

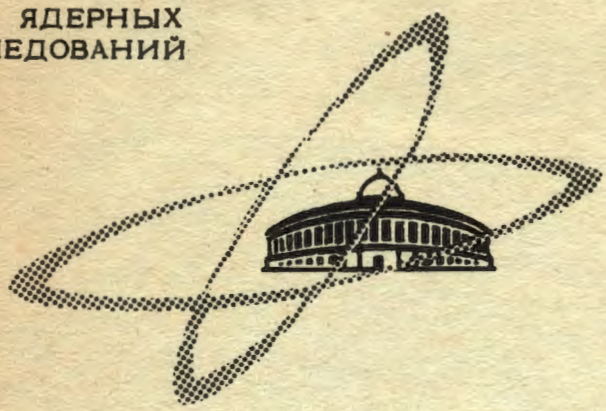
3-175

9/IX-68

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P1 - 3976



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

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

ИССЛЕДОВАНИЕ
ЭЛЕКТРОННО-ФОТОННЫХ ЛИВНЕЙ МЕТОДОМ
СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫХ СЧЕТЧИКОВ

1968

P1 - 3976

7421/2 ур.
О.А.Займидорога, В.М.Кутьин, Ю.Д.Прокошкин,
В.М.Цупко-Ситников

ИССЛЕДОВАНИЕ
ЭЛЕКТРОННО-ФОТОННЫХ ЛИВНЕЙ МЕТОДОМ
СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫХ СЧЕТЧИКОВ

Направлено в ЖЭТФ



1. В в е д е н и е

Основная часть имеющейся в настоящее время экспериментальной информации об электронно-фотонных ливнях в веществах с большими Z была получена при помощи трековых приборов - пузырьковых и искровых камер и камер Вильсона. Трековые приборы дают возможность получить наглядную и детальную картину развития электромагнитного каскада, что особенно важно на первых этапах изучения каскадного процесса. Наряду с этим методика трековых приборов имеет и свои недостатки, наиболее существенными из которых являются малая статистическая обеспеченность экспериментального материала и большая трудоемкость обработки результатов.

Исследования ливней, проведенные при помощи других детекторов частиц - ионизационных камер^{1/}, газоразрядных счетчиков^{2/} и черенковских счётчиков^{3/}, хотя и свободны от указанных выше недостатков, позволили изучить только усредненные характеристики - каскадные кривые^{2,3/} и ионизационные потери энергии ливня^{1/}. Однако для решения многих методических задач экспериментальной физики (определение эффективности детекторов γ -квантов и электронов, энергетического разрешения спектрометров полного поглощения и др.) необходимо знать не только усредненные, но и вероятностные характеристики ливней - флуктуации числа частиц в ливне и корреляции этих флуктуаций.

При использовании для изучения ливней черенковского счётчика последний должен обладать значительной толщиной, чтобы обеспечить достаточный световой выход. Это ограничивает энергию обрезания регистрируе-

мого спектра электронов ливня E величиной ≥ 10 Мэв^{/3/}. Характеристики ливней существенно зависят от величины E ^{/4/}. Так, в ливне, развивающемся в свинце, электроны с энергией выше $E \approx 1$ Мэв несут около 50% энергии всего ливня^{/5/}, а при $E = 10$ Мэв, еще меньше - 30%^{/6/}. Среднее число электронов при изменении E от 1 до 10 Мэв уменьшается в максимуме каскадной кривой в 1,5 раза, в области же больших толщин поглощающего вещества это изменение становится еще более значительным^{/5/}. Многие детекторы частиц, применяемые в физике высоких энергий, имеют низкий порог регистрации электронов (1 Мэв и ниже). Для определения параметров этих приборов как детекторов ливней, необходимо иметь экспериментальные сведения о характеристиках электромагнитных ливней при малых значениях E . Расчёты ливней в этой области особенно затруднены.

Для измерения числа ливневых электронов на различных глубинах развития ливня в настоящей работе был использован сцинтилляционный спектрометрический счётчик. Вследствие небольшой толщины сцинтиллятора (1 г/см² стирола) счётчик мог эффективно регистрировать электроны ливня с энергией обрезания $E \approx 2$ Мэв. Целью работы являлось определение таких характеристик ливня, как каскадные кривые, флуктуации числа частиц, угловое расхождение частиц при различных значениях E . Эксперименты были выполнены на электронном пучке синхротрона Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ^{/7,8/}.

2. Постановка эксперимента

Схема эксперимента приведена на рис. 1. Пучок γ -квантов от распада π^0 -мезонов, образованных при бомбардировке протонами внутренней мишени синхротрона, направлялся на свинцовый конвертор. Электроны, возникающие в результате конверсии γ -квантов, анализировались магнитом. Пучок электронов выделялся включенными в наносекундную схему совпадений^{/9/} сцинтилляционными счётчиками C_1 (размером 10 x 10 см²) и C_2, C_3 (размером 3 x 3 см²). Далее на пучке электронов располагались свинцовый поглотитель, графитовый фильтр и спектрометрический сцинтилляционный счётчик C_4 (размером 12 x 12 x 1 см³).

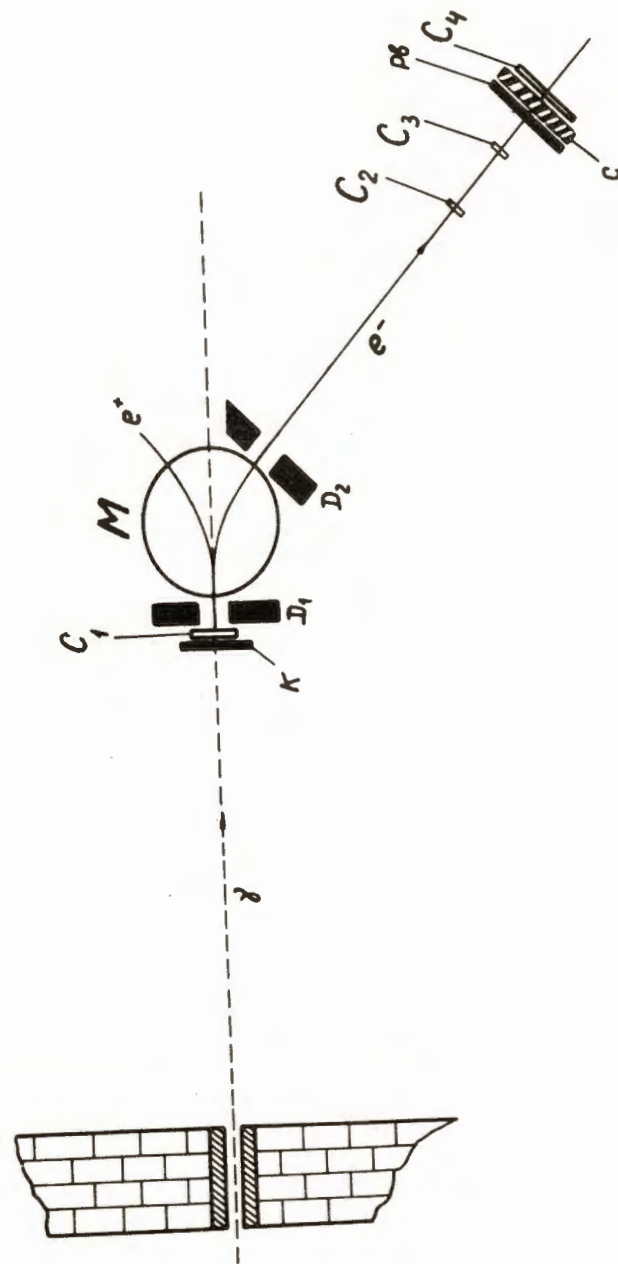


Рис. 1. Схема эксперимента. γ - пучок γ -квантов; К - свинцовый конвертор; М - магнит; D_1 и D_2 - свинцовые диффрагмы; C_1, C_2, C_3 - сцинтилляционные счётчики, выделяющие пучок электронов e^- ; C_4 - сцинтилляционный спектрометрический счётчик; Pb - свинцовый поглотитель; С - графитовый фильтр.

Импульсы с выхода схемы совпадений регистрировались пересчётным прибором, измерявшим интенсивность пучка электронов, и управляли схемой пропускания многоканального амплитудного анализатора ИА-256, на вход которого подавались исследуемые импульсы счётчика C_4 .

Измерения дифференциальных амплитудных спектров импульсов счётчика C_4 были выполнены при двух значениях энергии пучка электронов $E_0 = 115$ и 217 Мэв. В процессе измерений варьировались толщина свинцового поглотителя t (от 0 до $22,7$ г/см² Рв) и толщина графитового фильтра t_ϕ (0; 5,1 и 10,2 г/см² С, что соответствовало энергии обрезания спектра вторичных электронов ливня $E = 2; 10$ и 20 Мэв /10/). Свинцовый поглотитель и графитовый фильтр располагались вплотную к счётчику C_4 . При $t_\phi = 0$ угол разлета электронов, перекрываемый счётчиком C_4 , составлял более 60° . С увеличением t_ϕ этот угол уменьшался до 30° , однако это не приводило к существенному уменьшению эффективности регистрации электронов ливня, так как под большими углами летят, в основном, малоэнергичные электроны/11/, которые обрезаются фильтром.

Для исключения погрешностей, связанных с дрейфом аппаратуры (в основном, спектрометрического тракта), периодически производились контрольные измерения амплитудных спектров при $t = 0$. Число измеренных ливней составляло около 10 тыс. для случая $t = 0$ и от 20 до 60 тыс. - при $t > 0$.

3. Результаты измерений

Распределения $P(E_0, E, t, n)$ импульсов счётчика C_4 по амплитуде (номеру канала анализатора n), измеренные при $E_0 = 217$ Мэв, $t_\phi = 0$ и различных значениях t , приведены на рис. 2. При других значениях E_0 и t_ϕ они аналогичны. В случае $t = 0$, $t_\phi = 0$ распределения имеют характерную форму кривой ионизационных потерь Ландау. С ростом t_ϕ форма распределений $P(E_0, E, t=0, n)$ несколько изменяется в области больших n , что обусловлено взаимодействием небольшой части первичных электронов с веществом графитового фильтра.

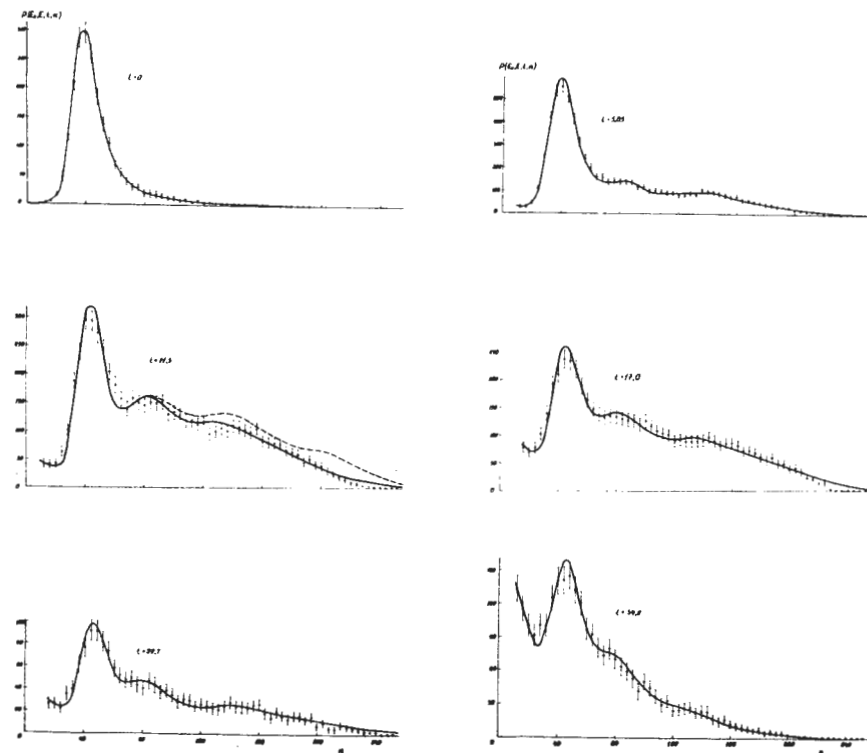


Рис. 2. Амплитудные распределения $P(E_0, E, t, n)$ импульсов счётчика C_4 . $E_0 = 217$ Мэв, $t_\phi = 0$ ($E = 2$ Мэв); пунктиром показан спектр, измеренный для случая, когда за счётчиком C_4 располагался дополнительный свинцовый блок (обратное рассеяние частиц ливня). Кривые - функции (2), вычисленные методом наименьших квадратов. Значения t в г/см² Рв приведены на рисунке. Отсчёты анализатора суммированы по 4 каналам.

В спектрах, измеренных при $t > 0$, отчетливо проявляются несколько максимумов, соответствующих одновременному прохождению через счётчик C_4 одного, двух и более электронов ливня. При толщинах поглотителя $t \geq 17$ г/см² в спектрах становится заметным прилив в области малых амплитуд n , что объясняется появлением в ливне малоэнергичных электронов, энергия которых меньше 2 Мэв - величины потерь энергии релятивистских электронов в счётчике C_4 .

4. Обработка результатов и обсуждение

Измеренные амплитудные спектры импульсов $P(E_0, E, t, n)$ могут быть представлены как линейные комбинации распределений $p(N, n)$, соответствующих прохождению через счётчик C_4 N частиц ($N = 1, 2, \dots$). При отсутствии угловой расходимости частиц ливня функция $p(N, n)$ представляет собой свертку N функций $p(N=1, n) = P(E_0, E, t=0, n)$:

$$p(N, n) = \int p(1, n_1) p(1, n_2 - n_1) \dots p(1, n - n_{N-1}) dn_1 \dots dn_{N-1} \quad (1)$$

Угловая расходимость ливневых электронов приводит к дополнительному смещению максимума кривой $p(N, n)$ и увеличению ее ширины, что может быть учтено введением в (1) усредненного секанса угла рассеяния электронов/5/: $p(N, n) \rightarrow p(N, \overline{\text{sc}\theta}(E_0, E, N, t), n)$.

Экспериментально определяемый амплитудный спектр $P(E_0, E, t, n)$ связан с функциями $p(N, \overline{\text{sc}\theta}(E_0, E, N, t), n)$ соотношением

$$P(E_0, E, t, n) = \sum_N W_N(E_0, E, t) p(N, \overline{\text{sc}\theta}(E_0, E, N, t), n) + f(E_0, E, t, n), \quad (2)$$

где $W_N(E_0, E, t)$ - вероятность образования в ливне на глубине t N электронов с энергией, большей E ; $f(E_0, E, t, n)$ - примесь малоэнергичных электронов (см. выше).

Процедура обработки экспериментально полученных спектров $P(E_0, E, t, n)$ сводилась к варьированию величин $W_N(E_0, E, t)$ и

$\overline{\text{sc}\theta}(E_0, E, N, t)$ и сравнению вычисленных и измеренных спектров. Примесь малоэнергичных электронов $f(E_0, E, t, n)$ аппроксимировалась линейной зависимостью от n . Найденные методом наименьших квадратов величины $W_N(E_0, E, t)$ представлены в таблице. Там же приведены средние для данной толщины поглотителя t значения секанса угла рассеяния ливневых электронов

$$\overline{\text{sc}\theta}(E_0, E, t) = \sum_N W_N(E_0, E, t) \overline{\text{sc}\theta}(E_0, E, N, t). \quad (3)$$

Полученные величины $W_N(E_0, E, t)$ для случаев $t_{\phi} = 0$ и $t_{\phi} = 5,1$ г/см² С находятся в согласии с результатами исследования флуктуаций в ливнях при помощи камеры Вильсона/5,12/ и вычислений методом Монте-Карло для $E = 10$ Мэв/6/х/. Значения $\overline{\text{sc}\theta}(E_0, E, t)$ при $t_{\phi} = 0$ близки к полученным при измерениях фотографий камеры Вильсона/5/. Систематическая разница в результатах (несколько процентов) объясняется тем, что величины $\overline{\text{sc}\theta}(E_0, E, t)$ определены в последней работе путем измерения следов всех электронов, в том числе и рассеянных назад из последующих слоев свинцового поглотителя, в то время как в настоящей работе поглотитель располагался только перед счётчиком, и обратное рассеяние отсутствовало. В том случае, когда за счётчиком C_4 был помещен добавочный свинцовый поглотитель, величины $\overline{\text{sc}\theta}(E_0, E, t)$ возросли (рис. 2) и совпали с найденными в камере Вильсона/5/.

На рис. 3,4 приведены полученные из измеренных $P(E_0, E, t, n)$ каскадные кривые - зависимости среднего числа электронов в ливне от глубины t

$$\overline{N}(E_0, E, t) = \sum_N N W_N(E_0, E, t) \quad (4)$$

х/ При сравнении результатов настоящей работы с данными других исследований последние интерполировались к значениям $E_0 = 115$ и 217 Мэв.

E_0 , МэВ	t_ϕ , г/см ² С	E , МэВ	t , г/см ² Рб	W_0	W_1	W_2	W_3	$W_{N \geq 4}$	$\overline{ac\theta}$
2I7	0	2	5,65	0,07±0,01	0,56±0,04	0,17±0,02	0,16±0,03	0,04±0,01	1,10±0,03
			11,3	0,19±0,02	0,33±0,03	0,22±0,03	0,17±0,03	0,09±0,02	1,12±0,04
			17,0	0,25±0,02	0,30±0,03	0,21±0,02	0,18±0,02	0,06±0,01	1,16±0,04
			22,7	0,30±0,03	0,33±0,03	0,20±0,02	0,14±0,02	0,03±0,01	1,20±0,05
2I7	5,1	10	5,65	0,10±0,02	0,55±0,04	0,22±0,03	0,13±0,03	0	1,11±0,03
			11,3	0,20±0,02	0,39±0,03	0,20±0,02	0,18±0,03	0,03±0,01	1,17±0,04
			17,0	0,38±0,03	0,36±0,03	0,16±0,02	0,09±0,02	0,01±0,01	1,20±0,05
			22,7	0,44±0,04	0,37±0,03	0,12±0,02	0,07±0,02	0	1,20±0,06
2I7	10,2	20	5,65	0,14±0,02	0,60±0,05	0,20±0,02	0,05±0,01	0,01±0,01	1,07±0,04
			11,3	0,30±0,02	0,42±0,03	0,19±0,02	0,09±0,02	0	1,12±0,04
			17,0	0,48±0,03	0,40±0,04	0,07±0,01	0,05±0,02	0	1,15±0,04
			22,7	0,52±0,05	0,41±0,04	0,07±0,02	0	0	1,20±0,06
II5	0	2	5,65	0,12±0,02	0,58±0,04	0,16±0,02	0,14±0,03	0	1,12±0,04
			11,3	0,36±0,03	0,32±0,03	0,18±0,03	0,13±0,03	0,01±0,01	1,21±0,05
			17,0	0,50±0,04	0,30±0,03	0,15±0,02	0,05±0,02	0	1,23±0,06
			5,65	0,19±0,02	0,58±0,05	0,16±0,02	0,07±0,02	0	1,13±0,04
II5	5,1	10	11,3	0,50±0,03	0,34±0,03	0,11±0,02	0,05±0,02	0	1,18±0,05
			17,0	0,65±0,05	0,26±0,02	0,07±0,02	0,02±0,01	0	1,15±0,06
			5,65	0,29±0,03	0,60±0,05	0,06±0,02	0,05±0,02	0	1,05±0,04
			11,3	0,61±0,04	0,33±0,03	0,04±0,01	0,02±0,01	0	1,08±0,04
II5	10,2	20	17,0	0,74±0,04	0,22±0,03	0,03±0,01	0,01±0,01	0	1,10±0,05

При $t_\phi = 0$ они хорошо согласуются с каскадными кривыми, измеренными в камере Вильсона/5/. Сравнение каскадных кривых, полученных при $t_\phi = 5,1$ г/см², с результатами расчёта методом Монте-Карло/6/ для того же значения энергии обрезания $E = 10$ МэВ (рис. 3,4), также показывает хорошее согласие.

В каскадных кривых, полученных для $E = 10$ МэВ при помощи черенковского счётчика/3/, не учитывалось угловое расхождение частиц ливня. Поэтому их нужно сравнивать с данными настоящей работы, не исправленными на эффект рассеяния электронов. Это сравнение (рис. 3,4) показывает некоторое различие в формах каскадных кривых. Возможно, это связано с тем, что каскадная кривая определялась в опытах с черенковским счётчиком/3/ приближенно, как отношение центров тяжестей спектров.

5. 3 а к л ю ч е н и е

Результаты, полученные в настоящей работе при помощи сцинтилляционных счётчиков, показывают, что эта методика дает возможность исследовать электромагнитные ливни при энергиях первичных электронов $E_0 \lesssim 1$ ГэВ (в этом случае $N < 10$ и трудности амплитудного анализа еще невелики) в области толщин поглотителя t до 5-6 радиационных единиц. При этом могут быть определены такие характеристики ливней, как каскадные кривые, флуктуации числа электронов, получены сведения об угловом распределении ливневых электронов. Варьируя толщину фильтра перед сцинтилляционным счётчиком, можно измерить указанные характеристики при различных порогах обрезания спектра ливневых электронов.

К настоящему времени накоплен значительный экспериментальный и расчётный материал по развитию электромагнитного каскада в свинце. Данные же по ливням в веществах с меньшим Z , к которым относятся медь, железо и алюминий, являющиеся основными конструктивными материалами трековых камеры широко применяемые для радиационной защиты, носят пока еще фрагментарный характер. Для систематического исследования этой малоизученной области может быть успешно применена использованная в настоящей работе методика сцинтилляционных счётчиков, отличающаяся высокой скоростью набора статистики (осо-

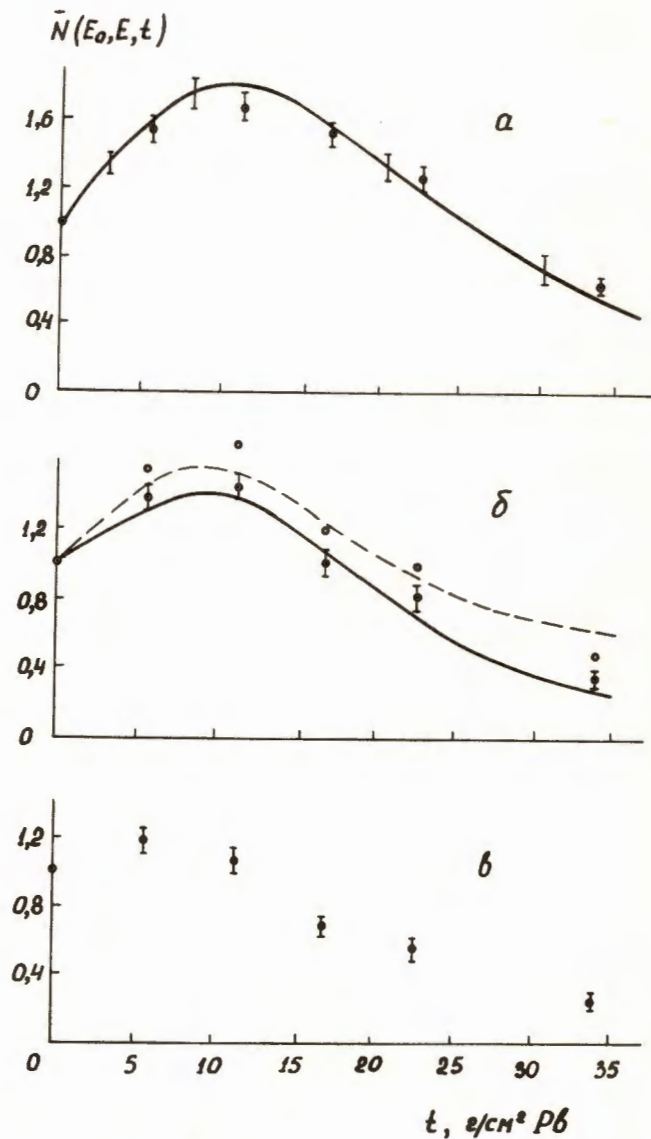


Рис. 3. Каскадные кривые $\bar{N}(E_0, E, t)$. $E_0 = 217$ Мэв. Темные кружки - измеренные каскадные кривые (4), светлые кружки - те же кривые, но без учёта поправок на угловую расходимость частиц ливня. а - $t_\phi = 0$ ($E = 2$ Мэв); кривая-данные, полученные при помощи камеры Вильсона/5/. б - $t_\phi = 5,1$ г/см² С ($E = 10$ Мэв); сплошная кривая рассчитана методом Монте-Карло/6/, пунктиром показаны результаты измерений черенковским счётчиком/3/. в - $t_\phi = 10,2$ г/см² С ($E = 20$ Мэв).

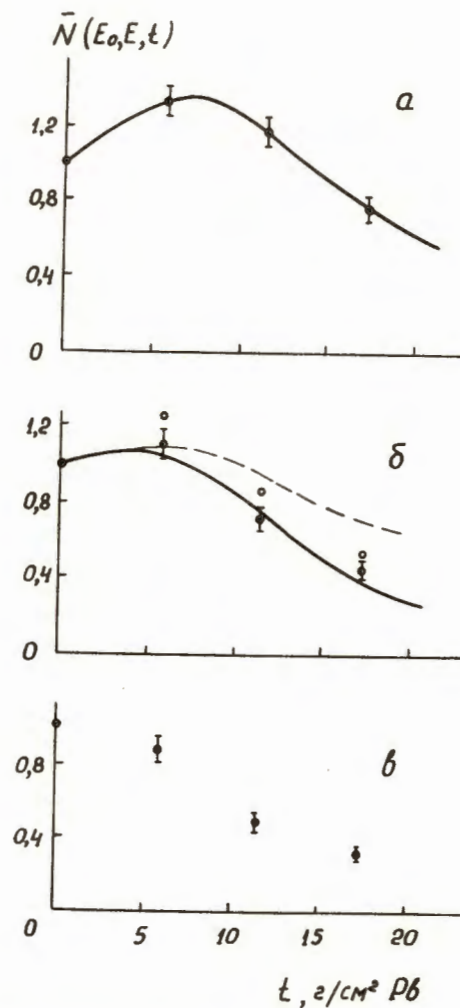


Рис. 4. То же, что на рис. 3, но для энергии первичных электронов $E_0 = 115$ Мэв.

бенно в случае системы из нескольких счётчиков) и возможностью быстрой обработки результатов измерений.

В заключение пользуемся случаем поблагодарить А.И.Токарскую и Е.А.Ш'ваневу за помощь в работе.

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. Ю.Д.Прокошкин, Тянь Сяо Вей. ЖЭТФ, 36, 10 (1959).
3. C.A.Heusch, G.Y.Prescott. Phys. Rev., 135B, 772 (1964).
4. И.П.Иваненко. ЖЭТФ, 32, 491 (1957).
5. О.А.Займидорога, Ю.Д.Прокошкин, В.М.Шупко-Ситников. ЖЭТФ, 51, 49 (1966).
6. D.G.Crawford, H.Messel. Phys. Rev., 128, 2352 (1962).
7. В.М.Кутьин, В.И.Петрухин, В.М.Шупко-Ситников. ОИЯИ, Препринт 13-2677, (1966).
8. В.М.Шупко-Ситников. Диссертация. ОИЯИ (1964).
9. А.Ф.Дунайцев. ПТЭ, 6, 77, (1964).
10. J.E.Leiss, S.Penner, G.S.Robinson, Phys. Rev., 107, 1544 (1957).
11. R.R.Wilson. Phys. Rev., 86, 261 (1952).
12. О.А.Займидорога. Ю.Д.Прокошкин, В.М.Шупко-Ситников. ЖЭТФ, 52, 79 (1967).

Рукопись поступила в издательский отдел

15 июля 1968 года.