

СЗУУ.18

С-87

24/VII-72

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P13 - 6406

2503/2-72



З.С. Стругальский

ИЗМЕРЕНИЕ ЭНЕРГИЙ ГАММА-КВАНТОВ  
И ЭЛЕКТРОНОВ  
В ПУЗЫРЬКОВЫХ КАМЕРАХ

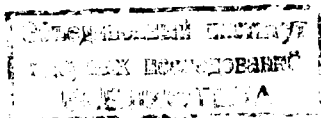
ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

1972

P13 - 6406

З.С. Стругальский

ИЗМЕРЕНИЕ ЭНЕРГИЙ ГАММА-КВАНТОВ  
И ЭЛЕКТРОНОВ  
В ПУЗЫРЬКОВЫХ КАМЕРАХ



Многие проблемы физики высоких энергий связаны с исследованиями процессов генерации и последующего распада частиц на  $\pi^0$ -мезоны и гамма-кванты. Для таких исследований часто требуются детекторы, обладающие близкой к 100% эффективностью регистрации одновременно многих гамма-квантов и, кроме того, позволяющие определять направления эмиссии гамма-квантов и измерять их энергии в диапазоне значений выше нескольких Мэв с точностью, которая обеспечивает разделение и идентификацию пиков в распределениях эффективных масс из комбинаций некоторого числа  $k = 2, 3, 4, \dots$  гамма-квантов. Современные трековые детекторы, в основном пузырьковые камеры с тяжелой жидкостью, удовлетворяют этим требованиям.

Эта работа посвящена систематическому анализу способов определения энергий гамма-квантов в пузырьковых камерах разных размеров и с разными наполнениями. В частности, такие способы были разработаны для ксеноновой<sup>/1-4/</sup> и фреоновой<sup>/5,6/</sup> пузырьковых камер.

### 1. Особенности методики измерения энергий гамма-квантов в камерах с разными жидкостями

Гамма-кванты с энергией свыше нескольких Мэв регистрируются по наблюдаемому в камерах электронно-позитронным парам конверсии  $e^+e^-$ . Энергии гамма-квантов,  $E_\gamma$ , могут быть определены путем измерения энергий электронов  $E_{e^\pm}$ , продуктов процесса конверсии<sup>x/</sup>.

---

<sup>x/</sup> В дальнейшем, говоря "электрон", подразумеваем частицу со знаком заряда "-" и "+".

Следы электронов в пузырьковых камерах легко идентифицируются из-за большой разницы их масс по отношению к массам других частиц. В камерах с тяжелыми жидкостями это ведет к характерному большому рассеянию электронов в камерах с легкими жидкостями, помещенных в магнитные поля: электронам свойственны большие, чем у других частиц, искривления траектории.

Электроны с энергиями выше критической<sup>/7/</sup> теряют свою энергию при прохождении через среду в основном за счёт радиационного торможения. Ионизационные потери релятивистских электронов можно практически принять за постоянные, так как обычно их слабый рост с энергией не выходит за границы точности измерений в пузырьковых камерах.

Из выражения для вероятности процесса радиационного торможения в случае достаточно быстрых электронов, или, иначе, в случае так называемого полного экранирования<sup>/8/</sup>, следует, что приближенное число излучаемых фотонов с энергиями в пределе  $(E'_\gamma, E'_\gamma + dE'_\gamma)$  обратно пропорционально их энергии. Вероятность процесса тормозного излучения может быть выражена следующим образом<sup>/9/</sup>:

$$P_e(E_e, E'_\gamma) dE'_\gamma = \frac{1}{t_0} \frac{dE'_\gamma}{E'_\gamma}, \quad (1)$$

$$t_0 = 4n\alpha Z^2 r_0 \ln(191 Z^{-1/3}),$$

$n$  - число атомов в одном кубическом сантиметре вещества,  $\alpha = 1/137$ ,  
 $Z$  - заряд ядра,  $r_0 = \frac{e^2}{m_e C^2}$  - классический радиус электрона.

Энергия, передаваемая тормозному гамма-кванту, равна  $E'_\gamma$ . Отсюда следует, что вероятность передачи фотону энергии в диапазоне  $0 + \frac{E_e}{2}$  равна вероятности передачи энергии в диапазоне  $\frac{E_e}{2} + E_e$ . В первом случае - это будет передача в основном меньшими порциями, во втором - будут излучены жесткие гамма-кванты с энергиями, сравнимыми с энергией тормозящегося электрона. Такое свойство процесса радиационного торможения ведет к большому разбросу радиационных потерь.

Вследствие радиационного торможения энергия электрона на пути, равном радиационной единице длины,  $t_0$ , уменьшается пропорционально  $e^{-t_0}$ . Линейные размеры существующих пузырьковых камер, наполненных различными жидкостями, составляют от ~ 0,5 м до ~ 5 м. Радиационные единицы длины для применяемых жидкостей лежат в диапазоне от 4 см для жидкого ксенона до 1145 см для жидкого водорода. Поэтому для определения энергии гамма-квантов в разных пузырьковых камерах нужен разный подход.

В камерах, наполненных жидким водородом, определение энергии электрона по радиусу кривизны  $\rho_0$  его траектории в магнитном поле  $H$  осуществимо и точно, так как длина отрезка траектории,  $L$ , обычно используемая для измерений  $\rho_0$ , мала по сравнению с радиационной единицей длины  $t_0$ . В камерах, наполненных наиболее тяжелыми жидкостями, например ксеноном, радиационная единица длины мала по сравнению с размерами камеры, и обычно удается проследить весь процесс развития электронно-фотонного ливня, генерированного гамма-квантом или электроном. Все наблюдаемые следы ливневых электронов можно измерять. Суммарная длина следов всех ливневых электронов  $\sum_i r_i = R_0$  пропорциональна полной энергии ливня  $E_\gamma$ . Эта длина используется для определения энергии создавшей ливень частицы. Возникает вопрос, какой способ измерений применять в камерах, наполненных такими жидкостями, для которых радиационная единица длины сравнима с линейными размерами камеры. Например, это относится к пропановым камерам, камерам, наполненным разными смесями пропана и фреона. В дальнейшем такие жидкости будем называть жидкостями средней плотности. В таких камерах полный пробег электронов в ливне не удастся определить, а кривизны траекторий электронов в магнитном поле могут быть искажены из-за потерь на тормозное излучение, происходящее на участке траектории, использованном для измерения. Единственный путь все-таки состоит в определении кривизны траектории электронов при одновременном контроле возможных искажений за счёт радиационных потерь.

Вероятность того, что электрон с энергией  $E_e$  Мэв, пройдя путь в веществе толщиной  $L$  см, сохранит более чем  $\frac{E_e - \sum_i E_{\gamma i}}{E_e} \%$  начальной энергии, излучив гамма-кванты с суммарной энергией  $\sum_i E_{\gamma i}$ , выражается формулой /10/

$$W(b\ell, y) = \frac{(b\ell - 1, y)!}{\Gamma(b\ell)} .$$

$$b = a \frac{Z^2 r_0^2}{137} \frac{d}{A} N , \quad a = 20 \div 23 ; \quad (2)$$

$$y = \ell n \frac{E_0}{E_0 - E_\gamma} .$$

$d$  - плотность вещества,  $A$  - атомное число,  $Z$  - атомный номер,  $N$  - число Авогадро. Значения  $b$  для разных материалов приведены в таблице. График зависимости вероятности  $W(b\ell, y)$  от  $b\ell$  показан на рис. 1.

Таблица  
Значения  $b$  для разных веществ

Материал	$H_2$	$C_3H_8$	$CF_3Br$	$X_e$
$b$	0,00048	0,00971	0,1155	0,393
$t_0$ (см)	1145	110	11	4

Из таблицы и из рис. 1 следует, что вероятность потерь энергии электроном на радиационное торможение тем меньше, чем меньше отношение отрезка траектории электрона, на котором это торможение происходит, к радиационной единице длины.

В итоге проведенных рассуждений можно констатировать: если длина отрезка траектории электрона, на которой проводится измерение кривизны в магнитном поле, существенно меньше радиационной единицы длины, то метод определения энергии гамма-квантов по кривизнам траекторий компонент электронно-позитронной пары дает достаточно точный результат. Если

отрезок траектории электрона, используемый в измерениях, сравним с радиационной единицей длины, то такой способ можно применять лишь при одновременном контроле в каждом случае доли энергии, потерянной на излучение. Если радиационная единица длины в несколько раз меньше линейных размеров камеры, тогда можно применять способ определения энергий гамма-квантов, состоящий в определении полных пробогов всех ливневых электронов. В этом случае хороший результат может давать применение обоих способов одновременно, но это удается сделать в камерах, размеры которых столь велики, что в них происходит весь, или почти весь, процесс развития ливня.

## 2. Измерение энергий гамма-квантов в камерах с легкими жидкостями

Траектория электрона, движущегося в вакууме в постоянном магнитном поле, представляет собой винтовую линию. Если вектор импульса электрона перпендикулярен к линиям магнитного поля  $H$  кгс, то траектория представляет собой окружность. Радиус ее кривизны  $\rho_0$  см связан с импульсом частицы  $p$  Мэв/с соотношением  $p \sin \Theta = 0,3 H \rho$  кгс см, где  $\Theta$  — угол между векторами  $H$  и  $\vec{p}$ .

При движении в материальной среде электрон теряет энергию и испытывает многократное рассеяние. Ведет это к изменению формы траектории. В случае релятивистских электронов ионизационные потери на единице длины пути можно считать практически постоянными и равными  $(dE/dx)_{ion} = \bar{k}$ . Тормозное излучение сильно направлено вперед. Рассеяние электрона тем больше, чем больше атомный номер атомов среды и чем меньше скорость электрона. В легких средах можно рассеянием пренебречь в границах точностей измерения координат точек на траектории электрона. Траектория электрона в легкой среде будет представлять собой плавную линию. Можно поэтому подобрать к ней такую формулу, которая будет достаточно хорошо описывать этот путь электрона. Значение кривизны траектории, описываемой этой формулой в первой точке наблюдаемого следа, будет определять искомое начальное значение кривизны траектории электрона. Это значение кривизны используется для определения импульса электрона  $p$ .

Если пренебречь радиационными рассеянием и многократным рассеянием электрона, то отклонение траектории электрона от окружности за счёт ионизационных потерь выражается формулой<sup>/10/</sup>

$$\epsilon_{ion}(s) = \frac{\bar{k}'}{\rho_0^2} \left( \frac{s^3}{6} + \bar{k}' \frac{s^4}{12 \rho_0} + \dots \right), \quad (3)$$

где  $k' = \frac{\bar{k}}{0,3 H}$ .

Выражения для поворота касательной к действительной траектории по отношению к идеальной траектории по окружности после продвижения электрона на отрезок пути  $ds \pm \Delta \Theta(ds)$  и для бокового отклонения траектории  $\epsilon(s)$  дают необходимые сведения для построения средней траектории электрона.

Отбросим эти случаи, в которых процент энергии, уносимой одним гамма-квантом, излученным на длине пути  $l$ , превышает некоторое значение  $h\nu_{min} / E_e$ .  $h\nu_{min}$  - некоторое принятое значение минимальной допустимой излученной электроном энергии. Предположим, что энергия, излучаемая в виде гамма-квантов на единице длины траектории, постоянна на изучаемом отрезке траектории электрона. Деформация круговой траектории с радиусом  $r_k$  из-за тормозного излучения приводит к спиральной форме. Касательная к окружности на участке пути  $ds$  вдоль действительной траектории электрона повернется на угол  $\Delta \Theta(ds)$ <sup>/10/</sup>

$$\langle \Delta \Theta(ds) \rangle_{rad} = \frac{1}{r} \left( \frac{e^{A b s} - 1}{A b s} - 1 \right) ds \quad (4)$$

и боковое смещение будет равно<sup>/10/</sup>

$$\langle \epsilon(s) \rangle_{rad} = \frac{s^2}{r_k} \left\{ \frac{e^{A b s} - 1}{(A b s)^2} - \frac{1}{A b s} - \frac{1}{2} \right\}, \quad (5)$$

где  $\frac{E(s)}{E_0} = \frac{p(s)}{p_0} = \frac{r(s)}{r_k} = e^{-\gamma}$ ,  $b = a \frac{Z r_e}{137} N$ ,  $a \sim 20-23$ ,  $Z$  - атомный номер вещества в камере,  $r_e$  - классический радиус электрона,  $N$  - число атомов в  $1 \text{ см}^3$ ,

$$A = y_0 - \frac{1}{4} y_0^2 + \frac{1}{18} y_0^3 - \frac{1}{4.4!} y_0^4 + \dots$$



Подробно вышеописанный метод разработан в работе Морелле<sup>/10/</sup>. Принцип использования этого метода следующий. Строятся тестовые треки с разными значениями  $y_0$  и сравниваются с истинной траекторией. Если в результате итерации не окажется приемлемого  $\chi$ , то это говорит о том, что был испущен жесткий гамма-квант. Тогда последовательно отбрасываются конечные участки отрезка следа и ведется проверка уже более короткого отрезка, пока не получится хорошего совпадения с расчётной траекторией в данном предположении о значении  $y_0$ .

### 3. Измерение энергий гамма-квантов в пузырьковых камерах с жидкостями средней плотности

В камерах с жидкостями средней плотности для определения импульса  $p$  электрона нужно также применять измерения радиуса кривизны  $\rho_0$  траектории в магнитном поле  $H$ , в ее начальной точке<sup>/5,6/</sup>. Поскольку здесь имеется такая ситуация, что длина  $L$  участка траектории, использованного для измерения  $\rho_0$ , сравнима с радиационной единицей длины  $t_0$ , важно учесть происходящие на этом участке с большой вероятностью потери значительной доли энергии электрона на тормозное излучение в одном акте столкновения.

Главной методической задачей является подбор таких первоначальных, по возможности длинных, участков траекторий электронов, на которых суммарные потери энергии на излучение много меньше первоначальной энергии этих электронов. Например, можно принять:  $E_{rad} < E_0(1 - e^{-y_0})$ .

Насколько большие потери можно допустить, устанавливается исходя из требуемых точностей определения  $E_0$  при соответствующем подборе значения  $y_0$ .

Для каждого  $y_0$ , выражающего величину допустимых потерь энергии на радиацию, полная ошибка в определении радиуса кривизны следа равна<sup>/10/</sup>:

$$\sigma_{\rho}^2 = \frac{1}{6} b \cdot s y_0^2 \rho^2 + \frac{2}{3} \phi_0^2 \frac{\rho^4}{s}. \quad (6)$$

Первый член - это часть ошибки из-за тормозного излучения, второй - из-за многократного рассеяния.  $\phi = E_s^2 / (\rho \beta c)^2 t_0$ ,  $E_s = 21$  Мэв.

Практически процесс измерения  $E_0$  протекает следующим образом. Нужно найти среднюю траекторию электрона при допустимом  $E_{rad}$ . Строятся тестовые следы при разных  $y_0$ , а действительный след используется для калибровки. Среди различных спиралей, рассчитанных для  $y_0^1, y_0^2, y_0^3, \dots$ , следует выбрать одну, наиболее точно описывающую измеряемый участок траектории. В качестве начального, приближенного, значения импульса можно принять или импульс, полученный без учёта рассеяния и радиационных потерь, либо импульс, полученный на таком первоначальном участке траектории, где рассеяние и потери на излучение можно трактовать как малую поправку.

Процедура такого рода использовалась уже в некоторых работах<sup>5,6, 9,10/</sup>. На рис. 2 приведены зависимости ошибок  $\Delta p / p$  от длины следа  $s$ , на которой велись измерения при  $H = 17$  кгс и  $y_0 = 1$ .

#### 4. Измерение энергий гамма-квантов в камерах с конверсионными пластинками

В пузырьковых камерах с легкими жидкостями можно точно определить энергии гамма-квантов после их конверсии в электронно-позитронные пары. Однако в таких камерах вероятность конверсии гамма-квантов мала. Для увеличения этой вероятности в камерах с легкими жидкостями можно поместить конверторы гамма-квантов. Помещение конвертора уменьшает, однако, достигаемые точности в определении энергий гамма-квантов, так как еще в пределах конвертора электрон и позитрон могут потерять неконтролируемую часть своей энергии на тормозное излучение. Такие потери тем вероятнее, чем толще конвертор. Использование слишком тонких конверторов уменьшит вероятность радиационных потерь, но уменьшит также вероятность конверсии гамма-квантов. Лучше всего поэтому в качестве конвертора применить не одну толстую пластинку, но набор тонких пластинок, расположенных на некоторых расстояниях друг от друга. Если камера имеет большие размеры, то такие тонкие конверторы могут быть помещены на расстояниях, составляющих десятки сантиметров. На участ-

ках траекторий электронов между пластинами могут быть измерены достаточно точно кривизны  $\rho$ , а затем определены импульсы электронов.

Вероятность потери определенной доли энергии электрона в пластине толщиной  $d$  из элемента с атомным номером  $Z$  можно определить, применяя формулу (2). Чем меньше теряемая при прохождении пластины энергия электрона, тем больше точность определения энергии электрона, выходящего из пластины.

## 5. Измерение энергий гамма-квантов в камерах с тяжелыми жидкостями

В камерах, которые наполнены тяжелыми жидкостями, для определения энергии  $E_0$  гамма-квантов, создавших ливень, используется зависимость между суммарным пробегом всех ливневых электронов  $R_0$  и  $E_0^{1-4}$ . Это удается осуществить лишь в камерах с достаточно большой длиной  $L$ , если эта длина для заполняющего камеру вещества равна нескольким радиационным единицам.

Представим себе, что в точке  $p_1$  в веществе конвертировал гамма-квант с энергией  $E_0$ , испущенный в точке  $p$ , и развивается электронно-фотонный ливень, ось которого лежит на прямой, проходящей через точки  $pp_1$ , рис. 3.

Длина развития ливня  $d$  — расстояние от точки конверсии первичного гамма-кванта  $p_1$  вдоль оси ливня до первой перпендикулярной к этой оси плоскости, которой не достигают ливневые частицы, — может быть меньше или больше потенциальной длины развития ливня в камере  $L$ . Если  $d < L$ , говорится, что ливень в камере развивается полностью, если  $d > L$ , ливень в камере развивается лишь частично (ливень, как говорим, обрезан). В зависимости от того, обрезан ливень или нет, можно измерять  $E_0$  по полному пробегу ливневых электронов с разными точностями. Наиболее точные данные получаются в случае ливней необрезанных.

Энергия гамма-кванта выражается формулой

$$E_0 = k_e \sum r_i + n m_e c^2, \quad (7)$$

где  $k_e$  - почти постоянный коэффициент пропорциональности,  $n$  - число всех электронно-позитронных пар в ливне. Практически в каждом случае используется не формула (7), а зависимость  $E_0 = f(\sum r_i, L)$ . По данным измерения  $\sum r_i$  и  $L$  определяется  $E_0$  из набора кривых, показанных на рис. 4. Измерения пробегов электронов в веществе на их значительно искривленных следах трудоемки. Оказалось, что достаточно измерять лишь проекции длин следов ливневых электронов в плоскости камерных снимков. Неточности из-за угла погружения ливня  $\Psi$  учитываются путем ввода соответствующей поправки, а неточности, возникающие из-за того, что измерения длины следов в пространстве заменяются измерениями длины их в плоскости проекции, учитываются при калибровке кривых гамма-квантами и электронами с известной энергией<sup>/1-4/</sup>.

Для камеры, наполненной данной жидкостью, строится серия кривых ( $E_0 = f(\sum_i r_i, L)$ ), аналогичных показанной на рис. 4, при использовании ливней с известными энергиями<sup>/2,4/</sup>.

Метод определения энергии гамма-квантов по полному пробегу ливневых электронов был разработан для ксеноновой пузырьковой камеры<sup>/1,2,4/</sup> и испытан в разных экспериментах<sup>/12/</sup>. После некоторых небольших изменений, связанных с другим значением радиационной единицы длины, результаты разработки метода могут быть применены и для других камер (соответствующих размеров), заполненных тяжелыми жидкостями, например, фреоном, смесью пропан-фреон, смесью ксенон-пропан.

Для ксеноновой пузырьковой камеры серия зависимостей  $E_0 = f(\sum r_i, L)$  для разных  $E_0$  была построена экспериментально. Способ построения этих кривых был описан раньше<sup>/2/</sup>. Зависимость  $E_0 = f(\sum r_i, d)$  представляет собой однопараметрическую функцию

$$R_0 = \sum r_i (1 - \exp \{ -\phi [\sum r_i, d] \}), \quad (8)$$

где  $R_0$  - полный пробег электронов и позитронов в необрезанном ливне с полной энергией  $E_0 = k_e R_0$ . С целью практического применения в процессе расчёта большого количества случаев необходимо зависимости  $E_0 = f(\sum r_i, d)$  записать в память электронно-счётной машины. Для этого семейство указанных кривых удобно аппроксимировать функцией<sup>/4/</sup>

$$R_0 = R \left[ 1 - \frac{1}{2} (10^{-10^x} + 10^{-10^y}) \right]^{-1},$$

$$x = 0,486 \times [ (\lg d)^2 - \frac{\lg (1,5 - \sqrt{3,58 - \lg R_0})}{0,225} - 5,5343 ], \quad (9)$$

$$y = 0,486 \times [ (\lg d)^2 + \frac{6,215 (3,58 - \lg R_0)}{\lg R_0 + 0,77} - 6,0976 ].$$

Значение  $R_0$  получается отсюда методом итерации. Нулевым приближением является величина  $R$ . Процедура итерации продолжается  $n$  раз, до тех пор, пока не будет выполнено условие

$$[ (E_0)_n - (E_0)_{n-1} ] / (E_0)_{n-1} \leq Q. \quad (10)$$

$Q$  зависит от требуемой точности в определении энергий гамма-квантов. Практически достаточно взять  $Q \leq 0,01$ . Точность отображения этой функцией набора экспериментальных кривых в диапазоне энергий гамма-квантов от 20 Мэв до 2 Гэв составляет в среднем 1%. Максимальное отклонение не превышает 5%. Рассчитанное семейство кривых и экспериментально определенная серия кривых для разных  $E_0$  показаны на рис. 5. Кривые, разделяющие семейство рассчитанных кривых на области, обозначенные как 70%, 80% и 90%, соответствуют диапазонам точностей определения  $E_0$  соответственно 30%, 20% и 10%.

На точность определения  $E_0$  влияют в основном: а) флюктуации доли энергии гамма-кванта, создавшего ливень, выделенной в виде ионизаций на наблюдаемой в камере длине развития ливня  $d$ . Эти флюктуации в основном связаны с флюктуациями в продольном развитии лавины; б) погрешность в измерении при помощи курвиметра проекции суммарных длин

пробегов электронов  $\Sigma r_i$  на плоскость фотографирования; в) неопределенность минимальной длины наблюдаемых следов ливневых электронов и позитронов,  $r_{min}$ .

Флюктуации доли энергии гамма-кванта, выделенной в камере, зависят от того, полностью ли ливень развивается в области его наблюдения или нет. В необрезанных ливнях неопределенность в  $R_0$  связана с точностью измерения  $\Sigma r_i$  и с неопределенностью минимальной длины электронных и позитронных следов, наблюдаемых в камере. Если эта минимальная длина четко определена и во всех ливнях одинакова, то ввиду независимости формы равновесного спектра<sup>/13/</sup> электронов в ливне от энергии ливня доля энергии лавины, не подлежащая наблюдению, будет неопределенна лишь в такой степени, в какой неопределены флюктуации доли полной энергии первичного гамма-кванта, которая не выделяется в камере на ионизационные потери наблюдаемых ливневых электронов и позитронов. Не подлежащая прямому наблюдению доля энергии будет одинакова для всех ливней и учитывается коэффициентом пропорциональности  $k_e$ <sup>/2/</sup>. Были выполнены специальные исследования для того, чтобы выяснить, насколько четко проявляется при измерениях  $\Sigma r_i$  минимальная длина следов  $r_{min}$ <sup>/4/</sup>. Оказалось, что существует граничная длина проекции следов наблюдаемых электронов, не зависящая от полной энергии ливня и равная  $0,5 \pm 0,2$  см. Следовательно, наблюдаемая доля энергии гамма-квантов в необрезанных ливнях является практически одинаковой независимо от полной энергии  $E_0$ . Ошибка в определении  $E_0$ , возникающая из-за неопределенности  $r_{min}$ , составляет около 6%.

Ошибки в измерениях  $\Sigma r_i$  при помощи курвиметра составили в среднем 6%.

Флюктуации в продольном развитии ливня могут в значительной степени влиять на точность определения  $E_0$  лишь в случаях, в которых определение  $E_0$  проводится по обрезанным ливням. Сведения о величине ошибки из-за этих флюктуаций  $\Delta E_0^{\Phi}$  в таких случаях были получены путем измерения суммарных длин проекций пробегов электронов  $\Sigma r_i$  на разных длинах развития  $d$  в искусственно обрезанных ливнях с одинаковыми полными длинами пробегов  $R_0 = const$ <sup>/2/</sup>. В итоге была получена

зависимость ошибок в определении  $R_0$  от длины  $d$  при разных значениях  $R_0$ , а затем ошибок  $\Delta E_0^{\Phi} / 2$ . Результат показан на рис. 6. При малых  $d$ , т.е. в очень обрезанных ливнях, ошибки  $\Delta E_0^{\Phi}$  могут быть очень большими. На практике пригодными для обработки оказались события, в которых  $\Delta E_0^{\Phi} / E_0 \leq 30\%$ . Во многих случаях применения разработанной методики оказалось, что лучшая точность в определении  $E_0$  по полному пробегу ливневых электронов при массовых измерениях равна в среднем  $\Delta E_0 / E_0 = 12\%$ . Максимально достижимая точность составляет  $\Delta E_0 / E_0 \approx 8\%$ . Если измерять энергию на ливнях, обрезанных не больше чем на 30%, то средняя точность  $\Delta E_0 / E_0 \approx 23\%$ .

На рис. 7 показан спектр эффективных масс  $M_{\gamma\gamma}$ , полученный на основании измерения энергии  $E_0$  и углов  $\Theta_{\gamma\gamma}$  пар гамма-квантов от распада  $\pi^0$ -мезонов<sup>/4/</sup>. В ошибку  $\Delta M_{\gamma\gamma}$ , кроме  $\Delta E_0$ , входит еще ошибка в определении угла  $\Delta \Theta_{\gamma\gamma}$ , составляющая  $(0,5-2)^\circ$ .

Способ, который был описан выше, применим лишь в диапазоне значений энергий от нескольких Мэв до нескольких Гэв. Верхняя граница определяется при достаточно больших размерах камеры свойствами заполняющей жидкости, в основном радиационной единицей длины. При малых радиационных единицах длин, например, для жидкого ксенона  $t_0 = 4$  см, эта граница составляет около 3 Гэв. При высших энергиях ливни очень плотны и трудно проследить за ходом каждой траектории ливневого электрона. Для фреона верхняя граница будет больше.

Когда ливни в камере столь плотны, что определение суммарного пробега затруднительно, удается все же еще определить число частиц в максимуме развития ливня<sup>/3/</sup>. Между этим числом,  $N_{max}$  и энергией ливня,  $E_0$ , существует простая связь, позволяющая определить  $E_0$ . С ростом  $E_0$  ливень становится столь плотным, что и этот способ неприменим. Так, например, в жидком ксеноне такая ситуация наблюдается уже при 10 Гэв.

В ксеноновой пузырьковой камере  $E_0$  можно определить по экспериментально найденному  $N_{max}$  на основании зависимости, представленной на рис. 8. Точность определения  $E_0$  по  $N_{max}$  пропорциональна  $\sqrt{N_{max}}$ .

1. З.С. Стругальский. Препринт ОИЯИ, 796, Дубна, 1961; Л.П. Конова-лова, Л.С. Охрименко, З.С. Стругальский. Препринт ОИЯИ, Р-700, Дубна, 1961; ПТЭ, 6, 26 (1961).
2. O.Czyzewski, J.Danysz, Z.Strugalski. Acta Physica Polonica, 24, 509 (1963).
3. Б. Ничипорук, З. Стругальский. Препринт ОИЯИ, 1989, Дубна, 1965.
4. И.А. Ивановская, Т. Канарек, Л.С. Охрименко, Б. Словинский, З.С. Стругальский, И.В. Чувило, З. Яблонский. ПТЭ, 2, 39 (1968).
5. L.Behr and P.Mittner. Nucl.Instr., and Meth., 20, 446 (1963).
6. A.Arnold. Thesis. Universite de Strasbourg, 1968.
7. О.И. Довженко, А.А. Поманский. Космические лучи. Труды ФИАН, 26, 166 (1964).
8. B.Rossi and K.Greisen. Rev.Mod.Phys., 13, 220 (1941).
9. W.Heitler. The Quantum Theory of Radiation, Oxford Clarendon Press, 1954.
10. D.Morellet. Laboratoire de l'Accelerateur Lineaire, 1190, Faculte des Sciences, Orsay. Ecole Intern. de la Phys.des Particules Elementaires, Herceg-Novi, 1968.
11. Ю.А. Будагов, А.Г. Володько, В.Б. Флягин, П.В. Шляпников. ПТЭ, 1, 70 (1966).
12. Z.S.Strugalski, I.V.Chuvilo, T.Gemesy, I.A.Ivanovskaya, Z.Jablonski, T.Kanarek, S.Krasnovsky, L.S.Okhrimenko, G.Pinter, B.Slowinski, Preprint JINR, E1-5349, Dubna, 1970.
13. С.З. Белецкий. Лавинные процессы в космических лучах. Москва, 1948.

Рукопись поступила в издательский отдел  
20 апреля 1972 года.



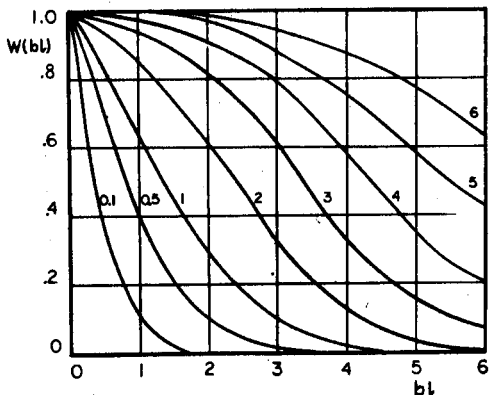


Рис. 1. Зависимость  $W(bt)$  для разных значений  $y$  ( $y = 0,1; 0,5; 1, \dots, 6$ ).

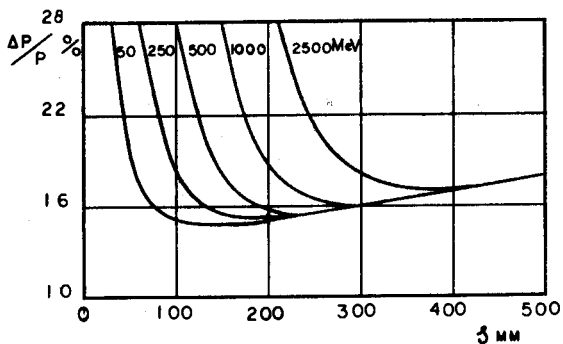


Рис. 2. Средняя суммарная относительная ошибка в импульсе  $\Delta p(s)/p$  как функция длины трека  $z$ , вычисленной при  $y_0 = 1$  для разных значений энергий электронов.

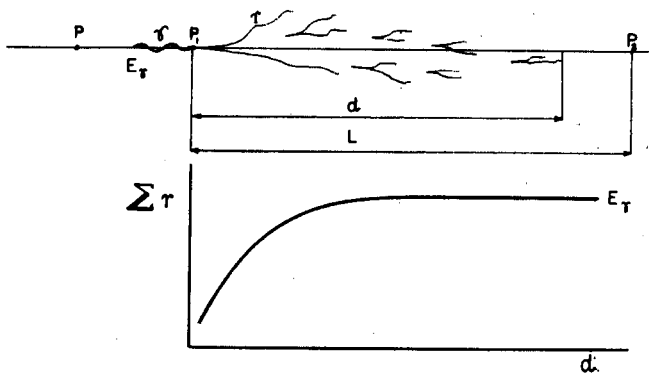


Рис. 3. Схема определения энергии гамма-кванта  $E_0$  по зависимости  $E_0 = f(\Sigma \tau_l, L)$ .

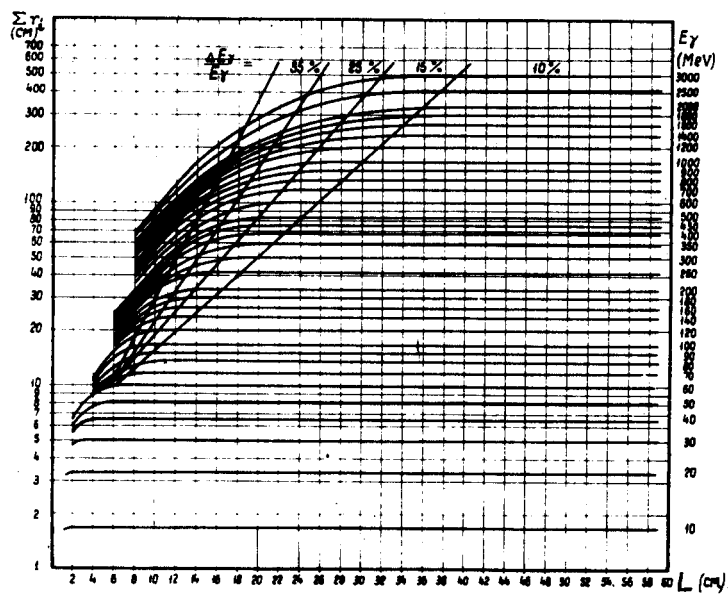


Рис. 4. Набор зависимостей  $E_0 = f(\Sigma \tau_l, L)$  для ксеноновой пузырьковой камеры.

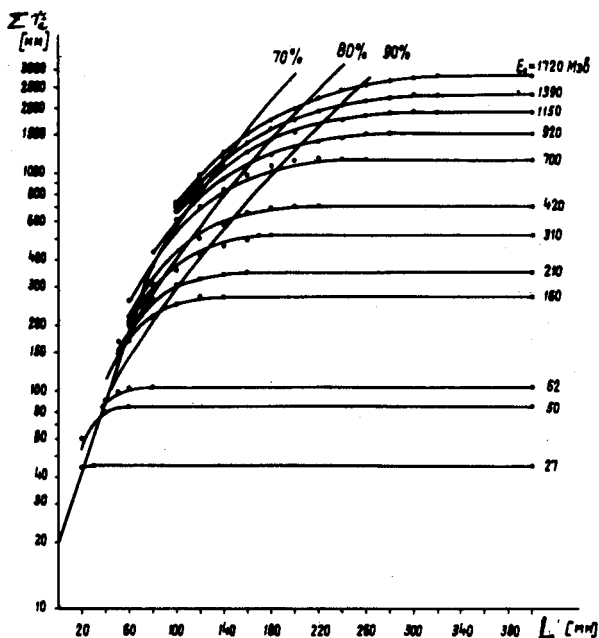


Рис. 5. Набор зависимостей  $E_0 = f(\Sigma r, L)$ , рассчитанных по формуле (9). Кружками обозначены точки, полученные из эксперимента.

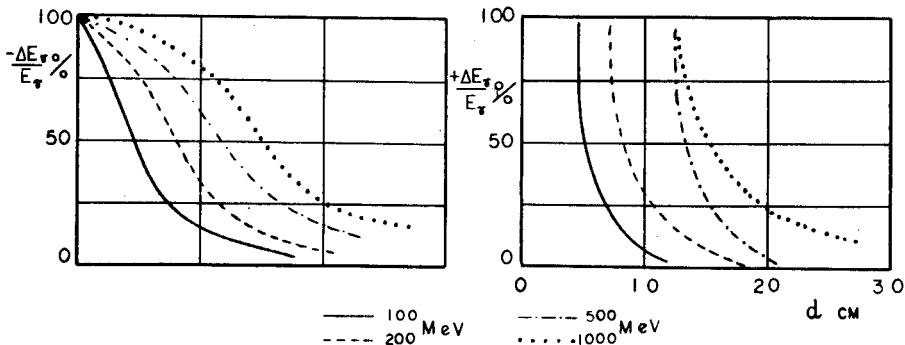


Рис. 6. Зависимость ошибок  $\Delta E_0^\Phi$  происходящих из-за флуктуаций в продольном развитии ливня, от  $d^{1/2}$ .

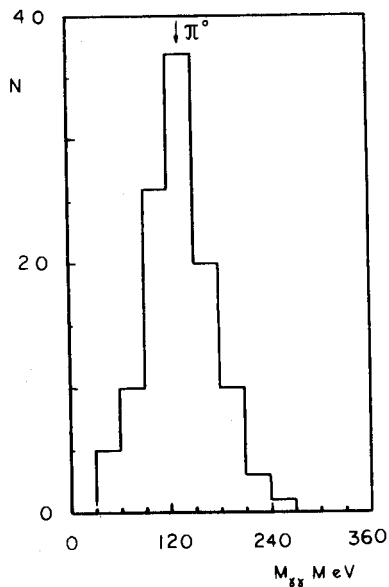


Рис. 7. Распределение эффективных масс комбинаций двух гамма-квантов<sup>4/</sup>.

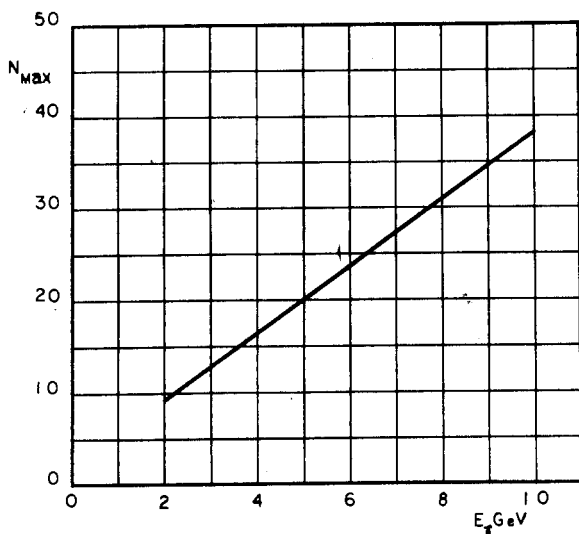


Рис. 8. Зависимость  $E_0 = f(N_{\text{max}})$  для ксеноновой пузырьковой камеры.