

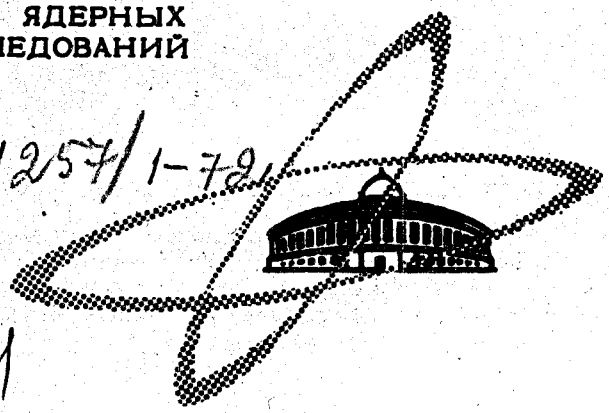
С 344.1и + С 344.1 с

ОБЪЕДИНЕННЫЙ С-87
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

1257/1-72

P13 - 6191



6191

З.С.Стругальский

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ИСКРОВЫЕ СПЕКТРОМЕТРЫ ГАММА-КВАНТОВ
И ЭЛЕКТРОНОВ

1972

Работа посвящена анализу возможности применения многоквантовых камер для измерения энергии E_0 зарегистрированных в них гамма-квантов и электронов. Предложены практические методы измерения E_0 в таких камерах, а также пределы значимой достоверности.

З.С.Стругальский

На основании результатов подробного анализа взаимодействия электронов с кристаллами полупроводника и квантовых камер, обеспечивающих достаточную разрешающую способность в определении E_0 . Такие камеры предложены для

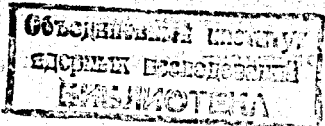
ИСКРОВЫЕ СПЕКТРОМЕТРЫ ГАММА-КВАНТОВ

И ЭЛЕКТРОНОВ

и электронов, но также спектры излучения в этих камерах. Они могут быть применены при исследовании радиоактивных тел.

1. Материал подготовлен в соответствии с **Направлено в ПТЭ** (подпись) **И. А. АЛЕКСАНДРОВ**

известно, что при взаимодействии гамма-кванта с веществом в результате взаимодействия с электронами образуются вторичные электроны и позитроны. Эти электроны и позитроны в свою очередь взаимодействуют с атомами вещества и вызывают образование фотоэлектронов и фотоэлектронов. Это в свою очередь приводит к образованию фотоэлектронов и фотоэлектронов. На основании



...иногда ...
...минимум ...
...тогда ...
...тот ...
...этот ...
...вот ...

Работа посвящена анализу возможностей применения многопла-
стинчатых искровых камер для определения энергий E_0 зарегистриро-
ванных в них гамма-квантов и электронов. Предложены практические
способы измерения E_0 в таких камерах, даны пределы значений дости-
гаемых точностей $\Delta E_0 / E_0$.

На основании результатов проведенного анализа выработаны опти-
мальные варианты конструкции искровых камер, обеспечивающие дости-
жение максимальных точностей в определении E_0 . Такие камеры пред-
ставляют возможность не только измерять энергии зарегистрированных
в них гамма-квантов и электронов, но также определять направление
траекторий этих частиц. Они могут быть применены при исследованиях
в области гамма-астрономии.

1. Метод анализа работы искровых спектрометров гамма- квантов и электронов

Допустим, что нам удастся проследить за траекторией каждого
электрона и позитрона с энергией выше определенного значения E то
в ливне, созданном в веществе гамма-квантом или электроном с энер-
гией E_0 . Это в самом деле легко достижимо, например, на фотографи-
ях ливней в среде, заполняющей пузырьковые камеры. На основании

картины ливня можно сделать выводы, касающиеся принципов конструкции искровых камер, специально предназначенных для регистрации гамма-квантов и электронов, возможных способов определения их энергий, а также границ применимости таких камер. Этот анализ может быть осуществлен на основании заранее заданных точностей $\Delta E_0/E_0$ в определении значений E_0 . Достаточно рассмотреть лишь ливни, созданные, скажем, гамма-квантами $x/$.

Особенно хорошо ход ливней удается проследить на снимках с ксеноновой пузырьковой камеры даже небольших размеров. В жидком ксеноне радиационная единица длины $t_0 = 4$ см, критическая энергия $\beta = 10,1$ Мэв, энергии наблюдаемых ливневых электронов и позитронов больше $3 \pm 1,2$ Мэв, средняя длина конверсии гамма-квантов $\lambda(E_\gamma) = 5,2 (1 + 13 [\frac{E_\gamma}{m_0 c^2}]^{-0.7706})$ см. Камера, снимки с которой анализировались для настоящей работы, имеет форму параллелепипеда с размерами $550 \times 275 \times 164$ мм. Облучалась она в пучках π^- -мезонов с импульсом $2,34$ Гэв/с и в пучках π^+ -мезонов с импульсом 5 и 9 Гэв/с. Анализ ливней создавались гамма-квантами от распадов π^0 -мезонов, рождаемых во взаимодействиях пучковых π^- -мезонов с ядрами ксенона. Энергии гамма-квантов определялись с точностью $10+15\%$ по полному пробегу ливневых электронов и позитронов $1/5$.

На рис. 1 показан типичный ливень, зарегистрированный в ксеноновой пузырьковой камере. Ось ливня лежит в пределах угла наклона по отношению к плоскости фотографирования $\Delta \theta = \pm 5^\circ$. На рис. 2 показан этот же ливень, но разделенный на сегменты отрезками прямых, перпендикулярных оси ливня, проходящих на расстояниях друг от друга. Сегменты сдвинуты по оси ливня друг относительно друга на $x/$. В дальнейшем, поэтому, вместо E_0 будем писать E_γ .



Рис. 1. Типичная фотография ливня, зарегистрированного в ксеноновой пузырьковой камере.

на расстояния по $0,1 t_0$. В действительности, если провести аналогию между показанной на рис. 2 и воображаемой картинами ливня, развивающегося в искровой камере, то сегменты снимка будут соответствовать пластинкам в камере, а щели между сегментами - скважинам в искровой камере между пластинками.

Анализ свойств искровых камер, предназначенных для регистрации гамма-квантов и электронов и для определения их энергий, будет в дальнейшем проводиться с учетом картин, представленных на рис. 1 и 2. Результаты анализа будут использованы после изучения его применимости к условиям, существующим в искровых камерах. Описание условий в искровых камерах содержится во многих работах, посвященных многопластинчатым искровым камерам /6-9/.

2. Возможность наблюдения электронно-фотонных ливней в многопластинчатых искровых камерах

Прохождение гамма-квантов и электронов через многопластинчатые искровые камеры и процесс образования в них электронно-фотонных ливней исследовались многими авторами /6-8/.

В искровых камерах электроны наблюдаются тогда, когда углы отклонения их траекторий от линий электрического поля не больше 60° /8,9/. На такие или большие углы отклоняются от первичных траекторий электроны с энергиями, меньшими определенных формулой /10/:

$$E_r = \frac{20}{\beta^{1/2}}, \quad (1)$$

где β - критическая энергия для данной среды /11/. В жидком ксеноне $E_r = 5,8$ Мэв, что близко к значению минимальной энергии наблюдаемых электронов и позитронов $3 \pm 1,2$ Мэв. Для железа $E_r = 4,4$ Мэв, для свинца $E_r = 7,4$ Мэв.

Рис. 2. Вспомогательная картина для анализа процесса развития электроно-фотонного ливня в искровой камере.

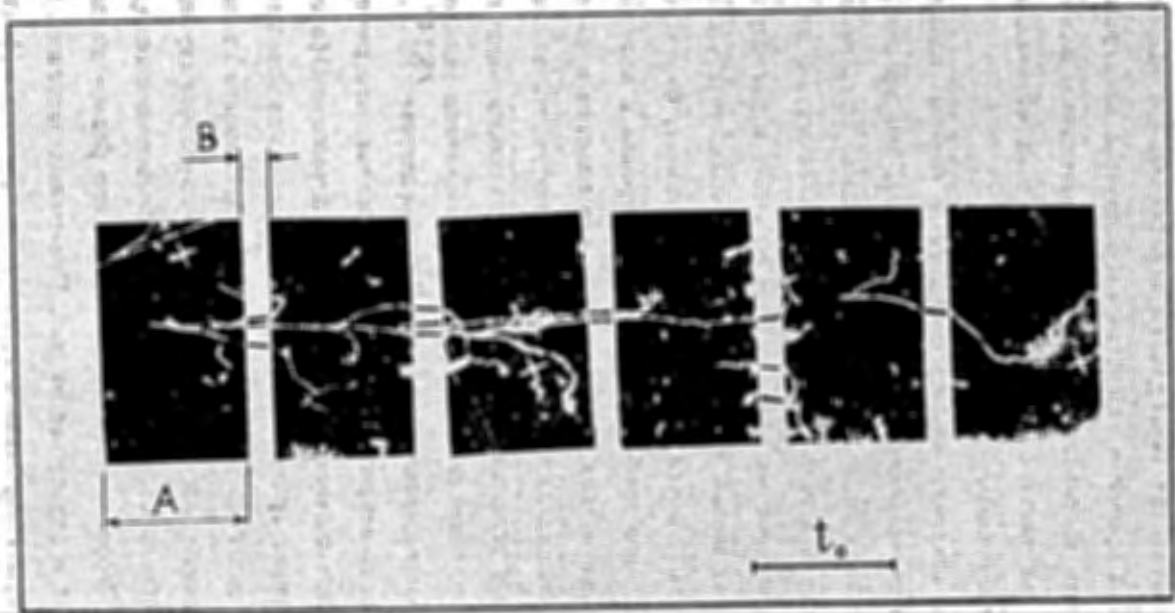


Рис. 2. Вспомогательная картина для анализа процесса развития электроно-фотонного ливня в искровой камере. Отчетливо видна точка конверсии первичного гамма-кванта. Ширины сегментов А соответствуют толщинам пластин в искровых камерах. Ширины скважин В соответствуют ширинам щелей между пластинами в искровых камерах.

Доля энергии ливня, уносимая электронами и позитронами с энергией свыше E_0 , постоянна /12,13/ и в районе значений энергий ливней от ≈ 20 до ≈ 2000 Мэв составляет $(24,7 \pm 0,5)\%$ первоначальной энергии /12/.

Таким образом, полный пробег в веществе наблюдаемых электронов и позитронов должен быть в большом приближении постоянным для ливней данной энергии, так как электроны релятивистские и их ионизационные потери практически постоянны.

Если изготовить искровую камеру со многими тонкими пластинками, то число искр, пересекающих все щели в камере, при условии, что развитие ливня происходит полностью в камере, должно быть постоянно для данной энергии ливня в границах, определенных флюктуациями средних интегральных характеристик ливня и флюктуациями в регистрации искр. Чем больше будет щелей и чем тоньше пластинки, тем число искр, умноженное на некоторый, почти постоянный коэффициент, будет точнее отражать значение полного пробега ливневых электронов и позитронов.

Однако на практике нельзя увеличивать число пластин в камере до бесконечности, уменьшая их толщины. Необходимо учесть также реальные конструкционные условия при подборе оптимального варианта, если речь идет о толщине пластин и их числе. Для анализа удобно исходить из сведений о камере, использованной Ц.С.Шнейдером /8,14/. Из результатов исследований искровых камер /7,8/ следует, что реально достижение линейной зависимости между энергией первичного фотона и полным числом зарегистрированных искр в камере, по крайней мере, в диапазоне исследованных энергий до 1300 Мэв. Отклонение от линейности за границы, которые могут быть допустимы из-за флюктуаций характеристик ливней, зависит от эффективности образования искр в щелях искровой камеры. Эффективность бывает двоякого рода - не зависящая от энергий ливней и зависящая от них. При малых энергиях, верхняя граница которых будет определена в дальнейшем, часть эффективнос-

ти, зависящей от энергии, стремится к нулю. При 250 Мэв эффективность регистрации искр в щелях близка к 100%^{/8/}. Известно, что с ростом числа частиц, проходящих через щель, эффективность искрообразования уменьшается^{/15/}. Уже при ≈ 30 треках, проходящих сквозь щель, эффективность падает до 50%. В камере, применяемой Ц.Шнейдером для исследования зависимости между суммарным количеством искр и энергией первичного гамма-кванта E_γ , минимальная энергия регистрируемых электронов составляла $E_{min} = 5$ Мэв. Это значение соответствует значению минимальной энергии наблюдаемых электронов и позитронов в ливнях, регистрируемых в ксеноновой пузырьковой камере.

В дальнейшем, используя прием, описанный в §1, будем анализировать снимки с ксеноновой пузырьковой камеры с целью выработки способов измерения энергий гамма-квантов в искровых камерах и определения границы применимости этих способов.

3. Способы определения энергий гамма-квантов и электронов в многопластинчатых искровых камерах

Значения минимальной энергии наблюдаемых ливневых электронов E_{min} можно принять практически одинаковыми в ксеноновой пузырьковой камере и в искровых камерах. Это следует из приведенного в §§1 и 2 анализа. Процесс образования ливня в ксеноне происходит так же, как в пластинках искровых камер, и все электроны и позитроны, пересекающие границы раздела сегментов ксеноновой пузырьковой камеры (рис.2), будут по существу такими же, как те, которые проходят через скважины между пластинками искровых камер. Выработанные с помощью представленной на рис. 2 картины способы измерения E_γ будут пригодны поэтому и для искровых камер.

Для выработки наиболее удобных способов определения энергии E_γ рассмотрим камеру с пластинами одинаковой толщины, из одинако-

вого материала, развинутыми на небольшие одинаковые расстояния.

Проследим все характерные черты распределения ливневых электронов и позитронов в скважинах между пластинками искровой камеры. Это удобнее всего сделать, пользуясь соответственно спрепарированной картиной развития ливня в ксеноновой пузырьковой камере, представленной на рис. 2.

В работах, выполненных ранее, детально проанализированы ливни, развивающиеся в жидком ксенеоне /16-19/. Особенно подробно изучены ливни в диапазоне энергий первичных гамма-квантов от 20 до 2000 Мэв /16, 17/. Для каждого значения E_γ набор экспериментальных данных содержит /20/: каскадную кривую $N(E_\gamma, E, t)$ и ее флуктуации $\delta \bar{N}^2 / \bar{N}$; флуктуации в выделении энергии ливня на данной глубине t , $\delta \bar{A}(t)^2 / A(t)$; зависимость поперечного размера ливня от глубины развития лавины $\bar{x}(t)$ и флуктуации этих размеров $\delta \bar{x}(t)^2 / \bar{x}(t)$. Исследовались также флуктуации средней длины развития \bar{d} лавины /18/. В исследованном диапазоне значений энергии E_γ относительная дисперсия этой длины составляет $\approx 20\%$ независимо от энергии гамма-квантов, создающих ливни.

Из совокупности имеющихся результатов экспериментального исследования ливней в ксеноновой пузырьковой камере следует, что для определения энергии гамма-квантов в искровых камерах могут быть использованы следующие зависимости:

$$\sum N(E_\gamma, E, d) = N(E_\gamma, E, \Delta t) + N(E_\gamma, E, 2\Delta t) + \dots + N(E_\gamma, E, d - \Delta t) + N(E_\gamma, E, d) \quad (2)$$

$$\text{или} \quad \sum \bar{x}(E_\gamma, E, d) = \bar{x}(E_\gamma, E, \Delta t) + \bar{x}(E_\gamma, E, 2\Delta t) + \dots + \bar{x}(E_\gamma, E, d - \Delta t) + \bar{x}(E_\gamma, E, d). \quad (3)$$

$\bar{N}(E_\gamma, E, i\Delta t) = \int N(E_\gamma, E', i\Delta t) dE'$ - обозначает среднее число электронов

и позитронов с энергиями, большими чем E на глубине развития ливня $i \Delta t$, в ливне, созданном гамма-квантом с энергией E_γ . $\bar{x}(E_\gamma, E, i \Delta t) = \int_0^{E_\gamma} \bar{x}(E_\gamma, E', i \Delta t) dE'$ - среднее расстояние траекторий электронов и позитронов с энергией, большей E на глубине t , в ливне, созданном гамма-квантом с энергией E_γ . $\Delta t \equiv A$ - толщины сегментов, на которые делится весь объем жидкости в камере (рис. 2). В качестве начала отсчета t принята точка конверсии первичного гамма-кванта.

Исследование зависимостей (2) и (3) проводилось подробно для ливней с энергиями 20, 40, 80, 150, 300, 1000, 1500 и 1800 Мэв ^{/21/}. Были построены экспериментальные зависимости (2) и (3), которые могут быть без всяких изменений использованы в настоящей работе.

С уменьшением Δt $\Sigma \bar{N}$ стремится к $\Sigma \bar{R}$ - полному пробегу ливневых электронов и позитронов. Зависимость полного пробега $\Sigma \bar{R}$ от глубины развития ливня использовалась нами для определения энергий гамма-квантов в ксеноновой пузырьковой камере ^{/13,21/}. На рис. 3 показан набор кривых, изображающих скорость сближения значений $\Sigma \bar{N}$ и $\Sigma \bar{R}$ при возрастании n . n - число линий на единицу t_0 ; Δt - расстояние между линиями. На рис. 4 и 5 показаны зависимости $\sqrt{\Sigma \bar{N}} = f_1(t, E_\gamma)$ и $\sqrt{\Sigma \bar{x}} = f_2(t, E_\gamma)$ ^{/21/}. На кривых, изображенных на рис. 4, указаны границы достижимых точностей при разных обрезаниях длин развития ливня d . Из приведенных результатов видно, что лучшая разрешающая способность достигается при полном развитии лавины в камере. В случае использования для определения E_γ зависимости $\sqrt{\Sigma \bar{N}} = f(E_\gamma, t)$ лучшая точность составляет $\Delta E_\gamma / E_\gamma = 10\%$. Энергия E_γ может быть определена из зависимости $\sqrt{\Sigma \bar{x}} = f(E_\gamma, t)$ с меньшей точностью. В этом случае лучшая точность составляет $\approx 20\%$. Ошибка связана в основном с большими флуктуациями в $\Sigma \bar{x}$, иногда достигающими 70% .

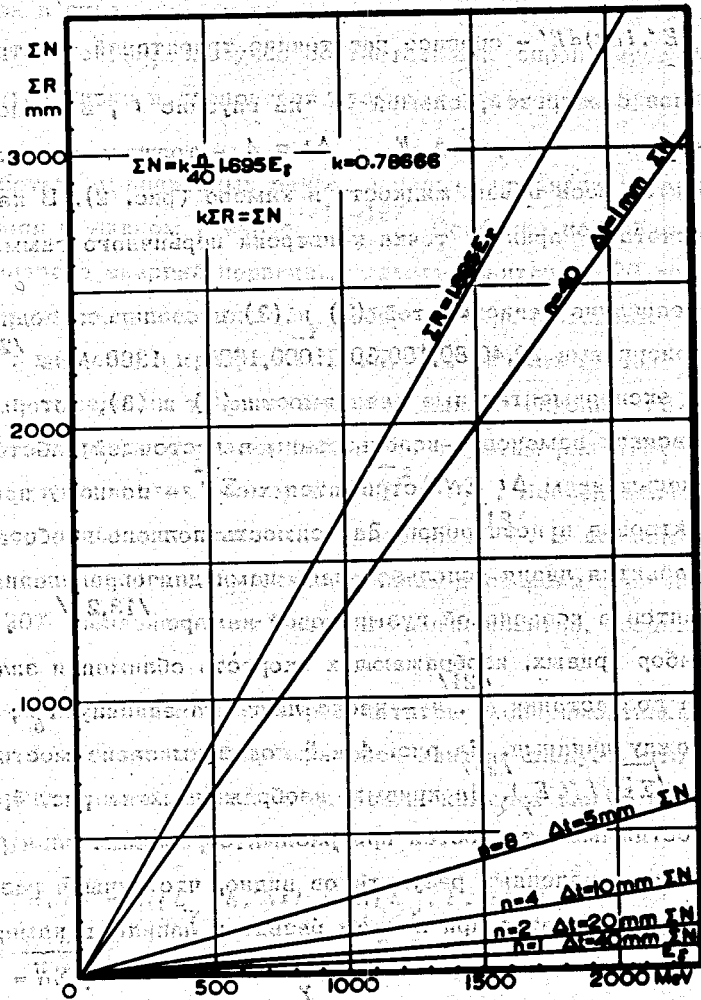


Рис. 3. Набор кривых, изображающих скорость сближения значений ΣN и ΣR при возрастании n . n - число линий на t_0 - единицу ($t_0 = 40$ мм); Δt - расстояние между линиями.

Тем же образом, наиболее точный метод — это метод, основанный на зависимости $\sqrt{\Sigma \bar{N}} = f(t, E_\gamma)$. При этом была проведена обработка данных, просто — подстановка в формулу (3) до тех пор, пока не достигнута на левой оси $\sqrt{\Sigma \bar{N}} = 10$. По формуле (3) $\sqrt{\Sigma \bar{N}} = f(t, E_\gamma)$.

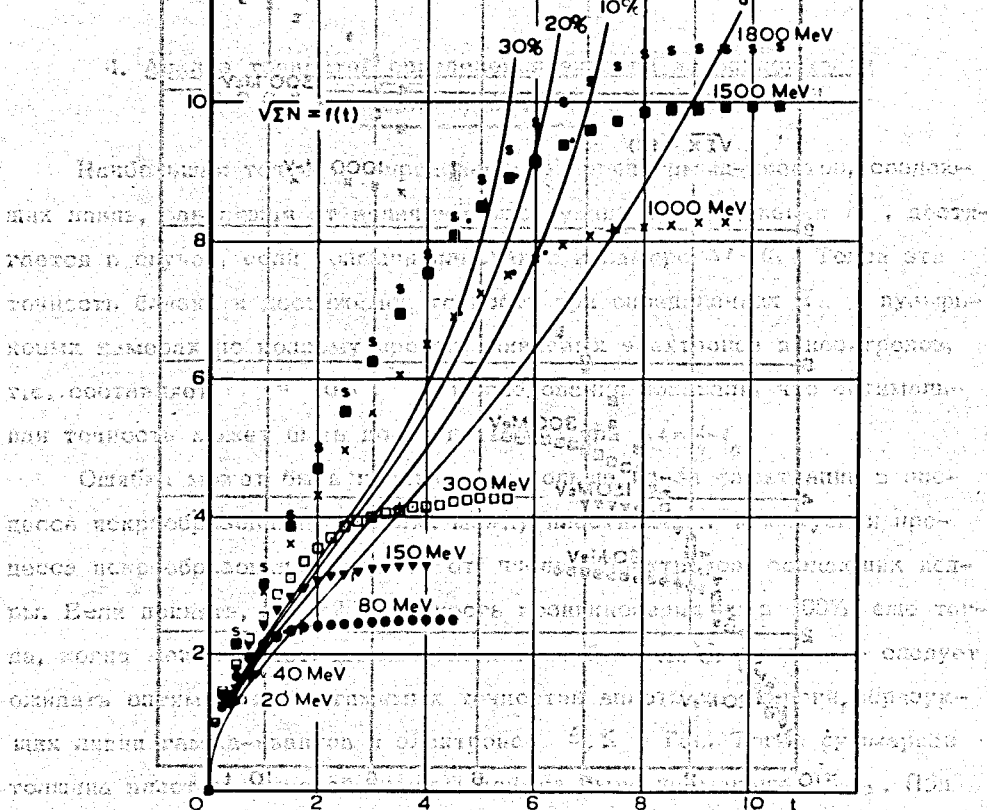


Рис. 4. Зависимость $\sqrt{\Sigma \bar{N}} = f(t, E_\gamma)$.

И.С.Шварцман получил данные по числу фотонов в камере типа ВЭФ с 10-микрометровой толщиной $E_\gamma = 0,11$ мекэ. Эти данные можно было сравнить с данными, полученными из аналогичных в камере типа ВЭФ

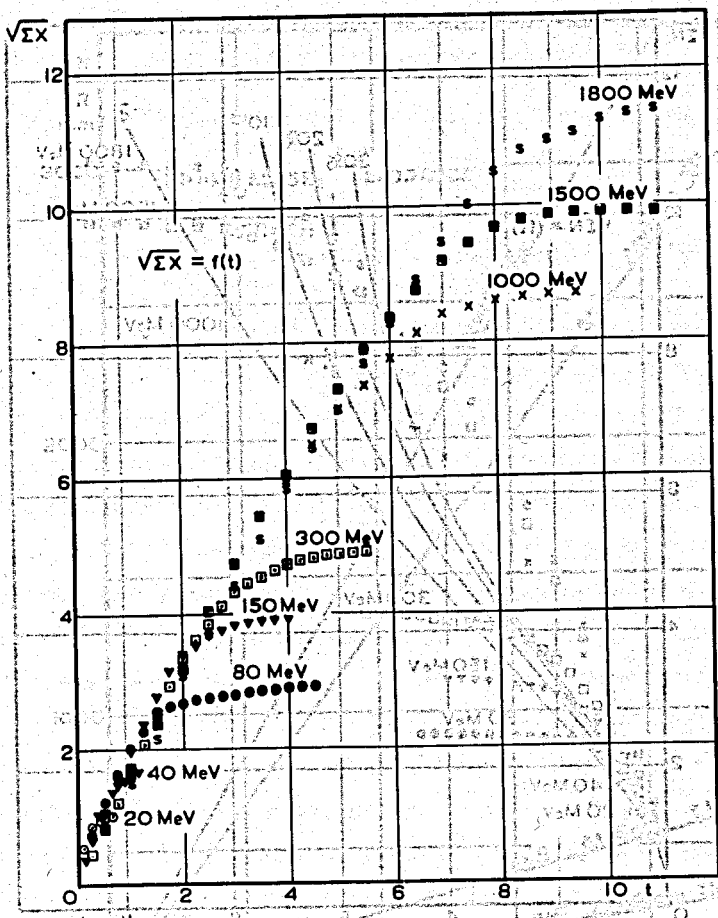


Рис. 5. Зависимость $\sqrt{\Sigma x} = f_2(t, E_y)$.

Рис. 4. Зависимость $\Delta L = f_1(t, E_y)$.

Рис. 3. Наблюдения скорости движения частиц в зависимости от энергии. Видно, что скорость увеличивается с энергией. Энергия в МэВ, время в секундах.

Таким образом, наиболее точный метод - это метод, опирающийся на зависимость $\sqrt{\Sigma \bar{N}} = f(E_\gamma, t)$. Практическая процедура определения E_γ проста - подсчитывается суммарное число искр во всех скважинах на данной длине развития лавины, и следовательно, E_γ определяется по формуле (2).

4. Анализ точностей определения энергий из зависимости

$$\sqrt{\Sigma \bar{N}} = f(E_\gamma, t)$$

Наибольшая точность определения энергии гамма-квантов, создающих ливни, зависящая от величины флюктуаций в определении \bar{N} , достигается в случае, если толщина пластинок в камере $\Delta t \rightarrow 0$. Тогда эта точность близка к достижимой точности при определениях E_γ в пузырьковых камерах по полному пробегу ливневых электронов и позитронов, т.е. составляет $\approx 10\%$ /13/. Исследования показали, что оптимальная точность может быть достигнута уже при $\Delta t = \frac{1}{2} t_0$.

Ошибка может быть практически больше из-за флюктуации в процессе искробразования в щелях между пластинками. Флюктуации процесса искробразования зависят от числа электронов, создающих искры. Если принять, что эффективность возникновения искр 100% еще тогда, когда между пластинками проходит не больше 20 частиц, то следует ожидать оптимально достижимых точностей вплоть до энергий, образующих ливни гамма-квантов и электронов $E_\gamma \leq 5$ Гэв. Тогда суммарная толщина пластин искровой камеры должна быть не меньше $15 t_0$. При более высоких значениях E_γ точности определения энергии будут хуже из-за несто процентной эффективности возникновения искр между пластинками.

К.С.Шнейдер подсчитал полное число искр в искровой камере с 50 пластинами толщиной $0,11 t_0$ каждая /8,14/. Эти данные можно прямо сравнить с данными, полученными из анализа лавин в ксеноновой пу-

зырьковой камере. При подсчете на камерном снимке числа пересечений взаимно параллельных плоскостей, перпендикулярных оси ливня, ливневыми электронами расстояния между плоскостями были равны $\Delta t = 0,12 t_0$. Результаты сравнений приведены в таблице 1.

Таблица 1.

E_{γ} Мэв	Число искр	
	Ожидаемое из анализа ливня	Подсчитанное в искровой камере
150	21 ± 4	20 ± 6
300	36 ± 6	30 ± 6

Можно констатировать хорошее согласие между данными, полученными из проведенного нами анализа ливней на снимках с ксеноновой пучковой камеры, и данными, полученными из непосредственного подсчета числа искр в многопластинчатой искровой камере.

5. Особенности конструкции искровых камер, предназначенных для измерения энергий гамма-квантов и электронов

Из вышеизложенного следует, что достигаемая точность измерения энергий гамма-квантов и электронов с помощью искровой камеры ограничена двумя главными факторами: флуктуациями средних характеристик процесса развития ливня и флуктуациями эффективности искрообразования. Эти две причины главным образом необходимо учесть при проектировании искровых камер, предназначенных для регистрации и измерения энергий гамма-квантов и электронов.

Практически флуктуации эффективности образования искр в щелях между пластинками камеры должны быть пренебрежимо малы в случае

небольшого числа электронов, одновременно пересекающих щель. Если, следуя данным опыта, принять, что небольшое число электронов означает, скажем, не больше 20, то тем самым ограничивается диапазон измеряемых энергий E_γ , в котором флюктуации искробразования не играют роли. Приняв это ограничение, остается учесть лишь флюктуации средних характеристик процесса развития ливней. Среди характеристик ливневого процесса самыми малыми флюктуациями обладает суммарный пробег ливневых электронов и позитронов.

Конструируя искровые камеры, предназначенные для измерений энергии гамма-квантов и электронов, необходимо стремиться к тому, чтобы в камере было обеспечено полное развитие ливней и чтобы пластинки были по возможности тоньше. Из проведенного анализа легко можно предсказать нужные толщины пластинок камеры и суммарную их толщину для данного диапазона измеряемых энергий. Щели между пластинками должны иметь ширины минимальные, но обеспечивающие регистрацию всех возникающих в них искр. В таблице 2 приведены зависимости от энергии регистрируемых гамма-квантов или электронов суммарных толщин D пластинок и толщин Δt каждой пластины в отдельности.

Таблица 2

E_γ (Мэв)	(t_0)	Δt	D
20	1	0,25	5,2
40	1,5	0,25	5,2
80	4,5	0,25	5,2
150	5	0,25	5,2
300	8	0,25	5,2
1000	10	0,25	5,2
1500	11	0,25	5,2
2000	12	0,25	5,2

спиральной камере. При падении на камеру с электродом в виде диска...

6. Обсуждение полученных результатов

Проведенный анализ указывает на принципиальную возможность применения многопластинчатых искровых камер для детектирования и измерения энергии гамма-квантов и электронов в широком диапазоне энергий от ≈ 20 до 5000 Мэв. Достижимая точность определения энергии при этом составляет $\approx 10\%$.

Сравнение результатов проведенного анализа с некоторыми результатами измерений, выполненных в искровых камерах, указывает на правильность наших выводов.

Следует иметь в виду, однако, что каждый экземпляр искровой камеры, предназначенный для измерений E_γ , должен быть соответствующим образом отградуирован и должен иметь свою собственную зависимость $\sqrt{\Sigma N} = f(E_\gamma, t)$. При определении поля точностей на семействе этих кривых следует учитывать флуктуации эффективности образования искр.

Л и т е р а т у р а

1. З.С.Стругальский. Препринт ОИЯИ, 796, Дубна, 1961.
2. Л.П.Коновалова, Л.С.Охрименко, З.С.Стругальский. ПТЭ 6, 26 (1961).
3. O.Czyzewski, J. Danysz, Z.Strugalski. Acta Physica Polonica, 24, 509 (1963).
4. Л.С.Охрименко, Б.Словинский, З.Стругальский. Препринт ОИЯИ, Препринт ОИЯИ, P13-3918, Дубна, 1968.
5. И.А.Ивановская, Т.Канарек, Л.С.Охрименко, Б.Словинский, З.С.Стругальский, И.В.Чувило, З.Яблонски. ПТЭ 2, 39 (1968).
6. J.W. Cronin, E.Engels, M. Pyka, R.Routh. Rev.Sci. Instr., 33, 946 (1962).
7. K.J.Kajikava. J. Phys. Soc. Jap., 18, 1365 (1963).
8. C.S.Schneider. Thesis the Degree of Master of Science, MIT (1965).

9. М.И.Дайон, Г.А.Лексин, УФН, 80, 281 (1963).
10. R.R.Wilson. Phys. Rev., 86, 261 (1952).
11. О.И.Довженко, А.А.Поманский. Труды ФИАН СССР, 26, 166 (1964).
12. D.F.Crawford, H.Messel. Phys.Rev., 128, 2352 (1962).
13. И.А.Ивановская, Т.Канарек, Л.С.Охрименко, В.Словинский, З.С.Стругальский; И.В.Чувило, З.Яблонский. ПТЭ, 2, 39, (1968).
14. C.Calvelli, P.Kusstatscher, L.Geurriero, C.F.Voci, F.Waldner, I.A.Plen, L.Rosenson, G.A.Salardin, F.Bulos, R.Lanon, A.Shapiro. Rev.Sci.Instr., 35, 1642 (1964).
15. D.I. Meyer and K.M.Terwilliger. Rev.Sci.Instr., 32, 512 (1961).
16. З.Огрзевальский, З.С.Стругальский. Препринт ОИЯИ P1-4077, Дубна, 1968.
17. З.Огрзевальский, З.С.Стругальский. Препринт ОИЯИ, P1-4562, Дубна, 1969.
18. Б.Словинский, З.С.Стругальский, Б.Яновская. Препринт ОИЯИ, P1-3919 Дубна, 1968.
19. Б.Ничипорук, З.С.Стругальский, ЖЭТФ, 47, 802, (1964).
20. Z. Strugalski. Acta Phys. Polonica, 4, 453 (1970).
21. З.И.Огрзевальский. Препринт ОИЯИ, P1-4659, Дубна, 1969.

Письмо по всем вопросам обмена публикуется, а также записки на

отдельные издания отправляются в редакцию: **Рукопись поступила в издательский отдел**
27 декабря 1971 года.

Москва,
 Главный редактор, д-р Я.И.
 Новиковский
 Редакционно-издательский
 отдел ОИЯИ Дубна

Архивировать копии всех публикаций, а также записки, а также для

Москва,
 Главный редактор, д-р Я.И.
 Новиковский
 Редакционно-издательский
 отдел ОИЯИ Дубна