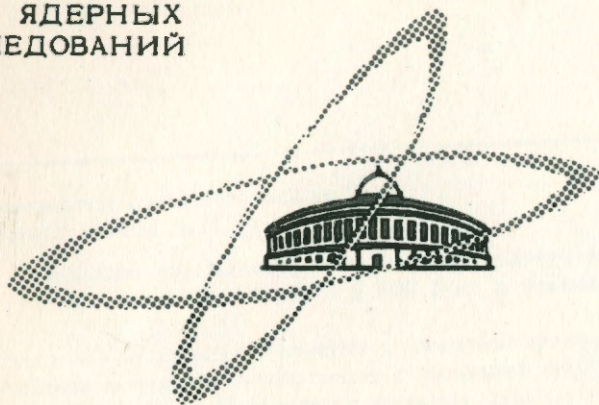


ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P-2633



О. А. Займидорога, Ю. Д. Прокошкин,  
В. М. Цупко-Ситииков

ИССЛЕДОВАНИЕ ЛИВНЕЙ,  
ОБРАЗОВАННЫХ ЭЛЕКТРОНАМИ  
С ЭНЕРГИЕЙ 45, 130, 230 и 330 МЭВ В СВИНЦЕ

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

1966

P-2633

О. А. Займидорога, Ю. Д. Прокошкин,  
В. М. Цупко-Ситников

ИССЛЕДОВАНИЕ ЛИВНЕЙ,  
ОБРАЗОВАННЫХ ЭЛЕКТРОНАМИ  
С ЭНЕРГИЕЙ 45, 130, 230 и 330 МЭВ В СВИНЦЕ

Направлено в ЖЭТФ

**Научно-техническая  
библиотека  
ОИЯИ**

## 1. Введение

Исследование электронно-фотонных ливней в веществах с тяжелыми атомами при небольших энергиях первичных частиц (сотни Мэв) представляет значительный интерес для теории ливней, так как в этой области каскадная теория встречается с серьезными трудностями, связанными с сильной зависимостью сечений элементарных электромагнитных процессов от энергии и большим рассеянием ливневых частиц.

Изучению каскадных процессов в свинце и меди при небольших энергиях был посвящен ряд работ, давших сведения о развитии ливня с глубиной в среднем <sup>/1-5/</sup>. Целью настоящей работы, выполненной при помощи камеры Вильсона с пластинами, являлось экспериментальное изучение ливней, образованных в свинце электронами с энергией от 45 до 330 Мэв. В последнее время аналогичным методом был выполнен ряд работ <sup>/6-8/</sup>, расширивших область исследования до 1 Гэв.

## 2. Постановка эксперимента

Для исследования электронно-фотонных ливней, вызванных электронами в свинце, была использована камера Вильсона с пластинами, установленная на пучке электронов <sup>/5/</sup>. Эксперименты были выполнены на синхротроне Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ в 1960 г. Схема опыта приведена на рис. 1. Пучок электронов возникал в результате конверсии  $\gamma$ -квантов от распада  $\pi^0$ -мезонов, образующихся на внутренней мишени синхротрона. Свинцовый конвертор толщиной 4 мм был помещен перед отклоняющим магнитом, выделявшим электроны заданной энергии. Энергия электронов определялась методом токнесущей нити <sup>/9/</sup>. Разброс энергии вводимых в камеру электронов составлял 5-7%.

В опыте использовалась камера Вильсона, диаметром 40 см, аналогичная по конструкции описанной ранее <sup>/10/</sup> и приспособленная для работы в режиме перекомпрессии <sup>/11/</sup>. При использовании большого числа пластин метод перекомпрессии позволил сократить цикл работы камеры по сравнению с обычным режимом в полтора раза (до 60 секунд). Камера наполнялась смесью аргона с гелием до давления 1140 ммрт.ст.

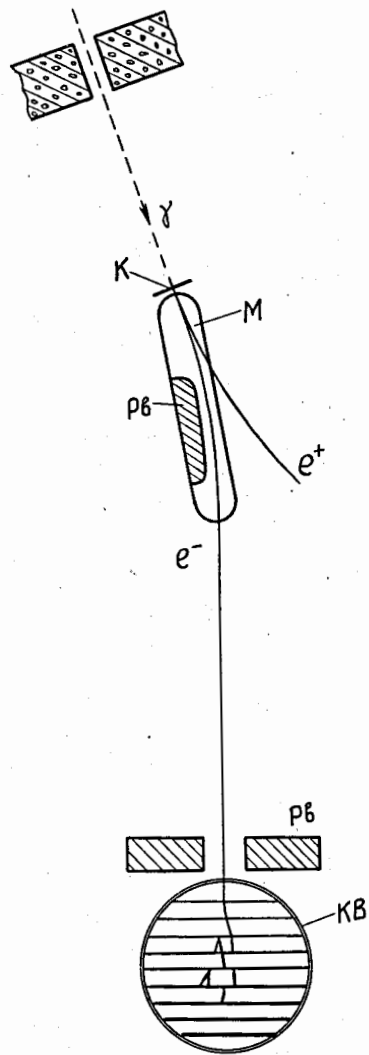


Рис. 1. Схема опыта.  $\gamma$  - пучок  $\gamma$ -квантов,  $e^-$  - пучок электронов, К - свинцовый конвертор, М - магнит, КВ - камера Вильсона.

Давление в камере стабилизировалось ртутным контактным манометром с точностью до 2 мм рт.ст. В качестве рабочей жидкости использовалась смесь 70% этилового спирта и 30% воды. Значительное уменьшение чувствительного времени камеры в связи с использованием пластин, увеличивших ее внутреннюю поверхность, потребовало жесткой синхронизации камеры с ускорителем.

Внутри камеры помещалось 9 свинцовых пластин общей толщиной  $50 \text{ г/см}^2$  на пути пучка: 4 пластины толщиной по 3 мм, 2 пластины - по 4 мм и по одной пластине толщиной 6, 8 и 10 мм. Высота пластин составляла 100 мм, расстояние между пластинами - 25 мм. Пластины были покрыты тонким слоем бакелитового лака.

Камера фотографировалась стереофотоаппаратом. Просмотр и измерение снимков производились на стереолупе и репроекторе<sup>12/</sup>.

### 3. Экспериментальный материал и его обработка

Камера была экспонирована в пучке электронов при четырех значениях энергии электронов  $330 \pm 20$ ,  $230 \pm 15$ ,  $130 \pm 10$  и  $45 \pm 5$  Мэв. Рассматриваемый в дальнейшем экспериментальный материал основан на изучении 1003, 321, 634 и 290 ливней, соответственно.

В процессе развития электроно-фотонного каскада спектр вторичных частиц изменяется, смягчаясь с удалением от точки возникновения каскада. Поэтому все характеристики каскадного процесса существенно зависят от энергии обрезания спектра вторичных электронов<sup>х)</sup>. Анализ многократного рассеяния электронов в аргоне, который составлял 70% газа, наполнявшего камеры, показал, что определенная энергия обрезания спектра может быть введена путем отбора следов электронов с определенным отклонением от первоначального направления. На рис. 2 приведена расчетная зависимость среднеквадратичного отклонения электрона от первоначального направления от энергии и пробега электрона в газе камеры. Из кривых на рис. 2 видно, что для пробега 25 мм (длина промежутка между пластинами) отклонение электрона от первоначального направления становится заметным при энергии 1-1,5 Мэв и резко возрастает с дальнейшим уменьшением энергии. При анализе фотографий ливней были исключены из обработки треки с отклонением  $\varphi > 3$  мм на длине 25 мм, что эквивалентно введению эффективной энергии обрезания  $E$ , равной 1-1,5 Мэв.

Как показали контрольные измерения, визуальная оценка многократного рассеяния при просмотре обеспечивает удовлетворительный отбор следов с рассеянием до 3 мм

<sup>х)</sup> Здесь и ниже мы не будем вводить различия между вторичными электронами и позитронами.

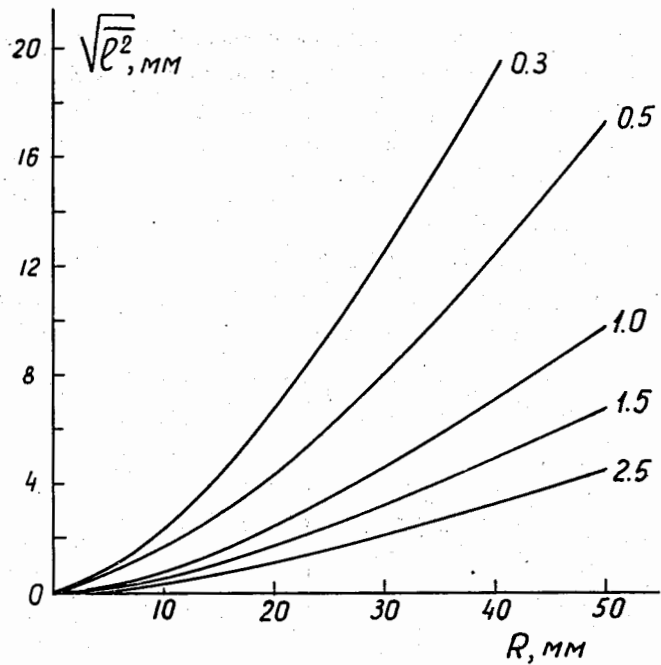


Рис. 2. Зависимость среднеквадратичного отклонения следа электрона  $\sqrt{l^2}$  от величины пробега  $R$  в газе камеры. Цифрами у кривых указана энергия электрона в Мэв.

на длине промежутка камеры. При просмотре 426 ливней с энергией первичных электронов в 330 Мэв все треки между пластинами были разделены на три класса: а) следы прямые, без видимых искривлений; б) следы с заметными искривлениями и в) следы электронов,двигающихся в газе диффузионно. В таблице 1 приведены данные о распределении следов электронов по этим классам во всех 9 промежутках камеры.

Т а б л и ц а 1

$t$ , г/см <sup>2</sup>	3,4	6,8	10,2	13,6	18,1	22,7	29,4	38,6	49,8
класс следов									
а	640	936	1116	1127	1091	881	600	381	251
б	11	31	63	69	81	81	35	56	41
в	23	24	59	96	82	106	142	127	94

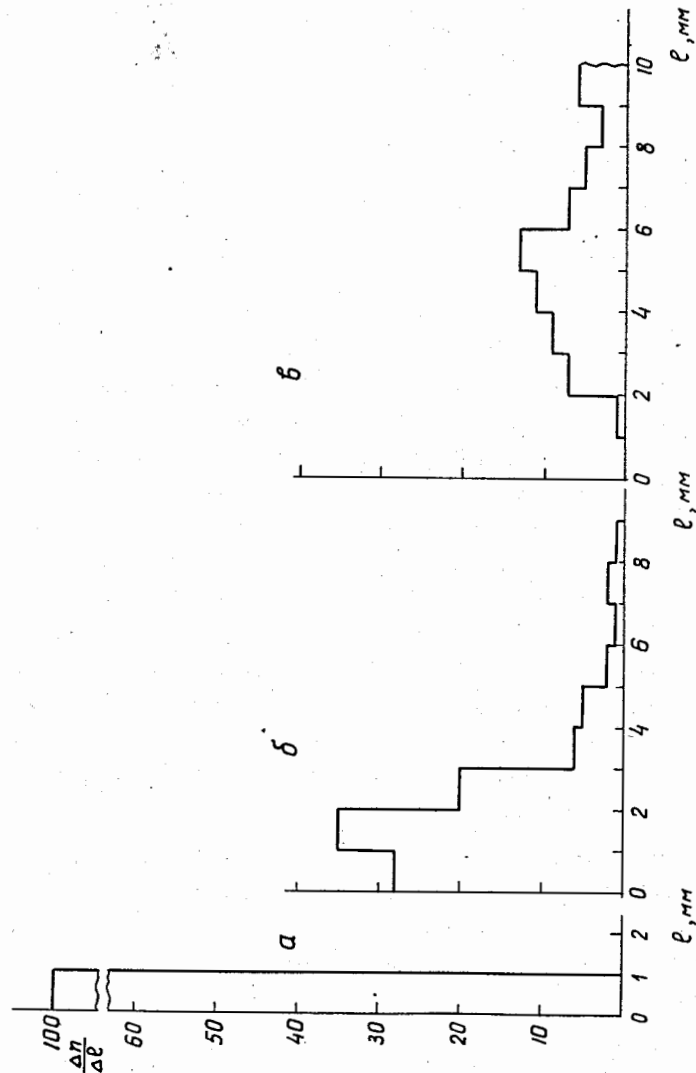


Рис. 3. Распределение числа следов электронов по отклонениям  $l$  в промежутках камеры для классов следов "а", "б", "в".

На рис. 3 показаны распределения следов электронов по отклонениям  $l$  от первоначального направления на длине трека в 25 мм для трех классов. Распределения построены по результатам измерений на репроекторе 100 треков каждого класса. Из распределений видно, что все следы первого класса имеют отклонение не более 1 мм, для класса "б" только 15% следов имеют отклонение больше 3 мм и для последнего класса 10% следов имеют отклонение меньше 3 мм. Отсюда следует, что следы класса "в" принадлежат в основном электронам с энергией меньше 1 Мэв, так что отбор событий классов "а" и "б" соответствует введению порога обрезания спектра на уровне  $E = 1 - 1,5$  Мэв. Погрешность, связанная с неопределенностью такой классификации следов, значительно меньше статистической для большинства промежутков и приближается к ней лишь в последних промежутках камеры. Однако для этих промежутков погрешность, связанная с поправками на неэффективность регистрации и фон, в несколько раз превышает статистическую.

#### 4. Каскадные кривые

Полученные каскадные кривые  $N(E_0, E, t)$  - средние числа электронов и позитронов с энергией, большей  $E$ , на глубине поглотителя  $t$  - представлены на рис. 4 для четырех значений энергии первичных электронов  $E_0$  и  $E = 1$  Мэв. В экспериментально полученные распределения была внесена поправка на геометрическую неэффективность, обусловленную пространственной расходимостью ливня и конечными размерами первичного пучка электронов. Для определения поправок были отобраны 134 ливня с первичной энергией 330 Мэв на кадрах с минимальным фоном. Для них были измерены координаты точек выхода электронов из пластин по отношению к оси ливня. Полученное таким образом пространственное распределение вторичных электронов позволило найти среднюю эффективность регистрации электронов для каждого промежутка. Эффективность регистрации следов в ливне от электронов с энергией 330 Мэв, ось которых близка к середине освещенной зоны, равна 100% для первых трех промежутков и уменьшается до 60% для последнего промежутка.

Кроме этого по пространственному распределению точек выхода электронов из пластин был оценен фон от ливней, развивающихся вне освещенной зоны. Фон, связанный с работой ускорителя, и фон естественной радиоактивности материалов камеры был определен по фотографиям камеры, полученным в отсутствие конвертора в пучке  $\gamma$ -квантов.

Каскадные кривые, приведенные на рис. 4, в полулогарифмическом масштабе хорошо аппроксимируются прямыми в области, расположенной за максимумом. Вычисленные методом наименьших квадратов показатели соответствующих экспонент  $r$

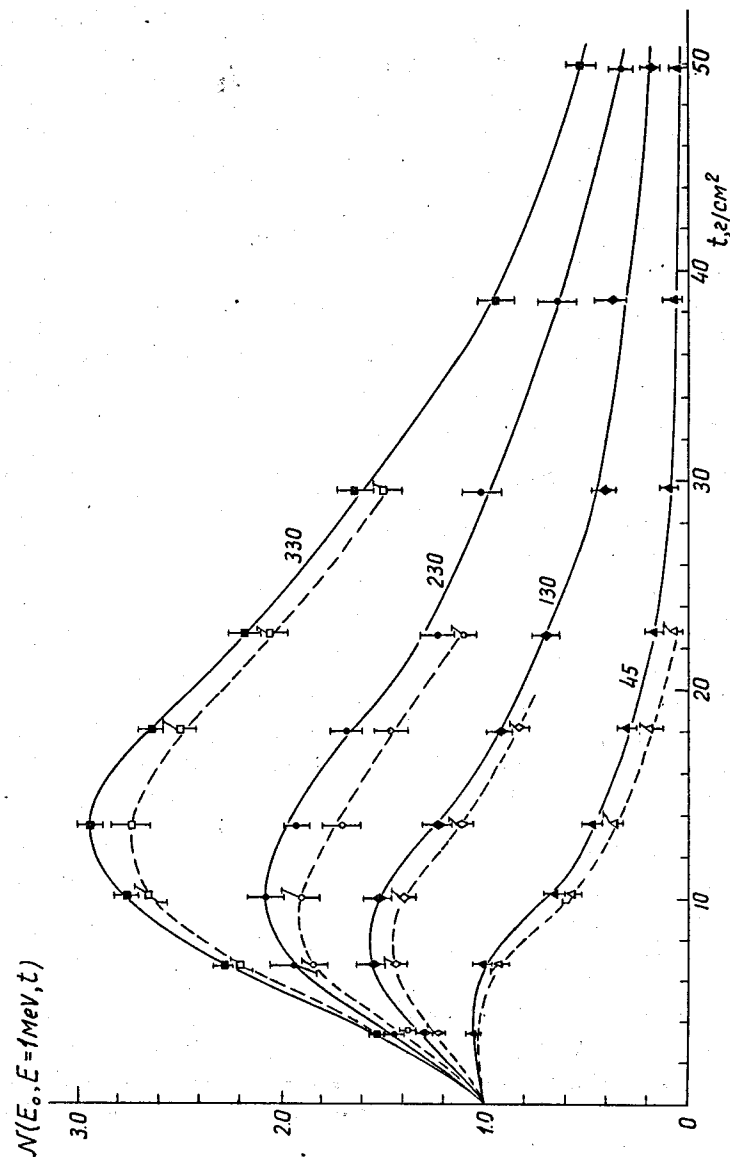


Рис. 4. Каскадные кривые  $N(E_0, E = 1 \text{ Мэв}, t)$ . Значения  $E_0$  в Мэв указаны цифрами около соответствующих кривых. Темные точки - каскадные кривые, учитывающие все электроны с энергией, большей 1 Мэв, светлые точки - каскадные кривые, не учитывающие вторичные электроны, рассеянные назад.

имеют значения:  $(0,050 \pm 0,003) \text{ см}^2/\text{г}$ ,  $(-0,048 \pm 0,003) \text{ см}^2/\text{г}$ ,  $(+0,058 \pm 0,004) \text{ см}^2/\text{г}$  и  $(-0,10 \pm 0,01) \text{ см}^2/\text{г}$  для энергий 330, 230, 130 и 45 Мэв, соответственно.

В работе Блокера, Кенни и Панюфского<sup>1/</sup> было показано, что внутри свинца 40% общей ионизации в максимуме ливня создается электронами, рассеянными назад. Для качественной оценки вклада таких электронов для части ливней были введены дополнительные критерии отбора - не считались следы частиц, рассеянных назад относительно оси ливня. Количество ливней для энергий 330, 230, 130 и 45 Мэв составило 426, 254, 303 и 268, соответственно. На толщинах, превышающих  $20-30 \text{ г/см}^2$ , из-за увеличения угловой и пространственной расходимости ливневых частиц возможность выделения рассеянных назад электронов в многопластинчатой камере ухудшается. На рис. 4 приведены каскадные кривые, построенные для этих ливней. Как видно из рисунка, доля рассеянных назад электронов составляет в районе максимума каскадной кривой около 10% и быстро увеличивается с толщиной поглотителя.

Для получения сведений об угловой расходимости ливневых частиц были измерены пространственные углы вылета электронов относительно оси ливня  $\theta$  для всех промежутков. На рис. 5 показаны каскадные кривые для разных максимальных углов  $\theta$ .

Угловые распределения вторичных электронов в зависимости от толщины поглотителя  $t$  для четырех энергий первичных частиц приведены на рис. 6,7.

Важной характеристикой каскадного процесса является интегральный пробег ливня  $I(E_0, E) = \int_0^E N(E_0, E, t) dt$ . Интегральный пробег связан с энергией первичной частицы простым соотношением:

$$E_0 = \epsilon I(E_0, E) <sc\theta> / p(E_0, E) = g(E_0, E) I(E_0, E), \quad (1)$$

где  $\epsilon$  - критическая энергия, а  $t$  измеряется в радиационных единицах.  $p(E_0, E)$  учитывает введение энергии обрезания, а усредненный секанс  $<sc\theta>$  - угловую расходимость электронов (см. рис. 7).

В таблице 2 представлены величины  $I(E_0, E = 1 \text{ Мэв})$ , полученные для четырех энергий первичных электронов. Интегралы от каскадных кривых вычислялись путем продолжения каскадных кривых в соответствии с найденными для них значениями показателей экспоненциального спада.

Т а б л и ц а 2

$E_0$ (Мэв)	$\int_0^{50} N(E_0, E=1 \text{ Мэв}, t) dt$ (г/см <sup>2</sup> )	$I(E_0, E=1 \text{ Мэв})$ (г/см <sup>2</sup> )	$g(E_0, E=1 \text{ Мэв})$ (Мэв см <sup>2</sup> /г)
330	85,4	96,3	3,43
230	57,8	64,8	3,55
130	38,6	41,8	3,13
45	16,8	17,2	2,62

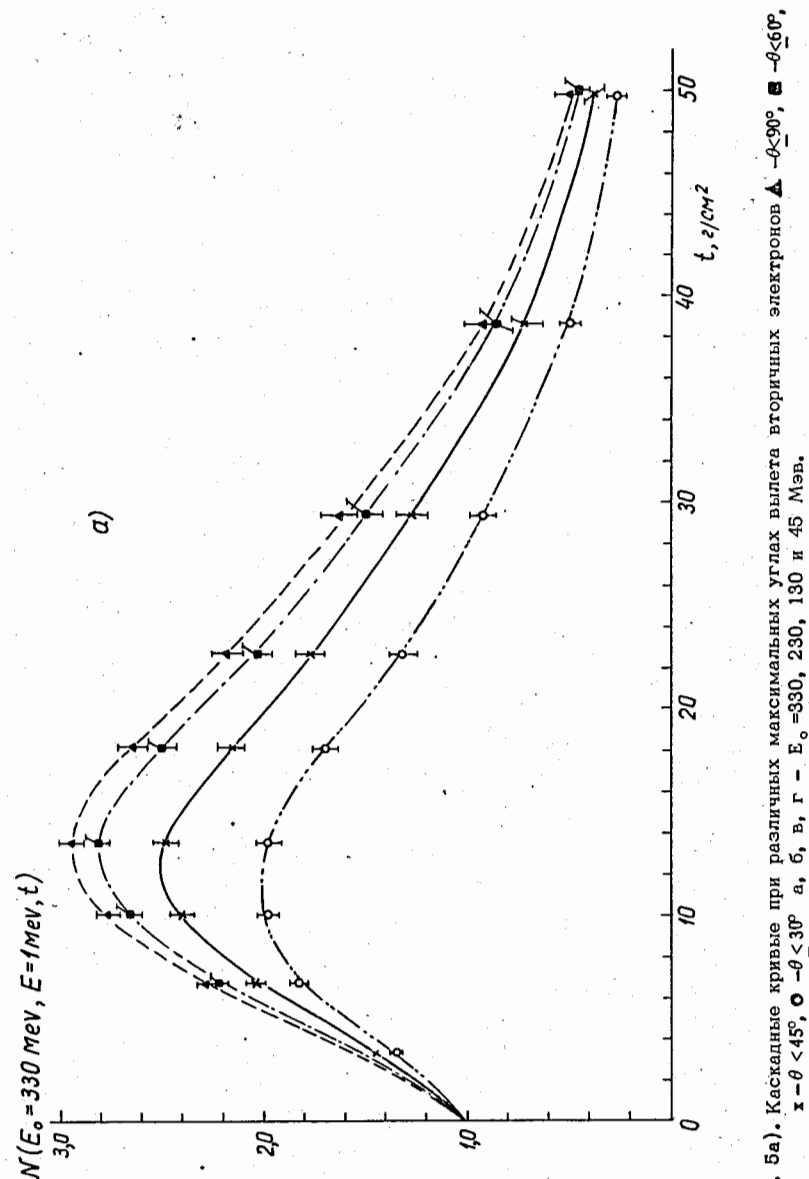


Рис. 5а). Каскадные кривые при различных максимальных углах вылета вторичных электронов  $\Delta - \theta < 90^\circ$ ,  $\square - \theta < 60^\circ$ ,  $\times - \theta < 45^\circ$ ,  $\circ - \theta < 30^\circ$  а, б, в, г -  $E_0 = 330, 230, 130$  и  $45$  Мэв.

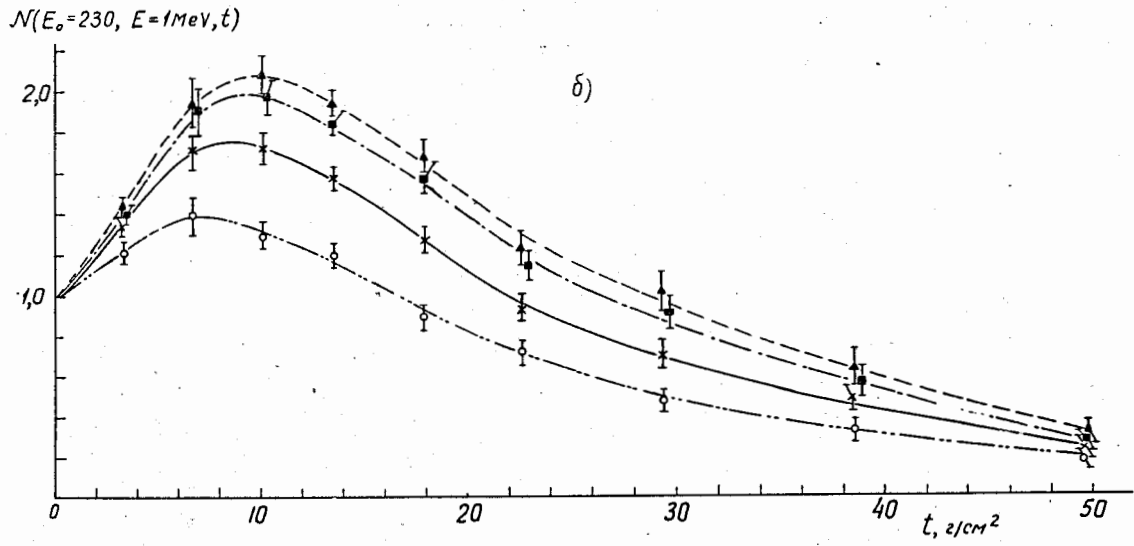


Рис. 5б).

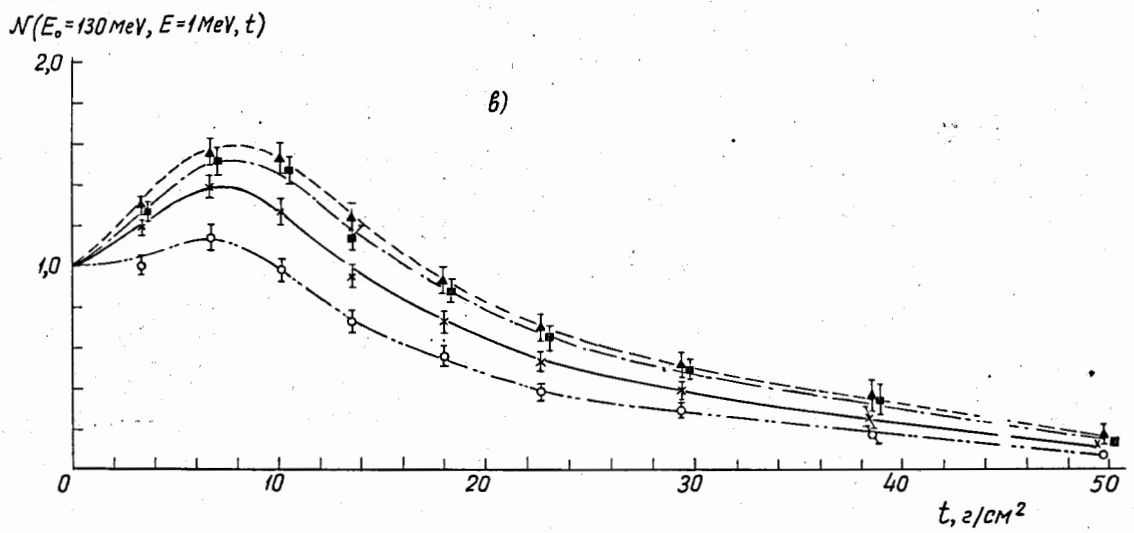


Рис. 5в).



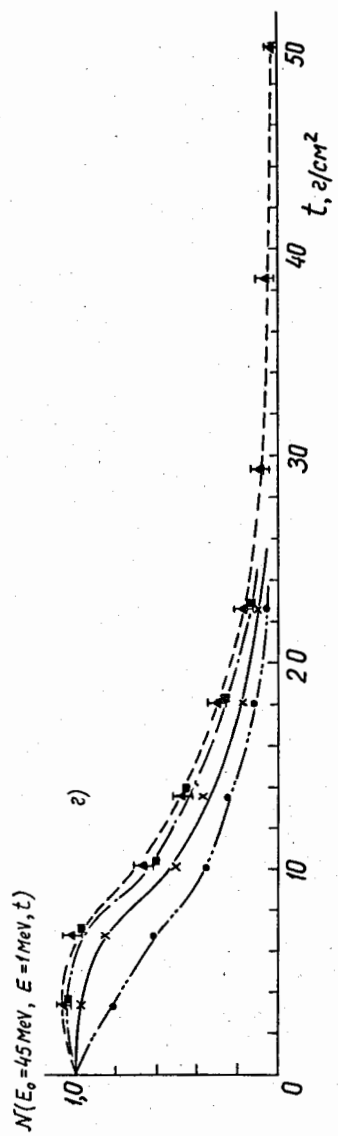


Рис. 5г).

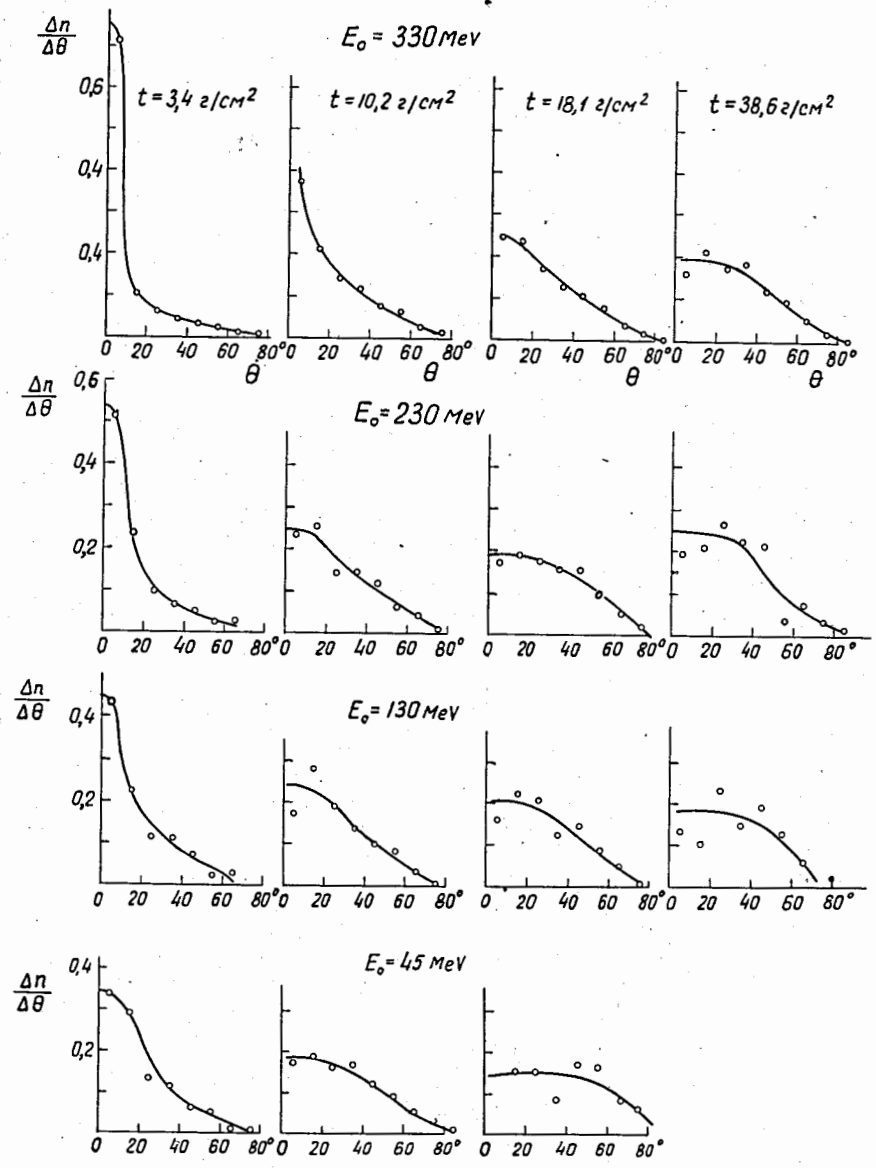


Рис. 6. Распределение числа следов электронов  $\Delta n$  по углу  $\theta$ .

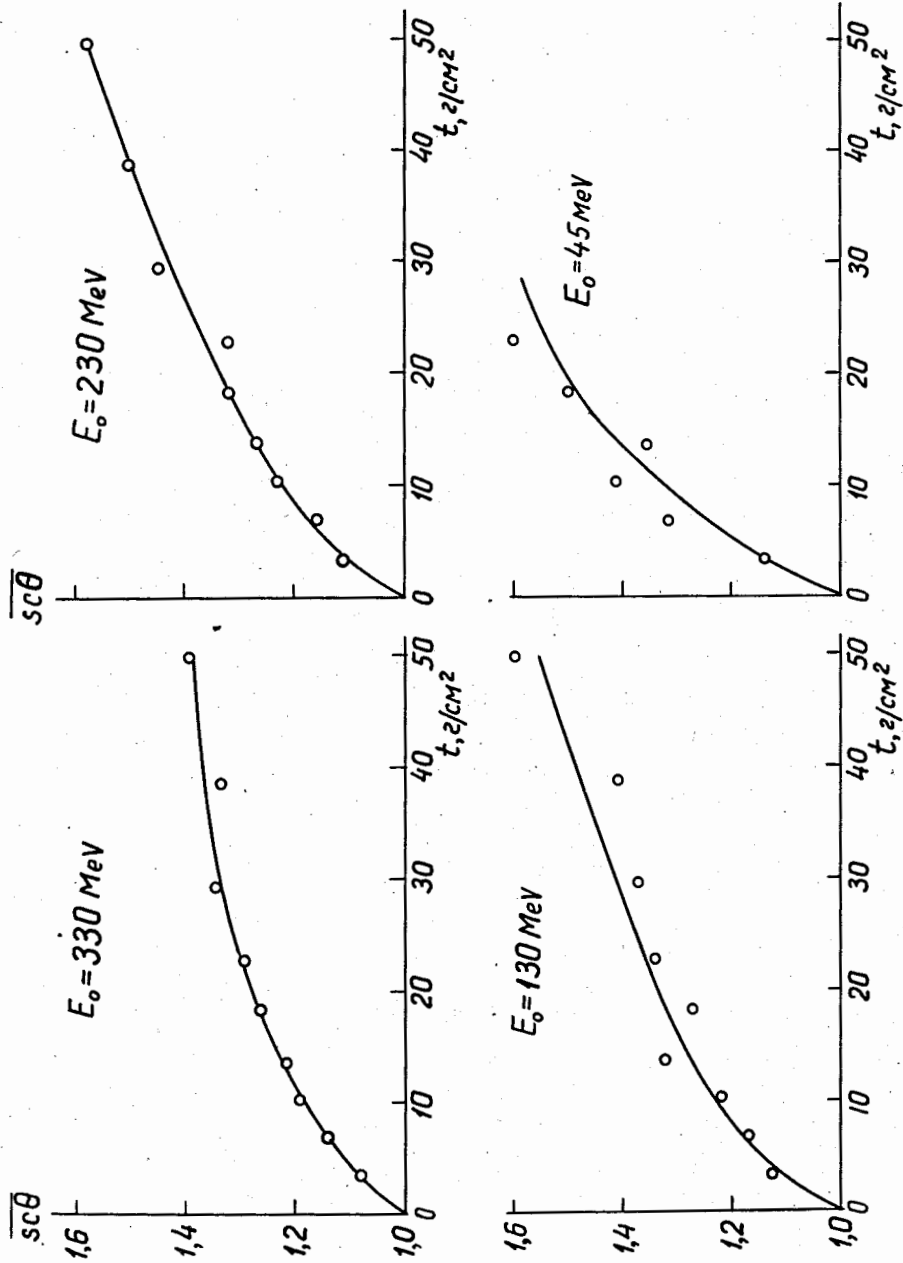


Рис. 7. Средние значения  $sc\theta$  на различной глубине ливня  $t$ . Усредненные по всему ливню величины  $sc\theta$  составляют для энергий 330, 230, 130 и 45 Мэв:  $\langle sc\theta \rangle = 1,24, 1,30, 1,25$  и  $1,28$ , соответственно.

## 5. Обсуждение результатов

На рис. 8 представлены полученные в настоящей работе каскадные кривые для первичных электронов с энергией 45–330 Мэв совместно с данными работ, выполненных в этом же диапазоне энергий<sup>/6,8/</sup>.

$$N(E_0, E = 1 \text{ MeV}, t)$$

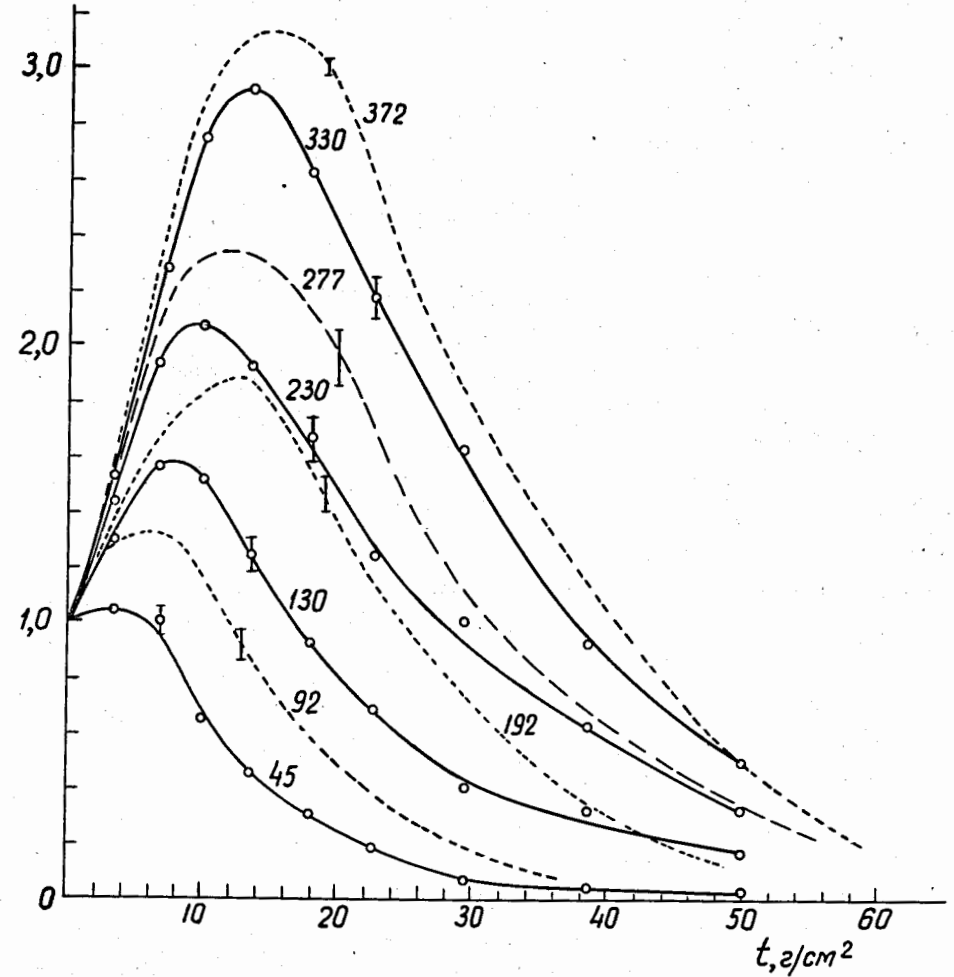


Рис. 8. Каскадные кривые при различных энергиях первичных электронов  $E_0$ . Значения  $E_0$  в Мэв указаны цифрами у кривых. На рисунке показаны типичные погрешности измерений. Данные при  $E_0 = 92, 192, 372$  Мэв взяты из работы<sup>/6/</sup>, при  $E_0 = 277$  Мэв — из работы<sup>/8/</sup>.

В первой из них, выполненной при помощи пропановой камеры, энергия обрезания спектра вторичных частиц также составляет около 1 Мэв<sup>/8/</sup>. При получении каскадных кривых во второй работе, выполненной с многопластинчатой камерой Вильсона<sup>/8/</sup>, энергия обрезания регистрируемого спектра электронов непосредственно не вводится. Критерии отбора следов сводятся к регистрации треков с эффективным полярным углом по отношению к оси ливня, не превышающим 60°, регистрации треков частиц, проходящих вблизи от оси ливня и не рассеивающихся в газе. Отбор в этой работе следов без заметного рассеяния в газе соответствует тому, что энергия обрезания спектра вторичных электронов  $E$  должна быть около 1 Мэв, т.е. тоже близка к введенной в настоящей работе. Как следует из данных настоящей работы (рис. 5), различие каскадных кривых при регистрации всех вторичных электронов и электронов, следы которых лежат в конусе  $\theta \leq 60^\circ$ , невелико в области  $t \leq 40$  г/см<sup>2</sup>. Это позволяет сравнивать каскадные кривые, приведенные на рис. 8 без введения в них существенных поправок. Как видно из рис. 8, данные всех трех работ находятся в удовлетворительном согласии.

Зависимость среднего пробега  $\langle E_0, E \rangle$  от энергии первичных электронов приведена на рис. 9 по данным настоящей работы и других исследований, выполненных при помощи трековых камер<sup>/8-8/</sup>. Как видно из этого рисунка, средний пробег линейно зависит от энергии первичного электрона в диапазоне энергий первичных электронов от 45 до 1000 Мэв (см. также<sup>/13/</sup>).

Средняя величина коэффициента  $g(E_0, E = 1 \text{ Мэв})$  в формуле (2) по данным настоящей работы (таблица 2) и других исследований<sup>/8-8/</sup>, выполненных в области энергий до 400 Мэв, составляет  $(3,3 \pm 0,4)$  Мэв см<sup>2</sup>/г или 21 Мэв, если  $t$  измерять в радиационных единицах  $(6,4 \text{ г/см}^2)^{2/14/}$ . Воспользовавшись известными значениями  $\langle \sec \theta \rangle = 1,3$  (рис. 7) и критической энергии  $\epsilon = 7,4 \text{ Мэв}^{14/}$ , получаем:

$$p(E_0, E = 1 \text{ Мэв}) = 0,46 \pm 0,10.$$

Таким образом энергия, выделяемая в ливне за счет ионизационных потерь электронов с  $E > 1$  Мэв, составляет только половину полной энергии ливня. Остальная часть энергии ливня рассеивается электронами с энергией, меньшей 1 Мэв.

Согласно данным таблицы 1, интеграл  $I$  для малоэнергичных электронов (группа "в") составляет около 30% от  $I(E_0, E = 1 \text{ Мэв})$ , найденного для групп "а" и "б". Отсюда следует, что средние потери энергии этих электронов вчетверо превышают ионизационные потери релятивистских электронов ливня и средняя энергия "мягкой" электронной компоненты ливня ( $E < 1$  Мэв) составляет около 0,1 Мэв. Этот вывод согласуется с результатами вычислений Кроуфорда и Мессела<sup>/15/</sup>.

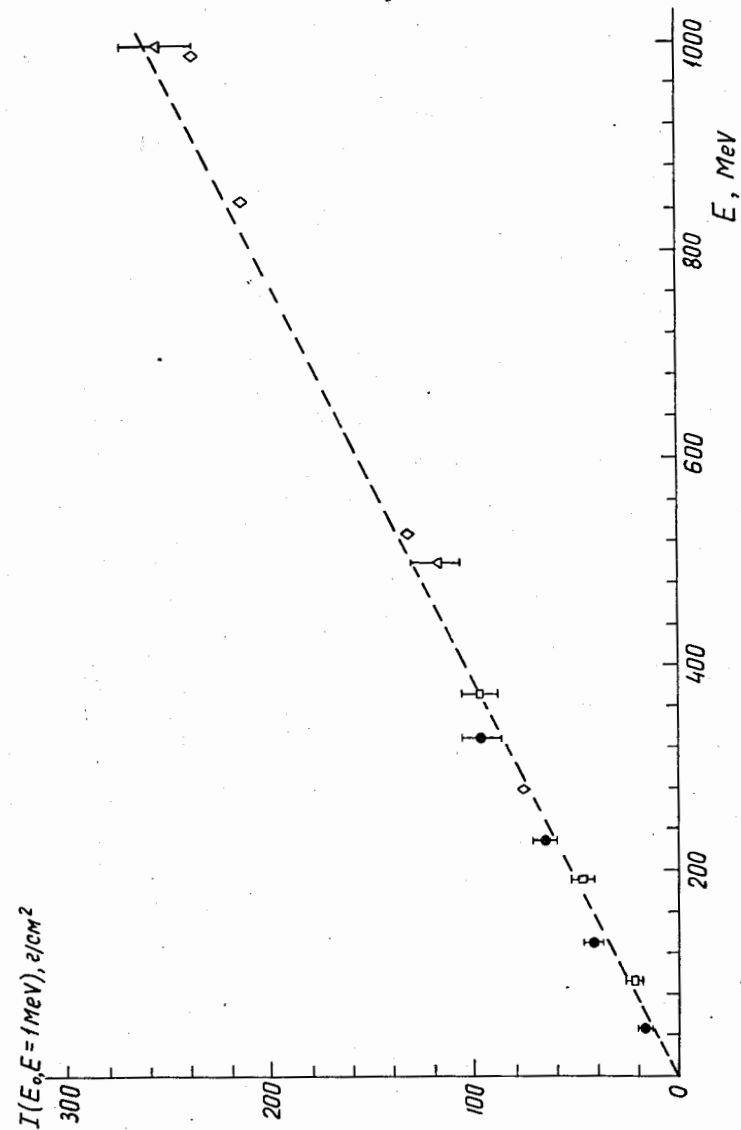


Рис. 9. Зависимость интегрального пробега ливня  $I(E_0, E)$  от энергии первичных электронов  $E_0$ .

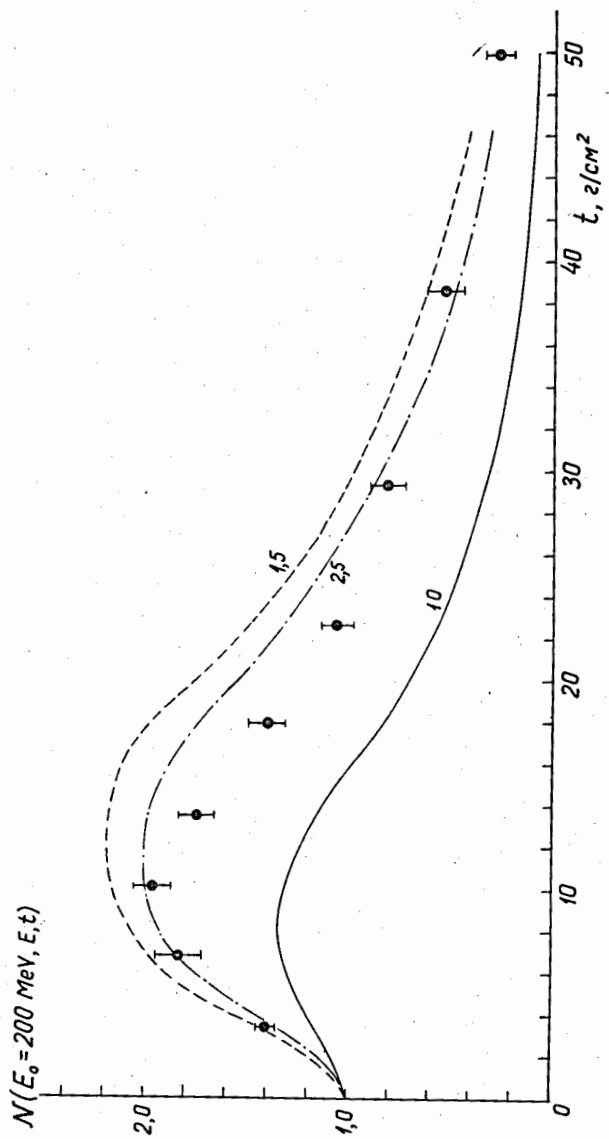


Рис. 10. Сопоставление полученной экспериментально каскадной кривой  $N(E_0=200 \text{ Мэв}, E=1 \text{ Мэв}, t)$  с результатами расчетов<sup>/15,16/</sup>, выполненных для различных значений  $E$ . Величины  $E$  в Мэв указаны цифрами у кривых.

Выполненные до последнего времени расчеты ливней методом случайных испытаний носят фрагментарный характер, и возможности прямого сравнения наших данных с результатами этих расчетов ограничены. На рис. 10 приведена полученная по данным настоящей работы каскадная кривая  $N(E_0=200 \text{ Мэв}, E=1 \text{ Мэв}, t)$  и кривые, вычисленные для  $E_0=200 \text{ Мэв}$  и  $E=1,5$  и  $2,5 \text{ Мэв}$ <sup>/18/</sup>. Здесь же для сравнения приведена каскадная кривая, вычисленная при высоком пороге обрезания  $E=10 \text{ Мэв}$ <sup>/15/</sup>. Как видно из рисунка, различие расчетных значений каскадной кривой и экспериментально полученных величин не выходит за пределы 20%. Учитывая трудности расчета ливня при малых энергиях вторичных частиц и неопределенность энергии обрезания, такое согласие следует признать хорошим.

Сравнение экспериментально найденных каскадных кривых (настоящая работа и данные<sup>/6-8/</sup>) с результатами расчетов методом моментов<sup>/17/</sup> можно провести пока лишь косвенным способом, так как эти расчеты были выполнены для ливней, образованных не электронами, а  $\gamma$ -квантами<sup>/18/</sup>. Наиболее удобно такое сравнение можно провести для интегральных пробегов ливней, поскольку согласно расчетам<sup>/19/</sup>, интегральные пробеги ливней, образованных электронами и  $\gamma$ -квантами, близки в случае  $E_0 \gg E$ . Для вычисленных методом моментов<sup>/18/</sup> каскадных кривых  $g(E_0, E=(1 \pm 0,5) \text{ Мэв}) = (1,8 \pm 0,25) \text{ Мэв см}^2/\text{г}$ . Эта величина меньше экспериментально полученного значения  $(3,3 \pm 0,4) \text{ Мэв см}^2/\text{г}$ .

В заключение пользуемся случаем поблагодарить Ю.В.Максимова, Т.Н.Томилину, В.И.Орехова, В.С.Смирнова, А.И.Токарскую, Е.А.Шваневу за помощь в работе. Мы благодарны М.М.Кулюкину, Р.М.Суляеву и А.И.Филиппову за обсуждения результатов работы.

#### Л и т е р а т у р а

1. W.Blocker, R.W.Kenney, W.K.H.Panofsky. Phys. Rev., 79, 419 (1950).
2. W.E.Hazen. Phys. Rev., 66, 254 (1944).
3. A.Kantz, R.Hofstadter. Nucleonics, 12, 36 (1954).
4. P.A.Bender. Nuovo Cim., 2, 980 (1955).
5. Ю.Д.Прокошкин, Тан Сяо-вей. ЖЭТФ, 36, 10 (1959).
6. H.Lengeler, W.Te Jessy, M.Deutschmann. Z. Physik, 175, 283 (1963).
7. E.E.Becklin, J.A.Earl. Phys. Rev., 136, B237 (1964).
8. H.Tohm. Phys. Rev., 136, B447 (1964).
9. М.С.Козодаев, А.А.Тяпкин. ПТЭ, 1, 21 (1956).

10. В.П. Джелепов, М.С. Козодаев, В.Т. Осипенков, Н.И. Петров, В.А. Русаков. ПТЭ, 3, 3 (1956).
11. E.R. Gaertner, M.L. Yeater. Rev. Sci. Instr., 20, 588 (1949).
12. А.Т. Василенко, М.С. Козодаев, Р.М. Суляев, А.И. Филиппов, Ю.А. Шербаков. ПТЭ № 6, 34 (1957).
13. Ю.Д. Прокошкин, Тан Сяо-вей. ПТЭ, 3, 32 (1959).
14. О.И. Довженко, А.А. Поманский. ЖЭТФ, 45, 2(8), 268 (1963).
15. D.F. Crawford, H. Messel. Phys. Rev., 128, 2352 (1962).
16. H.H. Nagel, Ch. Schlier. Z. Physik, 175, 464 (1963).
17. С.З. Бельский, И.П. Иваненко. УФН, 89, 591 (1959).
18. И.П. Иваненко. ЖЭТФ, 32, 491 (1957).
19. I.A. Richards, L.W. Nordheim. Phys. Rev., 74, 1106 (1948).

Рукопись поступила в издательский отдел  
18 марта 1966 г.