабатывание камер ЛПК, измеряющих разные координаты	Эффективность сц. сч.
100	55	30	46
150	74	44	53
250	91	65	63
450	100	93	66
1000	100	100	67
3000	100	100	67
5000	100	100	79

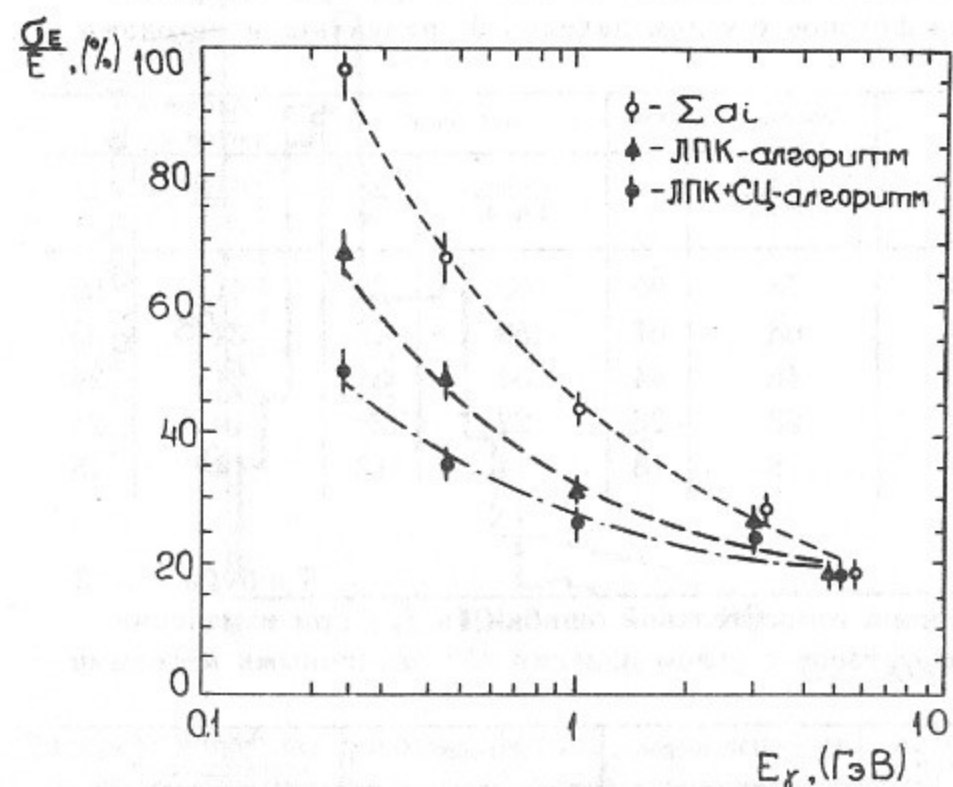


Рис. 6. Ошибки в нахождении энергии фотона при использовании алгоритма из данной работы с учетом (●) и без учета (▲) информации со сцинтилляционных счетчиков, а также при использовании простого суммирования амплитуд ЛПК (○).

В табл. 3 приведены аналогичные данные для фотонов с углом падения  $45^\circ$ .

В табл. 4 приведены эффективности регистрации фотонов различных энергий при угле падения  $0^\circ$ .

Для абсолютной калибровки амплитуд ЛПК использовались космические частицы и  $\mu$ -мезоны, образующиеся в реакциях



Правильность калибровки подтверждена измерением энергии электронов, упруго рассеянных на большие углы (см. рис. 7). Наблюдается хорошее согласие с моделированием. Ширина распределения составляет  $\text{FWHM}/(2.36 E) = 22\%$ .

После калибровки для каждого из перечисленных выше процессов средняя ионизация в ЛПК в моделировании и эксперименте отличается не более, чем на 5%.

На рис. 8 приведено распределение амплитуд в зазоре ЛПК при пересечении блока  $\mu$ -мезонами с энергиями 400—800 МэВ от процесса  $ee \rightarrow ee\mu$ .

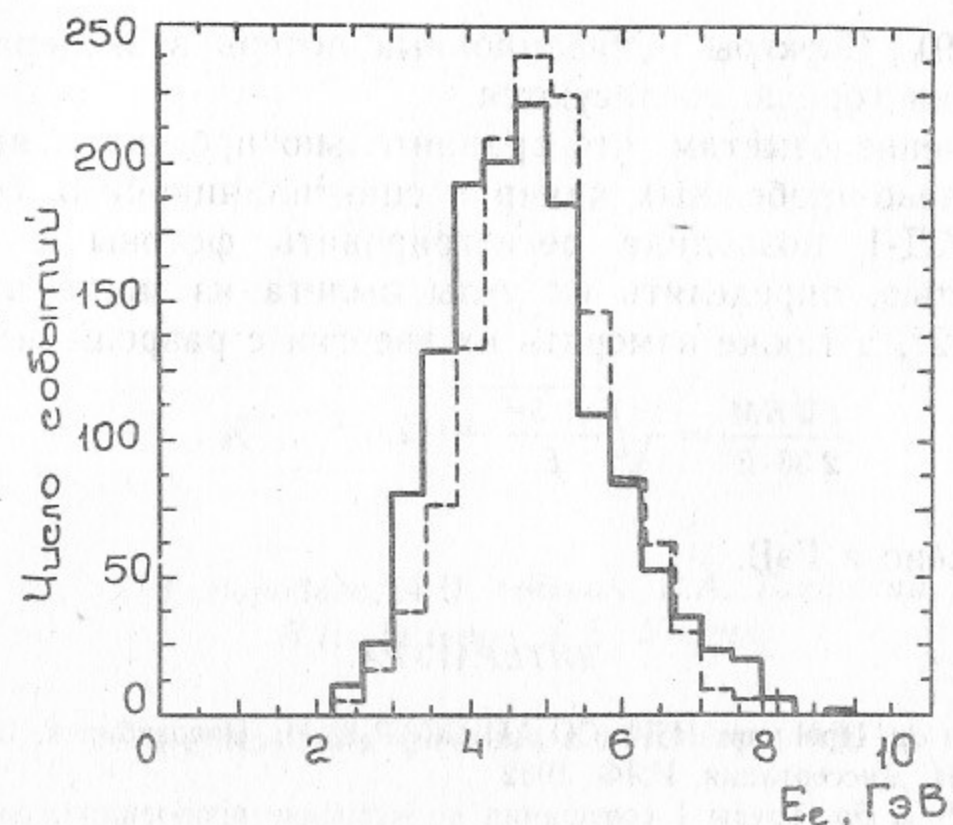


Рис. 7. Распределение по восстановленной энергии упруго рассеянных электронов, найденное из эксперимента ( $E=4.7$  ГэВ). Сплошной линией показаны экспериментальные данные, штриховой — моделирование.

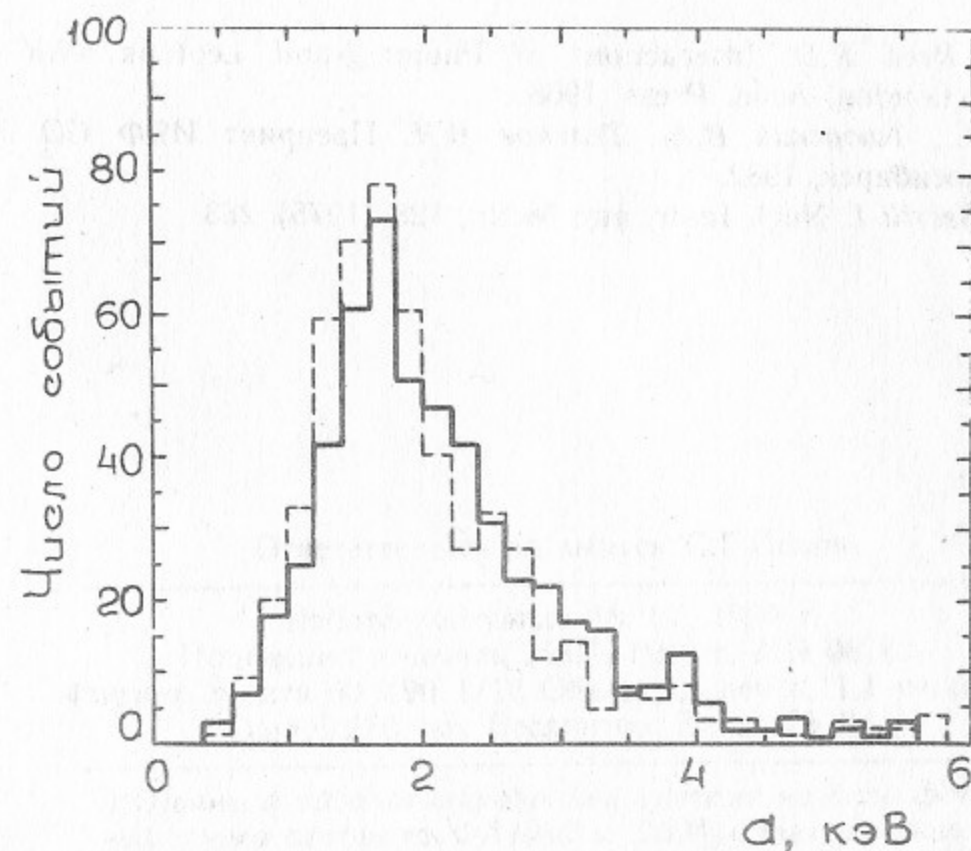


Рис. 8. Распределение амплитуд в зазоре ЛПК при пересечении блока  $\mu$ -мезонами с энергиями 400—800 МэВ от процесса  $ee \rightarrow ee\mu$ . Сплошной линией показаны экспериментальные данные, штриховой — моделирование.

в реакции (9). Спектры ионизационных потерь в эксперименте и моделировании хорошо согласуются.

В заключение отметим, что сравнительно простая и недорогая система ливнево-пробежных камер и сцинтилляционных счетчиков детектора МД-1 позволила регистрировать фотоны с высокой эффективностью, определять их углы вылета из места встречи с точностью 1-2°, а также измерять их энергии с разрешением

$$\frac{FWHM}{2.36 \cdot E} = \sqrt{\frac{(20.5)^2}{E} + (12.6)^2}, \quad \%,$$

где  $E$  выражено в ГэВ.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Бару С.Е. и др. Препринт ИЯФ СО АН СССР 83-39. Новосибирск, 1983.
2. Тельнов В.И. Диссертация, ИЯФ, 1982.
3. Грошев В.Р. и др. Труды I совещания по методике пропорциональных камер, ОИЯИ, Дубна, 1973, с. 48.
4. Аульченко В.М., Пономарев С.А. Препринт ИЯФ СО АН СССР 82-38. Новосибирск, 1982.
5. Букин А.Д. и др. Препринт ИЯФ СО АН СССР 84-33. Новосибирск, 1984.
6. Ermilova V.K., Kotenko L.P., Merson G.I. Nucl. Instr. and Meth., 145 (1977) 555.
7. Roy R.R., Reed R.D. Interactions of Photons and Leptons with Matter. — New-York—London, Acad. Press, 1968.
8. Блинов А.Е., Таюрский В.А., Тельнов В.И. Препринт ИЯФ СО АН СССР 82-125. Новосибирск, 1982.
9. Longo E., Sestili I. Nucl. Instr. and Meth., 128 (1975) 283.

А.И. Воробьев, А.П. Онучин, В.А. Таюрский,  
В.И. Тельнов, А.Е. Ундрус

#### Регистрация фотонов в детекторе МД-1

Ответственный за выпуск С.Г.Попов

Работа поступила 18. 07. 1990 г.  
Подписано в печать 25.07. 1990 г. МН 08763.  
Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 1,4 печ.л., 1,1 уч.-изд.л.  
Тираж 250 экз. Бесплатно. Заказ № 84.

Набрано в автоматизированной системе на базе фото-  
наборного автомата ФА1000 и ЭВМ «Электроника» и  
отпечатано на ротапинтере Института ядерной физики  
СО АН СССР,  
Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.