

Вестник МОСКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА

№ 2 — 1972

УДК 539.107.422

ГУЛЯМ САДЫК МУХИБИ, В. Б. КОСАРЕВ, Ю. А. НЕЧИН

ФОРМА ИМПУЛЬСА ИОНИЗАЦИОННОЙ КАМЕРЫ ПРЯМОУГОЛЬНОГО ТИПА

Приводится расчет формы импульса напряжения ионизационной камеры прямоугольного типа и результат экспериментального измерения амплитуды импульса от одной релятивистской частицы, пересекающей камеру в направлении, близком к вертикали. Получено отношение электронной составляющей ионизационного импульса к полному импульсу $P^1/P_{\text{полн}} \approx 0,8$. Расчетная амплитуда ионизационного импульса от одной релятивистской частицы составляет $(5,5 \pm 0,8) \cdot 10^{-6}$ в, экспериментальная — $(6,0 \pm 0,2) \cdot 10^{-6}$ в.

Для исследования энергетического спектра вертикальных мюонов в интервале энергий $E_{\mu} = 5 \cdot 10^2 - 5 \cdot 10^3$ Гэв в НИИЯФ МГУ были созданы детекторы мюонов, расположенные в подземных лабораториях на глубине 20 и 40 м водного эквивалента. Экспериментальные измерения проводились в 1964—1967 гг. Описание детекторов и результаты измерений опубликованы в [1~5].

Регистрирующими элементами детекторов являлись ионизационные камеры (ИК) прямоугольной формы ($25 \times 25 \times 12,5$ см³) и счетчики Гейгера — Мюллера типа СИ5-Г и СИ6-Г (рабочая длина $l = 0,5$ м, диаметр $d = 6$ и 3 см соответственно). ИК предназначались для регистрации ионизационных толчков, т. е. ионизаций в ИК, возникающих вследствие радиационного излучения мюонов в веществе детекторов, на основе экспериментального спектра ионизационных толчков воспроизводился затем энергетический спектр мюонов. Применение ИК и счетчиков сравнительно небольших размеров, кроме того, позволяло определять с достаточно хорошей точностью ($\sim \pm 6^\circ$) зенитные углы падения мюонов на детекторы, что существенно необходимо при исследовании спектра вертикальных мюонов.

Конфигурация электродов ИК должна быть подобрана так, чтобы обеспечить получение информации о пространственном распределении ионизации при регистрации радиационного ливня, что привело к необходимости конструирования прямоугольных ИК небольшого размера; получение за короткое время достаточно большой амплитуды выходного импульса напряжения ИК для того, чтобы обеспечить более низкий порог регистрации ионизации в ИК. Импульс ИК измеряется в единицах, эквивалентных ионизации, создаваемой одной релятивистской частицей при пересечении камеры в вертикальном направлении. Значение этой единицы, необходимой для определения величин регистрируемых радиационных ливней, зависит от конкретной конструкции ИК.

Для определения величины выходного импульса напряжения на центральном электроде ИК рассчитывалась временная зависимость этого импульса для камеры выбранной конфигурации (см. рис. 1).

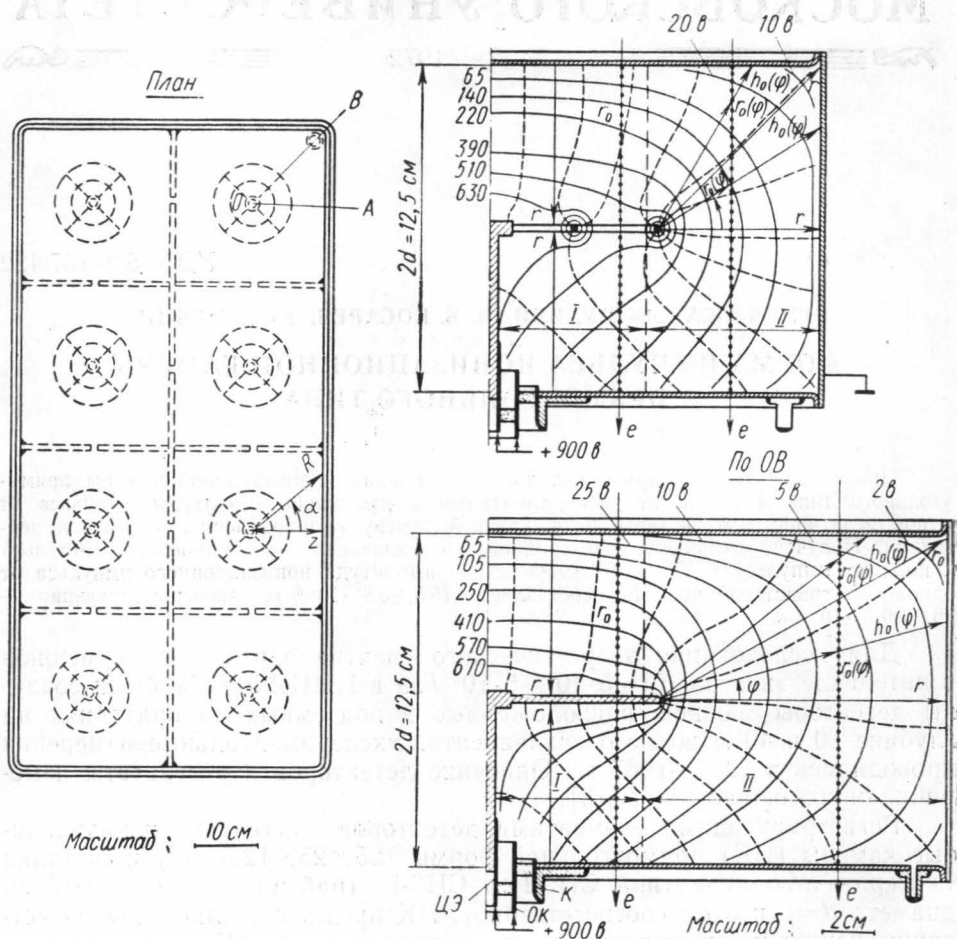


Рис. 1. План и разрезы ионизационных камер

Задача была разбита на три части. Определение формы импульса при локальной ионизации от одной пары мюонов (электрона и положительного иона) в различных точках чувствительного объема ИК, определение формы импульса при вертикальном пересечении одной релятивистской частицей различных областей объема ИК и определение формы импульса при объемной ионизации, создаваемой вертикальным потоком релятивистских частиц.

На плане ионизационных камер (рис. 1) изображен блок из восьми ИК, имеющих общее газовое наполнение. Центральный электрод ИК имеет вид круглой сетки диаметром 12,5 см, изготовленной из медной проволоки ($d=3 \text{ мм}$). Центральный электрод прикреплен к высоковольтному изолятору (ц.э) с помощью специального медного держателя.

Исходное уравнение временной зависимости импульса напряжения, индуцируемого электроном и положительным ионом на центральном электроде ИК при их движении в электростатическом поле, имеет вид [6]

$$P(t) = \frac{e}{cV_0} \{V_-[r(t)] + V_+[r(t)]\}, \quad (1)$$

где e — заряд электрона, c — полная емкость ИК (собственная емкость ИК и входная емкость предусилителя), V_0 — напряжение на центральном электроде ИК (корпус ИК заземлен), $V_{\pm}[r(t)]$ — распределение потенциала вдоль силовой линии электростатического поля, по которой движутся электрон и ион с координатами $r(t)$ в момент времени t . Распределение потенциалов в ИК было получено с помощью электролитической ванны и приведено на рис. 1 для двух сечений ИК.

Отметим, что электростатическое поле ИК рассматриваемого типа имеет весьма сложный характер и не выражается полностью ни одним из простейших видов поля: плоскопараллельным, цилиндрическим или сферическим. Так, в центральной области (см. рис. 1) оно может быть представлено в виде поля плоскопараллельного конденсатора с напряженностью.

$$E = k \frac{V_0}{d} = 130 \pm 15 \text{ в/см}, \quad (2)$$

где $V_0 = +900 \text{ в}$, $d = 6,25 \text{ см}$ — расстояние между центральным электродом и корпусом ИК в области поля I и $k = 0,9^1$.

В области II распределение потенциалов имеет более сложный характер и может быть аппроксимировано с точностью $\pm 15\%$ (для разных направлений φ) формулой

$$V(r) = \frac{a}{(r+b)^n} - c \text{ (в)}, \quad (3)$$

где для прямого сечения ИК (OA — см. рис. 1) $a = 1150 \text{ (в} \cdot \text{см}^n)$, $b = 1 \text{ см}$, $c = 250 \text{ в}$ и $n = 0,66$; для диагонального сечения (OB) $a = 935$, $b = 1$, $c = 35$ и $n = 1,25$. Соответственно напряженность поля

$$E(r) = \frac{dV}{dr} = \frac{an}{(r+b)^{n+1}} \text{ в/см} \quad (4)$$

меняется от значения $\sim 10^3$ у центрального электрода до ~ 10 около стенок и до $\sim 2 \text{ в/см}$ в углу ИК.

Необходимая для расчета зависимость скорости дрейфа электронов v_- от напряженности $E(r)$ и давления аргона в камере p имеет вид

$$v_- = \frac{dr}{dt} = \omega_- \left(\frac{E}{p} \right)^{+\gamma} \text{ см/сек}, \quad (5)$$

где значения подвижности электронов $\omega_- = 4 \cdot 10^5 \text{ см/сек}$ $\left(\frac{\text{см} \cdot \text{мм рт. ст.}}{\text{в}} \right)^\gamma$

и $\gamma = 0,22$ взяты из работы [7] при $2,5 \cdot 10^{-3} \leq \frac{E}{p} \leq 1,5 \frac{\text{в}}{\text{см} \cdot \text{мм рт. ст.}}$

Для положительных ионов

$$v_+ = \frac{dr}{dt} = \omega_+ E \text{ см/сек}, \quad (6)$$

где $\omega_+ = 1,6 \frac{\text{см}^2}{\text{сек} \cdot \text{в}}$ для $p = 760 \text{ мм рт. ст.}$ и температуры аргона $T = 27^\circ\text{C}$ [8], что примерно соответствует условиям нашего эксперимента.

¹ Поле E не строго перпендикулярно к электродам (особенно в нижней части области I вследствие влияния держателя центрального электрода), поэтому эффективное расстояние между электродами $d_{\text{эфф}} \approx 7 \text{ см}$ в верхней и $d_{\text{эфф}} \approx 9 \text{ см}$ в нижней части области поля I. В последнем случае $k = 0,7$.

Подставляя в кинетические уравнения (5) и (6) значение напряженности $E = \text{const}(r)$ для области поля I или выражение (4) для области II, решим эти уравнения относительно $r(t)$. Учитывая далее вид распределения напряжения $V[r(t)] = Er(t)$ в области I и распределение напряжения (3) в области поля II, получим на основе соотношения (1) полный импульс напряжения на центральном электроде ИК от электрона и иона при *локальной ионизации* в области I:

$$P(t) = -\frac{2e}{cd_{эфф}} \left[\omega_- \left(\frac{E}{\rho} \right)^\gamma + \omega_+ E \right] t \quad (7)$$

и в области II:

$$P(t) = \frac{e}{CV_0} \left\{ \frac{a}{[(r_0 + b)^\alpha + B_+ t]^{n/\alpha}} - \frac{a}{[(r_0 + b)^\beta - B_- t]^{n/\beta}} \right\}, \quad (7')$$

где $r_0 = r(t=0, \varphi)$ — координаты точки возникновения пары (см. рис. 1), $\alpha = n + 2$, $\beta = (n + 1)\gamma + 1$ и

$$B_+ = \omega_+ a n \text{ см}^\alpha / \text{сек},$$

$$B_- = \omega_- \beta \left(\frac{an}{\rho} \right)^\gamma \text{ см}^\beta / \text{сек}.$$

Времена прихода электрона на центральный электрод и иона — на корпус ИК в области поля I:

$$t_- = \frac{d - r_0}{\omega_-} \left(\frac{E}{\rho} \right)^{-\gamma} \quad \text{и} \quad t_+ = \frac{r_0}{\omega_+ E}$$

в области поля II:

$$t_- = \frac{(r_0 + 1)^\beta - 1}{B_-} \quad \text{и} \quad t_+ = \frac{(h_0 + 1)^\alpha - (r_0 + 1)^\alpha}{B_+} \quad (\text{сек}),$$

где $h_0(\varphi)$ — полное расстояние между электродами ИК, измеренное вдоль силовой линии поля, по которой движутся пары электрон—ион¹.

Рассмотрим далее *ионизацию вдоль трека* частицы, создающей l пар ионов на 1 см пути. В этом случае импульс напряжения ИК является суммой импульсов от отдельных пар с начальными координатами $r_0 = r(t=0, \varphi)$ на треке ионизирующей частицы. Если считать, что в начальный момент времени пары ионов распределены вдоль трека эквидистантно на расстоянии $1/l$ (см/ион) друг от друга и что трек частицы проходит вдоль силовой линии области поля I (см. сноску на стр. 177), то в этом случае суммарный импульс ото всех электронов (или ионов) может быть записан в виде

$$P_l(t_{i\mp}) = \frac{2e}{cd_{эфф}} \left[(m - i)i + \sum_{j=0}^i j \right] \Delta\tau_{\mp} v_{\mp}, \quad (8)$$

где $m = ld_{эфф}$ — полное число пар на треке в промежутке между центральным электродом — корпусом ИК, $t_{i\mp} = i\Delta\tau_{\mp} = \frac{i}{ev_{\mp}}$ — время прибытия i -того электрона (или иона) на центральный электрод ИК (или на корпус ИК)²; сумма отражает факт «запоминания» емкостью ИК заряда от i

¹ Пусть $h_0(\varphi)$ считался прямолинейным (см. рис. 1); по нашим оценкам, ошибка за счет этого упрощения $\leq 5\%$.

² Время сбора всех электронов или ионов $t_{m\mp} = \frac{m}{v_{\mp}}$.

электронов или ионов, осевших за время $t_{i\mp}$ на электродах ИК, в предположении, что постоянная времени ИК $RC = \infty$ (R — сопротивление центральный электрод — корпус).

Для области поля II имеем выражение, аналогичное по смыслу (8), однако учитывающее более сложный характер поля (см. (7')). В отличие от области поля I, в данном случае «запоминание» импульсов от отдельных электронов начинается не с момента $t \simeq 0$ (точнее $\Delta\tau_- = \frac{1}{ev_-}$), а через время $t_{1-} = \frac{(r_0 + 1)^{-\beta} - 1}{B}$, где $r_0(\varphi=0)$ — кратчайшее расстояние от трека до центрального электрода (см. рис. 1). По этой причине фронт импульса при $t < t_{1-}$ и при достаточно больших расстояниях $r_0(\varphi=0)$ имеет меньшую крутизну, чем в случае I.

На рис. 2 приведены рассчитанные указанным выше способом импульсы ИК для случаев локальной ионизации и ионизации по треку. Из рисунка видно, что в первом случае амплитуды импульсов сильно зависят от места возникновения пары, в то время как во втором — в области I амплитуды практически не зависят от места прохождения частицы и составляют $\sim 50\%$ от полного импульса $P_{\text{полн}} = -\frac{2eld}{c}$,

а в области II возрастают от $0,6 P_{\text{полн}}$ около центрального электрода до $\sim P_{\text{полн}}$ в углу ИК.

Локальная ионизация. Область поля I: 1 — $r_0=2$; 2 — $r_0=3,2$; 3 — $r_0=6$ см; (сплошные линии — верхняя, пунктир — нижняя части области I). Область поля II (разрез OA): 1 — $r_0(\varphi=0)=1$; 2 — $r_0(\varphi=0)=3,2$; 3 — $r_0(\varphi=0)=6$ см (у стенки ИК); 4 — $r_0(\varphi=0)=8,7$ см (угол ИК). Область II (разрез OB): 5 — $r_0(\varphi=0)=1,6$; 6 — $r_0(\varphi=0)=6,7$; 7 — $r_0(\varphi=0)=12$ см (угол ИК).

Ионизация по треку в вертикальном направлении (e) I — область I; область II (разрез OA): 1 — $r_0(\varphi=0)=1$; 2 — $r_0(\varphi=0)=3,2$; 3 — $r_0(\varphi=0)=6$ см (у стенки ИК). Область II (разрез OB): 4 — $r_0(\varphi=0)=1$; 5 — $r_0(\varphi=0)=5,7$; 6 — $r_0(\varphi=0)=10,5$ см (угол ИК).

Отметим, что приведенные на рис. 2 импульсы при $t < 90$ мксек индуцируются в основном электронами так, что вклад положительных ионов в их амплитуду не превышает 1%, поскольку скорости дрейфа электронов в $\sim 10^3$ раз больше скорости ионов.

Рассмотрим, наконец, случай объемной ионизации, наиболее соответствующий ионизации от ливней, создаваемых мюонами в веществе детектора.

Объемная ионизация, создаваемая вертикальным потоком частиц с плотностью ρ , получена путем усреднения ионизации от отдельных частиц в рабочем объеме ИК.

Допустим, что объем ИК пересекается вертикальным потоком ионизирующих частиц с плотностью $\rho \frac{\text{рел. част.}}{\text{см}^2}$. Очевидно, в этом случае

полный импульс напряжения ИК: $\sim P_{\text{полн}} = 2\rho Sld \frac{e}{c}$ (где $S=625$ см² — площадь ИК в вертикальном направлении, $2d=12,5$ см — высота ИК), а зависимость импульса от времени находится из соотношения

$$P_p(t) = 8\rho \frac{e}{c} \int_{\alpha=0}^{\pi/8} \int_R^{z/\cos\alpha} P_l(R, \alpha, t) R dR da, \quad (9)$$

где R и α — координаты точки пересечения объема ИК частицей, $z=12,5$ см (см. план ИК на рис. 1), $P_l(R, \alpha, t)$ — импульс ионизации по треку частицы как функции координат R, α .

Рассчитанный в соответствии с (9) импульс напряжения для объемной ионизации также приведен на рис. 2, из которого следует, что за время $t=70$ мсек, соответствующее разрешающему времени ампли-

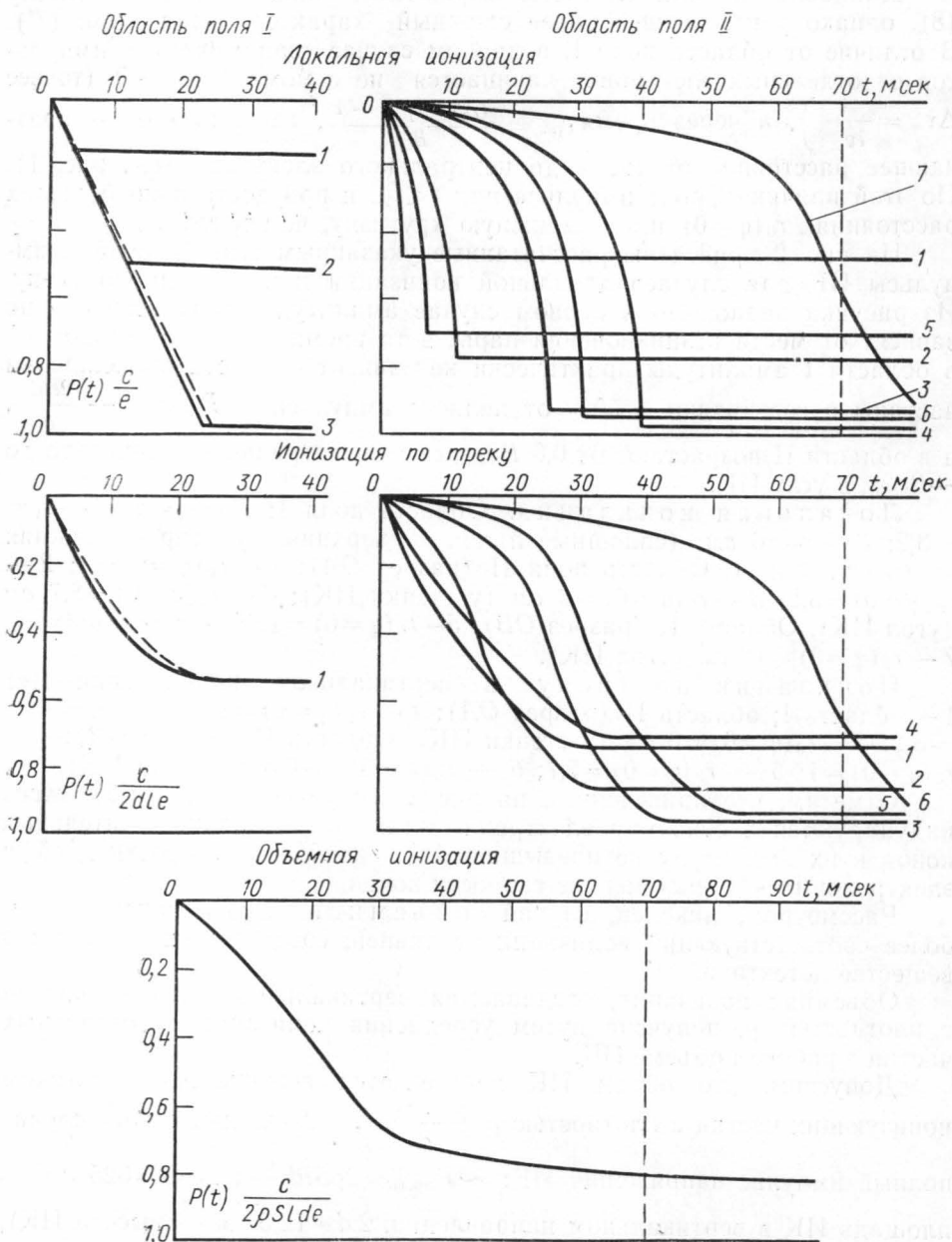


Рис. 2. Временные зависимости импульса напряжения на центральном электроде ИК

тудного анализатора (длительности мастер-импульса), электронная часть импульса нарастает до значения $P_{p-} = 0,8 P_{\text{полн}}$ или в расчете на одну релятивистскую частицу — до $P_{p-}^1 = -0,8,2 dl \frac{e}{c}$.

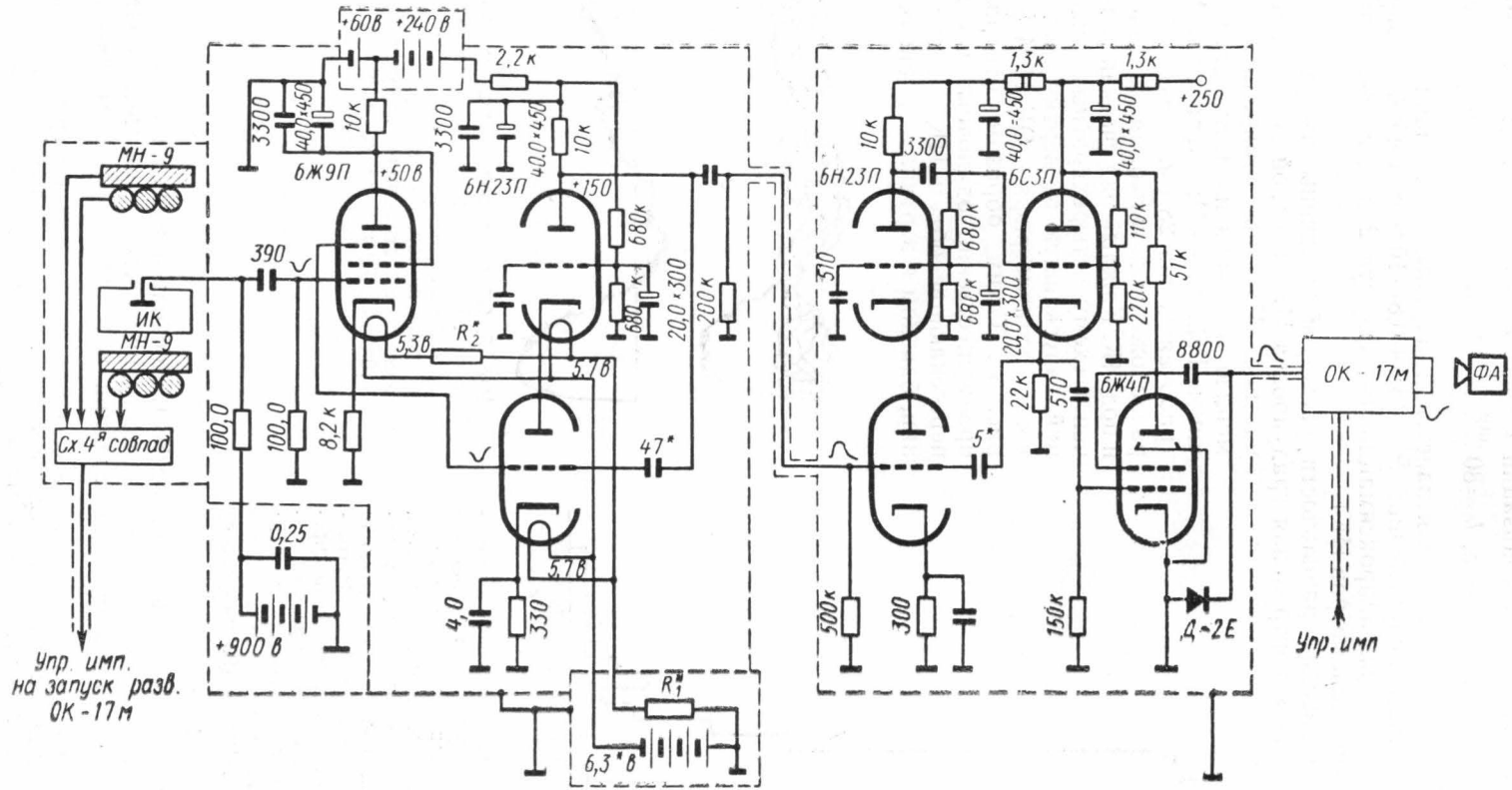


Рис. 3. Принципиальная схема градуировки ИК и каскадного усилителя

Принимая для нашего случая входную емкость камеры $C=28$ пф и удельную плотность ионизации $l=pl_0/760$ мм рт. ст., где $p \approx 910$ мм рт. ст. — давление аргона, $l_0=80 \frac{\text{пар ионов}}{\text{см}}$ ¹, получим величину импульса на выходе ИК от одной релятивистской частицы, проходящей через ИК в вертикальном направлении: $P^1=(5,5 \pm 0,8) \cdot 10^{-6}$ в (ошибка определяется неточностью аппроксимационных формул 2 и 4, а также приведенных выше параметров ИК).

Для проверки правильности расчетной величины импульса нами была проведена контрольная градуировка ИК по одной релятивистской частице. Частицы отбирались с помощью телескопа из двенадцати счетчиков Гейгера — Мюллера типа МС-9 (рабочая длина 28 см, диаметр 3 см), расположенных четырьмя рядами над и под ИК. Каждый ряд счетчиков включен в схему четырехкратных совпадений, запускавшую развертку двухлучевого осциллографа ОК-17 М (см. рис. 3). Таким образом отбирались преимущественно одиночные частицы, пересекающие объем ИК в направлении, близком к вертикали (максималь-

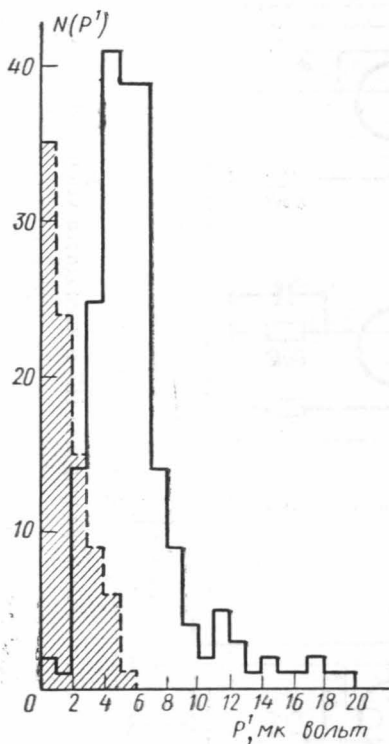


Рис. 4. Экспериментальное распределение импульсов напряжения на центральном электроде ИК, создаваемых одной частицей, пересекающей объем ИК в направлении, близком к вертикали (зенитный угол $\theta \leq 30^\circ$). Заштрихованная гистограмма — распределение шумовых импульсов калибровочного усилителя и ИК; среднеквадратичный уровень шумов $P_{ш}=2 \cdot 10^{-6}$ в (90 импульсов)

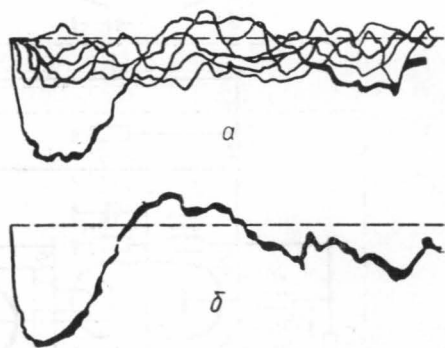


Рис. 5. Образцы фотографий импульсов от одной частицы: а — импульс от одной частицы с амплитудой $P^1 \approx 8 \cdot 10^{-6}$ в на фоне шумов, б — калибровочный сигнал, соответствующий импульсу $P=10^{-5}$ в. Цена меток времени $\tau_m=40$ мксек

но допустимый зенитный угол $\theta \approx 30^\circ$). Поскольку ряды счетчиков имеют сравнительно большие площади, место прохождения частицы в ИК не фиксировалось и измеренный средний импульс от частицы соответст-

¹ Значение l_0 получено из зависимости удельной ионизации в аргоне от энергии $l_0(\epsilon)$ [9] в предположении, что ливневые частицы, прошедшие через стальные стенки ИК толщиной $1,2$ г/см², имеют релятивистские энергии $\epsilon > 2$ Мэв и распределены по спектру $f(\epsilon)$, совпадающему с равновесным [10] для диапазона $\epsilon \geq 2$ Мэв.

вует случаю объемной ионизации. Выходной импульс ИК усиливался специально сконструированным каскодным усилителем с низким уровнем шумов (см. на рис. 3), обладающим малой входной емкостью, большим входным сопротивлением и имеющим узкую полосу пропускаемых частот (10—100 кГц) при коэффициенте усиления $\kappa = 5 \cdot 10^4$.

Кроме того, для получения достаточно хорошего соотношения «сигнал — шум» были приняты дополнительные меры, такие, как подбор накала и питания анодов ламп первых каскадов, экранировка источников питания и других узлов усилителя, сведение к минимуму микрофонного эффекта. Достигнутое в результате среднеквадратичное значение уровня шумов $P_{ш} \simeq 1,7 \cdot 10^{-6}$ в. На рис. 4 приведено измеренное с помощью этого усилителя распределение амплитуд импульсов от одной релятивистской частицы, а также распределение амплитуд шумов, полученное при произвольном запуске развертки осциллографа. Из распределения (207 событий) следует, что значение импульса $P_{\text{экс}}^1 = (6 \pm 0,2) \cdot 10^{-6}$ в совпадает в пределах ошибок с расчетным.

На рис. 5 приведены образцы фотоснимков импульса от одной частицы. При сравнении этих фотографий (рис. 5, а и 5, б) видно, что передний фронт импульса ИК $\tau_{\text{ф}}$ 20—30 мсек. Это не противоречит расчету, если учесть, что в случае объемной ионизации теоретический импульс достигает при $\tau \simeq 30$ мсек $\sim 70\%$ от полного импульса (см. рис. 2).

Несколько больше экспериментальное значение $P_{\text{экс}}^1$ по сравнению с теоретическим может быть объяснено тем, что при калибровке ИК регистрировались частицы под различными зенитными углами $\theta \leq 30^\circ$ (средний пробег частиц больше высоты ИК). Поскольку ИК предназначены для регистрации электромагнитных каскадов, генерируемых мюонами в свинцовом фильтре, и поскольку частицы этих каскадов обладают довольно широким угловым распределением, полученное значение $P_{\text{экс}}^1$ соответствует, по-видимому, среднему ионизационному импульсу от одной ливневой релятивистской частицы.

Таким образом, спроектированные нами ИК имеют достаточно малое время нарастания импульса при значении $P_1/P_{\text{полн}} \simeq 0,8$. Полученное значение $P_{\text{экс}}^1 \simeq 6 \cdot 10^{-6}$ в использовалось нами при определении числа частиц электромагнитных каскадов (энергий мюонов), регистрируемых детекторами на глубине 20—40 м водного эквивалента.

ЛИТЕРАТУРА

1. Vernov S. N., Kristiansen G. B., Nechin Yu. A. et al. Proc. Int. Conf. Cosmic Rays, MU-NU-8. L., 1965.
2. Вернов С. Н., Веденеев О. В., Нечин Ю. А. и др. «Изв. АН СССР», сер. физич., 31, № 9, 1555, 1967.
3. Вернов С. Н., Веденеев О. В., Гулям Садык Мухиби и др. «Изв. АН СССР», сер. физич., 32, № 3, 475, 1968.
4. Вернов С. Н., Веденеев О. В., Нечин Ю. А. и др. Препринт НИИЯФ МГУ. М., 1968.
5. Vernov S. N., Kristiansen G. B., Vedeneev O. V. et al. Proc. Int. Conf. Cosmic Rays MU-5, Budapest, 1969.
6. Wilkinson D. H. Ionisation chambers and counters. Cambridge, 1950.
7. Pask J. L., Phelps A. V. Phys. Rev., 121, 798, 1961.
8. Кэй Дж., Лэби Т. Таблицы физических и химических постоянных. М., 1962.
9. Bethe H. A. Ann. d. Phys., 5, 325, 1930.
10. Беленький С. З. Лавинные процессы в космических лучах. М.—Л., 1948.