

33

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ  
СО АН СССР

А.Е.Блинов, В.А.Таюрский, В.И.Тельнов

О ВОЗМОЖНОСТИ УЛУЧШЕНИЯ  
ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО РАЗРЕШЕНИЯ  
МНОГОПРОВОЛОЧНЫХ ПРОПОРЦИОНАЛЬНЫХ  
КАЛОРИМЕТРОВ

ПРЕПРИНТ 82-125





О ВОЗМОЖНОСТИ УЛУЧШЕНИЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО РАЗРЕШЕНИЯ  
МНОГОПРОВОЛОЧНЫХ ПРОПОРЦИОНАЛЬНЫХ КАЛОРИМЕТРОВ

А.Е.Блинов, В.А.Тажурский, В.И.Тельнов

Аннотация

Показано, что энергетическое разрешение многопроводных пропорциональных калориметров можно существенно улучшить, если измерять амплитуды сигнала во всех зазорах и определять энергию не по сумме первичных амплитуд, а с помощью процедуры, в которой амплитуды, сильно отличающиеся от среднего хода каскадной кривой, "обрезаются". При энергии электронов ниже 500 МэВ получен выигрыш в два раза. Измерение в каждом событии положения ливня в продольном направлении позволяет значительно уменьшить вклад в разрешение флуктуаций поглощенной в калориметре энергии.



## Введение

Многопроволочные пропорциональные калориметры, состоящие из чередующихся пластин - конверторов и пропорциональных камер, широко используются в настоящее время для изучения энергетических и пространственных характеристик лептонов и адронов в экспериментах по физике высоких энергий. Их отличает высокое пространственное разрешение, простота изготовления и съема информации. Энергетическое разрешение пропорциональных калориметров /1-4/, наполненных газом при Н.У., примерно вдвое хуже, чем в сэндвичах, где в качестве детектора используется сцинтиллятор, жидкий аргон или газ под высоким давлением /5-7/. Это происходит по двум причинам /2,8,9/. Во-первых, в тонких слоях вещества больше флуктуации ионизационных потерь. Во-вторых, в калориметрах с тяжелым конвертором (большие  $Z$ ) мягкие частицы в ливне имеют широкое угловое распределение, что приводит к флуктуациям длин пробегов в зазоре ( $l = d/\cos\theta$ ). В толстых детекторах вклад таких флуктуаций меньше, т.к. мягким частицам не хватает энергии, чтобы пересечь счетчик под острым углом. Для пропорциональных калориметров с пластинами из  $Pb$  оба эффекта дают примерно одинаковый вклад в разрешение /8/. Для конверторов с меньшим  $Z$  основной вклад дают флуктуации ионизационных потерь.

В этой работе мы хотим обратить внимание на возможность существенного улучшения разрешения многопроволочных пропорциональных калориметров путем измерения амплитуд во всех камерах и последующей обработки.

Хорошо известно, что спектр ионизационных потерь в тонких слоях вещества имеет длинный хвост в область больших потерь энергии. Поэтому для измерения ионизационных потерь заряженных частиц используется большое число пропорциональных камер и в усреднение берется только определенная часть минимальных амплитуд или же используется метод максимального правдоподобия /10, 11/.

В калориметрах ситуация отличается тем, что в зазорах разные средние амплитуды. Однако и в этом случае можно выявить и игнорировать (или "обрезать") аномально большие амплитуды. Для этого в качестве среднего уровня нужно использовать подгоночную каскадную кривую (продольный профиль ливня), зависящую в первом приближении от двух параметров - от энергии



начального фотона (электрона) и общего сдвига каскадной кривой вдоль направления развития ливня. Часть камер с амплитудами, сильно отличающимися от этой кривой в большую сторону, при подгонке следует игнорировать. Одновременно при такой процедуре фактически измеряется положение ливня в продольном направлении, что позволяет уменьшить вклад в энергетическое разрешение флуктуаций поглощенной энергии (при небольшой толщине калориметра).

В этой работе показано на основе экспериментальных данных и путем моделирования, что при определенных условиях описанным выше способом (условно метод "обрезания") можно вдвое улучшить разрешение пропорциональных калориметров.

### I. Флуктуации ионизационных потерь в электромагнитных ливнях

Для пропорциональных калориметров, имеющих конверторы с небольшим  $Z$  ( $Al, Fe$ ), энергетическое разрешение определяется флуктуациями числа частиц, пересекающих камеру, и флуктуациями ионизационных потерь (ф.и.п.) каждой частицы /8,9/. Относительный вклад ф.и.п. зависит от метода обработки.

При определении энергии ливня путем суммирования амплитуд со всех камер разрешение зависит от среднеквадратичной флуктуации энергии  $W$ , потерянной частицей в камере. Величина  $\sigma_w/w$  в значительной мере определяется высокоэнергетичными  $\delta$ -электронами и существенно зависит от граничной энергии  $E_{max}$ , при которой  $\delta$ -электроны ещё поглощаются в камере.

В  $Ar$  пробег 1 см имеют электроны с  $E \approx 30$  кэВ. Поскольку  $\delta$ -электроны вылетают нормально к скорости частицы, то их пробег до попадания в стенку камеры, существенно зависящий от многократного рассеяния, несколько больше 1 см. В расчетах (см. ниже) мы приняли  $E_{max} = 50$  кэВ ( $R = 2,3$  см).

При обработке по методу "обрезания" вклад ф.и.п. определяется относительной шириной распределений на полувысоте ( $FWHM = \Delta W_{1/2}/W_{н.в.}$ ) при пролете через камеру  $\bar{n}$  частиц.

Расчет зависимости  $\sigma_w/w$  и  $FWHM$  от  $\bar{n}$  был сделан на основе спектра передач  $\rho(\epsilon)$ , полученного в работе /12/ для энергии начальных электронов 2 МэВ ( $\gamma = 4$ , минимум ионизации). При  $\epsilon > E_{max}$  считалось, что  $\delta$ -электрон оставляет в камере энергию  $\epsilon = E_{max}$ . Результаты расчетов приведены в табл. I, где показано, как зависят  $\sigma_w/w$  и  $FWHM$  от числа частиц  $\bar{n}$ , пересекающих одну камеру, при нескольких  $E_{max}$ . Заметим, что  $\sigma_w/w \approx 1/\sqrt{\bar{n}}$ .

Таблица I

$E_{max}, \text{кэВ}$	$\sigma_w/w$			FWHM		
	1	10	100	1	10	100
10	0,95	0,3	0,095	1,1	0,48	0,25
20	1,19	0,38	0,12	1,1	0,5	0,3
50	1,7	0,54	0,17	1,1	0,51	0,35
100	2,4	0,76	0,24	1,1	0,53	0,4
750	5,1	1,6	0,51	1,1	0,52	0,37

Учитывая, что в ливне число частиц в зазоре флуктуирует в среднем как  $\sigma_n/n = 1/\sqrt{\bar{n}}$ , получаем вклад в энергетическое разрешение одной камеры при методе суммирования амплитуд

$$\left(\frac{\sigma_E}{E}\right)_{1 \text{ сум.}}^2 = \frac{1}{\bar{n}} + \left(\frac{\sigma_w}{W}\right)^2,$$

а при методе "обрезания"

$$\left(\frac{\sigma_E}{E}\right)_{1 \text{ обр.}}^2 = K \left(1/\bar{n} + (FWHM/2.36)^2\right),$$

где  $\sigma_w/w$  и  $FWHM$  берутся для данного  $\bar{n}$ .

Коэффициент  $K$  учитывает, что часть камер с большой флуктуацией амплитуды в обработке не участвует. Для оценки будем считать, что доля таких камер  $\sim 20\%$ , т.е.  $K = 1,2$ .

На рис. I приведены  $\sigma_w/w$ ,  $FWHM/2.36$ ,  $1/\sqrt{\bar{n}}$ ,  $(\sigma_E/E)_{\text{сум.}}$ ,  $(\sigma_E/E)_{\text{обр.}}$  в зависимости от  $\bar{n}$ . Из сравнения кривых 2 и 5 видно, что для  $\bar{n} \leq 8$  в методе "обрезания" флуктуации иониза-



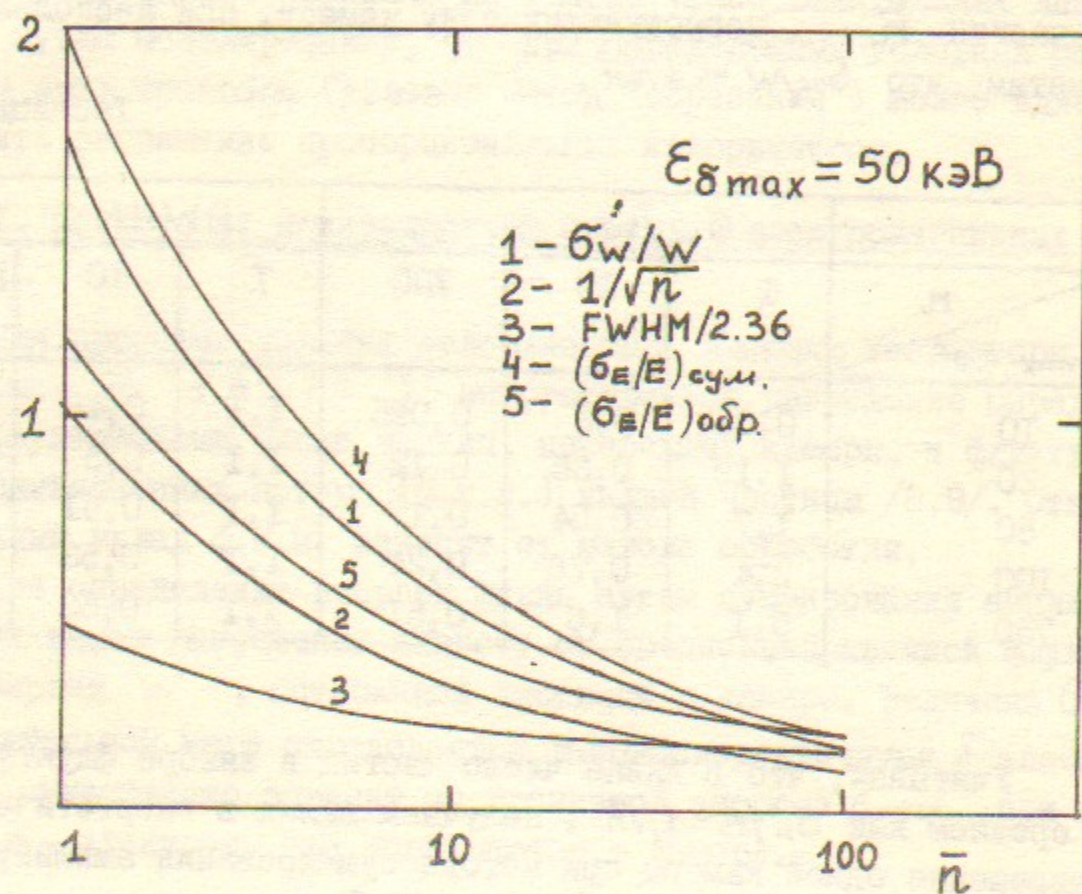


Рис.1. Зависимость флуктуаций от числа частиц, пересекших камеру; 1 - среднеквадратичные флуктуации ионизационных потерь при фиксированном числе частиц  $\bar{n}$ , 2 - флуктуации числа частиц в зазоре, 3 - ширина распределения ионизационных потерь на полувысоте /2.36, 4 - вклад в разрешение одной камеры при методе суммирования первичных амплитуд, 5 - вклад в разрешение одной камеры в методе с обрезанием больших амплитуд.

ционных потерь увеличивают энергетическое разрешение менее, чем на 25%. Для конвертора из Fe число частиц в максимуме ливня равно 8 /13/ при  $E = 2,0 \text{ ГэВ}$ . Из сравнения кривых 4 и 5 следует, что обработка по методу "обрезания" может дать выигрыш в  $\sim 1,6$  раза при малом  $\bar{n}$  и 1,4 раза при  $\bar{n} = 20$ , т.е.  $E = 5 \text{ ГэВ}$ . При  $\bar{n} > 80$  ( $E > 20 \text{ ГэВ}$  в Fe) амплитудные распределения в камерах становятся гауссовыми (кривые 1 и 3 сходятся) и выигрыша нет совсем.

Эти оценки очень чувствительны к значению  $\epsilon_{\max}$  и не учитывают совсем флуктуации длин треков (для Fe последние не существенны).

## 2. Экспериментальные результаты

Измерения проведены на одном из блоков ливневопробных камер (ЛПК) детектора МД-1/14-16/ЛПК имеют следующую структуру:  $10 \times (13 \text{ мм Fe} + 10 \text{ мм (Ag} + 20\% \text{ CO}_2))$ , поперечные размеры  $0,8 \times 1 \text{ м}^2$ . Полная толщина  $7,3 X_0$ . Блок ЛПК облучался электронами с  $E_e = 150, 250, 350$  и  $450 \text{ МэВ}$ . Зависимость средней ионизации от номера камеры (каскадные кривые) приведена на рис.2. На рис.3 показаны зависимости от  $E_e$  суммарной амплитуды со всех камер  $\bar{A}$ , относительной ширины распределений по A на полувысоте  $\delta$  и  $\sigma_A/\bar{A}$ . Граница на максимальную амплитуду в одной камере, обусловленная электроникой, составляла около 70 средних амплитуд от одной частицы. Неточность измерений, связанная с калибровкой коэффициентов усиления камер, нелинейностью электроники, установкой энергии частиц оценивается в  $\pm 7\%$ . На рис.3 приведены также результаты моделирования по программе /17/. Распределения по сумме амплитуд показаны на рис.4 (гист.1). Распределения широкие и имеют характерный хвост.

Для улучшения энергетического разрешения были проверены различные способы "обрезания" амплитуд, сильно отличающихся в большую сторону от амплитуд в соседних камерах. Хороший результат дал следующий простой метод: амплитуды  $A_i$  большие, чем  $A_{\max} = 0.1 \sum A_i + 2 A_n$  в полагались равными  $A_{\max}$  и эта процедура повторялась 5 раз с уже новыми, частично "обрезанными" амплитудами  $A_i^*$ , после чего производилось суммирование. Постоянное слагаемое  $2 A_n$  - это удвоенная наиболее вероятная амплитуда от одной частицы. При данных неболь-



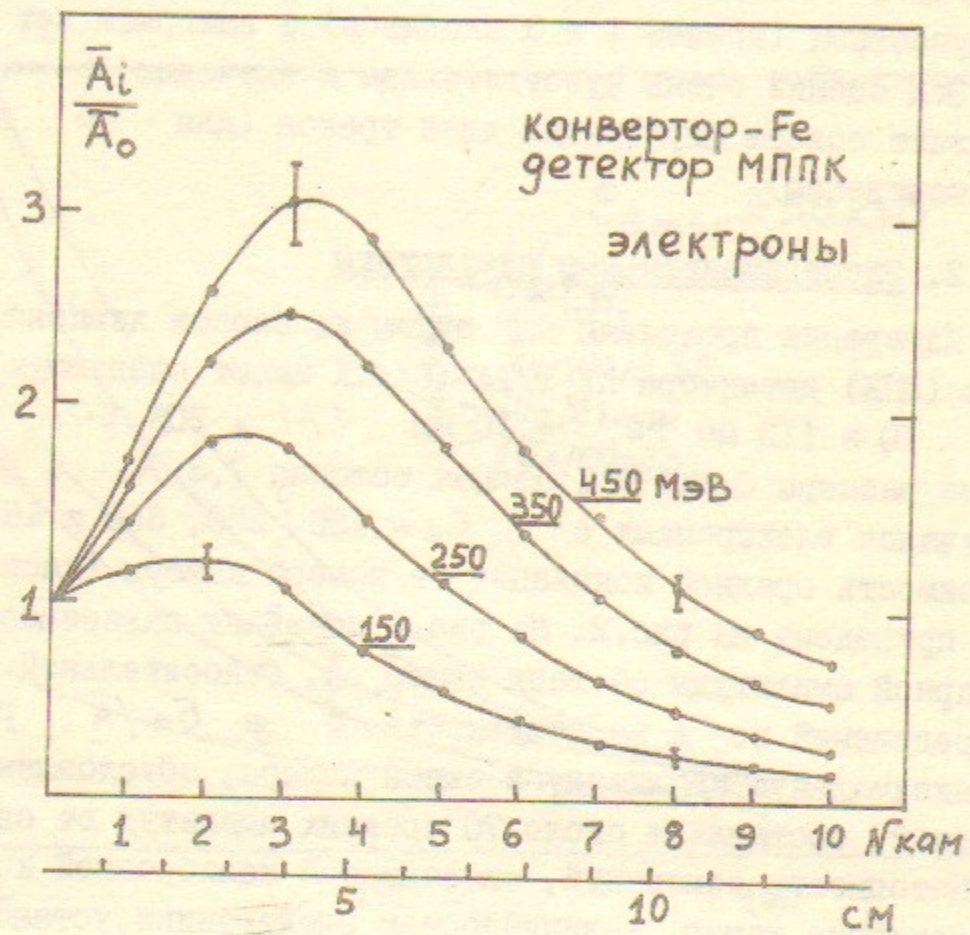


Рис.2. Экспериментальные каскадные кривые,  $\bar{A}_i$  — средняя амплитуда в  $i$ -камере,  $\bar{A}_0$  — средняя амплитуда в камере от электронов с  $E_e = 200$  МэВ без конверторов перед камерой.

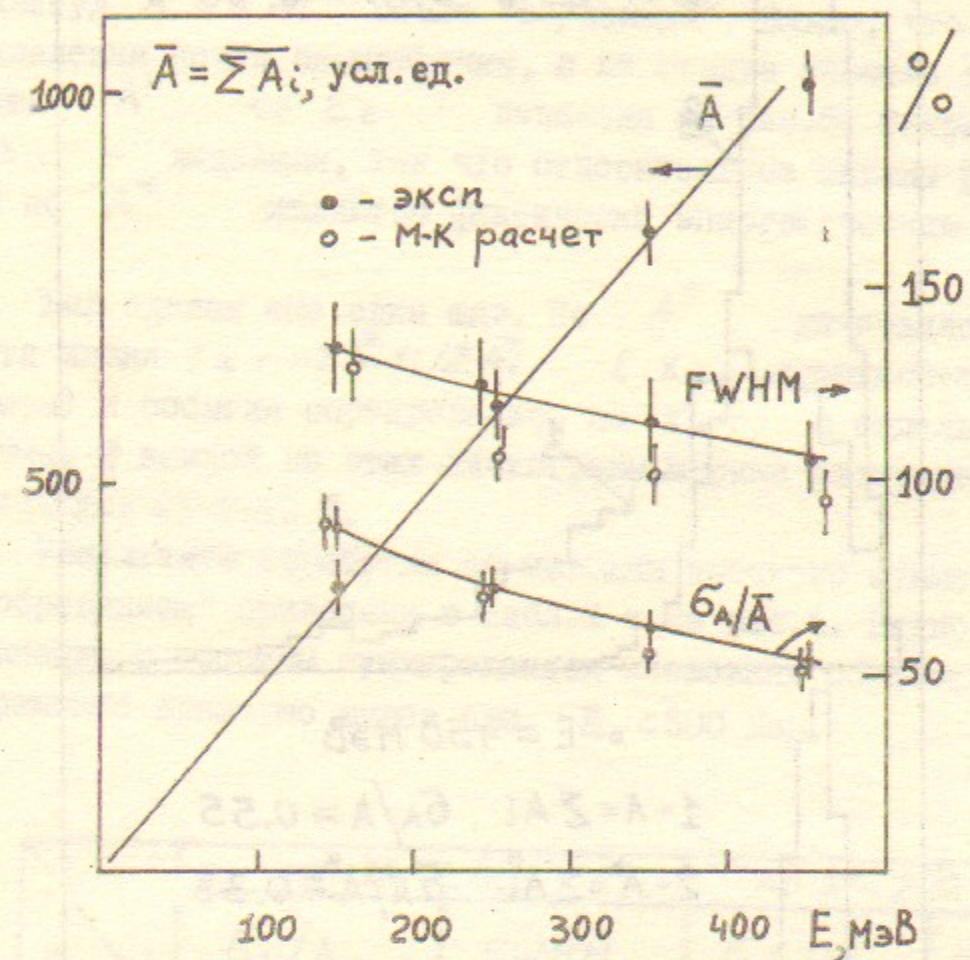


Рис.3. Результаты обработки по методу суммирования первичных амплитуд.



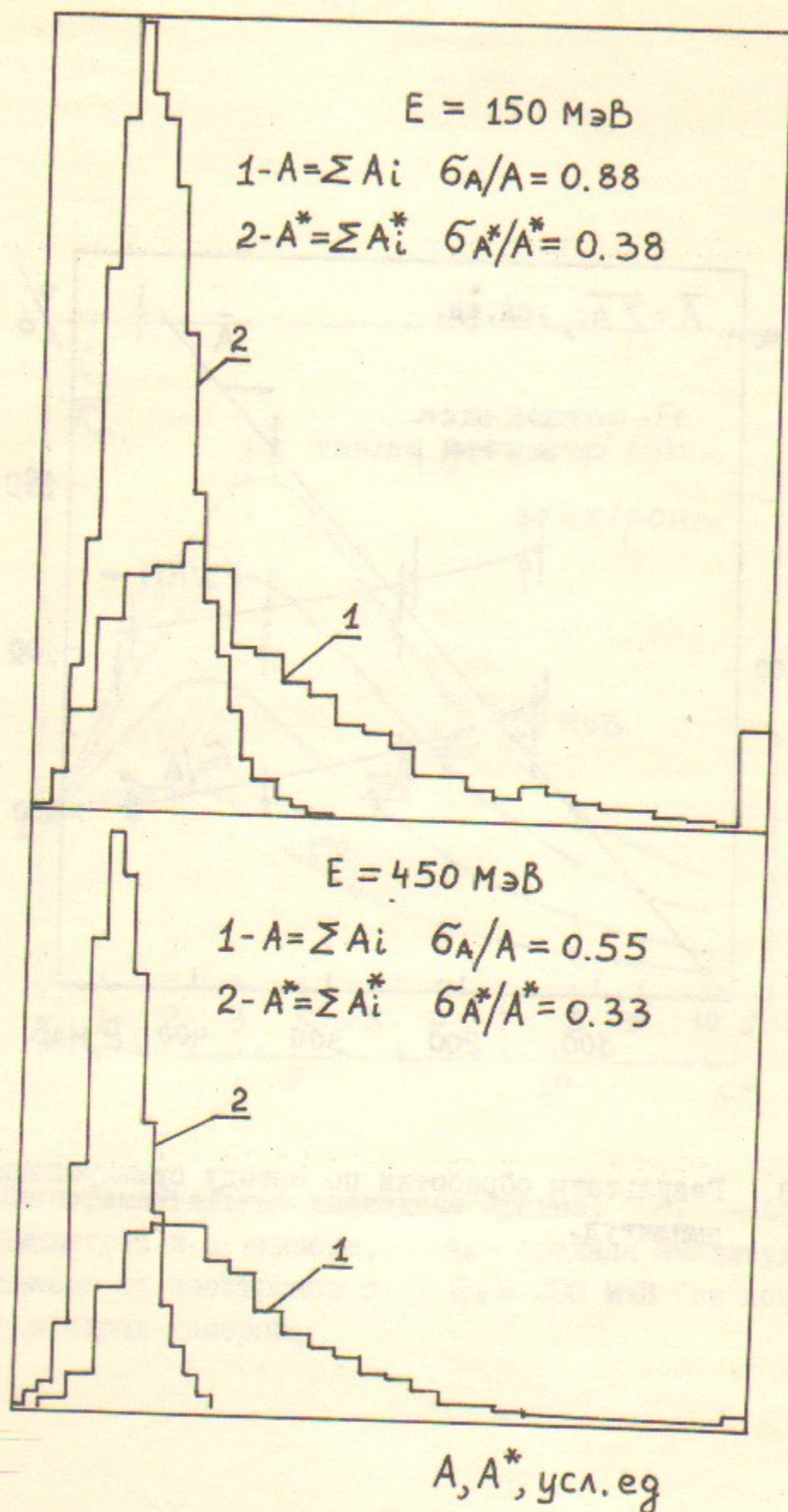


Рис.4. Распределение по сумме амплитуд:  
1- первичных амплитуд, 2- "обрезанных" амплитуд.

ших энергиях амплитуды в камерах отличаются незначительно, если игнорировать случаи нулевых амплитуд в камерах (рис.5), поэтому  $A_{max}$  были выбраны одинаковые для всех камер. Результаты представлены на рис.4, где показаны амплитудные распределения по сумме первичных амплитуд  $A = \sum A_i$  и по сумме амплитуд  $A^* = \sum A_i^*$  после "обрезания". Видно, что новые распределения почти симметричны, а их ширина заметно уже. Зависимость  $A^*$  от  $E_e$  показана на рис.6. Связь  $A^*$  и  $E_e$  - линейная, так что относительные ширины распределений по  $A^*$  являются фактически энергетическим разрешением.

Был сделан еще один шаг. По  $A^*$  вычислялся центр тяжести ливня  $\chi_{ц.г.} = \sum A_i^* \chi_i / \sum A_i^*$  ( $\chi_i$  - координата  $i$ -ой камеры) и события сортировались по  $\chi_{ц.г.}$  в отдельные гistogramмы. В каждой из этих гistogramм ширина распределений получились уже на 5-10 %.

Результаты обработки по методам простого суммирования и с "обрезанием" приведены в табл.2 и на рис.6. Видно, что по сравнению с простым суммированием несложная обработка улучшает разрешение примерно вдвое при  $E_e < 500 \text{ МэВ}$ .

Таблица 2

$E_e$	по $A = \sum A_i$		по $A^* = \sum A_i^*$	
	$\sigma_A/A$	FWHM	$\sigma_{A^*}/A^*$	FWHM
150	88(90)	135(130)	38(36,5)	35
250	73(70)	125(105)	35(34,5)	32
350	63(55)	115(100)	33(33)	28
450	55(52)	105(95)	33(32)	26

В скобках - расчет по ливневой программе /17/.

Обычно энергетическое разрешение представляется в виде

$$\frac{\sigma_E}{E} = R\% \sqrt{\frac{\Delta t_{p.e.}}{E(\text{ГэВ})}}$$

где  $\Delta t$  - толщина слоя конвертора в рад. единицах,  $R$  - некоторый коэффициент. На рис.7 собраны экспериментальные зна-



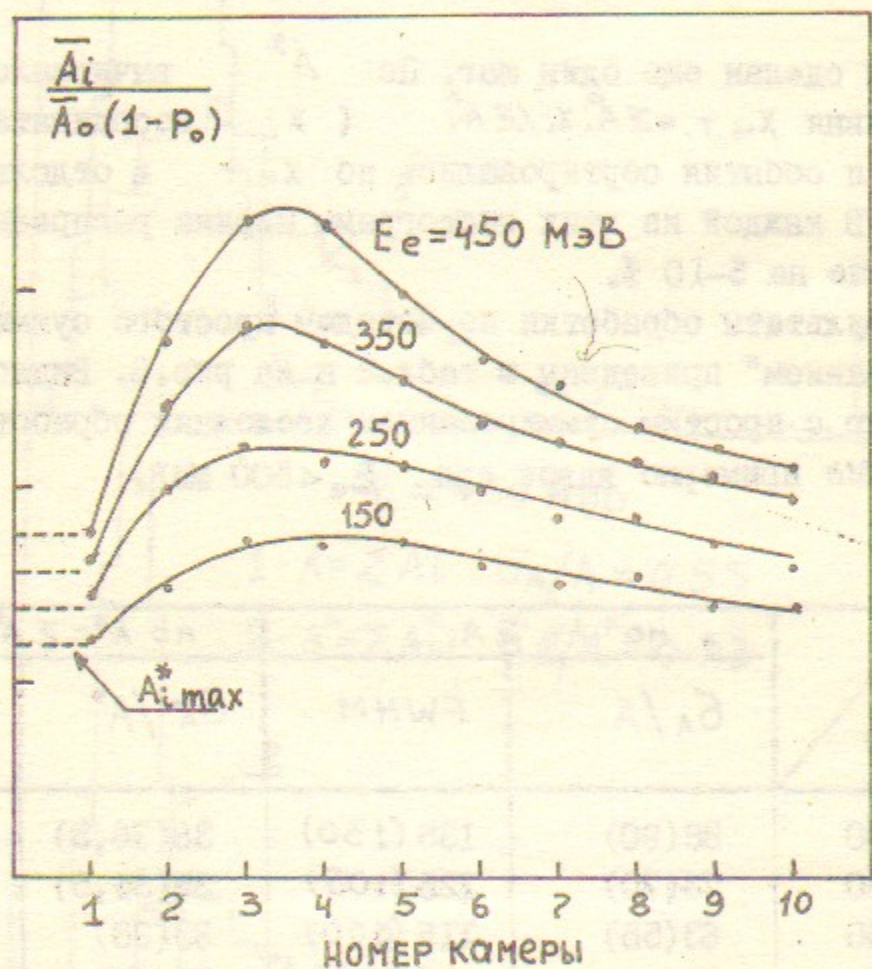


Рис.5. Каскадные кривые в ЛПК. По оси абсцисс отложена нормированная средняя амплитуда в камере по событиям, когда в камере присутствуют частицы.

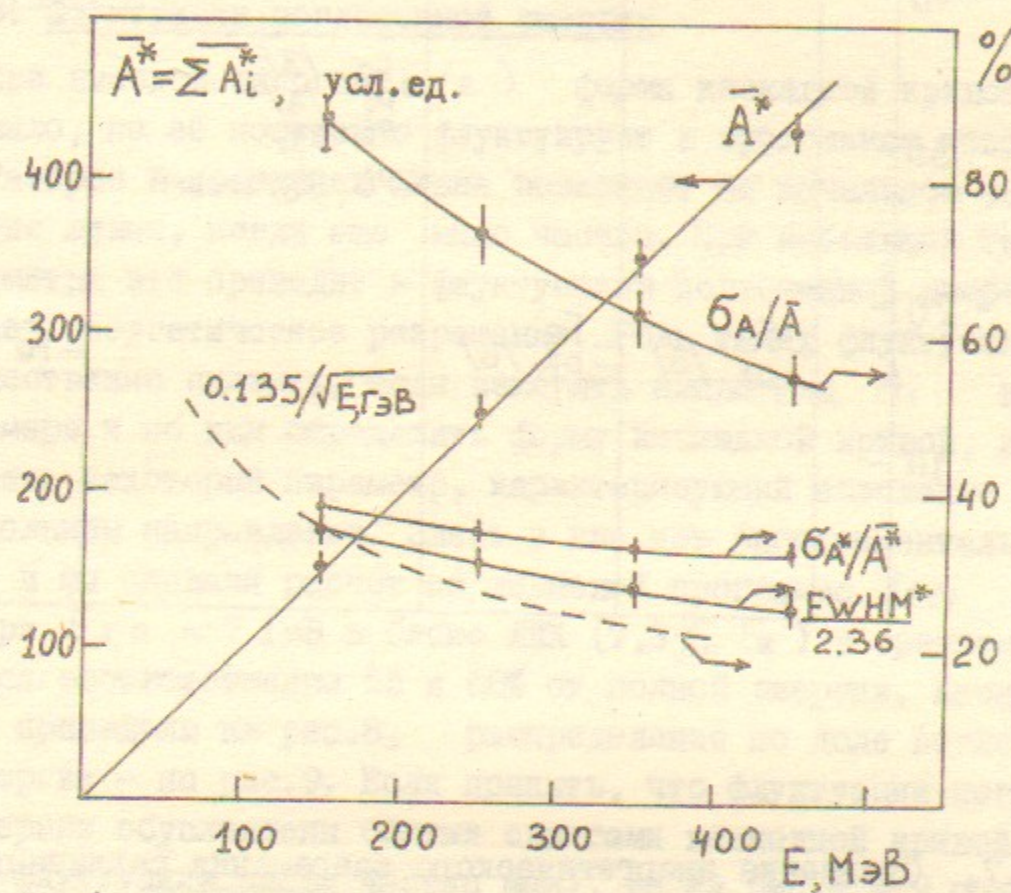


Рис.6. Результаты обработки экспериментальных данных по методу суммирования "обрезанных" амплитуд. Для сравнения приведено  $\sigma_A/\bar{A}$ , полученное при суммировании первичных амплитуд.



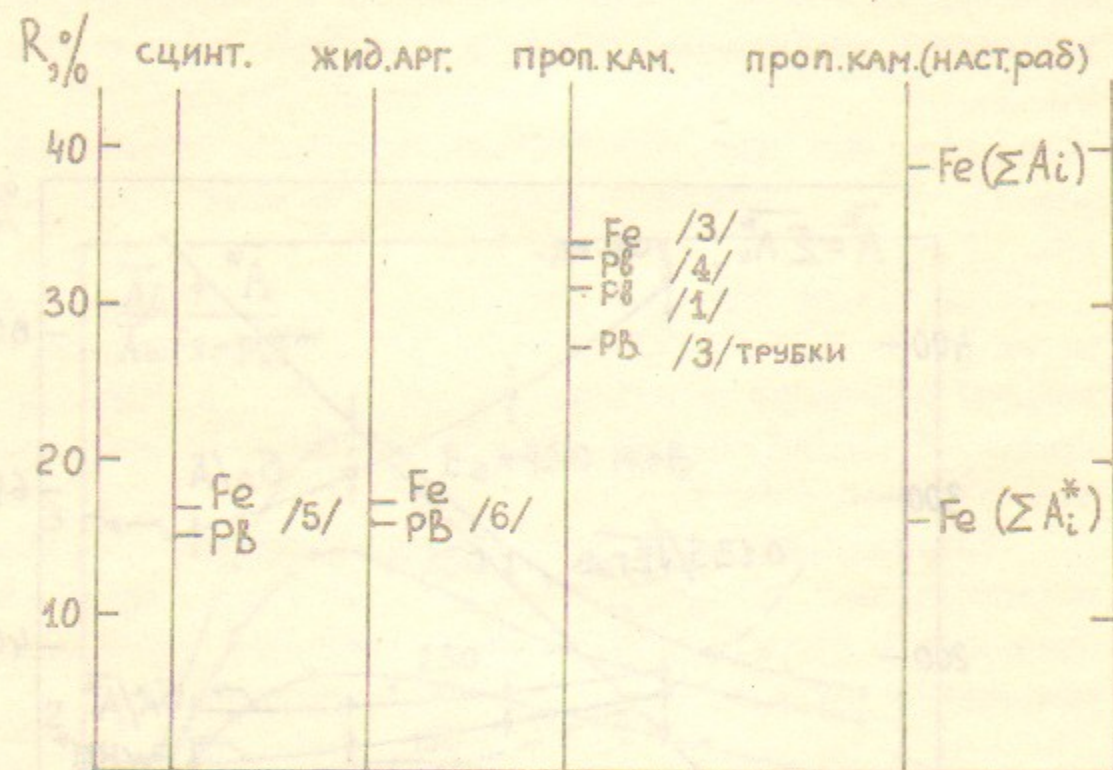


Рис. 7. Сравнение энергетического разрешения различных типов калориметров,  $\sigma_E/E = R \sqrt{\Delta t_{p.e}/E(\text{ГэВ})}$

чения  $R$  для сэндвичей на основе сцинтилляторов, жидкого аргона и пропорциональных камер. Материал конверторов  $Pb$  и  $Fe$ . При простом суммировании разрешение газовых сэндвичей примерно вдвое хуже, чем в сэндвичах с плотным детектором. При суммировании "обрезанных" амплитуд в пропорциональном калориметре разрешение сэндвичей всех типов сравнивается! Заметим, что это справедливо только для небольших энергий начальных фотонов ( $e$ ).

### 3. Флуктуации поглощенной энергии

При высокой энергии  $\delta(e)$  форма каскадной кривой меняется мало, но ее положение флуктуирует в продольном направлении. Разброс в положении ливня возникает на начальном этапе развития ливня, когда еще мало частиц. При небольшой толщине калориметра это приводит к флуктуациям поглощенной энергии и ухудшает энергетическое разрешение. Роль таких флуктуаций можно существенно снизить, если измерять амплитуды  $A_i$  в каждой камере и по ним определять форму каскадной кривой, или построить некоторый параметр, характеризующий положение ливня в продольном направлении. Здесь у нас нет экспериментальных данных и мы сделали расчет по ливневой программе [17].

При  $E_{\gamma, e} = 7 \text{ ГэВ}$  в блоке ЛПК ( $7,3 \times Fe$ ) в среднем поглощается соответственно 55 и 66% от полной энергии. Каскадные кривые приведены на рис. 8, распределение по доле поглощенной энергии - на рис. 9. Если принять, что флуктуации поглощенной энергии обусловлены общими сдвигами каскадной кривой (вклад флуктуации числа частиц мал), то из рис. 8 и 9 можно получить, что флуктуации положения ливня для фотонов  $\sigma_t = 1.4 \pm 0.2 \%$  и для электронов  $\sigma_t = 0.8 \pm 0.1 \%$ . (Из ливневой теории флуктуации места конверсии для фотонов дают вклад  $\sigma_t \approx 9/7 \%$ ) Энергетическое разрешение, обусловленное утечками энергии,  $\sigma_{E \text{ погл}}/E_0$  можно оценивать исходя из формы каскадной кривой  $dE/dt$  по формуле

$$\frac{\sigma_{E \text{ погл}}}{E_0} = \left( \frac{dE}{dt} \right)_{t_0} \frac{\sigma_t}{E_0},$$

где  $t_0$  - толщина калориметра.

Относительные флуктуации суммы амплитуд в ЛПК при  $E_{\gamma} = 7 \text{ ГэВ}$  составляют  $\sigma_A/\bar{A} = 0,26$ ,  $\bar{A} = \sum A_i = 694 \text{ кэВ}$ ,



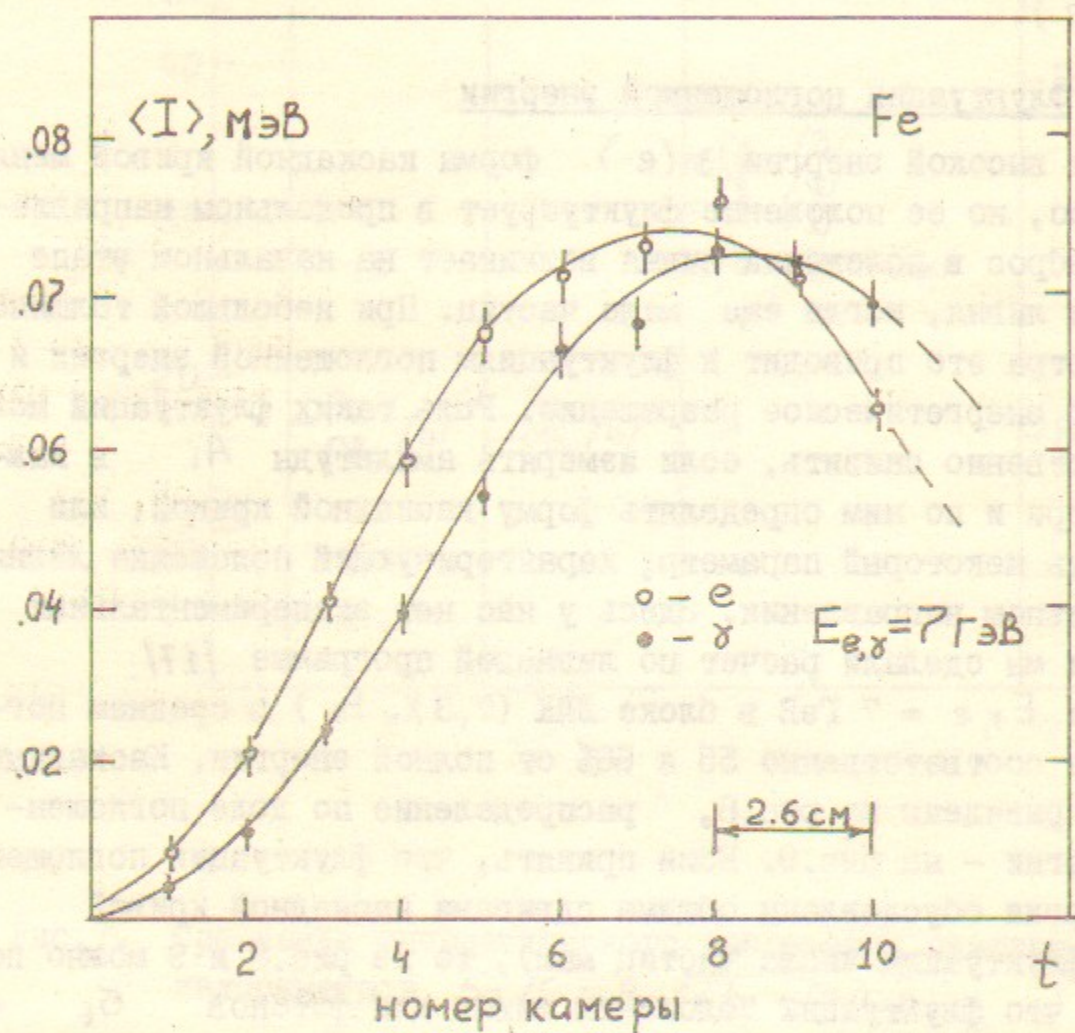


Рис.8. Средняя ионизация в камере в зависимости от координаты  $t$  вдоль оси ливня в Fe по данным М-К расчетов.

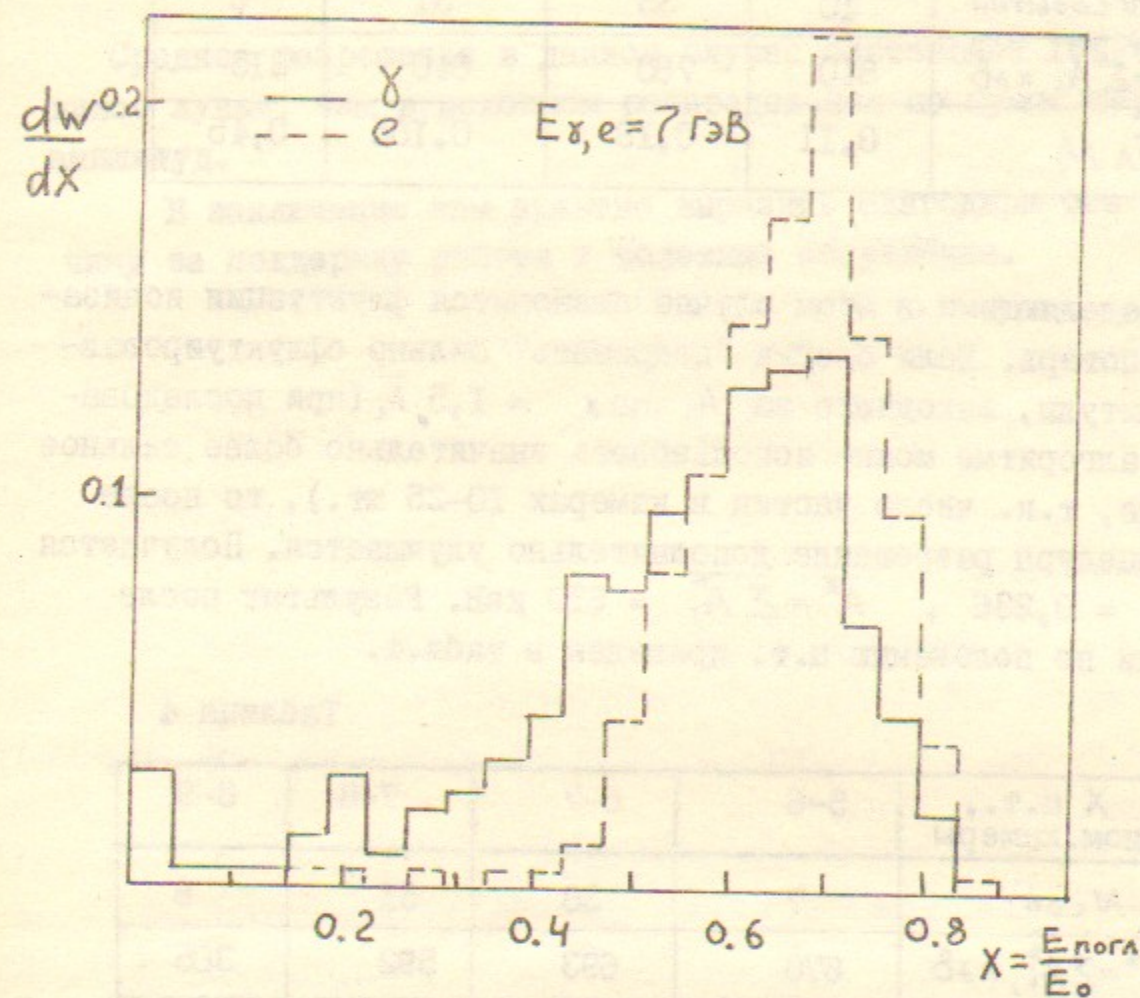


Рис.9. Распределение по энергии, поглощенной в блоке ЛПК ( $7.3 \lambda_0 \text{ Fe}$ )



при этом вклад флуктуаций поглощенной энергии составляет 20% и остальных факторов - 17% (суммируются квадратично). Если события рассортировать по положению ц.т. вдоль ливня, то в среднем в каждой такой группе  $\sigma_A/A$  меньше, чем у исходного распределения (табл. 3)

Таблица 3

Х ц.т., ном. камеры	5-6	6-7	7-8	8-9
$N_{\text{событий}}$	10	35	31	6
$A = \sum A_i, \text{кэВ}$	840	760	640	315
$\sigma_A/A$	0,11	0,18	0,185	0,45

Определяющими в этом случае становятся флуктуации ионизационных потерь. Если слегка "подрезать" сильно сфлуктуировавшие амплитуды, выходящие за  $A_i \text{ max} = 1,5 \bar{A}_i$  (при последовательном алгоритме можно использовать значительно более сильное обрезание, т.к. число частиц в камерах 10-25 шт.), то после этой процедуры разрешение дополнительно улучшается. Получается  $\sigma_{A^*}/A^* = 0,236$ ,  $A^* = \sum A_i^* = 619$  кэВ. Результат после раскладки по положению ц.т. приведен в табл.4.

Таблица 4

Х ц.т., ном. камеры	5-6	6-7	7-8	8-9
$N_{\text{событий}}$	7	38	31	6
$A^* = \sum A_i^*, \text{кэВ}$	678	693	592	305
$\sigma_{A^*}/A^*$	0,095	0,135	0,145	0,43

Несколько лучшее разрешение получается, если события рассортировать по положению границы по глубине, до которой от начала ливня сумма амплитуд в камерах составляет 30% от полной суммы амплитуд  $A^*$  (табл.5.)

Таблица 5

Х 30%, ном. кам	3-4	4-5	5-6	6-7	7-8
$N_{\text{событий}}$	7	31	29	10	5
$A^* = \sum A_i^*$	679	692	643	504	265
$\sigma_{A^*}/A^*$	0,096	0,139	0,118	0,105	0,364

Среднее разрешение в данном случае составляет 15%, что почти вдвое лучше, чем в исходном распределении по сумме первичных амплитуд.

В заключение нам приятно выразить благодарность А.П.Ону-чину за поддержку работы и полезные обсуждения.



## Л и т е р а т у р а

- I. N.E.Nordberg, Cornell Univ. Report CNLS 138 (1971).
2. T.Katsura et al., Nucl. Instr. and Meth. 105 (1972) 245.
3. R.L.Anderson et al. SLAC-PEP Proposal PEP-6 (1976).
4. B.Gittelman et al., Cornell Univ. Report CESR NOTE CBX 77-12, 1977.
5. S.L.Stone et al., Nucl. Instr. and Meth., 151 (1978) 387.
6. Y.Asano et al., Nucl. Instr. and Meth., 174 (1980) 357.
7. Бондаренко и др. ПТЭ, 1976, № I, стр.44.
8. H.G.Fisher, Nucl. Instr. and Meth., 156 (1978) 81.
9. U.Amaldi, Physica Scripta 23 (1981) 409.
10. А.И. Алиханов, В.А. Любимов, Г.П. Елисеев, Труды Симпозиума по ускор. высоких энергий и физ. пионов, Женева, 1956, стр.87.
11. P.Ramana Murthy, G.Demester, Nucl.Inst.and Meth., 56(1967) 93.
12. V.C.Ermilova, L.P.Kotenko, G.I.Merson, Nucl.Inst.and Meth., 145 (1977), 555
13. Расчет по ливневой программе Ф.М.Израйлева и др. Препринт ИЯФ 63-73, Новосибирск, 1973.
14. В.Р.Грошев и др. Труды I совещания по проволочным камерам. Дубна, 1973, стр.48.
15. В.Р.Грошев и др. Труды II международного совещания по пропор. и дрейфовым камерам. Дубна, 1975, стр.81.
16. S.E.Varu et al., Preprint INP 77-75, Novosibirsk, 1977.
17. А.Д.Букин и др. Препринт ИЯФ 82

А.Е.Блинов, В.А.Таврский, В.И.Тельнов

О ВОЗМОЖНОСТИ УЛУЧШЕНИЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО РАЗРЕШЕНИЯ  
МНОГОВОЛОЧНЫХ ПРОПОРЦИОНАЛЬНЫХ КАЛОРИМЕТРОВ

Препринт  
№ 82-125

Работа поступила - 9 сентября 1982 г.

---

Ответственный за выпуск - С.Г.Попов  
Подписано к печати 5.10-1982 г. МН 05899  
Формат бумаги 60x90 1/16 Усл.1,2 печ.л., 1,0 учетно-изд.л.  
Тираж 290 экз. Бесплатно. Заказ № 125.

---

Ротапринт ИЯФ СО АН СССР, г.Новосибирск, 90