

## ИДЕНТИФИКАЦИЯ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЧАСТИЦ ПО ИОНИЗАЦИИ В ГАЗЕ

*Г. И. Мерзон*

Физический институт им. П. Н. Лебедева АН СССР, Москва

*В. Ситар*

Университет им. Я. А. Коменского, Братислава

*Ю. А. Будагов*

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Рассмотрены теоретические основы и экспериментальные методы идентификации релятивистских заряженных частиц по измерению ионизационных потерь энергии и первичной ионизации в газе. Проанализированы способы уточнения вероятных ионизационных потерь энергии при многократных измерениях. Описаны устройство и характеристики больших многослойных ионизационных детекторов — пропорциональных и дрейфовых камер, применяемых в современном физическом эксперименте. Исследованы факторы, влияющие на достоверность идентификации частиц в многослойных детекторах и определяющие пространственное и временное разрешение этих приборов. Рассмотрены возможности и условия идентификации частиц по измерению первичной ионизации в стримерной камере, методом счета кластеров в дрейфовой камере, а также по эффективности газоразрядного детектора и времени формирования разряда в искровой камере.

Theoretical basis and experimental methods of relativistic charged particle identification in gaseous detectors by ionization energy loss and primary specific ionization measurements are considered. The possibilities of accurate determination of the most probable energy loss in multilayer detectors are reviewed. The performance and properties of big proportional and drift chambers used in modern high energy experiments are described. Factors influencing the reliability of particle identification and defining the intrinsic space and time resolution of these detectors are analysed. Methods of multichannel information acquisition and treatment are listed. Possibilities and conditions of primary specific ionization measurements according to track density in streamer chambers, cluster counting in drift chambers, gas discharge detector efficiency and spark formation time in spark chambers are considered as well. The approximated expressions for energy loss and primary specific ionization calculation with density effect correction are given in the Appendix.

## ВВЕДЕНИЕ

**Методы идентификации релятивистских заряженных частиц.**

В экспериментах по физике высоких энергий часто возникает необходимость определить природу исследуемой частицы, т. е. ее опознать, или идентифицировать. Идентификация заряженных частиц с энергией от нескольких гигаэлектронвольт до нескольких десятков ГэВ — достаточно сложная экспериментальная задача. Так, если заряженные лептоны ( $e$ ,  $\mu$ ) удастся распознать по характеру их взаимодействия в веществе, то все методы идентификации заряженных адронов ( $\pi$ ,  $K$ ,  $p$ ) основываются только на различии в их массах.

Для оценки массы  $m$  однозарядной релятивистской частицы нужно знать ее две независимые характеристики. Первой из них обычно служит импульс  $p$  или энергия  $E$ , которые измеряются по отклонению в магнитном поле или энергвыделению в спектрометре полного поглощения. Другой характеристикой может быть скорость  $v = \beta c$  частицы, определяемая по времени пролета или по углу и интенсивности излучения Вавилова — Черенкова, а также лоренц-фактор  $\gamma = E/mc^2 = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ , который измеряется по производимой частицей ионизации или по ее рентгеновскому переходному излучению в неоднородной среде.

Возможности, область применения и способы реализации этих экспериментальных методов уже неоднократно обсуждались в литературе. При этом до недавнего времени ионизационные методы не рассматривали как перспективные из-за слабой (логарифмической) зависимости ионизирующей способности релятивистских частиц от  $\gamma$  и ее насыщения при  $\gamma \lesssim 10^3$ , а также из-за значительных флуктуаций, присущих процессу ионизации. Однако быстрое развитие техники сбора и обработки информации и прогресс методики многопроволочных пропорциональных и дрейфовых камер, а также стримерных камер привели к тому, что эти детекторы в области  $\gamma \approx 20 \div 400$  ныне успешно конкурируют с другими методами идентификации частиц (рис. 1) [1, 2].

Важное преимущество таких ионизационно-координатных детекторов — их хорошее пространственное разрешение, что позволяет одновременно идентифицировать отдельные вторичные частицы, вылетающие в узком телесном угле. Использование для этой цели много-

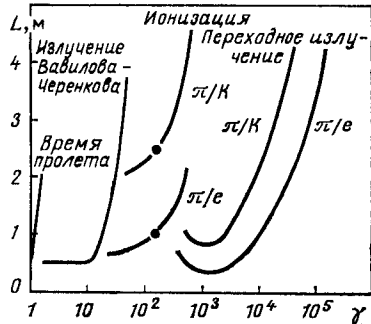


Рис. 1. Зависимость длины  $L$  детектора, необходимой для идентификации частиц, от их лоренц-фактора  $\gamma$  [1]:

точки на кривых для ионизационных идентификаторов отвечают давлению газа 1 атм

секционных пороговых черенковских счетчиков затруднительно из-за их большой длины ( $>10$  м), высокой стоимости и неудовлетворительного пространственного и углового разрешений [1]. Сейчас определенные надежды связывают с черенковскими детекторами, в которых скорость каждой вторичной частицы определяют по размеру кольца черенковского излучения. С их помощью можно идентифицировать продукты взаимодействия с  $p = 1 \div 10^2$  ГэВ/с [2]. Однако подобные детекторы пока еще не получили широкого распространения.

В последние годы успешно развивается также метод идентификации релятивистских частиц по рентгеновскому переходному излучению (РПИ) в слоистых радиаторах [1—3]. Одновременное использование информации об энергии и угле вылета фотонов РПИ, зарегистрированных в дрейфовых камерах с тяжелым благородным газом, позволяет создавать компактные идентификаторы релятивистских частиц [4]. Все же низкая интенсивность РПИ при  $\gamma < 10^2$  ограничивает применение этого метода преимущественно областью больших лоренц-факторов.

К настоящему времени уже имеется несколько монографий и обзорных статей, посвященных вопросам измерения ионизации, производимой релятивистскими заряженными частицами [1, 2, 5—13]. Но лишь немногие из них затрагивают проблемы идентификации частиц высоких энергий с помощью ионизационных детекторов. Данный обзор, учитывающий последние достижения в этой области и основанный на результатах большого числа оригинальных работ, представляет собой попытку восполнить существующий пробел.\* Включенные в него данные и библиография могут послужить также в качестве справочного материала.

## 1. ИОНИЗАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЧАСТИЦ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ

*Первичная ионизация и ионизационные потери энергии. Дифференциальное сечение неупругих столкновений.* Среднее число  $dN/dx$  столкновений на единице длины пути  $x$  (г/см<sup>2</sup>) частицы в веществе, сопровождающихся возбуждением и ионизацией атомов среды, определяется дифференциальным сечением  $d\sigma_{in}/d\varepsilon$  неупругих атомных столкновений:

$$dN/dx = \frac{n_a}{r} \int_0^{T_{\text{макс}}} (d\sigma_{in}/d\varepsilon) d\varepsilon = n_a \sigma_{in}/\rho, \quad (1)$$

где  $n_a$  — число атомов в 1 см<sup>3</sup>,  $\rho$  — плотность вещества, г/см<sup>3</sup>;  $\varepsilon$  — энергия, передаваемая в отдельном столкновении;  $T_{\text{макс}}$  — макси-

\* Уже после написания настоящего обзора нам стала известна лекция В. А. Любимова [14], где в краткой форме рассмотрены некоторые из затронутых здесь вопросов.

мальное кинематически возможное значение  $\epsilon$ , а  $\sigma_{in}$  — полное сечение неупругих столкновений.

Чтобы вычислить величину  $d\sigma_{in}/d\epsilon$ , необходимо знать волновые функции атомов вещества. Поскольку корректные расчеты волновых

Таблица 1. Среднее число  $dN/dl$  неупругих столкновений, сопровождающихся возбуждением и ионизацией, на 1 см пути, удельная первичная ионизация  $dN_1/dl$ , их релятивистское возрастание  $R_N$ ,  $R_{N_1}$  и средние удельные ионизационные потери энергии  $(-dE/dl)$  для однозарядных релятивистских частиц в благородных газах при нормальных условиях ( $P=1$  атм,  $t=0^\circ\text{C}$ ) [13, 15]

Газ	$dN/dl$ , см <sup>-1</sup>		$R_N$	$dN_1/dl$ , см <sup>-1</sup>		$R_{N_1}$	$(-dE/dl)$ , кэВ/см
	Минимум ионизации	Плато Ферми		Минимум ионизации	Плато Ферми		Минимум ионизации
He	5,28	7,97	1,51	3,50	5,17	1,48	0,365
Ne	12,73	19,31	1,52	11,75	17,77	1,51	1,653
Ar	29,28	40,68	1,39	26,65	36,80	1,38	2,879
Kr	35,41	49,97	1,41	35,41	49,97	1,41	5,417
Xe	48,13	65,32	1,36	48,13	65,32	1,36	7,871

функций удается провести только для атомарного водорода и гелия, обычно используют более или менее реалистические приближенные модели атома [12, 13, 15]. Результаты расчетов числа неупругих столкновений в газах для модели среды с непрерывными силами осцилляторов, вычисленными по данным о сечениях фотопоглощения, приведены в табл. 1 и на рис. 2 [13, 15].

При релятивистских скоростях из-за лоренцевой трансформации электромагнитного поля частицы радиуса области вокруг ее траектории, где поле достаточно велико, чтобы возбуждать и ионизовать атомы среды, возрастает, и полное сечение неупругих столкновений увеличивается. При этом в орбиту действия частицы вовлекается все большее число атомов, поляризация которых приводит к экранированию ее поля и постепенному насыщению роста сечения (плато Ферми [16]). Поскольку экранирование тем сильнее, чем больше плотность вещества, это явление часто называют *эффектом плотности*.

**Первичная ионизация.** Величина

$$dN_1/dx = \frac{n_a}{\rho} \int_{I_0}^{T_{\text{макс}}} (d\sigma_{in}/d\epsilon) d\epsilon \quad (2)$$

( $I_0$  — первый потенциал ионизации вещества) отвечает среднему числу ионизирующих столкновений на единице длины пути и называется удельной первичной ионизацией (см. табл. 1). Согласно теории атомных столкновений [13, 17] для однозарядных частиц высокой энергии в газах удельная первичная ионизация практически не за-

висит от  $T_{\text{макс}}$  и равна

$$dN_1/dl = \rho(dN_1/dx) = \frac{A_1}{\beta^2} \left( \frac{P}{T/273} \right) [A_2 + 2 \ln \beta\gamma - \beta^2 - \delta_{N_1}]. \quad (3)$$

Здесь  $A_1$  и  $A_2$  — постоянные, зависящие от свойств вещества (см. приложение);  $P$  — давление, атм;  $T$  (K) — температура газа;  $\delta_{N_1}$  — поправка на эффект плотности среды [13, 17].

При релятивистских энергиях частиц зависимость  $dN_1/dl$  от  $\gamma$  проходит через минимум (при  $\gamma \approx 4$ ), затем логарифмически возрастает и благодаря эффекту плотности насыщается и выходит на плато Ферми (рис. 3, а). Первичная ионизация преимущественно отвечает столкновениям с внешними атомными электронами и ее релятивистское возрастание тем заметнее, чем выше первый потенциал ионизации [17]. Поэтому в неоне и гелии оно больше, чем в аргоне и ксеноне. Расчеты  $dN_1/dl$  по (3) для благородных газов хорошо согласуются с экспериментальными данными, сводку которых можно найти в [13].

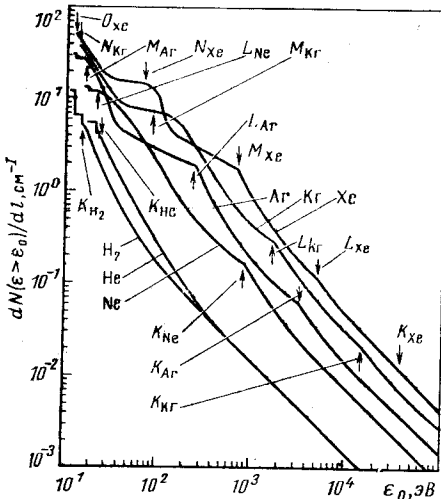


Рис. 2. Интегральное распределение  $dN(\epsilon > \epsilon_0)/dl$  передач энергии  $\epsilon > \epsilon_0$  в неупругих столкновениях однозарядной релятивистской частицы с атомами газа в минимуме ионизации при нормальных условиях [15].

Стрелками обозначены края поглощения атомных оболочек. При  $\epsilon$  выше  $K$ -краев поглощения  $dN(\epsilon > \epsilon_0)/dl \propto \epsilon^{-1}$  (резерфордское поведение)

**Средние, ограниченные и вероятные потери энергии.** Средние удельные потери энергии ( $-dE/dx$ ) на возбуждение и ионизацию атомов среды (ионизационные потери энергии)

$$\begin{aligned} (-dE/dx) &= \\ &= \frac{n_a}{\rho} \int_0^{T_{\text{макс}}} \epsilon (d\sigma_{\text{ин}}/d\epsilon) d\epsilon \quad (4) \end{aligned}$$

удаётся вычислить без каких-либо упрощающих предположений о поведении  $d\sigma_{\text{ин}}/d\epsilon$ , используя лишь одну усредненную характеристику вещества — средний логарифмический потенциал ионизации  $I$ . Для однозарядных частиц тяжелее электрона,  $m \gg m_e$ :

$$(-dE/dx) = \frac{A}{\beta^2} \left[ \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 T_{\text{макс}}}{I^2 (1 - \beta^2)} - 2\beta^2 - \delta_E \right] \quad (5)$$

(формула Бете — Блоха [5]). Здесь  $A = 0,1536 (Z/A_0) \text{ МэВ} \cdot \text{г}^{-1} \cdot \text{см}^2$ ,  $Z$  и  $A_0$  — атомный номер и массовое число вещества;  $\delta_E$  — поправка на эффект плотности среды [6], простой способ вычисления которой

дается в [18] (см. Приложение). Средние удельные потери энергии слабо зависят от  $I$  и в минимуме ионизации для всех веществ близки к  $2 \text{ МэВ} \cdot \text{г}^{-1} \cdot \text{см}^2$ . В отличие от  $dN_1/dx$  из-за возрастания  $T_{\text{макс}}$  с увеличением  $\gamma$  они постоянно растут, не испытывая насыщения (рис. 3, б).

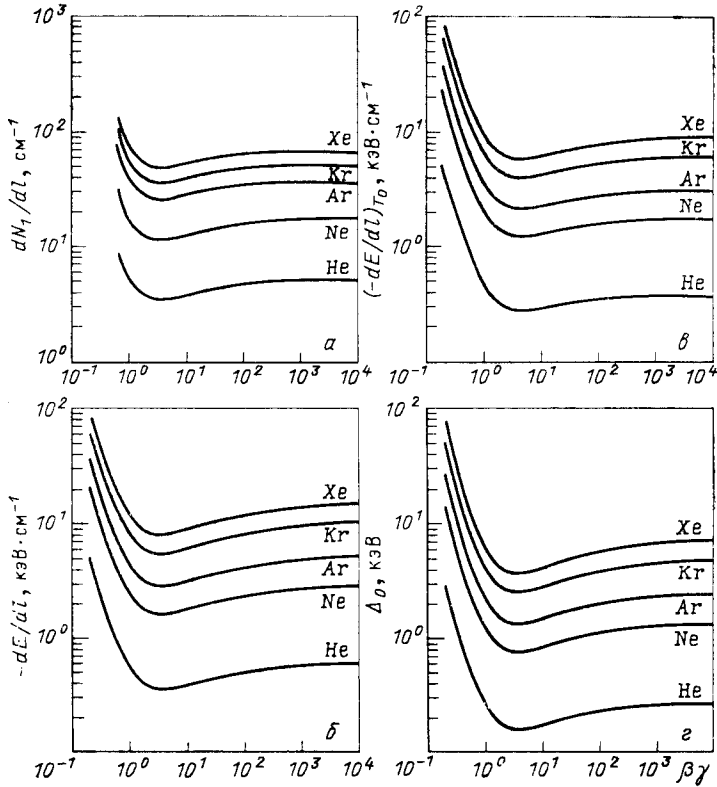


Рис. 3. Зависимость расчетных значений удельной первичной ионизации  $dN_1/dL$  [13] (а); средних удельных потерь энергии  $(-dE/dL)$  протонов (б); ограниченных удельных потерь энергии  $(-dE/dL)_{T_0}$  ( $T_0 = 100 \text{ кэВ}$ ) (в); вероятных потерь энергии  $\Delta_0$  (г) в слое газа толщиной 1 см [18] от  $\beta\gamma$  для однозарядных релятивистских частиц в благородных газах при 1 атм,  $0^\circ \text{C}$

Средние ионизационные потери энергии в столкновениях с передачами  $\epsilon \leq T_0$  называют *ограниченными потерями энергии* [6]. Удельные ограниченные потери энергии для однозарядных релятивистских частиц даются соотношением

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{T_0} = \frac{n_a}{\rho} \int_0^{T_0} \epsilon \left(\frac{d\sigma_{1n}}{d\epsilon}\right) d\epsilon = \frac{A}{\beta^2} \left[ \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 T_0}{I^2 (1-\beta^2)} - \beta^2 - \delta_E \right], \quad (6)$$

справедливым при  $I_K \ll T_0$  ( $I_K$  — потенциал ионизации  $K$ -оболочки атома)\*. Это соотношение подтверждается, например, при ионизационных измерениях в камерах Вильсона [6, 13, 19], где плотность следов, если исключить большие сгустки капель, отвечающие передачам энергии  $\varepsilon > T_0$ , пропорциональна  $(-dE/dx)_{T_0}$  (см. ниже).

Величину  $T_0$  часто определяют по пробегу дельта-электрона, равному ширине следа или размеру чувствительной области детектора, при условии отсечки вклада более энергичных дельта-электронов. Следует помнить, что часть переданной атому энергии может испускаться в виде оже-электронов или флуоресценции. Однако слабая (логарифмическая) зависимость соотношения (6) от  $T_0$  не требует точного определения последнего. С ростом  $\gamma$  логарифмическое возрастание  $(-dE/dx)_{T_0}$ , как и  $dN_1/dx$ , полностью компенсируется эффектом плотности, и они выходят на плато Ферми:

$$(-dE/dx)_{T_0, pl} = A \ln \frac{2m_e c^2 T_0}{(\hbar \omega_p)^2} \quad (7)$$

(см. рис. 3, в), где  $\omega_p$  — плазменная частота среды, определяемая соотношением

$$\hbar \omega_p \equiv (4\pi \hbar^2 n_a Z / m_e)^{1/2} = 28,817 (\rho Z / A_0)^{1/2} [\text{эВ}]. \quad (8)$$

Место выхода зависимости  $(-dE/dx)_{T_0}$  на плато можно условно характеризовать величиной лоренц-фактора  $\gamma_{pl}$ , смысл которого иллюстрируется в приложении. Согласно [18]  $\gamma_{pl}$  дается соотношением

$$(\beta\gamma)_{pl} = \exp \{ \ln [I^2 / (\hbar \omega_p)^2] + 1 \} \approx 1,65 (I / \hbar \omega_p). \quad (9)$$

Поэтому плато Ферми начинается тем дальше, чем выше атомный номер и меньше плотность вещества. Данные [20, 21] о падении уровня плато ограниченных потерь энергии при очень больших  $\gamma$  из-за радиационных поправок не подтвердились более тщательными экспериментами (см., например, [8, 22, 23]) и расчетами [24].

Вылет энергичных дельта-электронов за пределы детектора, а также насыщение детектора и электроники при очень большой ионизации могут сильно исказить измеряемые средние потери энергии. Однако подобные эффекты не влияют на вероятное значение, отвечающее максимуму распределения ионизационных потерь энергии, или на ширину последнего [25, 26]. Это заставляет измерять не средние, а вероятные потери энергии (см. ниже). Вероятные потери энергии ведут себя с ростом  $\gamma$  подобно  $(-dE/dx)_{T_0}$  (см. рис. 3, з).

**Средний потенциал ионизации.** Средний (логарифмический) потенциал ионизации среды  $I$  можно измерить по тормозной способности вещества [6—8, 11] и вычислить из энергетической зависимости сечения фотопоглощения [11, 13]. Рекомендуемые значения  $I$  для неко-

\* При  $T_0 \ll T_K$  необходимо учитывать, что столкновения с электронами глубоких оболочек не вносят вклад в измеряемую величину  $(-dE/dx)_{T_0}$ . Поэтому в соотношение (6) нужно подставлять эффективные значения  $Z$  и  $I$  [19].

Т а б л и ц а 2. Первый  $I_0$  и средний  $I$  потенциалы ионизации, плазменная энергия  $h\nu_p$  и средняя энергия  $w$ , которая затрачивается на образование одной пары ионов, в газах, используемых в ионизационных детекторах

Вещество	Химическая формула	Z	$A_0$	$\rho \cdot 10^3$ (1 атм, 0 °C), г/см <sup>3</sup>	$I_0$ , эВ [29]	$I$ , эВ [11]	$h\nu_p$ , эВ	$w$ , эВ [29]**
Гелий	He	2	4,0026	0,1779	24,58	42,3±0,5	0,272	42,3
Неон	Ne	10	20,183	0,897	21,56	133±3	0,608	36,4
Аргон	Ar	18	39,948	1,774	15,76	188±2	0,815	26,3
Криптон	Kr	36	83,8	3,725	13,996	357±2	1,153	24,05
Ксенон	Xe	54	131,3	5,837	12,127	489±9	1,442	21,9
Водород	H <sub>2</sub>	2	2,016	0,0896	15,4	18,5±0,2	0,272	36,3
Азот	N <sub>2</sub>	14	28,013	1,246	15,6	82±4	0,719	34,65
Кислород	O <sub>2</sub>	16	31,999	1,422	12,2	42,8	0,768	30,83
Метан	CH <sub>4</sub>	10	16,043	0,7168	13,1	98,5±1,5	0,609	27,1
Ацетилен	C <sub>2</sub> H <sub>2</sub>	14	26,038	1,173	11,4	59,5	0,724	25,75
Этилен	C <sub>2</sub> H <sub>4</sub>	16	28,054	1,2604	10,5	50,0	0,773	25,8
Этан	C <sub>2</sub> H <sub>6</sub>	18	30,070	1,3566	11,6	47,2	0,813	24,4
Углекислый газ	CO <sub>2</sub>	22	44,011	1,9769	13,8	85,6	0,906	32,8
Пропан	C <sub>3</sub> H <sub>8</sub>	26	44,097	2,0096	11,2	49,0	0,992	23,45
Изобутан	i-C <sub>4</sub> H <sub>10</sub>	34	58,125	2,673	10,6	50,0	1,139	23,2
Фреон-12	CCl <sub>2</sub> F <sub>2</sub>	58	120,91	5,398	11,7	139,0	1,467	29,55
Фреон-13	CClF <sub>3</sub>	50	104,46	4,663	13,1	126,0	1,361	—
Фреон-13В1	CF <sub>3</sub> CF <sub>3</sub>	68	148,91	6,648	—	196,9	1,588	—
Эле-газ	SF <sub>6</sub>	70	146,05	6,520	15,7	131,7	1,611	29,9
Вода	H <sub>2</sub> O	10	18,015	0,017*	42,6	69,8	0,089*	—
Этиловый спирт	C <sub>2</sub> H <sub>5</sub> OH	26	46,070	0,408*	10,5	59,2	0,225*	—
Метилаь	(CH <sub>3</sub> O) <sub>2</sub> CH <sub>2</sub>	42	76,096	—	—	64,0	—	—

\* Для насыщенных паров при 20 °C.

\*\* Для β-электронов в чистом газе.



торых элементов [11] и химических соединений, используемых в газовых ионизационных детекторах, приведены в табл. 2. При  $\beta \approx 1$  погрешность 15% в значении среднего потенциала ионизации меняет ( $-dE/dx$ ) всего на 1—2%. Поэтому для оценки  $I$  элементов можно воспользоваться приближенными эмпирическими формулами [27]

$$I/Z [\text{эВ}] = \begin{cases} 12 + 7/Z, & Z \leq 13; \\ 9,76 + 58,8Z^{-1,19} & Z > 13, \end{cases} \quad (10a)$$

или [28]

$$I [\text{эВ}] = \begin{cases} 11,2 + 11,7Z, & Z \leq 13 \\ 52,8 + 8,71Z, & Z > 13. \end{cases} \quad (10b)$$

Аддитивность в пределах около 2% тормозной способности элементов (веществ), входящих в химические соединения (смеси), — правило Брэгга, позволяя вычислять значения  $I$  для газообразных соединений (смесей):

$$\ln I = \sum_i a_i Z_i \ln I_i / \sum_i a_i Z_i. \quad (11)$$

Здесь  $a_i$ ,  $Z_i$  и  $I_i$  — число атомов в молекуле соединения (или относительное парциальное давление), атомный номер и средний потенциал ионизации  $i$ -го элемента ( $i$ -й компоненты смеси). Чтобы рассчитать ионизационные потери энергии в газообразном химическом соединении (смеси) согласно (5)—(8), необходимо подставить в них значения:

$$\left. \begin{aligned} Z &= \sum_i a_i Z_i, \quad A_0 = \sum_i a_i A_{0i}; \\ \rho &= 1,219 \cdot 10^{-2} A_0 P / (T/273). \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

**Потери энергии и измеряемая ионизация.** Ионизационные потери энергии заряженных частиц обычно измеряют по производимому ими ионизационному эффекту  $dJ/dx$ , т. е. по плотности структурных элементов следа — зерен, капель, пузырьков, сгустков, стримеров и т. п. (в трековых детекторах) или по собранному электрическому заряду (в электронных детекторах). Наблюдаемый ионизационный эффект зависит не только от свойств самой частицы ( $m$ ,  $z$ ,  $v$ ) или вещества ( $Z$ ,  $A_0$ ,  $\rho$ ) детектора, но и от механизма действия последнего, определяющего, с каким весом  $\mathcal{F}(\epsilon)$  каждое столкновение вносит свой вклад в общий ионизационный эффект [13]. Весовая функция  $\mathcal{F}(\epsilon)$  зависит от переданной при соударении энергии  $\epsilon$ . Таким образом,

$$dJ/dx = \frac{na}{\rho} \int_0^{T_0} \mathcal{F}(\epsilon) (d\sigma_{\text{ин}}/d\epsilon) d\epsilon. \quad (13)$$

В детекторах, где  $\mathcal{F}(\epsilon)$  пропорциональна  $\epsilon$  (камеры Вильсона, ионизационные камеры, спинтилляционные, полупроводниковые и пропорциональные детекторы), ионизационный эффект также пропорцио-

нален удельным потерям энергии. Действительно, если  $\mathcal{F}(\varepsilon) = \varepsilon/w$ , где  $w$  — средняя энергия, затрачиваемая на образование одной пары ионов \* (см. табл. 2), которая практически не зависит от массы, заряда и скорости частицы [29], то

$$dJ/dx = \frac{n_a}{\rho} \int_0^{T_0} \frac{\varepsilon}{w} (d\sigma_{\text{in}}/d\varepsilon) d\varepsilon = \frac{(-dE/dx)_{T_0}}{w}. \quad (14)$$

Если же  $\mathcal{F}(\varepsilon)$  — ступенчатая функция  $\varepsilon$ , то наблюдаемый ионизационный эффект пропорционален числу столкновений с передачами энергии выше пороговой (детекторы первичной ионизации, пузырьковые камеры [13]). Промежуточному случаю, когда  $\mathcal{F}(\varepsilon)$  — нелинейная функция  $\varepsilon$ , отвечают ядерные фотоэмульсии [13].

**Идентификация частиц высокой энергии по релятивистскому возрастанию ионизации.** Ионизационные методы идентификации частиц высокой энергии ( $\gamma \geq 10$ ) основаны на логарифмическом возрастании измеряемой ионизации (ионизационного эффекта) с увеличением  $\gamma$ . Возможности идентификации отдельных релятивистских частиц, импульс или энергия которых измеряются независимо, определяются следующими факторами:

- 1) масштабом релятивистского возрастания  $R$  ионизации (отношением  $dJ/dx$  на плато и в минимуме) и лоренц-фактором  $\gamma_{\text{pl}}$ , отвечающим началу плато;
- 2) флуктуациями ионизации и относительной среднеквадратической погрешностью измерения ионизации отдельной релятивистской частицы (см. разд. 2 и 3);
- 3) массой частицы  $m$ . Чем больше различие в массах разделяемых частиц, тем легче их идентифицировать (рис. 4).

Значения  $R$  и  $\gamma_{\text{pl}}$  в различных веществах, используемых в ионизационных детекторах, приведены в табл. 3, откуда видно, что наиболее перспективными с точки зрения идентификации частиц высокой энергии являются газовые детекторы и в меньшей степени тяжеложидкостные пузырьковые камеры, ядерные фотоэмульсии и твердотельные детекторы с большим  $Z$ .

\* В смесях, содержащих добавки с потенциалами ионизации ниже потенциалов возбуждения основного газа,  $w$  меньше, чем у каждой из компонент (эффект Джесси). Этот эффект зависит от концентрации добавки. Так, в смесях Ag с  $\text{C}_2\text{H}_6$  или  $\text{C}_3\text{H}_8$  минимальные значения  $w = 24,4$  эВ и  $w = 23,6$  эВ отвечают молярным концентрациям  $\text{C}_2\text{H}_6$  и  $\text{C}_3\text{H}_8$  4% и примерно 1% соответственно [30].

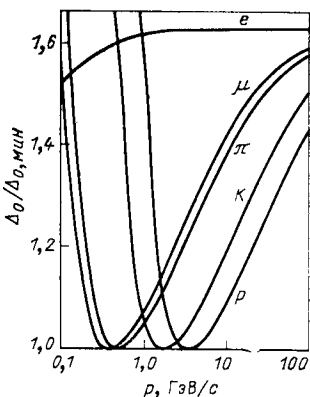


Рис. 4. Зависимость относительных вероятных потерь энергии  $\Delta_0/\Delta_{0, \text{мин}}$  в 1 см смеси 80% Ag + 20%  $\text{CH}_4$  при нормальных условиях от импульса  $p$  однозарядных релятивистских частиц. Минимуму ионизации соответствует  $\Delta_0 \approx 1,3$  кэВ [31]

Таблица 3. Релятивистское возрастание ионизации  $R$  и место выхода на плато  $\gamma_{pl}$  в различных веществах, используемых в ионизационных детекторах

Состояние вещества	Детектор	Вещество	$R$	$\gamma_{pl}$
Газообразное ( $P=1$ атм, $t=0^\circ\text{C}$ )	Газовые ионизационные детекторы на благородных, многоатомных газах и их смесях (камеры Вильсона, ионизационные, пропорциональные, дрейфовые *) [6, 13, 15]	He	1,55	260
		Ne	1,59	360
		Ar	$1,59 \pm 0,05$	380
		Kr	$1,71 \pm 0,09$	510
		Xe	$1,75 \pm 0,05$	570
		$\text{C}_3\text{H}_8$	$1,3 \pm 0,3$	80
Конденсированное	Пузырьковые камеры ** [13]	$\text{H}_2$	1,01	10
		$\text{C}_3\text{H}_8$	$1,13 \pm 0,03$	100
		$\text{CBrF}_3$	$1,32 \pm 0,05$	50
	Ядерные фотоэмульсии ** [8, 13, 22]	AgBr	1,06—1,15	70
Сцинтилляционные детекторы [8, 13]		$(\text{CH})_n$	1,01—1,02	5
	NaI (Tl)	1,11—1,14	20	
Полупроводниковые детекторы [8]	Si	1,1	10	

\* Вероятная ионизация в слое газа толщиной 2 см. Результаты для He и Ne получены методом Монте-Карло [15].

\*\* Из-за нелинейного характера функции  $\rho(\epsilon)$  ионизационный эффект не пропорционален ( $-dE/dx$ ) [13].

**Флуктуации ионизации и вероятная ионизация.** Природа флуктуаций ионизации. Ионизация, измеряемая в газовых ионизационных детекторах, возникает в результате случайных неупругих столкновений заряженной частицы с атомами среды и подвержена значительным флуктуациям, которые складываются из а) пуассоновых флуктуаций числа неупругих столкновений со средним значением  $N = x (dN/dx)$  (см. табл. 1); б) разброса в каждом первичном соударении передач энергии  $\epsilon$  (см. рис. 2), сумма которых дает потери энергии  $\Delta$  в слое толщиной  $x$ ; в) флуктуаций числа вторичных пар ионов при фиксированном энерговыделении  $\epsilon$ . Эти флуктуации обладают дисперсией  $F(\epsilon/w)$ , где  $\epsilon/w$  — среднее число вторичных пар ионов,  $F < 1$  — фактор Фано [32], и несколько меньше, чем чисто случайные (пуассоновы); г) флуктуаций, которые возникают при сборе и усилении заряда, выделенного в объеме детектора, и определяют аппаратное разрешение.

Суммарный относительный среднеквадратический разброс амплитуды сигнала в газовых пропорциональных детекторах, связанный

только с флуктуациями типа в) и г) при  $\Delta = \text{const}$  [33]:

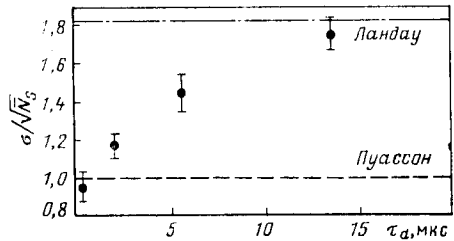
$$\sigma_a = (\Delta/w)^{-1/2} \quad (15)$$

и при  $w = 30$  эВ составляет примерно 7% для линии 5,9 кэВ  $^{55}\text{Fe}$  (относительная приборная полуширина  $W_a = 2,355 \sigma_a \approx 17\%$ ). Аппаратурные погрешности слабо расширяют кривую флуктуаций ионизации, и ее вид фактически определяется распределением потерь энергии, т. е. процессами а) и б).

Флуктуации первичной ионизации отвечают распределению Пуассона со средним значением  $N_1 = x (dN_1/dx)$  (см. табл. 1).

**Флуктуации потерь энергии.** Распределения ионизационных потерь энергии имеют вид асимметричных колоколообразных кри-

Рис. 5. Зависимость среднеквадратического отклонения  $\sigma$  числа  $\bar{N}_s$  стримеров на длине следа 5 см (в единицах стандартного пуассонова отклонения) от времени задержки  $\tau_d$ . Стримерная камера наполнена гелием до давления 0,4 атм и облучена релятивистскими электронами с энергией  $1,3 \text{ МэВ} \leq E \leq 2,26 \text{ МэВ}$  [34]



вых. Их форма и вероятное значение зависят от скорости и заряда частицы, а также атомного номера, плотности и толщины вещества. Трансформацию пуассонова распределения первичной ионизации в асимметричное распределение полной ионизации можно наблюдать при изменении режима работы стримерной камеры [34] (рис. 5).

Характер распределения  $f(x, \Delta)$  ионизационных потерь энергии быстрых заряженных частиц ( $\Delta \ll E$ ) зависит от отношения

$$\kappa = \xi/T_{\text{макс}} \quad (16)$$

Физический смысл величины

$$\xi = Ax/\beta^2 \quad (17)$$

можно пояснить следующим образом. При больших (в сравнении с характерной энергией связи  $I$  атомных электронов) передачах энергии, когда столкновения носят резерфордский характер, т. е. когда

$$d\sigma_{\text{in}}/d\varepsilon = A\rho/n_a\beta^2\varepsilon^2, \quad (18)$$

в слое  $x$  происходит в среднем одно столкновение, в котором  $\varepsilon > \xi$ . Таким образом, величина  $\kappa$  является мерой вклада столкновений с  $\varepsilon \sim T_{\text{макс}}$  и одновременно мерой толщины вещества.

Решение задачи о флуктуациях ионизационных потерь энергии в общем виде было впервые сформулировано Л. Д. Ландау [35]. П. В. Вавилов [36] рассчитал соответствующее распределение для

случая  $0,01 < \kappa \leq 1^*$ . При  $\kappa \gg 1$  распределение Вавилова переходит в симметричное гауссово распределение [38], а при  $\kappa < 0,01$  — в распределение Ландау, которое отвечает тонким слоям вещества.

**Потери энергии в тонких слоях вещества. Распределение Ландау.** Распределение Ландау рассчитано в предположении, что ионизационные потери энергии в столкновениях, где  $\varepsilon \lesssim I$ , фиксированы и равны средним потерям, а флуктуации всецело определяются соударениями с  $\varepsilon \gg I$ , сечение которых отвечает формуле Резерфорда (18). Это означает, что число столкновений с передачами энергии  $\varepsilon \lesssim I$ , мерой вклада которых служит отношение  $\xi/I$ , очень велико:

$$\xi/I \gg 1. \quad (19)$$

Вычисленное Л. Д. Ландау распределение ионизационных потерь энергии представляет собой асимметричную функцию  $\varphi(\lambda)$ , где

$$\lambda = (\Delta - \Delta_0)/\xi - 0,225 \quad (20)$$

с медленно ( $\propto \lambda^{-2}$ ) спадающим «хвостом» в области больших  $\lambda$  (рис. 6). Ее вероятное значение  $\lambda_0 = -0,225$  и полная ширина на половине высоты (полуширина)  $\delta = 3,98$  отвечают соответственно вероятному значению  $\Delta_0$  и полуширине  $\delta = 3,98\xi$  распределения  $f(x, \Delta)$ . Распределение Ландау табулировано в [39] и аппроксимируется [15] усложненной функцией Мойала [40]. Вероятные ионизационные потери энергии  $\Delta_0$  даются соотношением \*\*

$$\Delta_0 = \xi \left[ \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \xi}{I^2 (1 - \beta^2)} - \beta^2 + 0,198 - \delta_E \right]. \quad (21)$$

При очень больших  $\gamma$  они достигают насыщения:

$$\Delta_{0, pl} = \xi \ln [2m_e c^2 \cdot 1,22\xi / (\hbar \omega_p)^2]. \quad (22)$$

Последние выражения совпадают с (6) и (7) для ограниченных потерь энергии в слое толщиной  $x$  при  $T_0 = 1,22\xi$ . В газах минимум  $\Delta_0$  приходится на  $\gamma \approx 4$  и почти не зависит от  $I$  (эВ), давления  $P$  (атм) и длины  $l$  (см) детектора. Ожидаемый релятивистский подъем  $R$  вероятных потерь энергии в газе согласно (22) и (21):

$$R = \frac{\Delta_{0, pl}}{\Delta_{0, мин}} \approx \frac{0,9375 (\ln l + 19,2575)}{[\ln Pl - \ln (I^2/Z) + 17,7965]}, \quad (23)$$

тем больше, чем тяжелее газ и меньше его давление.

Соотношение (19) не позволяет применять теорию Ландау для очень тонких поглотителей, когда  $\xi/I \approx 1$ . Так, подставляя для оценки в (19)  $I \approx 13,5Z$  и  $x = \rho l$ , можно получить, что в газах эта теория справедлива лишь при

$$Pl \text{ (атм} \cdot \text{см)} \gg 2\beta^2. \quad (24)$$

\* Сходное распределение, ранее полученное Симоном [37], приведено в [5].

\*\* Постоянная  $0,198 = \ln 1,22$  уточнена в [41]. В оригинальной работе Л. Д. Ландау она равна  $0,373$ .

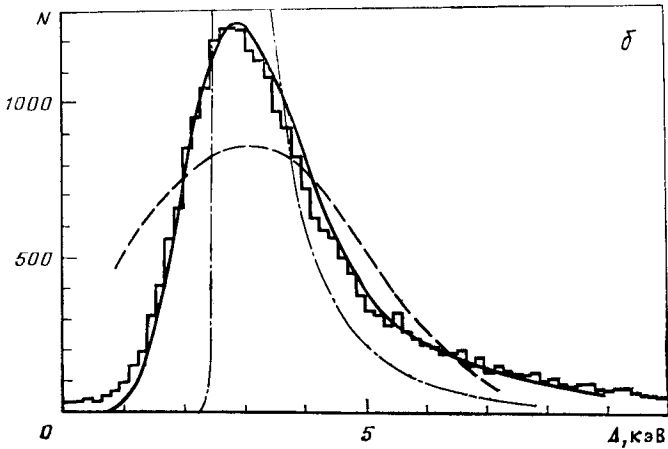
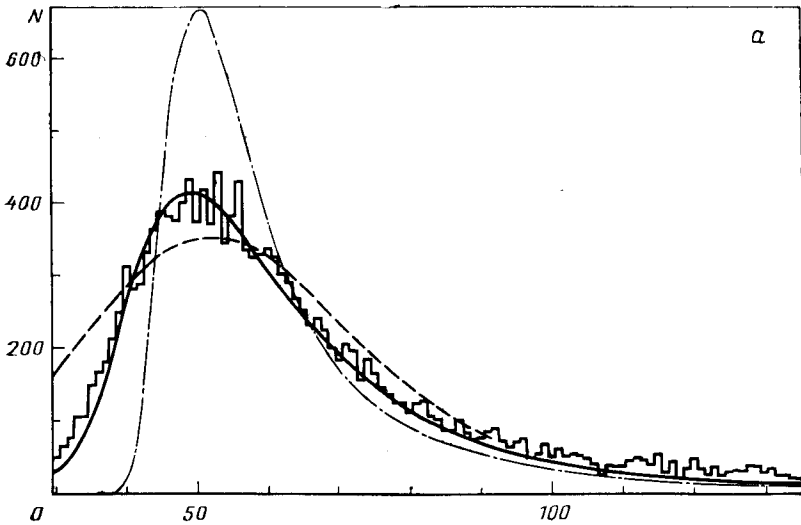


Рис. 6. Распределения потерь энергии в минимуме ионизации при  $P=1$  атм (а) — протоны,  $p = 2,1$  ГэВ/с,  $l = 5$  см, смесь 95% Ag + 5%  $\text{CH}_4$  (по оси абсцисс отложен номер канала) [58] и на плато Ферми (б) — электроны,  $p = 3$  ГэВ/с,  $l = 1,5$  см, смесь 93% Ag + 7%  $\text{CH}_4$  [51]:

сплошная, штрихпунктирная и пунктирная кривые — моделирование методом Монте-Карло [15], теория Ландау [35] и теория Влунка — Лейзерага [67] соответственно

Поэтому она не в состоянии описать распределения потерь энергии релятивистских частиц в тонких слоях газа ( $Pl \leq 10$ ), характерных для пропорциональных детекторов.

Многочисленные измерения, выполненные начиная с 50-х годов с помощью пропорциональных счетчиков и камер при исследовании

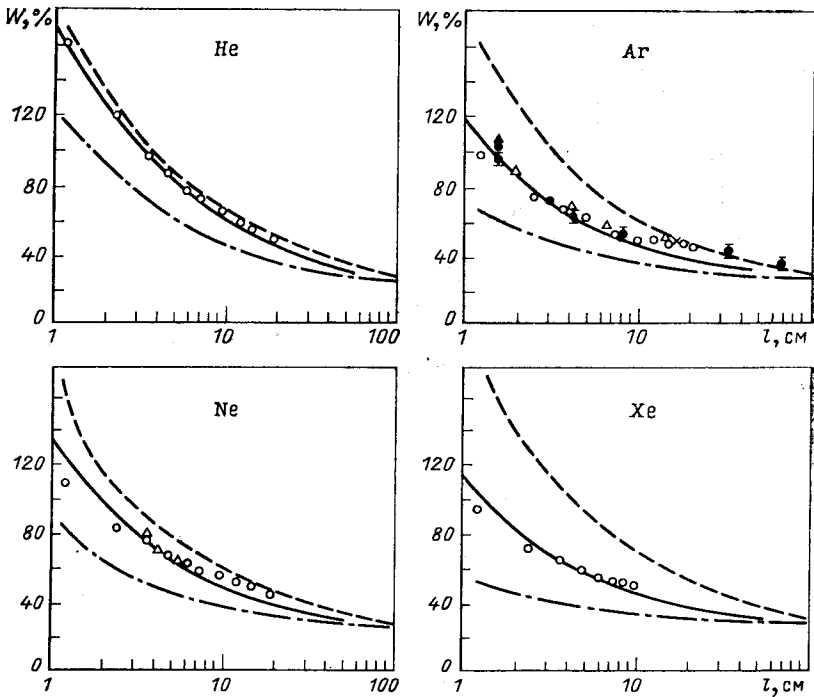


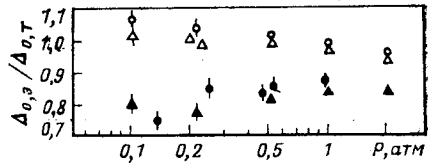
Рис. 7. Зависимость относительной полуширины  $W$  распределения потерь энергии вблизи минимума ионизации от толщины  $l$  слоя газа пропорционального детектора при  $P=1$  атм: экспериментальные точки для He, Ne, Ar, Xe с добавками 5—10%  $CO_2$ ,  $CH_4$  или  $C_2H_6$  взяты из работ:  $\Delta$  — [42];  $\times$  — [47];  $\bullet$  — [50];  $\blacktriangle$  — [51];  $\circ$  — [55]; штрихпунктирная, пунктирная и сплошная кривые — распределения Ландау [35]; Блунка — Лейзеганга [67] и предсказания модели гармонического осциллятора [69] соответственно. Расчетные кривые поправлены на аппаратное разрешение детектора

как космического излучения [42—46], так и частиц высокой энергии на ускорителях [47—64], наглядно продемонстрировали, что флуктуации потерь энергии в тонких слоях газа значительно больше, чем предсказывает теория Ландау (рис. 6 и 7). Кроме того в тяжелых газах при  $Pl \leq 10$  столкновения с электронами глубоких атомных оболочек не вносят вклад в потери энергии вблизи вероятного зна-

чения, так как энергия связи этих электронов  $\epsilon_{K,L} \geq \Delta_0$  [15, 65] \*. Поэтому измеренные значения  $\Delta_0$  и  $R$  оказываются несколько ниже ожидаемых (рис. 8, 9). Как следует из (24), согласие с теорией Ландау улучшается с ростом толщины слоя газа (рис. 7 и 8).

Рис. 8. Зависимость отношения измеренных  $\Delta_{0,э}$  [62] и расчетных  $\Delta_{0,т}$  [35] вероятных потерь энергии электронов ( $p = 0,3$  ГэВ/с) от давления  $P$  газа в пропорциональных детекторах, заполненных смесью 90% Ag + 10% CH<sub>4</sub>:

Экспериментальные точки соответствуют:  
 ● —  $l = 9$  см; ▲ —  $l = 10$  см; ○ —  $l = 90$  см; △ —  $100$  см



Результаты экспериментов [42, 44, 63] и моделирования [15] указывают на универсальный характер зависимости ширины распределения потерь энергии от параметра  $\xi/I$  для всех газов (рис. 10).

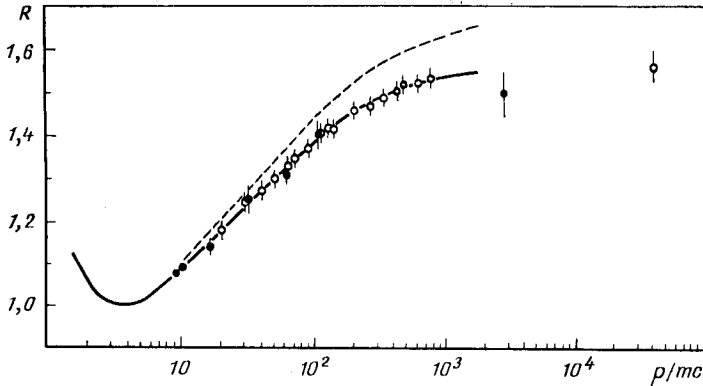


Рис. 9. Зависимость релятивистского возрастания  $R$  вероятной ионизации, измеренного в 128-слойном детекторе ЕР1 ( $l = 6$  см, 95% Ag + 5% CH<sub>4</sub>,  $P = 1$  атм,  $T = 0^\circ\text{C}$ ) от  $p/mc$  [61]:

пунктирная кривая — теория Ландау [35] с поправкой на эффект плотности среды [18]

В интервале  $0,3 \leq \xi/I \leq 30$  относительная полуширина  $W = \delta/\Delta_0$  для релятивистских частиц [12]

$$W = 0,81 (\xi/I)^{-0,32} \approx 0,44 [(I/Z)/Pl]^{0,32}. \quad (25)$$

Поэтому при  $Pl = \text{const}$  флуктуационная кривая будет тем уже, чем меньше  $I/Z$ . Малые значения  $I/Z$  характерны для многоатомных газов (пропана, изобутана и т. п.), состоящих из легких элементов (см. табл. 2). Таким образом, можно ожидать [66], более узкого, чем

\* Так, в 1 см Ag или Хе при  $P = 1$  атм,  $t = 20^\circ\text{C}$   $\Delta_{0,\text{мин}} = 1,22$  кэВ и 3,61 кэВ соответственно. В то же время в Ag энергии  $L$ - и  $K$ -краев поглощения  $\epsilon_L = 0,86$  кэВ,  $\epsilon_K = 4,8$  кэВ, а в Хе  $\epsilon_L = 4,8$  кэВ,  $\epsilon_K = 34,6$  кэВ.



в аргоне или ксеноне распределения потерь энергии в этих газах, что подтверждается экспериментально [63]. Этот факт объясняется влиянием глубоких электронных оболочек, из-за которых увеличивается разброс передач энергии в отдельных столкновениях, и соответственно флуктуации ионизационных потерь энергии в тяжелых газах [12, 15, 63] (см. рис. 2).

Сужение флуктуационных кривых в многоатомных газах следует учитывать при создании ионизационных идентификаторов релятивистских частиц. Оптимальный выбор  $Z$  и  $Pl$  газа отвечает не только

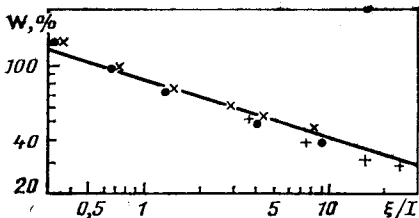


Рис. 10. Зависимость относительной полуширины  $W$  распределения потерь энергии в газах от  $\xi/I$  при  $p = 3,5$  ГэВ/с.

Экспериментальные данные:  $\times$  — Хе,  $\bullet$  — Аг,  $+$  —  $C_2H_6$  [63]. Сплошная линия — зависимость (25)

максимальному релятивистскому возрастанию, но и малой полуширине  $W$ . Эти условия взаимно противоречивы, так как первое означает, что велико  $I^2/Z$  и мало  $Pl$  (23), а второе, — что велико  $Pl$  и мало  $I/Z$  (25). Поэтому решающим критерием выбора газа является наилучшее разделение частиц по массе.

**Модификации теории Ландау.** Блунк и Лейзеганг [67, 68] дополнили теорию Ландау. Они ввели в нее поправки, учитывающие связь электронов в атоме, и показали, что при

$$b^2 = 20 (\text{эВ}) Z^{4/3} \bar{\Delta} / \xi^2 \gg 3, \quad (26)$$

где  $\bar{\Delta} = x (-dE/dx)$ , флуктуации потерь энергии значительно шире распределения Ландау и аппроксимируются суммой четырех гауссовых распределений

$$f(x, \Delta) d\Delta = \xi \sum_{i=1}^4 \frac{c_i \gamma_i}{(\gamma_i^2 + b^2)^{1/2}} \exp \left[ -\frac{(\lambda - \lambda_i)^2}{\gamma_i^2 + b^2} \right] d\lambda. \quad (27)$$

(Значения  $c_i$ ,  $\gamma_i$  и  $\lambda_i$  рассчитаны в [67].) При  $b^2 \ll 3$  это распределение переходит в распределение Ландау. Теория Блунка — Лейзеганга неплохо описывает экспериментальные данные при  $\xi/I > 10$ . Однако при  $\xi/I \approx 1$  она значительно завышает ширину флуктуационной кривой (см. рис. 6 и 7).

Простая модель для расчета распределений потерь энергии в очень тонких слоях вещества, когда  $N \gg 10$ , была предложена В. К. Ермиловой и В. А. Чечиним [69]. В их модели атомные электроны рассмотрены как независимые изотропные гармонические осцилляторы с собственной частотой  $\omega = I/\hbar$ . Это позволяет вы-

числить дифференциальное сечение  $d\sigma_{in}/d\varepsilon$ , отвечающее всем кратностям возбуждения, и, подставив его в общее решение Ландау, найти функцию распределения потерь энергии. Результаты расчетов по модели гармонического осциллятора, когда поправка на поляризацию среды мала, хорошо согласуются с экспериментальными данными вплоть до  $Pl \approx 1$ , что отвечает  $\xi/I = 0,5 \div 1$  (см. рис. 7). Потери энергии в области плато Ферми описываются этой моделью несколько хуже, так как она недооценивает поляризационную способность атомов, которая зависит главным образом от внешних электронных оболочек с низкими потенциалами ионизации порядка 10—50 эВ.

Известны и другие попытки развития теории Ландау с целью получить аналитическое решение для  $f(x, \Delta)$  в тонких слоях газа [70, 71]. В них также использована подстановка в общее решение Ландау дифференциального сечения неупругих столкновений, отвечающего модели поляризуемой среды с дискретными силами осцилляторов. Результаты этих расчетов согласуются с экспериментальными данными, но сопряжены с громоздкими вычислениями на ЭВМ, не уступающими по своей сложности моделированию методом Монте-Карло.

Границы применимости различных теорий, описывающих распределения ионизационных потерь энергии, иллюстрируются в табл. 4.

**Моделирование потерь энергии методом Монте-Карло.** Моделирование ионизационных потерь энергии представляет собой «машинный эксперимент», в котором детально прослеживается прохождение ионизирующих частиц через среду. Для этого исходя из известного сечения неупругих столкновений  $d\sigma_{in}/d\varepsilon$  разыгрываются как число столкновений на длине пути  $x$  [соответственно пуассонову распределению со средним значением  $N = x (dN/dx)$ ], так и передачи энергии  $\varepsilon$  в каждом отдельном соударении с учетом возбуждения и ионизации атомов (см. рис. 2). Сумма всех передач энергии в слое  $x$  дает искомые потери энергии. Многократно повторяя описанную про-

Таблица 4. Область применения теорий, описывающих распределения ионизационных потерь энергии [13]

$\kappa = \xi/T_{\text{мэкс}}$	$\xi/I$	Литература
$\gg 1$	$\gg 10^2$	[38]
$\gtrsim 1$	$> 10^2$	[36, 37, 72]
$10^{-2} \leq \kappa \leq 1$	$> 10$	[73]
$\lesssim 10^{-2}$	$> 10^2$	[35]
$< 10^{-2}$	$> 10$	[67, 68]
	$\sim 1$	[69—71]
$\ll 1$	$\ll 1$	Функция распределения потерь энергии $f(x, \Delta = \varepsilon)$ пропорциональна дифференциальному сечению неупругих столкновений $d\sigma_{in}/d\varepsilon$

цедуру с помощью быстродействующей ЭВМ, можно легко набрать «статистику», необходимую для построения флуктуационной кривой.

К моделированию потерь энергии стали обращаться сравнительно недавно [15, 65, 74—76], после того как появились данные о зависимости  $d\sigma_{in}/d\epsilon$ . Этот метод позволяет учесть такие чисто экспериментальные эффекты, как влияние диффузии электронов на сбор заряда в соседних каналах [65], амплитудное и временное разрешение прибора и т. п. Благодаря этому достигается близкое согласие результатов расчетов и экспериментов (см. рис. 6).

## 2. ИДЕНТИФИКАЦИЯ ЧАСТИЦ МЕТОДОМ МНОГОКРАТНОГО ИЗМЕРЕНИЯ ИОНИЗАЦИИ

*Улучшение точности измерений в многослойных ионизационных детекторах. Почему многослойные детекторы?* С увеличением длины детектора и давления газа распределение потерь энергии сужается очень медленно, так что даже при  $Pl \geq 10^2$  ( $\xi/I \geq 50$ ) его полуширина  $W$  составляет 20—30% (см. рис. 7). Поэтому разделение релятивистских адронов в однослойном детекторе при разумных значениях  $P$  и  $l$  невозможно. Выход состоит в многократном измерении ионизации, производимой одной и той же частицей, с помощью нескольких детекторов или, что удобнее, одного многослойного детектора. Если число  $n$  его слоев достаточно велико, то полученное вероятное значение распределения потерь энергии будет значительно более точной мерой ионизирующей способности частицы, чем дает измерение в одном слое суммарной толщины. Поскольку стоимость ионизационного детектора приблизительно пропорциональна  $n$ , то важно оптимизировать число и толщину слоев, которые обеспечивают амплитудное разрешение 2—3%, необходимое для разделения релятивистских частиц, при наименьших размерах  $L = nl$  детектора. Решение этой задачи зависит от эффективности применяемого метода статистического анализа результатов измерений.

Многократные измерения ионизации ( $n = 2$ ) с соответствующей процедурой их статистической обработки впервые применили А. И. Алиханян, А. И. Алиханов и С. Я. Никитин [77] при исследовании состава космического излучения на высоте гор. В последующие годы были использованы многослойные детекторы, состоящие из двух [78—80], четырех и пяти [81] слоев, и предложены эффективные методы статистического анализа многократных измерений ионизации [78—83]. В 1956 г. группой ИТЭФ был испытан 50-слойный пропорциональный детектор, предназначенный для идентификации релятивистских адронов [81]. Но лишь с начала 70-х годов благодаря появлению дешевой полупроводниковой электроники многослойные ионизационные детекторы стали применяться для разделения частиц высокой энергии в экспериментах на ускорителях и с космическим излучением.

**Статистический анализ измерений в многослойном детекторе.** Известно несколько методов статистической обработки, которые позволяют получить значение вероятной ионизации по измерениям в многослойном детекторе, состоящем из независимых идентичных слоев.

Метод среднего арифметического [26, 47, 49, 78, 80, 81, 84]. Согласно центральной предельной теореме теории вероятностей (см., например, [85]) если для распределения  $\varphi(\lambda)$  произвольного вида интеграл

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \lambda^2 \varphi(\lambda) d\lambda \quad (25')$$

сходится, то средние значения  $n$  случайных выборок из  $\varphi(\lambda)$  подчиняются нормальному распределению с полушириной в  $n^{1/2}$  раз меньшей, чем исходное распределение. Это утверждение неприменимо к распределению Ландау, у которого «хвост» падает пропорционально  $\lambda^{-2}$  и интеграл (25') расходится. Поэтому среднее арифметическое результатов измерений потерь энергии в  $n$  слоях толщиной  $l$  каждый практически эквивалентно одному измерению в слое толщиной  $nl$ . Погрешность измерения падает с ростом  $n$  всего в  $(1 - \ln n/10)^{-1}$  раз [81].

Чтобы повысить эффективность метода среднего арифметического, необходимо «симметризовать» флуктуационную кривую, отбросив ее высокоэнергетическую часть, которая несет мало информации о вероятных потерях энергии. Для оставшихся  $n_\alpha = \alpha n$  ( $\alpha \leq 1$ ) измерений центральная предельная теорема будет справедлива, и распределение их среднеарифметических значений будет гауссовым [81, 86]. Точность измерения  $\Delta_0$  при этом улучшается в  $n_\alpha^{1/2}$  раз, поскольку полуширина этого гауссова распределения  $\delta_n = \delta/n_\alpha^{1/2}$ , относительная полуширина  $W_n = \delta_n/\Delta_0 = W/n_\alpha^{1/2}$ , а стандартное отклонение  $\sigma_n = W_n/2,355$ . Подобную идею реализует метод обрезания распределений одним из следующих способов.

1. Усредняются сигналы с амплитудой ниже заданного уровня дискриминации [47, 84]. Этот простой способ не пригоден для идентификации частиц, поскольку площадь отсеченной части флуктуационной кривой будет зависеть от  $\gamma$ , и результаты усреднения оставшихся сигналов дадут искаженное значение  $\Delta_0$ .

2. Флуктуационная кривая обрезается на таком уровне, при котором заранее заданное отношение границы обрезания к среднему значению оставшейся части распределения постоянно и лежит между 1,5 и 2. Среднее арифметическое оставшихся измерений пропорционально вероятному значению исходного распределения. Такая процедура требует всего двух-трех последовательных приближений [82].

3. Усредняются  $n_\alpha$  наименьших значений [47, 49, 52—54, 59, 61, 65, 74, 76, 81, 84, 86]. В интервале  $0,3 \leq \alpha \leq 0,7$  точность этого метода слабо зависит от  $\alpha$  (рис. 11). В зависимости от формы реальной флуктуационной кривой наилучшая точность отвечает  $\alpha = 0,4 \div 0,5$  [86] и  $\alpha = 0,35 \div 0,65$  [52]. Среднеарифметическое (truncated mean)  $\Delta_\alpha$  для  $n_\alpha$  минимальных значений пропорционально  $\Delta_0$  [63]. (При  $n = 200$ ,  $\Delta_{\alpha=0,4} = \Delta_0$  [50].) Данный метод отличается простотой и высокой эффективностью. Его предельный случай  $n_\alpha = 1$ , отвечающий выбору минимального значения, эффективен лишь при  $n < 15$  [52] и был использован только в ранних работах [78, 80, 87].

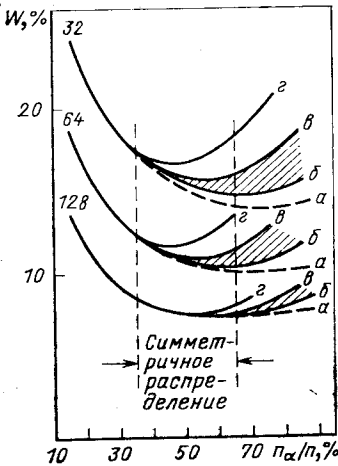


Рис. 11. Расчетная относительная полуширина  $W$  распределения потерь энергии при обработке методом обрезания (выбор  $n_\alpha$  наименьших сигналов из  $n$ ).

Кривые а, б, г отвечают различному относительному выходу амплитуд сигналов за пределы диапазона измерений: а — 0%; б — 6,2%; г — 12,5%; г — 25%. Заштрихованная область соответствует реальным условиям эксперимента, цифры у кривых — числу слоев  $n$  детектора [52]

ванном  $i$  ширина распределения значений  $\Delta_{ij}$  минимальна [84]. Наиболее узкое распределение отвечает значениям  $\Delta_{ij}$ , близким к  $\Delta_0$ . Так, для  $n = 10$  ( $l = 1,5$  см) оптимальное значение  $i$  соответствует  $i = n/3 \approx 3$ . При этом относительная ширина флуктуационной кривой уменьшается со 100 до 46% (табл. 5). Ширина распределения ранга  $i$  в интервале  $i = n/4 \div n/2$  меняется слабо, что говорит о ее нечувствительности к форме исходного распределения. При  $n > 20$  целесообразно объединять слои в несколько одинаковых групп, применять внутри каждой метод ранговых статистик, а полученные результаты усреднять [84].

Метод максимума правдоподобия\* [13, 26,

В этом методе используется информация от всех слоев. К сожалению, его эффективность не очень высока.

Метод ранговых статистик [83, 84, 88]. Если результаты  $n$  измерений потерь энергии  $\Delta_{ij}$  в многослойном детекторе для каждой ( $j$ -й) частицы расположить по рангу, т. е. в порядке возрастания,  $\Delta_{1j} < \Delta_{2j} < \dots < \Delta_{nj}$ , то при некотором фиксиро-

$$\left( \prod_{i=1}^n \Delta_i \right)^{1/n} \sim \Delta_0.$$

\* В [79] — метод Беренса, в [80, 81] — «универсальный» метод.

Таблица 5. Эффективность методов статистического анализа результатов измерений в многослойном ионизационном детекторе

Метод статистической обработки	Отношение погрешностей измерений в $n$ -слойном и однослойном детекторах		
Среднее арифметическое из $n$	0,74	0,53	—
Среднее геометрическое из $n$	0,55	—	—
Минимальное из $n$	0,55	—	—
Среднее арифметическое из $n_\alpha$ минимальных	0,46 ( $n_\alpha = 7$ )	—	0,168 ( $n_\alpha = 25$ )
Метод ранговых статистик (ранг $i$ )	0,46 ( $i = 4$ )	0,26 ( $i = 8$ )	0,179 ( $i = 20$ )
Метод максимума правдоподобия	0,40	0,24	0,162
Предельное значение, $n^{-1/2}$ (для нормального распределения)	0,333	0,204	0,131
Толщина слоя $l$ , см	1,5	1,5	4
Число слоев $n$	10	24	62
Литература	[84]	[84]	[53]

52—54, 61, 79—81, 84]. Этот метод — самый общий и наиболее эффективный, т. е. с наименьшей дисперсией оценки, способ оценки параметров распределения случайной величины [85], в рассматриваемом случае — вероятных потерь энергии  $\Delta_0$ , отвечающий заранее известному нормированному распределению  $f(x, \Delta, \Delta_0)$ . В качестве «эффективной» оценки  $\Delta_0$  выбирается значение, соответствующее максимуму функции правдоподобия [79—81]:

$$\mathcal{L} = \prod_{i=1}^n f(x, \Delta_i, \Delta_0).$$

Эта функция получается перемножением обращенных распределений  $f(x, \Delta, \Delta_0)$  с максимумами в точках  $\Delta_i$  [80].

Более простое применение метода заключается в вычислении отношения правдоподобия

$$\mathcal{L}_{12} = \prod_{i=1}^n \frac{f_{m_1}(x, \Delta_i, \Delta_0)}{f_{m_2}(x, \Delta_i, \Delta_0)}, \quad (28)$$

где  $f_{m_1}$  и  $f_{m_2}$  отвечают частицам с массами  $m_1$  и  $m_2$ . Случай, когда  $\mathcal{L}_{12} \gg 1$ , соответствует частицам с массой  $m_1$ , а  $\mathcal{L}_{12} \ll 1$  — частицам с массой  $m_2$ . При  $\mathcal{L}_{12} \approx 1$  возникает неопределенность, степень которой зависит от того, насколько хорошо разделяются распределения

$\mathcal{L}_{12}$  для чистых пучков частиц одинакового импульса с массами  $m_1$  и  $m_2$ .

Достоинством метода максимума правдоподобия является то, что он, используя всю доступную информацию, дает минимальную ширину распределения оценок, а недостатком — чувствительность к форме исходного распределения.

Эффективность различных методов статистического анализа результатов измерения ионизации в многослойных детекторах иллю-

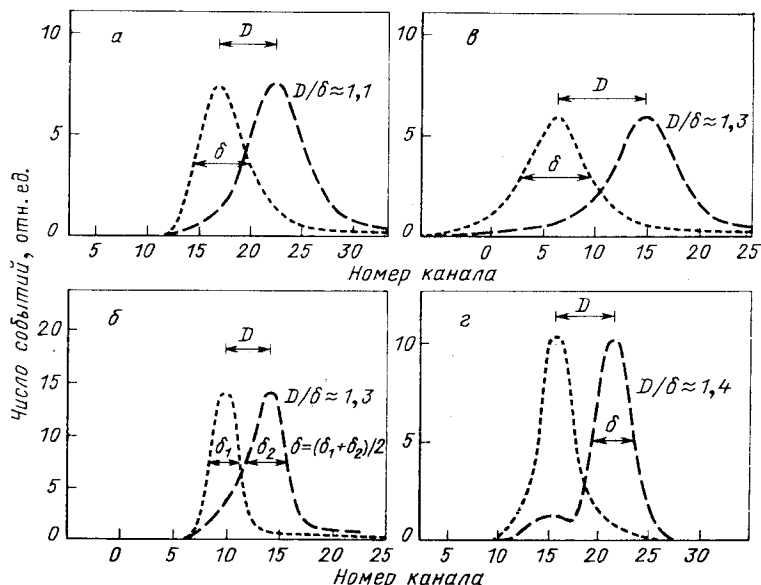


Рис. 12. Разделение электронов и пионов с импульсом 374 МэВ/с в 30-слойном пропорциональном детекторе при обработке различными методами [49]:

а — метод среднего арифметического; б — метод среднего геометрического; в — метод обрезания ( $n_\alpha/n = 1/3$ ); г — метод максимума правдоподобия

стрируется в табл. 5 и на рис. 12. Наибольшей эффективностью обладает метод максимума правдоподобия. К нему близки методы ранговых статистик и обрезания распределений ( $n_\alpha$  наименьших из  $n$  измерений). Методы геометрического и арифметического среднего обладают худшей эффективностью. Важным условием применения описанных выше методов является отсутствие корреляций между соседними слоями ионизационного детектора, что проверено экспериментально [49, 52, 59, 65].

**Многослойные ионизационно-координатные детекторы. Типы многослойных детекторов.** Многослойные ионизационно-координатные детекторы обеспечивают трехмерную реконструкцию событий с высокой множественностью и позволяют идентифицировать вто-

Таблица 6. Многослойные ионизационные идентификаторы (по данным на 1980 г.)

Детектор	Тип детектора	Длина (радиус), м	Количество слоев $n$	Толщина слоя, см	Давление газа, атм	Количество каналов электроники	Расчетное амплитудное разрешение, $\sigma$ , %
EPI [52] ПИОН [89]	МПК	7,6	128	6	1	4096	2,6
		1	24	3	0,7	792	7,0
ISIS-2 * [54,90] CRISIS [91] АСТРОН * [92] ИРС ** [93] АДН ** [94]	Плоские МДК	5,1	320	1,6	1	320	2,8
		3	192	1,6	1	384	3,4
		5	250	1,6	1	330	2,8
		5,1	256	2	1	288	2,8
		30—35	3000—7000	0,5—1	100—150	3000—7000	1,0
TRC * [75] JADE [95] AFS [96] ARGUS * [97] UA-1 * [98] HRS * [99]	Цилиндрические МДК	0,8	192	0,4	10	14 000	2,5
		0,6	48	1,0	4	1536	4,7
		0,6	42	0,8	1	3444	9,6
		0,65	36	1,8	1	~6000	—
		1,12	~100	Зависит от угла	1	12200	6
		0,7	47	1,5	2		4,5
CLEO * [100]	Цилиндрические МПК	0,8	117	0,7	2,4	28 000	4,3
TASSO [101] MARK-II [102] CELLO [103]	Цилиндрические ДК+ПК	0,8	45	1,2	1	2340	—
		1,14	46	1,2	1	3204	—
		0,6	42	1,0	1		—

\* В стадии разработки.

\*\* В стадии проектирования.



ричные заряженные частицы. Этот новый класс приборов, который называют *картинными камерами* (pictorial chambers, image chambers), представляет собой вершину современной экспериментальной техники регистрации релятивистских заряженных частиц. Многослойные ионизационно-координатные детекторы можно разделить на три типа: пропорциональные камеры, плоские дрейфовые камеры и цилиндрические дрейфовые камеры.

Приборы первого и второго типов обычно используют как внешние идентификаторы заряженных релятивистских частиц в магнитных спектрометрах совместно с каким-либо вершинным детектором — чаще всего с пузырьковой камерой. Цилиндрические дрейфовые камеры применяются на встречных пучках как вершинные детекторы заряженных частиц.

Основные параметры действующих и разрабатываемых ионизационных координатных детекторов приведены в табл. 6. Чтобы опознать адроны ( $\pi$ ,  $K$ ,  $p$ ) с помощью таких детекторов, необходимо амплитудное разрешение лучше 3—3,5% (см. выше). Поэтому, например, такие камеры, как ПИОН, JADE, AFS, ARGUS, позволяют отделять только электроны от адронов, или, в лучшем случае, пионы от протонов. В нижней части табл. 6 приведены параметры многослойных цилиндрических камер, в которых амплитудный анализ импульсов не проводится.

Количество слоев в камерах, применяемых для идентификации адронов, достигает 200—300, число каналов электроники варьируется в широких пределах, толщина слоя  $Pl = 1,6 \div 6$  атм·см, длина  $L$  плоских пропорциональных и дрейфовых камер составляет 3—7,5 м, а диаметр цилиндрических камер 1—2 м. В последнем столбце приведены значения амплитудного разрешения  $\sigma_n$ , о котором будет сказано ниже.

«Картинные камеры» предполагается широко применять в новых установках, запланированных для накопительных колец LEP в ЦЕРН [104—107],  $\bar{p}$ ,  $p$ -накопителя в Батавии и УНК в Серпухове [92—94]. Рассмотрим некоторые характерные особенности перечисленных типов многослойных камер.

**Многослойные пропорциональные камеры (МПК).** Известны два действующих прибора этого типа: многослойная пропорциональная камера EPI (External Particle Identifier), установленная за пузырьковой камерой BEVC на ускорителе SPS в ЦЕРН [52, 108], и МПК, работающая в установке ПИОН [89], которая предназначена для идентификации космических частиц (см. табл. 6).

В качестве примера приведем основные параметры камеры EPI общей длиной  $L = 7,7$  м (рис. 13). Она имеет 128 слоев, содержащих по 32 пропорциональных счетчика размером  $6 \times 6$  см, в центре которых расположены сигнальные проволочки. Число спектрометрических каналов электроники составляет 4096. Каждый канал состоит из предусилителя, усилителя, восьмиразрядного аналого-цифрового преобразователя и буферной памяти.

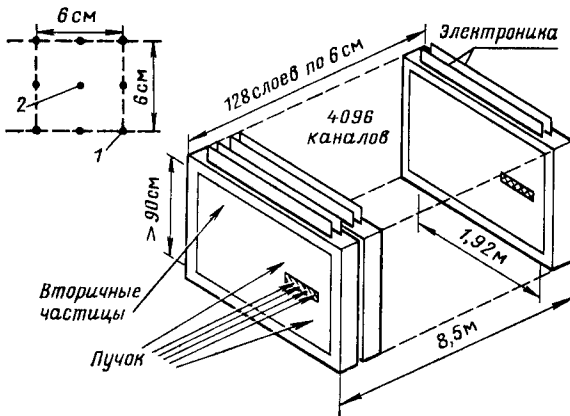


Рис. 13. Схема многослойной пропорциональной камеры ЕР1 [108]

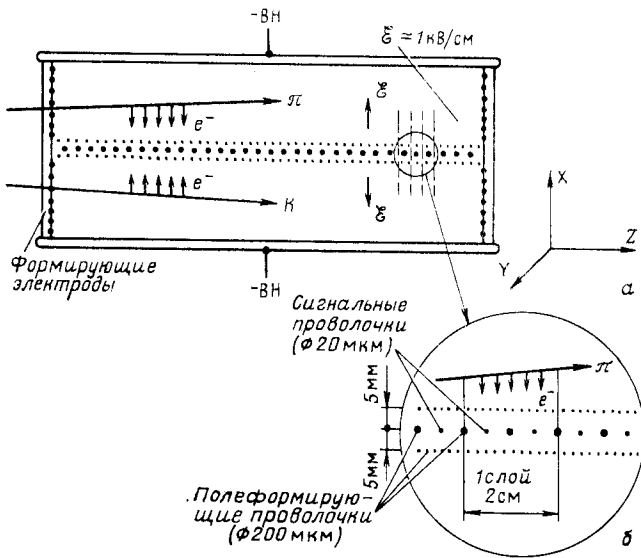


Рис. 14. Схема многослойной дрейфовой камеры ( $-VH$  — отрицательное высокое напряжение) (а) и детали центральной части камеры (б)

Преимущество МПК по сравнению с многослойными дрейфовыми камерами — более простая (и дешевая) электроника, большее быстродействие и меньшее влияние на измеряемую амплитуду сигнала различных неблагоприятных факторов, о которых говорится ниже. К недостаткам МПК следует отнести большое количество каналов электроники и невысокое пространственное разрешение, что затрудняет использование таких камер при высокой множественности заряженных частиц, летящих в узком конусе (струе).

**Многослойные дрейфовые камеры (МДК).** Плоские МДК. В настоящее время имеется несколько действующих идентификаторов такого типа: ISIS-1 в ЦЕРН [90, 109], CRISIS в Батавии [91] и создаваемых ISIS-2 в ЦЕРН [54]. Другие подобные камеры — АСТРОН в ИТЭФ [92], ИКС в ОИЯИ [93] и аргоновый детектор нейтрино (АДН) ИТЭФ—ОИЯИ—МИФИ [94] находятся в стадии моделирования и проектных разработок.

Общий вид плоской МДК приведен на рис. 14. Она помещается в газовый контейнер объемом до нескольких десятков м<sup>3</sup> и содержит множество сигнальных проволочек, натянутых в центре чувствительного объема в направлении поперек пучка частиц. Принцип действия плоской МДК иллюстрирует рис. 14, а. Она имеет центральную раму с проволочками, которую можно назвать пропорциональной камерой, и два больших дрейфовых объема по обеим ее сторонам. Дрейфовые объемы ограничены металлическими пластинами — электродами, на которые подается высокое постоянное напряжение (на камере ISIS до 200 кВ). Внутри дрейфовых объемов создается однородное электрическое поле. Однородность поля (лучше 1%) обеспечивают кольцевые полеформирующие электроды, которые с четырех сторон ограничивают дрейфовые объемы и на которые подается линейно падающий потенциал. Под влиянием электрического поля электроны, образованные вдоль треков заряженных релятивистских частиц, дрейфуют к центральной плоскости. Время дрейфа электронов определяет координату  $X$  следа. Координата  $Z$  вдоль пучка задается номером сработавшей проволочки. Координату  $Y$  можно определить, например, методом распределения токов на резистивной проволочке (см. ниже).

Одна из возможных конструкций центральной части камеры изображена на рис. 14, б. Она содержит три плоскости проволочек. В средней плоскости чередуются сигнальные (диаметр  $\sim 20$  мкм) и более толстые полеформирующие (диаметр 100—200 мкм) проволочки, расположенные на расстоянии 4—5 мм друг от друга. На сигнальные проволочки подается напряжение несколько кВ, которое обеспечивает необходимое газовое усиление. На расстоянии 4—5 мм по обеим сторонам центральной сигнальной плоскости располагаются сетки из проволочек диаметром 50—100 мкм. Они отделяют дрейфовый объем от пропорционального, где создаются электрические поля различной напряженности, и обеспечивают высокую однородность поля в дрейфовом объеме. Одновременно на этих сет-

ках можно собирать положительные ионы, дрейфующие из пропорциональной области в дрейфовый объем. Это позволяет частично устранять неоднородности поля, возникающие благодаря накоплению пространственного заряда, и тем самым увеличивать полезную загрузку детектора.

Выбор геометрии проволочек в центральной плоскости МДК зависит от многих еще недостаточно изученных факторов, которые анализируются далее. Обычно две соседние сигнальные проволочки, формирующие слой толщиной 1,5—2 см, соединяют в один канал, куда поступает заряд, выделенный в этом слое. Подобным образом можно создать 200—300 таких слоев вдоль камеры.

Для примера приведем размеры чувствительного объема камеры ISIS-2: длина 5, ширина 2 и высота 4 м (по 2 м в каждую сторону от центральной плоскости). Длину идентификатора и количество слоев определяют исходя из требований к его амплитудному разрешению (см. табл. 6). Газовый контейнер камеры (около 60 м<sup>3</sup>) должен обладать хорошей герметичностью, чтобы сохранять постоянство состава газа. Скорость продува газа составляет несколько десятков литров в 1 мин, так как при продуве 20 л/мин объем в 60 м<sup>3</sup> обменивается только один раз за двое суток. Спереди и сзади газового контейнера предусмотрены окна, закрытые двумя слоями майлара.

Плоские МДК содержат небольшое количество вещества на пути частиц, что обеспечивает малое многократное рассеяние. Например, камера ISIS-2 составляет 0,07 радиационной длины и 0,02 ядерной длины [90]. Рамы, на которых намотаны проволочки, расположены перпендикулярно оси пучка, так что частицы пролетают только через газ.

Преимуществом многослойных дрейфовых камер по сравнению с МПК являются хорошее пространственное разрешение и способность различать близкие треки (табл. 7). Количество каналов в МДК существенно меньше, чем в МПК, хотя они сложнее и соответственно дороже. Недостатком МДК следует считать их невысокое быстродействие и большое время памяти (например, в МДК ISIS электроны из объема камеры собираются в течение примерно 50 мкс). Серьезные технические проблемы связаны также с применением в таких камерах высокого (до 200 кВ) постоянного напряжения.

Ц и л и н д р и ч е с к и е МДК. Камеры этого типа, помещенные в магнитное поле, используют в экспериментах на встречных пучках, и в последнее время они становятся необходимой частью многих экспериментальных установок [110]. В дальнейшем речь пойдет о цилиндрических МДК, способных идентифицировать адроны ( $\pi$ ,  $K$ ,  $p$ ) на основе многократного измерения ионизации. Такие камеры уже применяют или сооружают в СЛАК — TPC (Time Projection Chamber) [75], в ДЕЗИ — JADE [95], в ЦЕРН — AFS [96]. К ним относится и Центральный детектор установки UA-1 [98]. Основные параметры этих МДК приведены в табл. 6 и 7.

Существуют различные подходы к конструкции цилиндрических

Таблица 7. Пространственное разрешение пьонизационных идентификаторов (см. с. 689)

а) МПК и плоские МДК

Детектор		$\sigma_x$ , мм	Метод определения координаты $y$ поперек поля	$\sigma_y$ , мм	$\rho_2$ , мм
МПК	ЕРИ	30	—	—	60
	ПИОН	15	—	—	30
Плоские МДК	ISIS	3	—	—	20
	CRISIS	—	—	—	20
	АСТРОН	8	Время дрейфа электронов Деление токов То же	$\leq 0,5$	$\geq 20$
	ИКС	3			20
	АДН	0,15			10
		2			

б) цилиндрические МДК

Детектор	Магнитная индукция, Т	$\sigma_{r\phi}$ , мм	Метод определения координаты $z$ вдоль оси камеры	$\sigma_z$ , мм	$\sigma_D/p^2$ , %/ГэВ <sup>2</sup>	$\rho_2$ , мм (град)
TPC	1,5	0,1	Время дрейфа электронов	1—2	1,0	21
JADE	0,45	0,18	Деление токов	16	3,3	7
AFS	0,5	0,25	То же	17	2,5	4°
ARGUS	—	0,1	Дополнительные плоскости проволочек, повернутые на небольшой угол	—	—	9
TASSO	0,5	$\geq 0,22$	То же	3—4	2,0	16
CLEO	0,5	0,25	То же	5	5,0	25
MARK-II	0,4	0,21	То же	4	1,9	1,4°— 2,5°
UA-1	0,7	0,25	Деление токов	8—25	—	—
CELLO	1,3	0,21	Катодный съем	0,4	1,5	3,5°

МДК (см., например, [2, 111]). В настоящее время имеются три основных разновидности таких камер:

1) с аксиальным дрейфом электронов (камера TPC). Их отличительная черта — большая длина дрейфа электронов ( $L_d \approx 1$  м), применение высокого напряжения (около 100 кВ) и параллельные электрическое и магнитное поля  $\mathcal{E} \parallel \mathbf{B}$ ;

2) с азимутальным дрейфом электронов (камеры JADE, CLEO, TASSO и AFS) - типа *велосипедное колесо*. Они содержат очень много проволочек, и электроны дрейфуют на небольшие расстояния (меньше 15 см). В этих камерах обычно  $\mathcal{E} \perp \mathbf{B}$  (рис. 15);

3) с цилиндрическим чувствительным объемом, разделенным проволочками на прямоугольные участки (камера UA-1). Такие камеры представляют собой набор плоских МДК.

В качестве примера рассмотрим камеру первого типа ТРС (рис. 16). Она располагается вокруг места пересечения встречных электрон-позитронных пучков накопителя РЕР и обеспечивает регистрацию

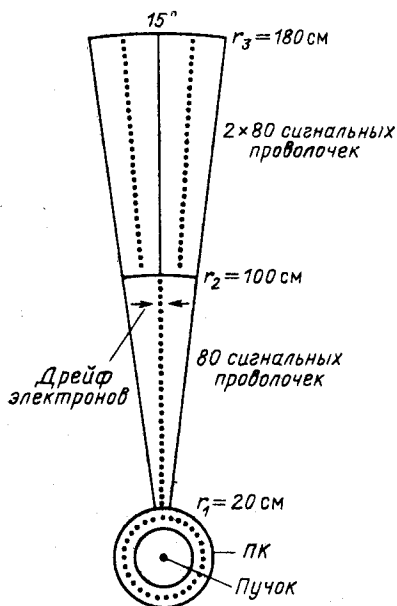
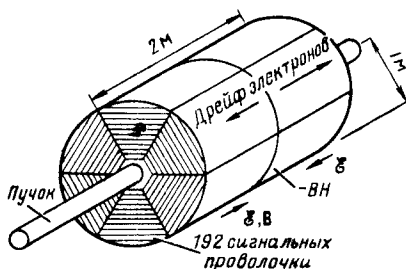


Рис. 15. Конфигурация проволочек секции многослойной цилиндрической дрейфовой камеры типа «велосипедное колесо» [104]

Рис. 16. Схематическое изображение цилиндрической многослойной дрейфовой камеры ТРС [75]



вторичных заряженных частиц в условиях почти 4π-геометрии. Камера ТРС представляет собой цилиндрический сосуд объемом несколько м<sup>3</sup>, заполненный рабочим газом. В основаниях цилиндра расположены многопроволочные пропорциональные камеры специальной конфигурации. Система электродов создает внутри цилиндра аксиально-симметричное электрическое поле, в котором электроны, образованные вдоль треков частиц, дрейфуют параллельно оси цилиндра по обе стороны от центра. Камера помещена в соленоид, так что в ее чувствительном объеме  $\xi \parallel \mathbf{B}$ .

Координаты  $Z$  (вдоль оси цилиндра) определяют по времени дрейфа электронов с точностью  $\Delta Z = \pm 0,2$  мм. По краям цилиндра расположены сигнальные проволочки в виде концентрических шестигранников (см. рис. 16). Таким образом, радиус камеры разбит на 192 слоя, в каждом из которых измеряют координаты трека частицы и ее потери энергии. Азимутальный угол  $\varphi$  по треку определяют в 12 точках, методом измерения заряда, индуцированного на катодах пропорциональных камер. Этот метод позволяет определить величину

ну  $r\varphi$  со среднеквадратической погрешностью  $\sigma_{r\varphi} = \pm 0,1$  мм [112], где  $r$  — расстояние от измеряемой точки на треке до оси камеры.

Цилиндрические МДК имеют большое число каналов электроники (см. табл. 6) и сложную систему съема информации (см. ниже). Необходимость помещать их в магнитное поле и окружать электромагнитными и адронными калориметрами накладывает жесткие ограничения на их размеры. В свою очередь, требование идентифицировать частицы на довольно короткой длине (около 1 м) заставляет использовать повышенное давление (до 10 атм).

Главное преимущество цилиндрических МДК — возможность регистрировать частицы в условиях, близких 4 $\pi$ -геометрии. Эти детекторы позволяют проводить полную реконструкцию событий с большой множественностью и идентифицировать вторичные частицы.

*Факторы, определяющие достоверность идентификации частиц.*

**Количество и толщина слоев.** Длина многослойного идентификатора обычно задается геометрией экспериментальной установки, а также технико-экономическими соображениями. При выборе оптимального числа слоев в камере необходимо учитывать следующие факторы:

1) с увеличением числа слоев амплитудное разрешение улучшается сравнительно медленно;

2) основная часть стоимости прибора (60—75%) приходится на долю электроники, так что увеличение числа каналов нежелательно;

3) амплитуда сигнала и отношение сигнал — шум зависят от толщины слоя газа и конфигурации расположения проволок;

4) с повышением давления эффективная толщина слоя линейно растет, но релятивистский рост ионизационных потерь энергии уменьшается;

5) с ростом толщины слоя увеличивается амплитудное, но ухудшается пространственное разрешение прибора.

Для сравнения различных идентификаторов удобно ввести коэффициент сепарации  $S_n$ , определяющий достоверность идентификации частиц, например  $\pi$ - и  $K$ -мезона, в единицах стандартного отклонения  $\sigma_n$ :

$$\begin{aligned} S_n(\pi, K) &= 2,355 D(\pi, K)/\delta_n = \\ &= [\Delta_0(\pi) - \Delta_0(K)]/[\Delta_0(\pi) \cdot \sigma_n]. \end{aligned} \quad (29)$$

Такое определение  $S_n$  возможно, потому что, как было показано выше, распределение величин  $\Delta_0$  (или  $\Delta_\alpha$ ), измеренных в идентификаторе с  $n$  слоями, имеет гауссов характер. Например, при разрешении прибора  $\sigma_n = 2,5\%$ ,  $p = 20$  ГэВ/с  $S_n(\pi, K) \approx 5,5$ ,  $S_n(p, K) \approx 3$  и  $S_n(\pi, p) \approx 9$  (рис. 17).

Аналогично, для одного слоя:

$$\begin{aligned} S_1(\pi, K) &= 2,355 D(\pi, K)/\delta(\pi) = \\ &= 2,355 [\Delta_0(\pi) - \Delta_0(K)]/\delta(\pi). \end{aligned} \quad (30)$$

При использовании метода обрезания с  $\alpha = 0,4$  имеем для  $S_n$  и  $S_1$  [63]:

$$S_n(\sigma_n) = n^{0,428} S_1(W), \quad (31)$$

и, например, при переходе от  $n = 1$  к 200 достоверность идентификации частиц улучшается примерно в 10 раз.

Если считать улучшение коэффициента сепарации  $S_n$  на 10% разумной ценой за удвоение количества каналов электроники, то оптимальная толщина слоя  $Pl$  составит примерно для  $Ar-5$ ,  $Xe-3$

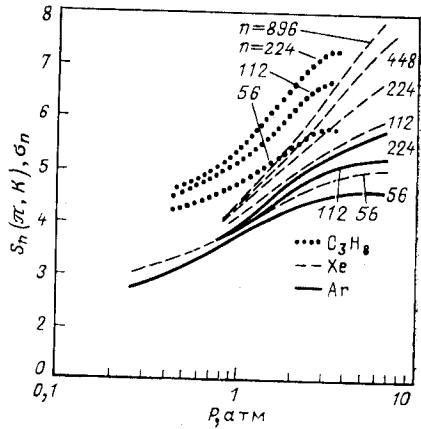
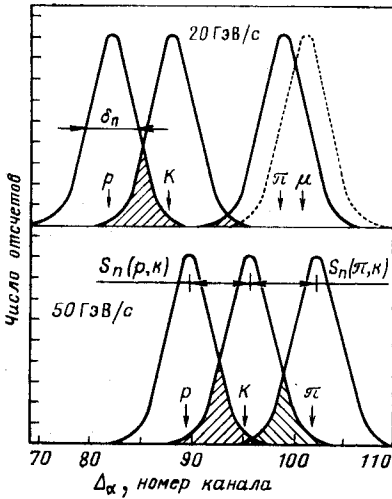


Рис. 17. Расчетное распределение  $\Delta\alpha$ , полученных методом обрезания, при  $p = 20$  и  $50$  ГэВ/с для смеси  $Ar + 5\% CH_4$ , в 128-слойном детекторе EPI,  $\sigma_n = 2,5\%$  [53]

Рис. 18. Зависимость разделения  $S_n(\pi, K)$   $\pi$ - и  $K$ -мезонов с импульсом  $3,5$  ГэВ/с от давления в пропорциональной камере длиной  $L = 128,8$  см, разделенной на  $n$  слоев [63]

и пропана—2 атм·см. С этой точки зрения камеры EPI ( $l = 6$  см,  $P = 1$  атм), JADE ( $l = 1$  см,  $P = 4$  атм) и TPC ( $l = 0,4$  см,  $P = 10$  атм) имеют правильно подобранную толщину слоев, в то время как в камере ISIS слои слишком тонки ( $l = 1,6$  см,  $P = 1$  атм), а число слоев слишком велико ( $n = 320$ ). Все перечисленные камеры работают на смеси аргона с углекислым газом или метаном.

Коэффициент сепарации  $S_n(\pi, K)$  в камере длиной  $L = 128,8$  см как функция давления газа ( $Ar, Xe$  и  $C_3H_8$ ) приведен на рис. 18. Как видно, разделение камеры на множество тонких слоев не дает значительного улучшения ее разрешающей способности. Оказывается, что для небольшого количества слоев лучше всего использовать пропан. С другой стороны, при необходимости высокого разрешения



нужно применять Хе при повышенном давлении и увеличивать число слоев.

Перечисленные соображения позволяют оптимизировать количество и толщину слоев при заданных длине и разрешении прибора  $W_n$  (%). Расчетные кривые, основанные на методе максимального

правдоподобия, которые позволяют выбрать толщину и количество слоев для Аг при атмосферном давлении, приведены на рис. 19. В этих расчетах не учитывались разброс коэффициентов газового усиления на проволочках и обмен зарядом между каналами. Минимальная длина прибора при заданном разрешении  $W_n$  получается при толщине слоя  $l \approx 3$  см. Большое количество слоев не дает преимуществ, оправдывающих возрастание стоимости камеры. Выгоднее увеличивать не число слоев, а длину камеры и давление газа. Большое количество очень

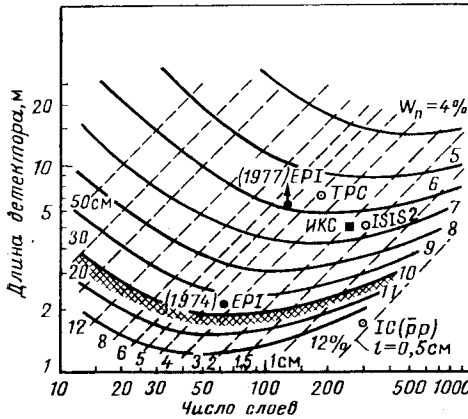


Рис. 19. Оптимальное число  $n$  и толщина  $l$  (см) слоев при заданных длине  $L$  и амплитудном разрешении  $W_n$  (%) многослойного идентификатора [108]

тонких слоев в камере использовали, например, Ладлам и др. [113].

**Состав газа.** Газовая смесь должна обеспечивать: 1) большой релятивистский рост ионизационных потерь энергии; 2) хорошее

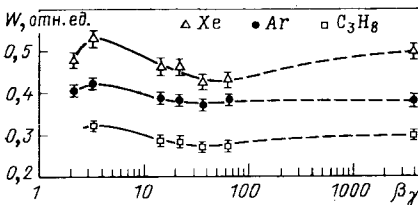


Рис. 20. Зависимость относительного разрешения  $W = \delta/\Delta_0$  в слое толщиной 2,3 см от  $\beta\gamma$  [63].

Давление Хе — 5,84; Аг — 7,13; С<sub>3</sub>Н<sub>8</sub> — 3,13 атм

амплитудное разрешение; 3) независимость скорости дрейфа электронов от напряжения; 4) невысокую стоимость наполнения; 5) взрывобезопасность.

Самый большой релятивистский рост ионизационных потерь энергии имеет место в тяжелых благородных газах (см. табл. 3). Однако существенным препятствием использования Хе и Кг является их высокая стоимость. Приблизительное соотношение между стоимостью благородных газов Аг : Не : Кг : Хе  $\approx 1 : 2 : 35 : 170$ .

Относительное амплитудное разрешение  $W$  однослойного детектора ( $l = 2,3$  см) как функция  $\beta\gamma$  приведено на рис. 20. Кривые для

разных газов отвечают и различным давлениям. Поскольку  $W$  практически не зависит от скорости частицы, то форма этих кривых определяется изменением  $\Delta_0$ . Подчеркнем еще раз, что относительное разрешение лучше в многоатомных, чем в благородных газах (см. выше).

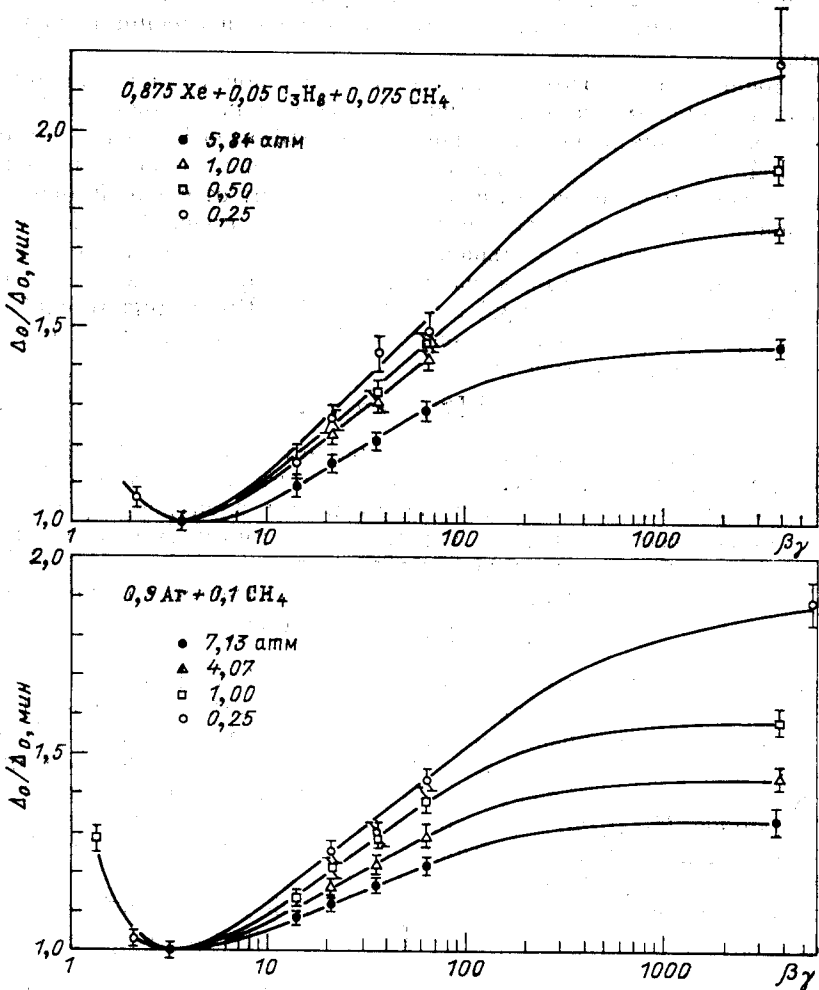


Рис. 21. Зависимость релятивистского возрастания вероятных потерь энергии в ксеноне и аргоне от  $\beta\gamma$  при различных давлениях газа,  $l = 2,3$  см [63]

Хотя релятивистский рост с повышением давления падает (рис. 21), разделение частиц из-за увеличения разрешения улучшается до тех пор, пока не наступит насыщение, вызванное поляризационными эффектами в газе (см. рис. 18). Наилучшее разрешение достигается в пропане при давлении 2—3 атм. Нужно отметить, что вопросы,

связанные с оптимальным выбором газа и его давлением, еще недостаточно изучены, и в настоящее время такие исследования ведутся во многих лабораториях [106, 112]. На практике из-за невысокой стоимости почти во всех экспериментах используют Ar, к которому в количестве 10—20% обычно добавляют углекислый газ или метан. Такая смесь не оптимальна, но является дешевой и удобной в эксплуатации.

**Требования к чистоте газа.** Захват электронов электроотрицательными примесями заметно влияет на собираемый заряд, особенно при большой длине дрейфа электронов. Этот эффект исследован, например, в [54, 90, 114]. Скорость захвата электронов электроотрицательными газами (прежде всего кислородом) зависит от средней энергии электронов  $\varepsilon_e$ , движущихся в электрическом поле. Коэффициент захвата  $k_e$  ( $\varepsilon_e$ ) растет с уменьшением  $\varepsilon_e$ . Предполагается, что в процессе захвата участвует катализатор, роль которого выполняет присутствующий в смеси гасящий газ ( $\text{CO}_2$ ,  $\text{CH}_4$ ). Время жизни свободных электронов  $\tau_e$  в газе с концентрацией кислорода (воды)  $\alpha_1$  и концентрацией гасящего газа  $\alpha_2$ :

$$\tau_e = 1/[k_e(\varepsilon_e)\alpha_1\alpha_2]. \quad (32)$$

В «достаточно чистом» газе время жизни свободных электронов с энергией  $\varepsilon_e$ , близкой к тепловой, составляет около 100 мкс [114]. При более высоких значениях  $\varepsilon_e$  время жизни электронов увеличивается больше чем на порядок. Характер зависимости  $k_e$  ( $\varepsilon_e$ ) довольно сложный и требует дальнейшего уточнения.

Углекислый газ катализирует захват электронов со скоростью

$$v_e = (3,1 \pm 0,3)10^{-30}\alpha_1\alpha_2 [\text{с}^{-1}], \quad (33)$$

где  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  выражаются через число молекул в  $1 \text{ см}^3$  [115].

При объемной концентрации кислорода  $\alpha_1 = 2 \cdot 10^{-6}$  и углекислого газа  $\alpha_2 = 0,2$  время жизни свободных электронов  $\tau_e \approx 1,4$  мс. Если скорость дрейфа электронов в камере составляет  $v_d = 2-3$  см/мкс, то средний пробег поглощения  $L_a \approx 30$  м и при объемной концентрации кислорода  $(1-2) \cdot 10^{-6}$  электроны могут дрейфовать на длине 1—2 м без существенных потерь. При  $\alpha_1 = (8 \div 10) \cdot 10^{-5}$   $\tau_e \approx 35$  мкс [54], что хорошо согласуется с расчетами.

Влияние захвата электронов при большой длине дрейфа  $L_d$  на амплитуду сигнала исследовано в [90]. При  $\alpha_1 = 2 \cdot 10^{-6}$ ,  $L_d = 2$  м и  $\varepsilon = 60$  кВ/м амплитуда сигнала падает примерно на 17%. Такое уменьшение амплитуды существенно затрудняет идентификацию частиц. Этот эффект можно значительно сократить, улучшая очистку газа и повышая дрейфовое напряжение и скорость дрейфа. Очевидно, что при создании ионизационных идентификаторов частиц вопросу захвата электронов в газе следует уделять большое внимание.

**Давление газа и допустимый диапазон импульсов частиц.** Оценим диапазон импульсов, в котором можно эффективно проводить идентификацию частиц по измерению ионизации. Этот диапазон зависит от

релятивистского роста ионизационных потерь энергии в газе и от амплитудного разрешения прибора. Нижняя граница задана минимумом ионизации, который для  $\pi$ -,  $K$ -мезонов и протонов находится в области импульсов 0,5—4 ГэВ/с. Зависимость коэффициента сепарации  $S_n$  от импульса частиц в камере с  $L = 1,7$  м, заполненной Ar при  $P = 4$  атм, приведена на рис. 22 [104]. Для сравнения дается зависимость  $S_n$  в той же камере, заполненной Xe при  $P = 1$  атм.

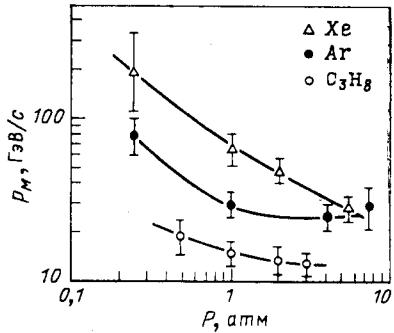
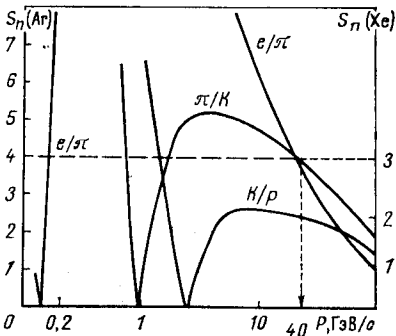


Рис. 22. Зависимость коэффициента сепарации  $S_n$  (в единицах  $\sigma_n$ ) от импульса частиц в Ar ( $P = 4$  атм) и Xe ( $P = 1$  атм);  $L = 1,7$  м,  $n = 170$  [104]

Рис. 23. Зависимость максимального импульса  $p_M$  идентификации  $\pi$ - и  $K$ -мезонов от давления газа ( $l = 2,3$  см) [63]

Видно, что эффективное разделение  $\pi$ - и  $K$ -мезонов можно проводить в диапазоне импульсов 2—40 ГэВ/с. Разделение  $p$  и  $K$  осуществляется в интервале 5—40 ГэВ/с с невысокой достоверностью.

Верхняя граница импульса, при которой достигается эффективная идентификация частиц, обусловлена насыщением релятивистского роста ионизации — плато Ферми и растет с уменьшением давления газа. Эффективное разделение частиц высокой энергии можно достигнуть лишь в детекторе большой длины при атмосферном или пониженном давлениях. Будем считать идентификацию частиц удовлетворительной, пока  $S_n \geq S_n^0 / \sqrt{2}$ . (Максимальное значение коэффициента сепарации  $S_n^0$ , а максимальный импульс частиц, отвечающий этому условию, обозначим  $p_M$ .) Зависимость  $p_M$  от давления в различных газах приведена на рис. 23. При давлении 1 атм  $p_M$  составляет 75 в Xe, 30 в Ar и 15 ГэВ/с в пропане. Для идентификации вторичных частиц с импульсами 3—15 ГэВ/с наиболее выгодными оказываются многоатомные газы, например пропан или изобутан, при давлении 1—3 атм. В то же время Ar является наиболее универсальным и поэтому удобным наполнителем для идентификаторов частиц в диапазоне импульсов 3—30 ГэВ/с. Идентификацию вторичных частиц при  $p \approx 100$  ГэВ/с можно осуществить

в Хе при пониженном давлении. Напомним, что дрейфовые камеры неплохо работают и при  $P < 1$  атм [116, 117].

Известно, что средняя множественность вторичных заряженных частиц  $N_{ch}$ , образованных на неподвижной мишени при энергии пучка несколько ТэВ,  $N_{ch} \geq 10$ . В антипротон-протонном накопителе ЦЕРН при энергии  $2 \times 270$  ГэВ  $N_{ch} \approx 50$  [118]. Таким образом, большинство вторичных частиц будет иметь импульс  $p < 100-150$  ГэВ/с, и их можно будет успешно идентифицировать с помощью многократного измерения ионизации.

**Обмен заряда между каналами.** В многослойной дрейфовой камере существуют корреляции между амплитудой сигналов в соседних каналах. Такие корреляции обусловлены не дельта-электронами (этот эффект невелик и его можно не учитывать [59]), а главным образом диффузией электронов из соседних слоев, в особенности при большой длине дрейфа. Величина заряда, собранного в  $i$ -м слое:

$$Q_i = M_i [(1 - 2a) q_i + a q_{i+1} + a q_{i-1}], \quad (34)$$

где  $q_{i-1}$ ,  $q_i$ ,  $q_{i+1}$  — заряды в  $(i - 1)$ -м,  $i$ -м и  $(i + 1)$ -м каналах соответственно;  $M_i$  — коэффициент газового усиления в  $i$ -м канале;  $a$  — параметр корреляции, зависящий от длины дрейфа электронов в каждом слое. Так, при длине дрейфа 75 см  $a = 0,1$  [90]. Такой обмен заряда положителен, и он мало влияет на амплитудное разрешение прибора.

Другой тип обмена заряда — отрицательный — возникает при прохождении сигнала из камеры в каналы электроники. Он связан с наличием емкостных связей в цепях каналов и характеризуется параметром корреляции  $\alpha_c$ . В итоге заряд в  $i$ -м канале

$$Q'_i = \alpha_c Q_{i-1} + Q_i + \alpha_c Q_{i+1}. \quad (35)$$

Согласно вычислениям методом Монте-Карло для камеры ISIS  $\alpha_c = -0,055 \pm 0,01$  [59]. Знак минус означает, что обмен заряда между каналами смещает спектры ионизационных потерь энергии в сторону меньших амплитуд.

Более существенное влияние на разрешение может оказать емкостная связь между плоскостью сигнальных проволочек и высоковольтными электродами, которая вызывает смещение нуля, пропорциональное амплитуде сигнала. Этот эффект характеризуется параметром  $b_c$ , так что (35) приобретает вид:

$$Q'_i = \alpha_c Q_{i-1} + Q_i + \alpha_c Q_{i+1} - b_c \Delta_0. \quad (36)$$

Для камеры ISIS  $b_c = 0,20 \pm 0,04$ . Емкостная связь может стать причиной систематической погрешности при обработке данных. Этот эффект можно устранить: 1) уменьшением емкости между высоковольтными электродами и плоскостью сигнальных проволочек, 2) введением шунтирующей емкости к высоковольтным электродам.

**Газовое усиление.** Требования к точности изготовления деталей МДК в основном такие же, как для «обычных» дрейфовых камер. До-

полнительные требования вытекают из необходимости создания одинаковых условий для измерения заряда на большом числе сигнальных проволочек. Основные причины разброса коэффициента газового усиления на отдельных сигнальных проволочках сведены в табл. 8.

Таблица 8. Причины разброса коэффициента газового усиления на отдельных проволочках [59]

Параметр	Пределы изменения параметра	$\Delta M$ , %
Нестабильность и пульсации напряжения дрейфа	$< 10^{-3}$	$< 0,7$
Нестабильность и пульсации анодного напряжения	$< 10^{-4}$	$< 0,1$
Нестабильность напряжения питания электроники	$< 10^{-2}$	$< 1$
Временные вариации $M$ , связанные с изменениями температуры, давления, состава газовой смеси и т. п.	$1,6 \cdot 10^{-2}$	$< 2$
Изменение $M$ вдоль проволочки	$\leq 2 \cdot 10^{-2}$	$< 2$
Различие $M$ на отдельных проволочках, связанное с разбросом:		
диаметра проволочек	$< 0,2$ мкм	—
расстояния между сигнальными проволочками	$< 8$ мкм	—
расстояния между потенциальными проволочками	30 мкм	$\sim 2$
положения полеформирующих электродов	40 мкм	$\sim 2$
Шумы электроники	120 эВ/канал	1

Колебания давления и температуры существенно влияют на работу больших многослойных камер. Изменения амплитуды сигнала в течение 3,5 сут на камере ЕР1 приведены на рис. 24 [61]. Очевидна обратная корреляция между давлением и амплитудой сигнала. При увеличении давления на 1% амплитуда падает на  $(6,5 \pm 0,5)$ %. С ростом давления величина  $\mathcal{E}/P$  вблизи сигнальной проволочки падает и газовое усиление снижается. Временные колебания амплитуды сигнала столь заметны, что без хорошего монитора и введения соответствующих поправок идентификация частиц невозможна.

В многослойных камерах большого размера с вертикально расположенными сигнальными проволочками коэффициент газового усиления может зависеть от градиента температуры. Влияние этого эффекта пока еще не изучено.

В процессе газового усиления вблизи сигнальной проволочки возникает большое количество положительных ионов. Они дрейфуют в обратном направлении со скоростью примерно в  $10^3$  раз меньшей, чем электроны. Накопление положительного пространственного заряда приводит 1) к уменьшению коэффициента газового усиления вблизи сигнальной проволочки и 2) к изменению скорости и направления движения электронов в дрейфовом объеме.

Электроны от треков частиц, летящих перпендикулярно сигнальной проволочке, собираются на нее практически в одной точке, где в процессе газового усиления образуется высокая плотность заряда. Положительный заряд «экранирует» проволочку и тем самым эффективно уменьшает напряженность поля вокруг нее. Это подтверждено экспериментально: для сильноионизирующих частиц уже при  $M = 10$  наблюдали уменьшение амплитуды сигнала на 10% по сравнению с тем, когда трек параллелен проволочке [119]. По данным [120] при

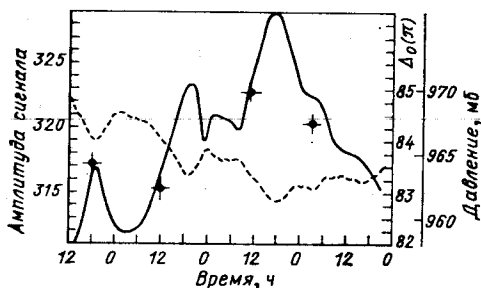


Рис. 24. Корреляция амплитуды сигнала в камере ISIS с изменением атмосферного давления [61]:

сплошная кривая — амплитуда сигнала от радиоактивного источника; пунктирная — атмосферное давление

электронов на пути дрейфа расширяется за счет диффузии, и более широкий сгусток эффективнее усиливается вблизи проволочки. Шарпак и др. [121] наблюдали, что амплитуда сигналов увеличивается на 10%, если источник ( $^{56}\text{Fe}$ ), расположенный в непосредственной близости от сигнальных проволочек, перенести на расстояние 15 см. При исследовании зависимости изменения газового усиления от загрузки [122] было установлено, что в камере с объемом  $1 \times 1 \times 1$  м с увеличением загрузки до  $2 \cdot 10^2 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  величина  $M$  уменьшается примерно на 10%. Последнее значение отвечает условию эффективного сбора положительных ионов на сетке между пропорциональными и дрейфовыми объемами.

Из сказанного вытекает необходимость использования минимального газового усиления и эффективного сбора положительных ионов в камере.

В заключение отметим, что эффекты, влияющие на амплитуду сигнала, необходимо учитывать при обработке данных. Экспериментальные значения амплитудного разрешения в разных камерах сравниваются с расчетными значениями в табл. 9. Видно большое расхождение между результатами расчетов и экспериментов. Разрешение, близкое к расчетному было достигнуто только в идентификаторе ISIS-1, где электроны в каждом слое собираются на одной сигнальной проволочке, и сигналы от нее обрабатываются в одном канале элект-

$M = 10^4$  амплитуды сигналов от треков слабоионизирующих частиц, идущих перпендикулярно к аноду, оказываются на 25% меньше, чем для тех же частиц, идущих под углом  $45^\circ$ . Устранить этот недостаток можно поворотом камеры на некоторый угол к оси пучка частиц. В типичной МДК с толщиной каждого слоя примерно 1,5 см при  $M = 10^4$  этот угол составляет около 100 мрад.

Газовое усиление в камере зависит также от длины дрейфа электронов. Сгусток

Таблица 9. Сравнение расчетных и экспериментальных значений коэффициента сепарации частиц  $S_n$  ( $\sigma_n$ ) для различных идентификаторов [105]

Идентификатор	Разделение частиц	p, ГэВ/с	$S_n$ (в ед. $\sigma_n$ )		$\frac{S_n \text{ (расч.)}}{S_n \text{ (эксп.)}}$
			Расчет	Эксперимент	
ISIS-1 *	$e/\pi$	0,5	8,1	8,0	1,01
CRISIS *	$\pi/p$	40	3,2	2,16	1,48
EPI	$\pi/p$	50	6,1	5,1	1,2
TPC*	$e/\pi$	0,8	18,0	11,8	1,36
JADE(JET)	$e/\pi$	0,45	7,8	4,2	1,86
JADE	$e/\pi$	0,45	7,8	5,0	1,56
HRS	$e/\pi$	4	4,1	3,2	1,32
CLEO	$e/\pi$	0,45	11,1	8,25	1,36

\* Прототип.

роники. Кроме того, при работе с этой камерой уделяли особое внимание составу и чистоте газа, вопросам обработки сигналов и градуировки. Важно до начала измерений провести тщательную градуировку прибора и серию методических исследований. Во время набора данных необходимо постоянно контролировать условия работы идентификатора.

*Пространственное и временное разрешение многослойных детекторов.* Пространственное разрешение больших дрейфовых камер. Пространственное разрешение многослойных пропорциональных камер определяется расстоянием между проволочками (например, в камере EPI 6 см). Поэтому его улучшение в этих камерах прямо связано с удорожанием прибора.

В многослойных дрейфовых камерах можно достичь хорошего пространственного разрешения, которое определяется а) статистическими флуктуациями формирования первичных сгустков электронов — кластеров на треке частицы, б) временным разрешением электроники, д) диффузией электронов. Факторы а) и б), определяющие пространственное разрешение при небольшой длине дрейфа электронов  $L_d$ , проанализированы в работах [10, 107, 123—126]. В МДК с большими  $L_d$  (ISIS, TPC, ИКС) среднеквадратическая погрешность  $\sigma_x$  нахождения координаты  $X$  вдоль направления дрейфа электронов полностью определяется размытием электронного облака из-за диффузии. Диффузия электронов зависит от их средней энергии  $\epsilon_e = kT_e$ , где  $T_e$  — температура электронного газа;  $k$  — постоянная Больцмана. Расплывание точечного заряда при дрейфе на длине  $L_d$  в электрическом поле с напряженностью  $\mathcal{E}$  характеризуется среднеквадратическим отклонением электронов внутри облака:

$$\sigma_d = [2L_d k T_e / (e\mathcal{E})]^{1/2}. \quad (37)$$



Аллисон и др. [90] нашли, что при  $L_d = 1$  м в смеси  $\text{Ag} + 20\% \text{CO}_2$   $\sigma_d = 2$  мм.

В нескольких работах по дрейфовым камерам [116, 117, 125] показано, что в области насыщения скорости дрейфа пространственное разрешение почти в 2 раза лучше, чем предсказывает соотношение (37). Саули [123] объясняет этот эффект тем, что диффузия в направлении дрейфа существенно меньше, чем в поперечном. В итоге облако электронов после длинного дрейфа имеет не шарообразную форму, а приобретает форму диска. Отсюда следует, что при достаточно высоком напряжении на дрейфовом промежутке длиной 1 м можно достигнуть разрешения  $\sigma_x \approx \pm 1$  мм

Значения  $\sigma_x$  и  $\sigma_{r\phi}$  пространственного разрешения МДК приведены в табл. 7. Для МДК с большой длиной дрейфа электронов указана верхняя граница  $\sigma_x$ . Такое разрешение достигается для треков, максимально удаленных от плоскости сигнальных проволочек. Ближе к ней при  $L_d \lesssim 20 \div 50$  см  $\sigma_x < 1$  мм определяется временным разрешением электроники. Пространственное разрешение  $\sigma_{r\phi}$  цилиндрических МДК в табл. 7 отвечает наилучшему разрешению, достигнутому в этих камерах при небольших  $L_d$ .

Важной характеристикой МДК является пространственное разрешение  $\rho_2$  двух соседних треков. Физический смысл  $\rho_2$  заключается в том, что два трека в данном слое камеры, попадающие на площадь  $\rho_2 L_w$ , невозможно разрешить ( $L_w$  — длина сигнальной проволочки). В «обычных» дрейфовых или пропорциональных камерах  $\rho_2$  определяется расстоянием между сигнальными проволочками. В «картинных» камерах оно характеризуется длительностью импульса и способностью электроники обработать сигналы, быстро следующие друг за другом. Разрешение соседних треков  $\rho_2$ , достигаемое в больших МДК и МПК, приведено в табл. 7.

Координаты вдоль сигнальной проволочки длиной  $L_w$  измеряются:

1) методом деления токов на резистивной проволочке; метод хорошо изучен [127—129] и часто применяется (см. табл. 7). Пространственное разрешение лимитировано соотношением сигнал—шум, так что  $\Delta L_w / L_w \approx 1\%$ ;

2) измерением центра тяжести сигналов, индуцированных на катодных плоскостях [130—132]; метод обеспечивает высокое пространственное разрешение  $\Delta L_w \approx 0,1$  мм. Однако его можно использовать, когда сигнальные проволочки расположены по краям камеры, как, например, в камере ТРС [112];

3) использованием в качестве катода линии задержки (ЛЗ) [117, 133], причем время прихода сигналов с обоих концов ЛЗ измеряется с помощью специальной электроники [134]. В дрейфовых камерах применяют быстрые ЛЗ, обеспечивающие  $\Delta L_w \approx 5$  мм при длине ЛЗ  $1 \div 1,5$  м;

4) с помощью плоскостей проволочек, повернутых на небольшой пространственный угол  $\alpha_s$  [101, 102] по отношению к основным плоскостям, что дает  $\Delta L_w \approx 4 \div 5$  мм (см. табл. 7);

5) с помощью сигнальных проволочек, расположенных вдоль направления движения частиц [92]; метод обеспечивает пространственное разрешение, равное расстоянию между проволочками (на камере АСТРОН  $\Delta L_w = 15$  мм).

Право-левую неоднозначность в МДК можно устранить смещением проволочек от сигнальной плоскости (в камере JADE на 0,15 мм, в AFS на 0,4 мм) или измерением индуцированного заряда на сетках вблизи сигнальной проволочки [93].

Влияние пространственного заряда. В процессе газового усиления вблизи сигнальной проволочки за единицу времени образуется  $N_i$  положительных ионов:

$$N_i = \int_0^{L_d^{\max}} M \frac{(-dE/dx)_{T_0}}{w} \exp(-L_d/L_a) d(L_d), \quad (38)$$

которые медленно движутся в дрейфовый объем. В больших камерах ( $L_d^{\max} \geq 1$  м) время их дрейфа  $\tau_i$  составляет доли секунды. Таким образом, в дрейфовом объеме накапливается положительный пространственный заряд. В объеме  $V$  плотность заряда

$$\rho_c = eN_i\eta_m\tau_i/V, \quad (39)$$

где  $\eta_m$  — эффективность проникновения ионов из пропорционального в дрейфовый объем. Накопление пространственного заряда с плотностью  $\rho_c$  в тонком слое  $\Delta x$  приводит к изменению электрического поля  $\Delta \mathcal{E}$  в направлении нормали к слою  $\Delta x$ :

$$\Delta \mathcal{E} = (\rho_c/\epsilon) \Delta x, \quad (40)$$

где  $\epsilon$  — диэлектрическая постоянная. Это изменение влияет на скорость и направление дрейфа электронов и при реконструкции события возникают деформации треков. Так, в МДК [122], заполненной на 80% Ag и 20% метаном, при условиях:  $\mathcal{E}/P = 1,5$  кВ/(см·атм), подвижность ионов  $\mu^+ \approx 1,9 \cdot 10^{-4}$  м<sup>2</sup>/(В·с);  $\tau_i = 0,35$  с;  $L_d^{\max} = 1$  м;  $M = 1,6 \cdot 10^3$ ; поток частиц  $\sim 10^5$  с<sup>-1</sup>;  $\eta_m = 0,08$ ;  $N_i = 9,6 \times 10^4$  ион/(см·атм);  $\rho_c = 40$  нК/м<sup>3</sup> и изменение электрического поля  $\Delta \mathcal{E} = 50$  В/см или  $\Delta \mathcal{E}/\mathcal{E} = 3\%$ , что приводит к небольшой деформации изображения.

В камере ISIS, где сетка для сбора положительных ионов не используется ( $\eta_m = 1$ ), допустимая величина  $\rho_c = 5$  нК/м<sup>3</sup>, что отвечает плотности потока частиц не более  $1,3 \cdot 10^3$  м<sup>-2</sup>·с<sup>-1</sup>. Для увеличения быстродействия анодное напряжение подается только в течение 5% времени, во время работы пузырьковой камеры, стоящей перед ISIS. Таким образом, удается увеличить загрузку до  $2,5 \cdot 10^4$  част/(м<sup>2</sup>·с) при хорошем качестве изображения.

Быстродействие больших МДК. Многослойные дрейфовые камеры с большим дрейфовым объемом — медленные приборы. Так, в МДК с длиной дрейфа  $L_d = 2$  м время сбора электронов  $\tau_{de} \approx 50$  мкс. Это

позволяет работать в пучках с максимальной интенсивностью примерно  $10^4$  част./ $(\text{м}^2 \cdot \text{с})$ . Если МДК служат идентификаторами заряженных частиц после пузырьковых камер (ISIS, CRISIS, EPI), то такое ограничение загрузки не критично. Требования к быстрдействию цилиндрических дрейфовых камер определяются длительностью цикла накопительного кольца.

Идентификаторы частиц, используемые совместно с электронными установками (АСТРОН, ИКС), должны работать при больших нагрузках. Задача увеличения полезной загрузки большой МДК сводится прежде всего к уменьшению плотности пространственного положительного заряда в ее объеме. Приведем некоторые способы, ведущие к этой цели: 1) применение экранирующих сеток для сбора положительных ионов ( $\eta_m = 0,1$ ); 2) создание нечувствительной зоны в месте прохождения пучковых частиц ( $\eta_b = 0,1$ ); 3) использование импульсного анодного напряжения (уменьшение  $\rho_c$  в 2—10 раз); 4) уменьшение газового усиления (уменьшение  $\rho_c$  в 2—5 раз); 5) разбиение камеры на небольшие секции (уменьшение  $\tau_{de}$ ,  $\tau_i$  и  $\rho_c$ ); 6) применение дополнительных координатных детекторов до и после идентификатора (увеличение загрузки в 2—10 раз).

Рассмотрим эти меры более детально.

1. О введении экранирующих сеток между пропорциональным и дрейфовым объемами уже говорилось выше (см. рис. 17, б). Применение таких сеток позволяет собирать около 90% положительных ионов, поступающих от сигнальных проволочек в камеру [122].

2. Один из вариантов создания нечувствительной зоны для пучковых частиц, использованный в EPI (см. рис. 13), основан на том, что часть сигнальной проволочки в месте прохождения пучка покрывается тонким слоем стекла. Для МДК можно использовать другой метод. На экранирующую сетку в месте прохождения пучка вдоль камеры крепится металлическая фольга, ширина которой отвечает размерам пучка [93]. Электроны от треков первичных частиц дрейфуют к центру камеры, где собираются на фольге. Таким образом, ионизация, создаваемая пучковыми частицами, не дает вклад в накопление пространственного заряда в камере.

3. Большой выигрыш, с точки зрения понижения плотности заряда, дает импульсное включение анодного напряжения. Как будет показано ниже, основное ограничение на скорость набора статистики накладывает время передачи информации в ЭВМ, из-за чего скорость сбора данных не превышает  $100 \text{ с}^{-1}$ . Отключение анодного напряжения на время обработки и передачи информации уменьшает накопление положительных ионов в камере более чем на порядок.

4. Газовое усиление нельзя уменьшать очень сильно, чтобы это не повлияло на точность измерения амплитуды сигналов. Однако желательно работать с небольшим газовым усилением.

5. Разбиение МДК на несколько секций меньшего размера позволяет значительно улучшить ее параметры. При этом уменьшаются время дрейфа, плотность пространственного заряда, напряжение на

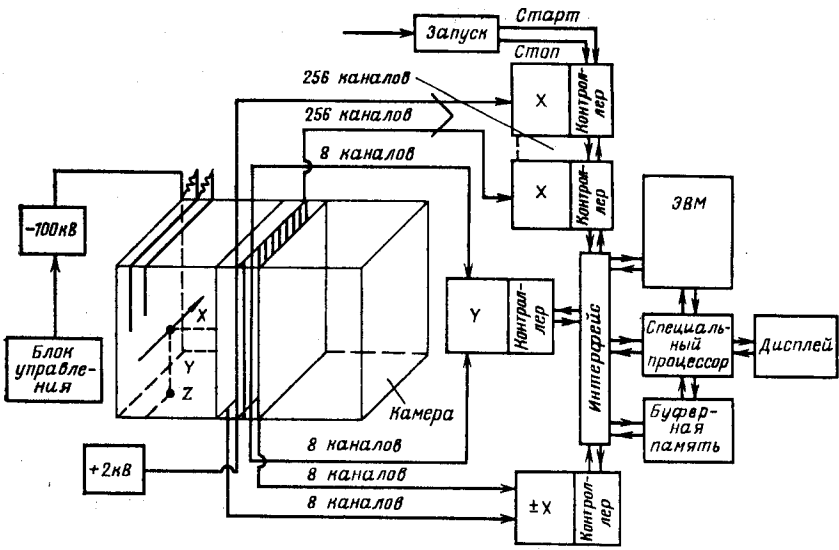


Рис. 25. Структурная схема электронной системы съема информации с МДК [93]

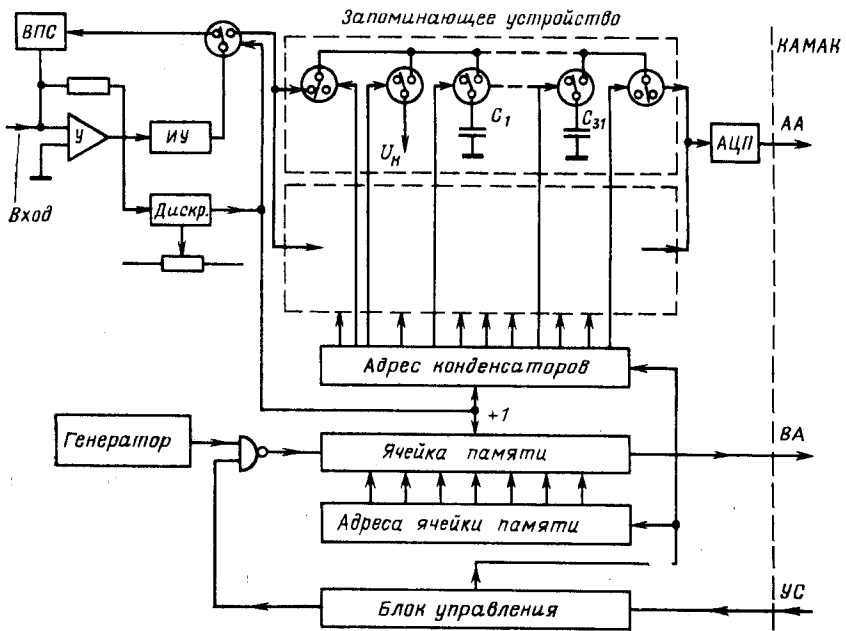


Рис. 26. Схема ЗВП с аналоговой памятью на конденсаторах [93]:  
 У — усилитель; ВПС — восстановитель нуля; ИУ — интегратор-усилитель; АА — амплитудный анализ; ВА — временной анализ; УС — управляющий сигнал;  $U_N$  — контрольное напряжение

электродах и улучшается пространственное разрешение. Однако это достигается увеличением числа каналов электроники и стоимости прибора.

6. Использование дополнительных координатных детекторов (пропорциональных или дрейфовых камер) до и после идентификатора исключает при обработке фоновые и «старые» треки, не связанные с изучаемым событием, упрощает процесс опознавания треков и, в конечном итоге, приводит к увеличению быстродействия прибора. Внедрение перечисленных усовершенствований МДК может существенно увеличить их полезную загрузку (примерно на два порядка).

*Съем и обработка информации в многослойных детекторах.* Съем и обработка информации в МДК. Электроника к многослойным дрейфовым камерам должна удовлетворять жестким требованиям. От каждой сигнальной проволоки приходит «пачка» сигналов, количество которых отвечает числу треков в камере. Электроника способна запомнить и обработать ограниченное число импульсов на одно событие (в ISIS до 30), минимальный интервал между которыми составляет 100—200 нс [135]. Точность измерения заряда должна быть около 1%, а входная чувствительность предусилителя не хуже 2 мкА.

Задача электроники заключается в измерении заряда (амплитуды) и времени прихода каждого импульса в «пачке». Для этого необходимо усилить, запомнить и преобразовать все сигналы, а также передать информацию в буферную память или непосредственно в ЭВМ. Структурная схема системы съема информации в МДК ИКС приведена на рис. 25 [93].

Информацию с многослойных дрейфовых камер можно обрабатывать различными способами. Сигналы во время набора информации можно хранить в аналоговом виде и потом их относительно медленно преобразовывать. Другой способ заключается в использовании быстрых аналого-цифровых преобразователей (АЦП) с временем преобразования  $\leq 100$  нс. Остановимся подробнее на некоторых типичных вариантах электроники.

**Хранение информации с МДК в аналоговой памяти.** Аналоговая память на конденсаторах. Схема блока зарядового и временного преобразования (ЗВП) с аналоговой памятью на цепочке конденсаторов приведена на рис. 26. Этот тип электроники использовали, например, в МДК ISIS [135], CRISIS [91] и JADE [136]. Импульсы, поступающие с сигнальной проволоки, усиливаются в предусилителе, расположенном в непосредственной близости от камеры. Предусилитель должен быть быстрым и малошумящим, обладать низким входным импедансом и иметь стабильное усиление.

Основную задачу электроники — измерение заряда и времени прихода сигнала — выполняет блок ЗВП (рис. 26). В камере ISIS сигналы из предусилителя поступают в усилитель, где имеется восстановитель нуля, который позволяет пропустить серию быстро

идущих сигналов без искажения их амплитуды. После усиления сигналы интегрируются и поступают в аналоговую память, состоящую из 30 последовательно переключаемых емкостей  $C_i$ , на каждой из которых запоминается заряд.

Внешний триггер вырабатывает сигнал СТАРТ, который запускает счетчик адреса памяти  $RAM$  и начинает отсчет времени дрейфа электронов. При поступлении сигнала на вход ЗВП в дискриминаторе вырабатывается сигнал ТРЕК. Этот сигнал используют для измерения времени дрейфа, так как он заносится по соответствующему адресу в буферную память  $RAM$ . Сигнал ТРЕК поступает также на счетчик адреса конденсатора и открывает ключ соответствующего конденсатора, на котором запоминается напряжение, отвечающее заряду в импульсе. Далее адрес конденсатора увеличивается на единицу, и система ждет прихода следующего сигнала.

После окончания сбора информации с камеры потенциал каждого конденсатора постепенно преобразовывается в цифровой код одним относительно медленным АЦП (с частотой преобразования 10—100 кГц). Одновременно считывается временная информация из буферной памяти  $RAM$ , и вся информация об амплитуде импульса и времени дрейфа подвергается дальнейшей обработке.

Аналоговая память на ПЗС. Более совершенную аналоговую память можно создать на основе приборов с зарядовой связью (ПЗС). Принцип работы ПЗС изложен в нескольких обзорных статьях (см., например, [137]) и монографиях [138, 139]. Аналоговый сдвиговой регистр-линейка ПЗС выполняет ту же самую функцию, что и цепочка конденсаторов. Преимущество ПЗС — высокая степень интеграции и повторяемость свойств каждого элемента цепочки. Это уменьшает трудоемкость создания и настройки и повышает надежность работы электроники. Аналоговые сдвиговые регистры на ПЗС можно применять в двух вариантах: в режиме непрерывной записи и в режиме триггерной записи.

Аналоговая память на основе ПЗС в режиме непрерывной записи применяется, например, для обработки информации с многослойной дрейфовой камеры ТРС [140]. Схема ЗВП на основе ПЗС приведена на рис. 27. После появления импульса СТАРТ внешнего запуска (триггера) начинается непрерывное считывание информации с камеры (на ТРС с частотой  $f_1 = 13$  МГц) и запись ее в ПЗС. При такой скорости записи сигнал размещается в шести-семи ячейках ПЗС. Необходимое число ячеек линейки ПЗС  $n_b = \tau_{def} f_1$  определяется временем полного сбора электронов в камере  $\tau_{de}$  и частотой записи  $f_1$ . Например, в камере с длиной дрейфа 1 м,  $\tau_{de} \approx 30$  мкс и  $f_1 = 10$  МГц  $n_b = 300$ . Нужно отметить, что такая частота записи в ПЗС не удовлетворяет требованиям к точности измерения времени прихода сигналов. Необходимо или увеличивать частоту записи  $f_1$ , или измерять время прихода сигнала отдельно. Временную привязку можно делать и к вершине сигнала, найденной методом вычисления центра тяжести заряда [141].

После окончания сбора информации частота сбрасывается до  $f_2 = 10 \div 100$  кГц и начинается считывание информации из ПЭС. Один стандартный АЦП с помощью мультиплексора АМ может последовательно считывать информацию из нескольких ПЭС.

Линейки ПЭС можно применить и в режиме «триггерной записи», когда увеличение адреса ячейки на единицу происходит только при появлении сигнала на входе ЗВП [93].

В последнее время появились также схемы выборки-хранения на основе ПЭС. Применение таких схем в виде аналоговой памяти позво-

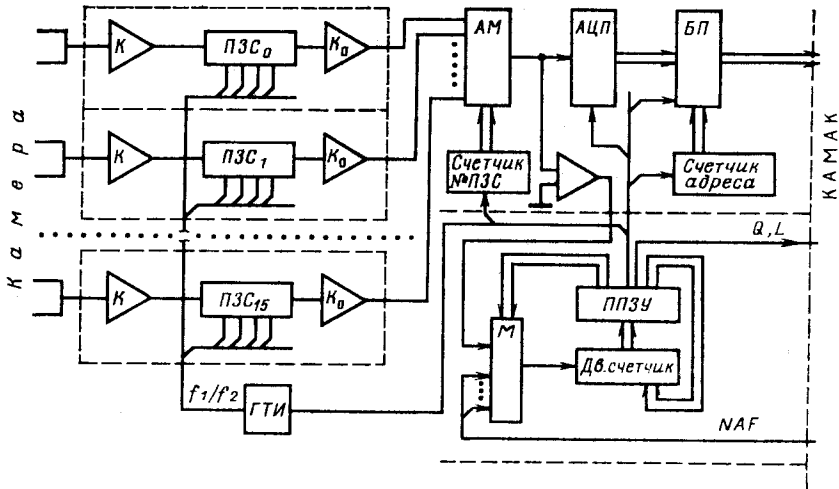


Рис. 27. Схема ЗВП с аналоговой памятью на основе ПЭС с непрерывной записью [93]:

К, К<sub>0</sub> — усилители; ГТИ — генератор тактовых импульсов; АМ — аналоговый мультиплексор; М — мультиплексор; БП — буферная память; ППЗУ — программируемая память; Q, L, NAF — команды КАМАК

ляет увеличить быстродействие ЗВП (скорость записи в ячейку  $\ll 10$  нс) и устранить искажения заряда как следствие его многократного переноса в линейках ПЭС. ЗВП со схемой выборки-хранения на основе ПЭС описан, например, в [93].

**Канал электроники с быстрым АЦП.** Наиболее элегантный вариант электроники основан на применении быстрых АЦП. В последнее время появились шести- и восьмиразрядные сверхбыстрые монокристаллические АЦП с временем преобразования до 10 нс [142]. Применение таких АЦП позволяет преобразовывать сигналы, поступающие из камеры непосредственно в реальном масштабе времени. Такую систему съема информации использовали, например, при разработке центрального детектора установки UA-1 в ЦЕРН [143].

Зарядово-временной преобразователь на основе таких АЦП получается достаточно простым (рис. 28). Он включает два быстрых усили-

теля, два интегратора, два быстрых АЦП, схему управления, схему измерения времени и быструю буферную память.

ЗВП, применяемый в центральном детекторе установки UA-1, позволяет измерять заряд, а также координату вдоль сигнальной проволоочки методом деления токов. В этих ЗВП используются шестизарядные АЦП с временем преобразования 33 нс. Применяя регулируемое опорное напряжение, авторы смогли расширить динамический диапазон до девяти разрядов [144]. Измерение времени проводится с точностью 4 нс с помощью интерполятора времени [134].

В заключение попытаемся сравнить приведенные методы обработки информации с многослойных дрейфовых камер. Применение аналоговой памяти на конденсаторах оказывается трудоемким, не обеспечивает надежности в работе и не представляется перспективным.

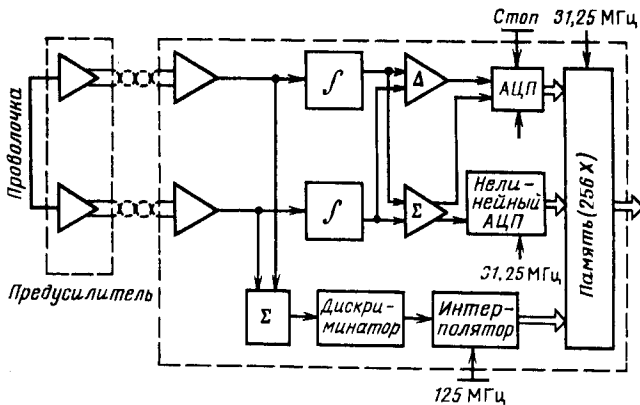


Рис. 28. Схема ЗВП с быстрым АЦП [143]:

$\int$  — интегратор;  $\Sigma$  — сумматор;  $\Delta$  — устройство, определяющее разность амплитуд сигналов

Преобразователи с аналоговой памятью на ПЗС более прогрессивны, однако ПЗС — чувствительные устройства и при их эксплуатации нужно обеспечить условия для надежной работы. Необходимо увеличить скорость записи  $f_1$  до 20—50 МГц, тогда в ПЗС будет содержаться и информация о времени прихода сигналов [141].

Наиболее перспективно применение быстрых АЦП. Канал электроники получается относительно простым, что обеспечивает надежность работы большой системы. Пока главное препятствие использования быстрых АЦП — их большая стоимость. По точности измерения заряда они уступают ПЗС.

Поток информации от МДК. Многослойная дрейфовая камера генерирует большой поток информации, поскольку координата и заряд измеряются в 250—300 точках на каждом треке. Измерение заряда проводят обычно с точностью шести — восьми разрядов, для измерения координаты необходимо примерно восемь разрядов, поэто-



му информацию об одной точке трека на одной проволочке можно упаковать в одно 16-разрядное слово. При энергии первичной частицы около 50 ГэВ множественность заряженных частиц  $N_{ch} \approx 5$ , при энергии порядка 1 ТэВ  $N_{ch} \approx 10$ . В итоге при наличии нескольких шумовых импульсов в каждом канале камеры с 250 слоями генерирует около 5 К слов на событие.

При использовании малой ЭВМ (например, типа ЕС-1010) с оперативной памятью 32 К слов информацию необходимо записывать на магнитный диск. Эта медленная операция требует 100—120 мс на запись одного события. Такая система позволяет регистрировать не более восьми — десяти событий в 1 с. Применение ЭВМ с большей памятью, например 128 К слов (СМ-4-20 или PDP 11/70), позволяет хранить информацию в оперативной памяти без записи на магнитный диск и регистрировать 25—30 событий в 1 с.

Резкое увеличение скорости набора статистики достигается использованием быстрой буферной памяти. Так, информация с камеры ISIS записывается в буферную память с частотой 110 нс/слово [145]. С такой скоростью можно записать одно событие примерно за 5 мс.

Передача и быстрая обработка большого потока информации с многослойных дрейфовых камер представляет собой непростую задачу. Поток информации от установки UA-1 составляет, например, около 1 Мбайт/с. Только применение современной электроники, в том числе специализированных процессоров и быстрой буферной памяти, позволяет набирать необходимую статистику с достаточной скоростью.

### 3. ИДЕНТИФИКАЦИЯ ЧАСТИЦ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ ПО ПЕРВИЧНОЙ ИОНИЗАЦИИ

Релятивистское возрастание первичной ионизации в газах (см. рис. 3, а), как и возрастание ионизационных потерь энергии, можно использовать для идентификации частиц. В некоторых экспериментах первый метод предпочтителен благодаря своей простоте и большей точности. Так, флуктуации первичной ионизации следуют распределению Пуассона, более узкому и симметричному, чем распределение потерь энергии (см. выше). Первичную ионизацию можно регистрировать в трековых детекторах одновременно с измерением импульса по кривизне следа в магнитном поле. Ожидаемое значение релятивистского роста первичной ионизации в газах при  $P = 1$  атм составляет 1,4—1,6 (см. табл. 1).

Известно несколько способов определения первичной ионизации, создаваемой заряженными частицами в газе:

- 1) измерение плотности первичных пар ионов на следе в камере Вильсона, диффузионной и стримерной\* камерах;
- 2) метод счета кластеров (сгустков электронов на следе частицы)

\* Название *стримерная* камера распространяется ниже и на *лавиновые* камеры, в которых разряд в газе обрывается на стадии лавины, а не стримера.

при их дрейфе вдоль направления следа на анодные проволочки дрейфовой камеры;

3) по эффективности газоразрядного детектора (счетчика Гейгера — Мюллера, разрядной трубки, искровой или пропорциональной камеры);

4) по времени формирования разряда в искровой камере.

Все эти методы различаются по точности, степени разработки и широте применения. Так, стримерные камеры уже были использованы для идентификации релятивистских частиц. Методы счета кластеров и искровых камер низкого давления также опробованы в физических экспериментах. В развитии же метода измерения первичной ионизации по времени формирования искрового разряда сделаны лишь первые шаги.

*Измерение первичной ионизации в стримерной камере.* Условия измерения первичной ионизации в стримерной камере. Созданная в 1963 г. стримерная камера [146, 147] почти полностью вытеснила из ядерно-физического эксперимента такие классические трековые детекторы, как камера Вильсона и диффузионная камера, способные измерять первичную ионизацию [148, 149]. Свойства и особенности стримерной камеры, ее применение в экспериментальной физике, а также способы генерации необходимых для ее работы высоковольтных наносекундных импульсов, подробно описаны в [2, 9, 150—156]. Здесь мы ограничимся только вопросами использования стримерной камеры в качестве ионизационного идентификатора релятивистских частиц.

Следы частиц в стримерной камере представляют собой цепочки коротких ( $\leq 1$  см) вытянутых по полю светящихся стримеров или лавин диаметром  $d$ ,  $\sim 1$  мм, выросших на электронах ионизации. Уже в ранних работах [157, 158] отмечалась возможность измерять ионизирующую способность частиц по среднему числу  $g$ , стримеров на единице длины следа (плотности стримеров), а также их яркости  $b$ , и длине  $l$ . Оказалось, однако, что два последних параметра непригодны для точных измерений ионизации ввиду их реакой зависимости от характеристик высоковольтного импульса и угла, образуемого следом с направлением электрического поля [159], а также присущих им значительных флуктуаций [160].

Чтобы получить яркие стримеры, пригодные для прямого фотографирования, их длина должна быть  $\geq 1$  см [157, 158, 160]. При этом плотность стримеров на следах релятивистских частиц составляет всего  $2-3$  см $^{-1}$ , оставаясь в несколько раз меньше удельной первичной ионизации [34], и слабо меняется с ростом последней [159, 161]. Лишь при  $l, \ll 1$  см, когда след состоит из очень коротких слабосветящихся стримеров (или лавин, еще не развившихся в стримеры), их количество близко к числу первичных электронов [34, 158, 160, 162]. Яркость свечения такого следа очень слаба и для его регистрации приходится применять специальные методы.

Условия, при которых возможны измерения первичной ионизации

в стримерной камере, были исследованы уже более 10 лет назад, главным образом в работах группы МИФИ [34, 160, 162—166], и состоят в следующем:

1) стримерная камера должна работать в режиме, который исключает электрическое взаимодействие между стримерами, приводящее к уменьшению их числа;

2) средняя длина диффузии  $l_d$  за время  $\tau_d$  задержки высоковольтного импульса относительно момента прохождения частицы должна быть много меньше регистрируемого радиуса  $r_s$  стримера

( $r_s$  зависит от метода регистрации и оптических характеристик регистрирующей системы);

3) характерные времена процессов электронных и атомных столкновений в газе, влияющих на число

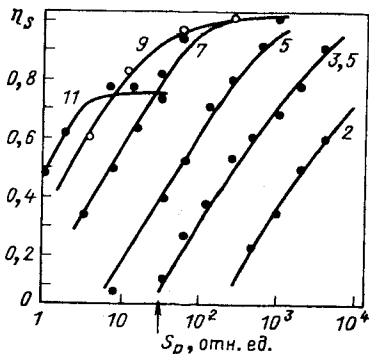


Рис. 29. Зависимость эффективности  $\eta_s$  регистрации стримеров от чувствительности  $S_p$  фотографической системы ( $P = 0,8$  атм Ne):

цифры у кривых отвечают средней длине  $l_s$  стримера в мм; стрелкой указан порог чувствительности системы регистрации при прямом фотографировании с апертурой  $a_p = 1 : 1,5$  [160]

электронов на следе, должны быть много больше  $\tau_d$ ;

4) чувствительность регистрирующей системы должна быть достаточной для регистрации самых слабых стримеров;

5) при обработке фотографий следов необходимо учитывать геометрическое перекрытие изображений стримеров.

При выполнении этих условий результаты измерений ионизации не зависят от флуктуаций режима работы стримерной камеры (формы, амплитуды и времени задержки высоковольтного импульса, длины и яркости стримеров) [34]. Рассмотрим эти условия подробнее.

**Влияние процессов в газе стримерной камеры. Взаимодействие стримеров.** Электрическое взаимодействие между стримерами может приводить к их слиянию, а также замедлению роста и даже подавлению запаздывающих стримеров, которые развиваются в электрическом поле, искаженном пространственным зарядом соседних стримеров. Подобные эффекты связаны со значительными флуктуациями развития стримеров и усиливаются с увеличением  $l_s$  из-за быстрого возрастания скорости роста стримера с его длиной [160, 163]. По этой причине эффективность регистрации первичных электронов при  $l_s \geq 1$  см всегда меньше 100% (рис. 29). Исключить взаимодействие между стримерами можно, уменьшая их длину до  $l_s \ll 1$  см укорочением высоковольтного импульса до  $\tau_h \leq 10$  нс [158], понижая давление газа [34, 166] или используя газы с малым  $Z$  [34, 167].

Диффузия вторичных электронов. Если за время  $\tau_d$  диффузия вторичных электронов мала, т. е.  $l_d \ll r_s$ , то они регистрируются или как отдельный стример, или имеют вид характерного ответвления на следе (при большой передаче энергии в столкновении) и отбрасываются при обработке (рис. 30, *a* и *б*). В этом случае измеряется первичная ионизация. При больших  $\tau_d$ , когда  $l_d \gtrsim r_s$ , на

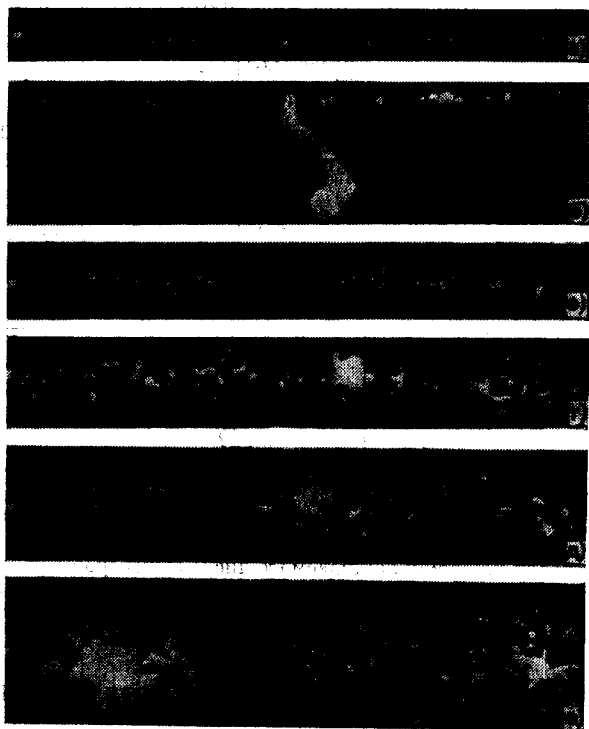


Рис. 30. Следы релятивистских частиц в стримерной камере:  
*a, б* — He,  $P = 0,6$  атм; *в—е* — Ne,  $P = 0,8$  атм. Время задержки высоковольтного импульса: *a* и *б* — 0,2 мкс; *в* — 1 мкс; *г* — 2,5 мкс; *д* — 5 мкс; *е* — 10 мкс [34]

каждом вторичном электроны вырастает стример (см. рис. 30, *в—е*), что позволяет измерять полную ионизацию (см. рис. 5).

Влияние электронной диффузии в чистых He, Ne, Ar показано на рис. 31. При  $\tau_d \gtrsim 0,2$  мкс только в He  $g_s$  не зависит от  $\tau_d$  и соответствует первичной ионизации. Эти расчеты проведены для чисто тепловой диффузии электронов. В действительности начальная энергия вторичных электронов близка к первому потенциалу возбуждения атомов, и они лишь постепенно термализуются в упругих столкнове-

ниях. Поэтому

$$l_d = (l_T^2 + l_D^2)^{1/2}, \quad (41)$$

где  $l_T$  и  $l_D$  отвечают диффузии за время термализации и после нее. Термализация, как правило, увеличивает диффузию по сравнению с чисто тепловой (рис. 32) [168].

Электронную диффузию можно ослабить, вводя в газ специальные добавки, поскольку коэффициент диффузии для смеси газов

$$D = \left[ \sum_i (a_i/D_i) \right]^{-1}. \quad (42)$$

Здесь  $a_i$  — относительная концентрация;  $D_i$  — коэффициент диффузии  $i$ -й компоненты. По этой причине, в частности, смеси He и Ne

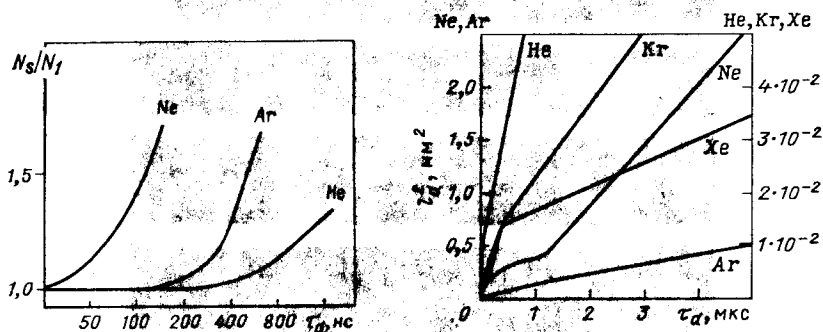


Рис. 31. Зависимость отношения ожидаемого числа стримеров  $N_s$  к числу первичных столкновений  $N_1$  от времени задержки  $\tau_d$  высоковольтного импульса.

Расчеты проведены для радиуса стримера  $r_s = 0,4$  мм и значений коэффициентов тепловой диффузии электронов:  $D_{He} = 312 \pm 14$  см<sup>2</sup>/с [34];  $D_{Ne} = 3000 \pm 174$  см<sup>2</sup>/с [164];  $D_{Ar} = 276$  см<sup>2</sup>/с [168].

Рис. 32. Зависимость среднего квадрата длины диффузии  $l_d^2$  электрона в благородных газах при нормальных условиях от времени задержки  $\tau_d$  высоковольтного импульса. Постоянный наклон кривой отвечает тепловой диффузии [168].

(Расчеты проведены по данным о сечениях переноса импульса [169].)

более пригодны для ионизационных измерений в стримерной камере, чем чистый Ne [34, 166].

Очень эффективно снижают электронную диффузию многие молекулярные примеси, в которых наличие низколежащих уровней возбуждения приводит к быстрой термализации, а благодаря большому сечению столкновения тепловых электронов существенно уменьшается тепловая диффузия. Так, время термализации можно значительно сократить небольшими (около 1 Тор) добавками  $N_2$ ,  $N_2O$ ,  $H_2O$ , которые почти не влияют на тепловую диффузию [164]. В свою очередь, последняя падает в десятки раз в присутствии  $CO_2$ ,  $C_6H_6$

или насыщенных паров  $C_2H_5OH$  и  $H_2O$  [34, 164, 170] (см. также табл. 10). Диффузия электронов заметно уменьшается и в присутствии магнитного поля [176], что особенно важно при использовании стримерной камеры малого давления [165, 177]. Снижение электронной диффузии одновременно улучшает точность измерений импульса частиц и первичной ионизации.

Неупругие электронные и атомные столкновения в газе. Процессы столкновений с участием электронов и возбужденных атомов в газе стримерной камеры за время  $\tau_d$  между пролетом частицы и моментом ее регистрации могут изменить первоначальное число электронов на следе частицы. К этим процессам относятся:

1. Прилипание электронов к примесям. Благодаря прилипанию число  $N_e$  вторичных электронов экспоненциально уменьшается во времени

$$N_e(\tau) = N_e(0) \exp(-\tau/\tau_e). \quad (43)$$

Здесь

$$\tau_e(c) \approx 3 \cdot 10^{-20} / (\bar{v}_e \sum_i P_i \sigma_{e,i}) \quad (44)$$

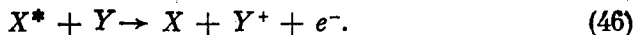
Таблица 10. Сечения переноса импульса  $\sigma_m$  и прилипания  $\sigma_e$  для тепловых электронов в молекулярных газах ( $\xi = 0$ ) [29, 171—175]

Вещество	$\sigma_m, \text{см}^2$	$\sigma_e, \text{см}^2$
$N_2$	$4 \cdot 10^{-16}$	$\approx 10^{-23}$
$O_2$	$3 \cdot 10^{-16}$	$\approx 10^{-22}$
$I_2$	—	$3 \cdot 10^{-15}$
$H_2O$	$7,5 \cdot 10^{-14}$	$(7,5 \pm 0,6) \cdot 10^{-21}$
$N_2O$	$2,2 \cdot 10^{-15}$	$< 10^{-17}$
$CH_4$	$6 \cdot 10^{-16}$	—
$CO_2$	$1,08 \cdot 10^{-14}$	$< 10^{-20}$
$C_3H_8$	$\approx 10^{-15}$	—
$C_2H_6$	$1,2 \cdot 10^{-14}$	$\approx 10^{-16}$
$CCl_4$	—	$2,6 \cdot 10^{-14}$
$SF_6$	—	$(1,7 \pm 0,2) \cdot 10^{-14}$
$i-C_4H_{10}$	$1,4 \cdot 10^{-15}$	—
$CF_2Cl_2$	—	$< 10^{-16}$

— постоянная времени прилипания;  $\bar{v}_e \approx 1,19 \cdot 10^7$  см/с — средняя скорость тепловых электронов;  $P_i$  и  $\sigma_{e,i}$  — давление, атм, и сечение прилипания  $i$ -й компоненты смеси (см. табл. 10). Прилипанием можно пренебречь, если  $\tau_e \gg \tau_d \approx 1$  мкс, т. е. когда

$$\sum_i P_i \sigma_{e,i} \ll 3 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2 \cdot \text{атм}. \quad (45)$$

2. Ионизация атомов и молекул примеси ( $Y$ ) в столкновениях с возбужденными метастабильными атомами ( $X^*$ ) основного газа (эффект Пеннинга):



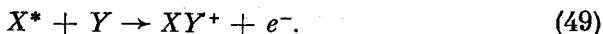
Благодаря этому измеряемая первичная ионизация в смеси газов больше суммы первичных ионизаций ее компонент. Характерное время реакции (46) определяется соотношением, аналогичным (43) (относительная средняя скорость атомов  $X^*$  и  $Y$   $\bar{v}_a \approx 10^5$  см/с). Вклад реакции Пеннинга, идущей с сечением  $\sigma_p = 10^{-16} - 10^{-15}$  см<sup>2</sup>

[172—174], мал, если

$$\sum_i P_i \sigma_{P_i} \ll 10^{-16} \text{ см}^2 \cdot \text{атм.} \quad (47)$$

Погрешность в измерении первичной ионизации, связанная с реакцией Пеннинга, в газе с примесями может превышать 10% [162].

3. Образование молекулярных ионов благородных газов ( $X_2^+$ ,  $XU^+$ ) в столкновениях резонансно возбужденных и нейтральных атомов:

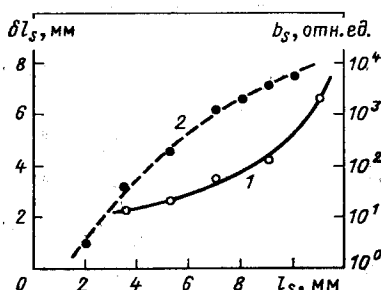


В эти реакции, идущие с сечением примерно  $10^{-15} \text{ см}^2$  [174], вносят вклад уровни с энергией возбуждения выше потенциала образования молекулярного иона. Поэтому реакция (48) возможна только в He. При

давлениях  $P_i \geq 10^{-1} \text{ атм}$  эти процессы протекают практически мгновенно, так что вызванную ими дополнительную ионизацию (примерно несколько %) невозможно отделить от первичной.

Электронные и атомные столкновения в газе искажают измеряемую первичную ионизацию, но не сказываются на ее релятивистском возрастании [165, 178]. В то же время из них извлекают определенную пользу. Эффект прилипания применяется для сокращения времени памяти [175, 179], а реакции (46), (48), (49) для запо-

Фиг. 33. Зависимость разброса  $\delta l_s$  длины (1) и яркости  $b_s$  (2) стримера от средней длины  $l_s$  стримера [160]



минания трековой информации (в режиме двухимпульсного питания стримерной камеры) на время до  $10^{-2} \text{ с}$  без потери пространственной точности [180, 181].

**Регистрация следов частиц.** В настоящее время в работах со стримерной камерой применяются два метода:

- 1) регистрация собственного свечения стримеров или лавин;
- 2) фотографирование в лазерном свете прозрачных неоднородностей газа, вызванных стримерами.

Регистрация свечения стримеров. Яркость стримера очень резко зависит от его длины [160], так что даже небольшие флуктуации длины стримеров приводят к сильному разбросу их яркости (рис. 33).

Это может послужить причиной просчета значительной части стримеров, поскольку сравнительно просто сфотографировать наиболее яркие из них, тогда как регистрация всех 100% стримеров гораздо более сложна.

Чтобы решить эту задачу, регистрирующая система должна отвечать следующим требованиям:

1) она должна регистрировать стримеры с  $l_s < 1$  см, когда отсутствует их слияние, флуктуации длины невелики, а яркость более однородна;

2) динамический диапазон ее чувствительности должен превышать размах флуктуаций яркости стримеров.

Как показано на рис. 29, при прямом фотографировании слабо-светящиеся стримеры и лавины оказываются за порогом регистрации. Это происходит потому, что лавина излучает примерно  $10^8$  фотонов/мм<sup>2</sup> (стример порядка  $10^{10}$  фотонов/мм<sup>2</sup>) и при фотографировании с коэффициентом уменьшения  $K_p \approx 50$  и апертурой  $a_p \approx 1/8$  поток света ослабляется в  $10^3$  раз, тогда как порог чувствительности стандартной фотопленки составляет около  $10^8$  фотонов на 1 мм<sup>2</sup>. Поэтому для регистрации следов в стримерной камере приходится применять электронно-оптические преобразователи (ЭОП) [34, 158, 162—166, 182—190] (табл. 11). Поскольку фотографирование с экрана ЭОП тоже связано с большими потерями света, усиление ЭОП должно достигать  $K = 10^5 \div 10^6$  (при  $K_p \approx 50$ ,  $a_p = 1/8$ ) [156] и  $K = 10^3 - 10^4$  (при  $K_p \approx 5$ ,  $a_p = 1/1,5$ ) [34, 158]. Избежать этих потерь можно, применяя волоконную оптику или непосредственно регистрируя электронное изображение (электронография) [156].

Применение ЭОП вносит заметные оптические искажения и ухудшает пространственное разрешение. Поэтому при одновременных измерениях ионизации и импульса следы регистрируют отдельно (соответственно с ЭОП и прямым фотографированием [183]). Иногда фотографируют через ЭОП прямоугольную светящуюся сетку, что позволяет затем провести коррекцию изображения [195].

**Л а в и н а я р е г и с т р а ц и я с т р и м е р о в.** При развитии стримеров в газе возникают прозрачные оптические неоднородности, связанные с газодинамическими явлениями взрывного характера. Такие неоднородности благодаря уменьшению рефракции газа возмущают проходящую световую волну, и их удается сфотографировать при освещении лазером [196]. Регистрировать стримеры тем легче, чем больше коэффициент преломления и давление газа и меньше его температура [197]. Так, качество изображений следов в  $H_2$ ,  $CH_4$  и их смесях оказывается гораздо лучше, чем в He, хотя стримеры в нем светят значительно ярче.

Для регистрации прозрачных неоднородностей, создаваемых стримерами в газе, предложены методы голограмм и лазерных тенеграм [196, 198]. Последний сводится к фотосъемке в лазерном свете теней стримеров на диффузно-отражающем или направленно-рассеивающем экране, либо непосредственно на фотопленке. Для получения стереоснимков световые лучи должны различаться цветом или поляризацией, а фотокамера иметь соответствующие светофильтры. Синхронизация вспышки импульсного лазера производится сигналом от заряженной частицы, а для лазера с длительным ( $> 1$  мкс) запаз-



Таблица 11. Применение стримерных камер для измерений первичной ионизации и идентификации частиц высокой энергии (по данным на 1980 г.)

Группа	Размеры стримерной камеры, см <sup>3</sup>	Наполнение	Р. аты	Амплитуда, длительность импульса	Способ регистрации стримеров	Частицы, их энергия (импульс)	Эксперимент
Университет Лехай, США [167]	20,3 × 12,7 × 2,5	He	1 0,2	25 кВ, 40 нс	Прямое фотографирование	$p$ , 0,6—2 ГэВ/с	Изучение свойств стримерной камеры
МИФИ, Москва [94, 162, 166]	30 × 18 × 3,5	Ne 50% Ne + 50% Ne 49% Ne + + 49% Ne + + 2% H <sub>2</sub> O	0,6 0,84 0,13	— — —	Фотографирование с ЭОП, $K = 10^3$	$e^-$ , 2—570 МэВ	Измерение первичной ионизации и ее релятивистского роста
ЦЕРН, Женева [158, 182]	11 × 10 × 10	30% Ne + 70% Ne	1	300 кВ, 5 нс	Фотографирование с ЭОП ванне с ЭОП	Вторичный пучок адронов 27 ГэВ/с	Поиски дробнозарядных кварков
ДЭЗИ, Гамбург [179]	100 × 60 × (2 × 16)	25% Ne + + 75% Ne + + 10—6% SF <sub>6</sub> Ne + 10—6% SF <sub>6</sub>	1	350 кВ, 10 нс	Прямое фотографирование, $K_p = 1/38$ $a_p = 1/2$	Меченые фотонны, 1,8—7 ГэВ	Фоторожденные адронов на водороде
Физический институт, Аахен [184, 185]	100 × 30 × 16	95% Ne + 5% Ne 50% Ne + 50% Ne	0,9 1,0	400 кВ, 6 нс	Фотографирование с ЭОП, $K = 10^6$	Космическое излучение	Поиски кварков в широких атмосферных ливнях
ЦЕРН, Женева [187]	55 × 35 × (2 × 10)	H <sub>2</sub> + 0,5% CH <sub>4</sub> + + 5,40—5% SF <sub>6</sub>	1,0	650 кВ, 3 нс	Фотографирование с ЭОП, $K = 2 \cdot 10^4$	Космические частицы; $e^-$ , 2 МэВ	Исследование свойств водородной стримерной камеры

ЛИФО, Ленинград [191, 192]	15 × 15 × 5	70% He + 30% CH <sub>4</sub>	1,0	200 кВ, 20—40 нс	Лазерная те- неграфия	$p^+$ , 1 ГэВ $e^-$ , 2 МэВ	Установка «Ска- лар». Исследо- вание взаимо- действия прото- нов с ядрами
ЛИФО— ОИЯИ [193]	20 × 20 × 6	H <sub>2</sub>	0,4—1,0	180 кВ	Лазерная те- неграфия	$e^-$ , 2 МэВ	Получение лазер- ных тенеграм- стрижеров в H <sub>2</sub>
ЦЕРН, Женева [186, 177, 194]	270 × 125 × (2 × 25)	30% He + + 70% Ne + + 0,3% i-C <sub>4</sub> H <sub>10</sub> + + 10—6% SF <sub>6</sub>	1,0	400 кВ, 15 нс	Фотографиро- вание с ЭОП	$\pi^-$ , $K^-$ , $p^-$ ; 16 ГэВ/c	Эксперимент NA-5. Исследо- вание неурутих $p\bar{p}$ -взаимодейст- вий
ЦЕРН, Женева [188]	235 × 125 × (2 × 30)	80% He + 20% Ne	1,0	600 кВ, 10 нс	Фотографиро- вание с ЭОП	Заряженные продукты нейтринных взаимодейст- вий	Эксперимент WA-44. Поиски кварков в ней- тринных взаимо- действиях высо- кой энергии
ОИЯИ, Дубна [183, 189]	500 × 120 × (2 × 40)	30% He + + 70% Ne + + 10—4% SF <sub>6</sub>	1,0	800 кВ, 10 нс	Фотографиро- вание с ЭОП, K = 10 <sup>5</sup>	$\pi^-$ , $K^-$ , $p^-$ ; 25—40 ГэВ/c	Эксперимент «Рисск». Взаимо- действия $\pi^-$ , $K^-$ , $p^-$ с нуклонами и ядрами
ЦЕРН, Женева [190]	600 × 120 × (2 × 40)	30% He + + 70% Ne + + 10—4% SF <sub>6</sub>	1,0	800 кВ, 10 нс	Фотографиро- вание с ЭОП	$p^+$ , $\bar{p}$ ; (270 × 2) ГэВ/c	Эксперимент UA-5. $p\bar{p}$ -Взаим- одействия при энергии 540 ГэВ (с.д.м.)

дыванием вспышки (например, рубинового) используется двухимпульсное питание стримерной камеры [198].

Применение этого метода весьма перспективно, поскольку полностью снимает проблему фотографирования слабосветящихся стримеров. Лазерное освещение резко повышает эффективность регистрации стримеров (рис. 34), пространственные характеристики следа и точность измерения первичной ионизации (табл. 12). Оно позволяет

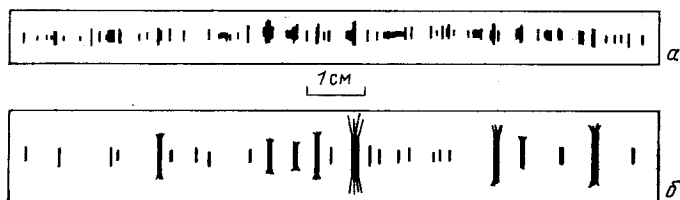


Рис. 34. Изображения участка следа протона с энергией 1 ГэВ в стримерной камере, полученные одновременно методами лазерной тенеграммы (а) и прямым фотографированием (б) под углами соответственно 40° и 50° к направлению электрического поля. Наполнение 70% He + 30% CH<sub>4</sub>, P = 1 атм [191]

фотографировать в водородной стримерной камере такие слабые следы, которые невозможно увидеть даже при длительной темновой адаптации глаза [193].

Таблица 12. Характеристики изображений следов протонов (1 ГэВ) и электронов (2 МэВ) в стримерной камере, заполненной смесью 70% He + 30% CH<sub>4</sub> [191, 192]

Способ регистрации	$d_s$ , мм	$l_s$ , мм	$l_d$ , мм	$g_s$ , см <sup>-1</sup>	
				p	e <sup>-</sup>
Прямое фотографирование	1,53±0,04	6,33±0,25	0,240±0,022	2,50±0,05	—
Лазерная регистрация	0,38±0,01	2,40±0,09	0,195±0,011	8,20±0,06	7,80±0,10
Результаты расчета	—	—	0,186	—	7,4

**Измерение ионизации на следах частиц в стримерной камере. Влияние перекрытия изображений стримеров.** Перекрытие изображений стримеров, которое является следствием их конечных размеров и случайного распределения вдоль следа, а также несовершенства оптической системы регистрации, ухудшает точность ионизационных измерений.

Влияние перекрытия изображений структурных элементов следа рассматривалось применительно к пузырьковым камерам [199], ядерным эмульсиям [200], камерам Вильсона [149] и стримерным камерам [201, 202]. При этом были предложены методы определения ионизации, исходя из непосредственно измеряемых параметров следа — интегрального и дифференциального распределений длин интервалов (просветов) между элементами следа (сгустками), средней длины просвета или сгустка, плотности просветов или сгустков, скважности и округленной скважности следа [149, 199, 200, 202], а также метод корректного измерения плотности стримеров [201]. Большинство этих параметров зависит не только от плотности следа, но и от минимальной длины  $l_m$  просвета, когда изображения соседних стримеров можно разделить друг от друга. Поэтому любые два из перечисленных параметров взаимно независимы, и одновременное их измерение дает более точную оценку ионизации [202].

В экспериментах со стримерной камерой используют следующие способы обработки следов:

1. Метод округленной скважности [162], когда подсчитывают число «пустых» интервалов заданной длины  $l_0 > l_m$  вдоль следа, т. е. интервалов, не содержащих центров стримеров. Вероятность  $W_0$  найти такой интервал

$$W_0 = \exp [ - (dN_1/dl) l_0 ]. \quad (50)$$

Этот способ удобен для быстрой обработки, но обладает малой точностью [199].

2. По наклону интегрального распределения длин просветов (ПИ) [149, 178, 184, 185, 202]. При случайном распределении стримеров вдоль следа число просветов с длиной  $l_G > l_0$  падает экспоненциально (рис. 35):

$$N_G (l_G > l_0) = N_G (l_G > 0) \exp [ - (dN_1/dl) l_0 ]. \quad (51)$$

Отклонение от этой зависимости при  $l_0 < l_m$  связано с конечным оптическим разрешением, а также электрическим взаимодействием близких стримеров. Заметим, что диффузия электронов вдоль следа (при выполнении условия  $l_d \ll r_s$ ) не влияет на результаты измерений, так как она сохраняет случайный характер распределения стримеров. (Поперечная диффузия вообще не сказывается на длине просветов.)

3. По плотности стримеров (ПС) на следе [178, 184, 185, 201, 202]. Здесь подсчитывают число  $N_s$  стримеров на длине  $L$  следа, каждый из которых находится на расстоянии  $l_G > l_m$  от предыдущего учитываемого стримера. Подсчет ведут в одном направлении, а  $l_m > d_s = 2r_s$  подбирают экспериментально, так чтобы результаты измерения не зависели от  $l_m$ . Если  $L \gg l_m$ , то [201]

$$(dN_1/dl) = N_s / (L - l_m N_s). \quad (52)$$

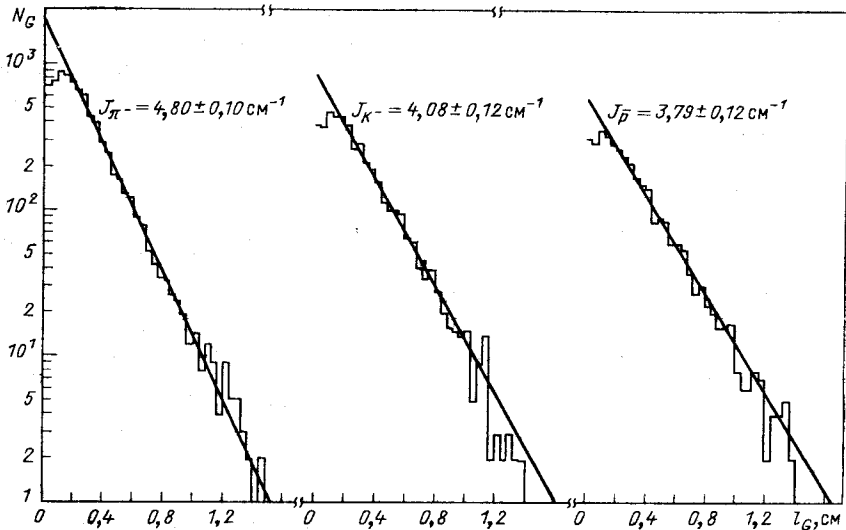


Рис. 35. Интегральные распределения длин просветов  $l_G$  между стримерами на следах частиц в стримерной камере, наполненной смесью 30% He + 70% Ne +  $10^{-5}$  SF<sub>6</sub> ( $P = 1$  атм).

Наклон аппроксимирующих кривых определяет измеряемую ионизацию  $J$ . Наблюдается отклонение  $N_G(l_G)$  от линейной зависимости при  $l_G < l_m = 0,25$  см [178]

4. По средним длинам просвета (ДП) или сгустка (ДС), плотности просветов (ПП) или сгустков (ПС) и скважности следа (СС) [194, 200, 202]. Представление о точности этих методов дает табл. 13.

Перекрывание изображений стримеров препятствует улучшению точности измерений ионизации при увеличении  $g_s$  (благодаря повышению давления или использованию тяжелых газов). Оптимальная

Таблица 13. Точность измерения первичной ионизации на следах релятивистских частиц в стримерной камере, наполненной смесью 50% He + 50% Ne ( $P = 0,9$  атм,  $K_p = 1/30$ ) [202]

Метод измерения	$L, м$	$l_m, мм$	$dN_1/dl, см^{-1}$	Погрешность измерения ионизации отдельного следа, %	
				суммарная	статистическая
ПС	0,22	1,5	$6,26 \pm 1,12$	17,8	—
ДП	0,22	3,0	$6,48 \pm 1,41$	21,8	22,0
ДС	0,22	3,6	$5,75 \pm 1,26$	21,9	13,8
ПП	0,22	3,6	$6,39 \pm 1,06$	16,6	15,0
СС	0,22	3,6	$6,49 \pm 0,97$	14,9	13,4
ДП + ДС	0,22	3,6	$6,08 \pm 1,12$	18,4	12,0
ДП + СС	0,22	3,6	$6,48 \pm 1,02$	15,9	—
ПП + СС	0,22	3,6	$6,45 \pm 0,96$	14,9	—
РП	11	3,0	$6,5 \pm 0,2$	3,1	—
ДП	11	3,0	$6,5 \pm 0,2$	3,1	—

плотность стримеров при  $l_s = 1 \div 2$  мм равна  $6-8$  см<sup>-1</sup> [165]. Такую плотность нетрудно получить в смесях He + Ne, которые к тому же отличаются яркими стримерами и максимальным релятивистским ростом первичной организации [17]. При этом ожидаемая среднеквадратическая погрешность измерения первичной ионизации на 1 м следа составляет 4—4,5% и падает пропорционально  $L^{-1/2}$ . В реальных условиях такой точности достичь не удастся (табл. 13). Это связано с потерей значительной доли статистики из-за конечного значения  $l_m$ , а также с систематическими погрешностями.

Перекрытие изображений стримеров усиливается с ростом угла  $\theta$  траектории частицы к плоскости электродов стримерной камеры. Однако измерения первичной ионизации при  $g_s = 6 \div 8$  см<sup>-1</sup> возможны до  $|\theta| \leq 30^\circ$  [165].

**Автоматизация ионизационных измерений.** Для автоматизации ионизационных измерений при обработке снимков в стримерных камерах используют те же принципы и устройства, что и для пузырьковых камер. Процедура обработки распадается на следующие этапы:

1) поиск событий (просмотр [194, 202] или автоматическое сканирование [178, 195]);

2) определение координат и фотометрирование следа на измерительных автоматах или полуавтоматах. Фотометрирование производят при движении следа поперек узкой щели, пропускающей свет на фотометр [194, 202], или при сканировании бегущим лучом [178, 195];

3) фильтрация фона и вуали для разделения стримеров и просветов;

4) вычисление ионизационных параметров следа и первичной ионизации.

Автоматическая обработка одного кадра занимает 15—20 с. При этом эффективность поиска следов не зависит от числа  $n_M$  событий на кадре (при  $n_M < 10$ ), плотности (при  $g_s \geq 0,25$  см<sup>-1</sup>) и положения следа в стримерной камере [195]. Неспособность автоматических устройств различать бледные стримеры может привести к систематическому занижению измеряемой ионизации. Поскольку, однако, измерения ионизации нормируются по пучковым частицам, это не влияет на достоверность идентификации [194, 195]. Последовательность автоматической обработки следа (измерение  $g_s$ ) методом сканирования бегущим лучом показана на рис. 36 [178].

Существует и принципиально иной путь автоматизации измерений ионизации — бесфильмовая регистрация следов с помощью систем, работающих в линию с ЭВМ. Для этого можно использовать высокочувствительные передающие телевизионные трубки (ПТТ) [203, 204] или твердотельные светочувствительные матрицы ПЭС и ПЗИ (приборы с зарядовой связью или зарядовой инжекцией) [205]. Оба метода обладают высокими светочувствительностью и пространственным разрешением, широким динамическим диапазоном

и быстродействием. Матрицы ПЗС и ПЗИ, кроме того, нечувствительны к внешним магнитным полям. Устройства на основе ПТТ [206—210] и ПЗС [211, 212] уже были опробованы для координатных измерений в стримерных камерах. Восстановленные изображения следов повторяют их структуру [206, 212], что говорит о возможности автоматизировать измерения ионизации. Приемники изображения типа ПТТ или ПЗС (ПЗИ), по-видимому, целесообразно объединять с выходным каскадом ЭОП [210]. Их удобно использовать также при лазерной регистрации следов в стримерной камере.

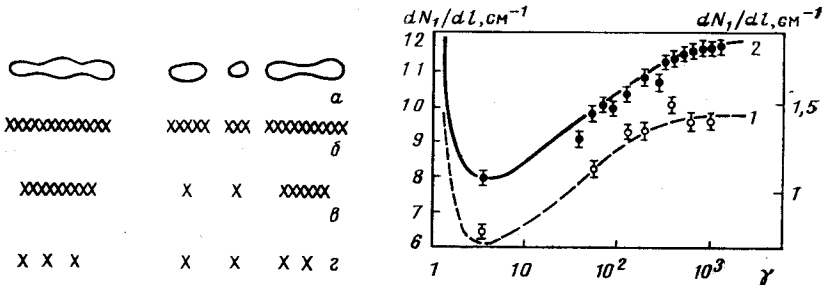


Рис. 36. Этапы автоматической обработки участка следа в стримерной камере: *a* — участок следа; *б* — результаты оцифровки; *в* — коррекция с учетом размытия изображений; стримеров; *г* — стримеры, использованные для определения первичной ионизации [178]

Рис. 37. Релятивистское возрастание удельной первичной ионизации, измеренное в стримерной камере:

*a* — 49% He + 49% Ne + 2% H<sub>2</sub>O,  $P = 0,13$  атм (правая шкала); *б* — 50% He + 50% Ne,  $P = 0,84$  атм (левая шкала) [166]. Плавные кривые — предсказания теории первичной ионизации [17]

**Релятивистское возрастание первичной ионизации и идентификация частиц в стримерной камере.** Релятивистское возрастание и плато первичной ионизации впервые экспериментально были исследованы в гелиевой камере Вильсона [149] и стримерной камере, наполненной He [162] и смесями He + Ne [165, 178]. Полученные данные (рис. 37) хорошо согласуются с теорией первичной ионизации [17], которая может служить основой оценки точности измерений, необходимой для уверенного разделения релятивистских адронов (см. [156, 165, 185, 202, 213—215]).

Проблемы идентификации частиц высокой энергии по релятивистскому росту первичной ионизации и вероятных потерь энергии (см. разд. 2) имеют много общего, так как соответствующие зависимости сходны по своему поведению и масштабу релятивистского подъема (см. рис. 3, *a*, *г*). Относительное различие первичной ионизации в области логарифмического возрастания, например при  $p = 10$  ГэВ/с, составляет примерно 25% для  $\pi/p$ , 15% для  $\pi/K$  и 8% для  $K/p$ . Достоверность идентификации частиц слабо зависит от среднеквадратической погрешности  $(\delta p/p)$  измерения импульса в стримерной камере

и в основном определяется точностью  $\langle \delta J/J \rangle$  ионизационных измерений [213]:

$$\langle \delta m/m \rangle \approx [(\langle \delta p/p \rangle)^2 + (7 \langle \delta J/J \rangle)^2]^{1/2}. \quad (53)$$

Поэтому для разделения адронов с достоверностью 90% точность ионизационных измерений должна составлять около 3%. Теоретически при  $g_s = 6 \div 8 \text{ см}^{-1}$  ее можно достигнуть на длине следа  $L = 1 \text{ м}$ . В реальных условиях из-за перекрытия изображений стримеров и систематических погрешностей такой точности удается добиться лишь при  $L \geq 4 \text{ м}$  [165, 185, 202, 213, 215].

Возможность разделения релятивистских адронов  $\pi$ ,  $K$ ,  $p$  в стримерной камере демонстрируется на рис. 38. (Максимумы кривых

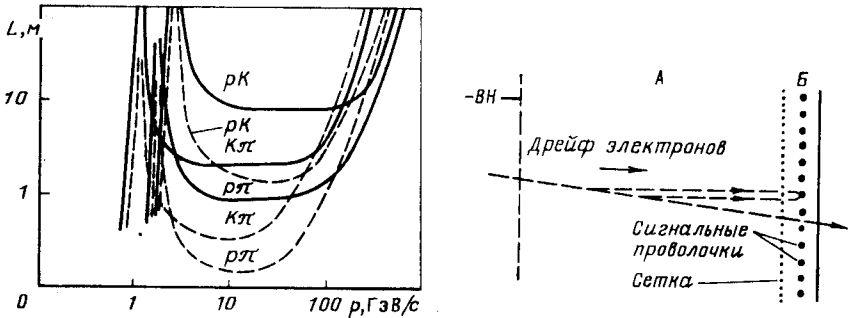


Рис. 38. Длина стримерной камеры, необходимая для идентификации адронов с достоверностью 90%:

сплошные кривые — наполнение 49% He + 49% Ne + 2% H<sub>2</sub>O,  $P = 0,13 \text{ атм}$ ; пунктирные — наполнение 50% He + 50% Ne,  $P = 0,84 \text{ атм}$ ; левые части кривых отвечают нерелятивистским адронам [166]

Рис. 39. Схема дрейфовой камеры для считывания кластеров:

А — дрейфовый промежуток; Б — промежуток газового усиления; ВН — высокое напряжение

в левой части рисунка уходят в бесконечность, поскольку они отвечают пересечению релятивистской и нерелятивистской ветвей кривых, изображенных на рис. 3, а, а также на рис. 37, и относящихся к различным частицам.)

Как видно, понижение давления газа не позволяет существенно продвинуться в область  $p > 200 \text{ ГэВ/с}$  из-за ухудшения статистической точности измерений первичной ионизации.

**Метод счета кластеров в камере с медленным дрейфом электронов.** Недавно Валента предложил новый метод измерения первичной ионизации в дрейфовой камере с помощью счета кластеров. (Под кластером понимается сгусток вторичных электронов на треке частицы, образованный одним первичным.) Валента построил и испытал небольшую камеру для считывания кластеров с дрейфовым промежуток длиной 10 мм и промежуток газового усиления 3 мм [114]. В этой камере удалось считать кластеры вплоть до одиночных электронов. На рис. 39 показана схема дрейфовой камеры этого типа.



Она состоит из двух основных частей: дрейфового объема и промежутка газового усиления (пропорциональной камеры). Частицы пролетают через камеру перпендикулярно плоскости сигнальных проволок. В дрейфовом промежутке под действием небольшого электрического поля электроны медленно дрейфуют вдоль трека частицы. Они легко проходят через сетку в объем, где создано более сильное поле, и вблизи сигнальных проволок происходит газовое усиление.

В обычных дрейфовых или пропорциональных камерах сбор электронов трека частицы происходит быстро, весь заряд после газового усиления интегрируется и в результате возникает один сигнал. В камере со счетом кластеров создают более слабое электрическое поле, чтобы кластеры медленно дрейфовали к сигнальным проволокам. После газового усиления на сигнальной проволочке возникает серия импульсов, каждый из которых отвечает одному кластеру. Так, при скорости дрейфа электронов  $v_d = 1$  см/мкс средний интервал времени между импульсами составляет 30—40 нс. После усиления сигналы можно считать быстрым счетчиком. Таким образом, этот метод позволяет измерить число кластеров на участке трека заданной длины, т. е. определить первичную ионизацию.

Главное преимущество идентификатора частиц, работающего на основе счета кластеров, — простая электроника и сокращение длины прибора. Канал электроники для одной сигнальной проволочки состоит из предусилителя, дискриминатора и быстрого счетчика. Предусилитель является важнейшим звеном электроники и должен отвечать высоким требованиям по входной чувствительности, линейности и быстродействию.

Лапик и Пяуз [76] подробно проанализировали условия считывания кластеров в камере с медленным дрейфом электронов. Временное разрешение электроники  $\tau$  определяется быстродействием предусилителя и счетчика, и при фиксированной скорости дрейфа электронов  $v_d$  задает пространственное разрешение камеры  $\rho_x = \tau v_d$ . Так, для  $\tau = 10$  нс и  $v_d = 1$  см/мкс  $\rho_x = 0,1$  мм. В Ag для релятивистской частицы в зависимости от ее импульса среднее число кластеров  $N_1 = 25 \div 35$  см<sup>-1</sup> и соответствующее среднее расстояние между кластерами  $d_c \approx 0,28 \div 0,4$  мм. Статистические флуктуации расстояния между кластерами при  $\rho_x = 0,1$  мм приводят к их перекрытию, что сокращает эффективность счета до  $\eta = N_c/N_1 \approx 0,75$ , где  $N_c$  — число отсчетов счетчика.

При медленном дрейфе существенное значение приобретает диффузия электронов, которая может привести к слиянию двух кластеров в один или к тому, что многоэлектронные кластеры раздробятся на отдельные электроны. (Напомним, что в Ag 80% кластеров представляют собой одиночные электроны [76].) Расчеты показали, что при очень хорошем пространственном разрешении  $\rho_x \leq 50$  мкм ( $\tau \leq 5$  нс) обеспечивается эффективный счет отдельных электронов внутри кластеров, так что  $\bar{N}_c > N_1$ . В итоге распределение отсчетов уширяется и приближается к распределению полной ионизации. Инте-

ресно отметить, что при  $\rho_x \approx 50$  мкм  $\bar{N}_c = N_1$  и распределение отсчетов имеет пуассоновский характер. При ухудшении разрешения ( $\rho_x > 50$  мкм) оно несколько сужается, но среднее число отсчетов  $\bar{N}_c$  уменьшается [76]. Минимальное значение относительного среднеквадратического отклонения  $\sigma_c(\rho_x)$  распределения  $N_c$  при наличии диффузии ( $\sigma_d = 200$  мкм) отвечает  $\rho_x \approx 100$  мкм.

Лапик и Пиуз [76] подсчитали число слоев  $n$  идентификатора, необходимых для разделения протона и  $K$ -мезона с заданной достоверностью:

$$S_n(p, K) = [\bar{N}_c(p) - \bar{N}_c(K)] / \sigma_n, \quad (54)$$

где  $\sigma_n = \sigma_c / \sqrt{n}$ . Результаты их расчетов, приведенные на рис. 40, а для  $S_n(p, K) = 2$ , показывают с какой достоверностью можно

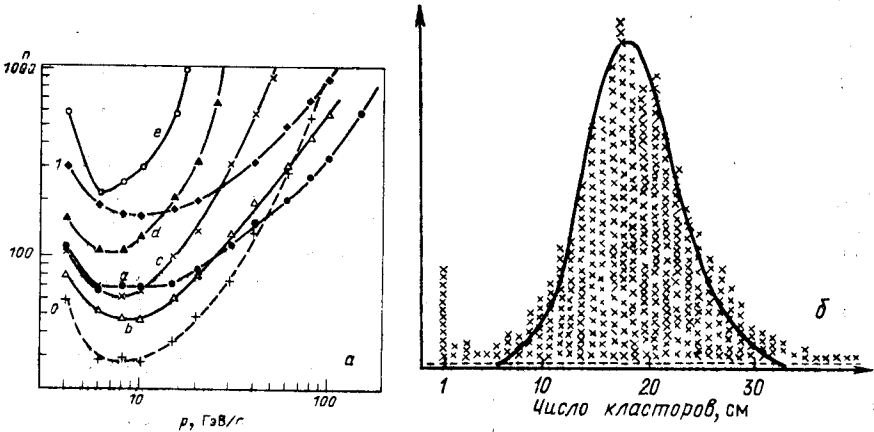


Рис. 40. Число слоев  $n$ , необходимое для разделения протонов и  $K$ -мезонов с достоверностью  $S_n(p, K) = 2$  в Ar;  $l = 10$  мм [76] (а) и распределение числа кластеров с части трека длиной 24 мм,  $l = 35$  мм,  $v_d = 12$  мм/мкс (б):

$a, \tilde{b}, c, d, e$  — счет кластеров при  $\rho_x = 20, 50, 100, 150, 200$  мкм и  $\sigma_d = 200$  мкм; 1 — измерение вероятной ионизации; 0 — счет кластеров при  $\rho_x = 0$ ,  $\sigma_d = 200$  мкм

идентифицировать  $p$  и  $K$  при  $p = 5 \div 20$  ГэВ/с в приборе длиной 1 м при  $l = 1$  см и  $\rho_x \leq 100$  мкм. Увеличение длины идентификатора до 3 м повышает верхнюю границу интервала импульсов примерно до 50 ГэВ/с. Нужно отметить, что принятая достоверность идентификации  $S_n(p, K) = 2$  невысока. Для сравнения на рис. 40, а приведена также зависимость количества слоев, необходимых для идентификации  $p$  и  $K$  по измерению полной ионизации.

Как уже говорилось, эффективность идентификации частиц определяется не только амплитудным разрешением прибора, но и релятивистским ростом первичной ионизации  $R_1$ . Из рис. 3 и табл. 1 и 3 следует, что релятивистский рост первичной ионизации в Ar ( $R_1 =$

$\approx 1,38$ ) существенно меньше, чем подъем вероятных потерь энергии ( $R = 1,59$ ), и первичная ионизация насыщается уже при  $\gamma \approx 200$ . Несмотря на это, благодаря симметрии распределения первичной ионизации при хорошем пространственном разрешении ( $\rho_x \leq 100$  мкм) дрейфовая камера, предназначенная для счета кластеров, требует меньше слоев, чем при измерении ионизационных потерь энергии.

При этом число слоев можно еще уменьшить за счет увеличения их длины  $l$ . В [217] показано, что симметричное распределение числа кластеров, аппроксимируемое пуассоновским, можно получить при  $l \leq 35$  мм (см. рис. 40, б).

Измеренное число кластеров в минимуме ионизации ( $\gamma = 4$ ),  $\bar{N}_c = 12,3$  см<sup>-1</sup> [216] не соответствует расчетному значению 20 см<sup>-1</sup> [76] при  $\rho_x = 100$  мкм и  $\sigma_d = 200$  мкм. Это можно объяснить недостаточной эффективностью счета одноэлектронных кластеров. С другой стороны, расчеты [217] показали, что при  $\bar{N}_c = 12$  просчеты из-за мертвого времени электроники несущественны. Измеренный релятивистский рост  $R_c = 1,2$  числа кластеров невелик, но совпадает с расчетным при  $\rho_x = 120$  мкм.

В камерах с медленным дрейфом электронов возникают трудности, которые связаны с большим коэффициентом газового усиления, необходимым для регистрации одиночных электронов. Поэтому приходится бороться с разбросом амплитуд сигналов и накоплением положительного пространственного заряда вблизи места сбора электронов на проволочке. Однако уже при небольшом наклоне трека к проволочке этот эффект сильно уменьшается.

Существующие дрейфовые камеры для счета кластеров [4, 114, 216, 217] следует рассматривать как макеты для исследования самого метода. Прежде чем создавать идентификатор на основе счета кластеров, необходимо изучить и оптимизировать: 1) временное разрешение электроники, 2) скорость дрейфа электронов, 3) газовое усиление, 4) толщину и количество слоев, 5) газовую смесь и ее давление.

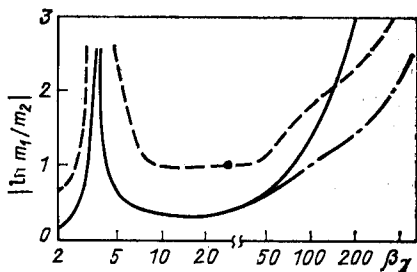
По сравнению с методом измерения ионизационных потерь энергии метод счета кластеров имеет следующие преимущества: меньшие длину идентификатора и стоимость каналов электроники, простоту, надежность, сокращение потока информации, уменьшение времени памяти, повышение допустимой загрузки. К недостаткам этого метода следует отнести большое число каналов электроники, худшее пространственное разрешение, невозможность идентифицировать частицы с большими ( $\gamma \geq 200$ ) импульсами.

Расчетное разрешение частиц по массам [см. (53)] при идеальных измерениях первичной и полной ионизаций, т. е. без экспериментальных погрешностей и аппаратных эффектов, изображено на рис. 41. При  $\gamma = 4 \div 100$  измерение первичной ионизации обеспечивает существенно лучшее разделение частиц, чем измерение полной ионизации. Наиболее надежные результаты получаются при сов-

местном использовании обоих методов, т. е. одновременном измерении числа и заряда кластеров.

*Измерение первичной ионизации по эффективности газоразрядных детекторов и времени формирования искрового разряда. Измерение первичной ионизации по эффективности газоразрядного детектора.* Этот метод применяется для изучения ионизирующей способности частиц еще с 30-х годов [219—223]. С помощью малоэффективных

Рис. 41. Зависимость расчетного разрешения двух частиц с массами  $m_1$  и  $m_2$  (в единицах полуширины распределения измерения массы) от  $\beta\gamma$  в 1 м Ag при  $P = 1$  атм [12]; сплошная линия отвечает измерению первичной ионизации; пунктирная — полной ионизации (ISIS-1); штрихпунктирная — первичной ионизации со взвешиванием кластеров



счетчиков Гейгера — Мюллера были выполнены детальные измерения первичной ионизации в газах в области минимума и начала логарифмического подъема [224, 225]. В основе метода лежит тот факт, что если для срабатывания детектора достаточно одного свободного электрона, то его эффективность  $\eta$  (вероятность срабатывания) зависит от первичной ионизации, создаваемой в газе заряженной частицей.

В силу случайного характера столкновений частицы в газе

$$\eta = 1 - \exp[-l(dN_1/dl)_{P,T}], \quad (55)$$

где  $l(dN_1/dl)_{P,T}$  отвечает числу первичных электронов в детекторе длиной  $l$  (см) при давлении  $P$  (атм) и температуре  $T$  (К). Удельная первичная ионизация в газе при нормальных условиях

$$(dN_1/dl) = -[\ln(1 - \eta)]/Pl(273/T). \quad (56)$$

Стандартная погрешность измерения эффективности при  $n$  измерениях

$$\langle \delta\eta \rangle = [\eta(1 - \eta)/n]^{1/2} \quad (57)$$

отвечает биномиальному распределению в соответствии с двумя возможностями: срабатывания и несрабатывания детектора. При этом относительная погрешность измерения первичной ионизации

$$\begin{aligned} \langle \delta(dN_1/dl) \rangle / dN_1/dl &= \\ &= -\{\exp[-\ln(1 - \eta)] - 1\}^{1/2} / [n^{1/2} \ln(1 - \eta)]. \end{aligned} \quad (58)$$

Максимальная точность отвечает  $l(dN_1/dl) = 1,6$  пар ионов в объеме детектора, т. е.  $\eta = 0,8$  и при  $n = 10^3$  достигает 3,9%. (В интервале

0,5 <  $\eta$  < 0,95 погрешность не превышает 4,6%.) При необходимости распознавать частицы оптимальное значение  $\eta$  может несколько отличаться от 0,8 [226].

В настоящее время вместо малоэффективных счетчиков используются управляемые импульсные детекторы: неоновые разрядные трубки [227, 228], а также узкоазорные искровые [168, 229—233] и проекционные [234] камеры с большим полезным объемом, которые кроме первичной ионизации позволяют измерять и координаты следов. Оптимальная эффективность искровой камеры обеспечивается сокращением размера искрового промежутка или понижением давления газа. В разрядных трубках это достигается увеличением задержки высоковольтного импульса до  $\tau_d = 10 \div 40$  мкс, так что они чувствительны не к первичной, а к полной ионизации [235].

Чтобы уменьшить потери электронов ионизации из-за диффузии на электроды искровой камеры за время задержки  $\tau_d$ , а также из-за их дрейфа на переднем фронте высоковольтного импульса и избавиться от вторичной электронной эмиссии, лучше применять не сплошные, а проволочные электроды с прозрачностью  $\geq 90\%$  [168, 232—234]. Съем информации осуществляется фотографированием [230, 234], с помощью ФЭУ [168, 231, 232] или магнитострикционным способом [231, 233]. Чистота и постоянство состава газа достигаются его продувкой или непрерывной очисткой [168, 231, 232]. Наличие плато эффективности по амплитуде высоковольтного импульса указывает, что для развития искрового разряда достаточно одного свободного электрона в газе [168].

При измерении первичной ионизации по эффективности искровой камеры необходимо вводить поправки на диффузию электронов [168, 231] и вторичные электронные и атомные столкновения в газе (см. выше). Однако эти процессы не влияют на относительное релятивистское возрастание измеряемой первичной ионизации [232] и, следовательно, на достоверность идентификации частиц. Отметим, что в отличие от стримерных камер такая методика пригодна даже для газов с большим коэффициентом электронной диффузии.

Идентификацию частиц по эффективности многослойного детектора, содержащего малоэффективные счетчики [223], разрядные трубки [228] или искровые камеры [229, 233], проводили в экспериментах с космическим излучением и на ускорителях (рис. 42). Для получения точности примерно 3%, необходимой для надежной идентификации адронов в области логарифмического возрастания первичной ионизации, нужен детектор с числом слоев  $n \geq 10^3$  [81]. Его можно создать не только на основе искровых камер, но и разрядных трубок, а также пропорциональных камер, работающих в сильноточном режиме [236]. Такой детектор не требует сложной электроники, поскольку здесь не приходится измерять амплитуду сигналов. Однако необходимость иметь  $10^3$  и более слоев серьезно усложняет его изготовление, и пока еще нет примеров создания подобных многослойных систем.

Возможности идентификации частиц по времени формирования разряда в искровой камере. В экспериментах по физике высоких энергий для определения координат частиц часто применяют много-зачерные искровые камеры. Измерение времени формирования искры, определяемого по резкому изменению потенциала на электродах искровой камеры (рис. 43), может дать дополнительную информацию об ионизирующей способности частицы [151, 237, 238]. Действительно, образование искры происходит благодаря развитию и слиянию

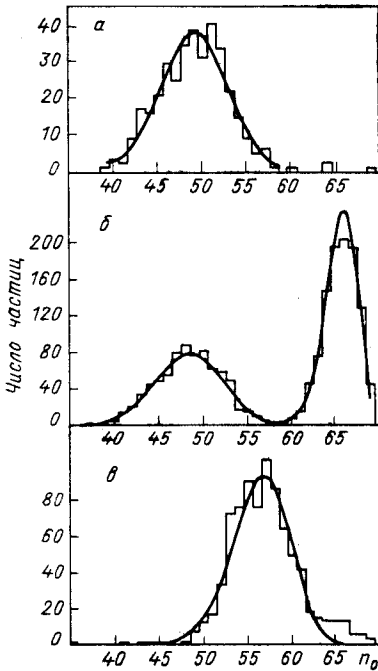


Рис. 42. Распределения по числу  $n_0$  сработавших слоев в 69-слойном искровом детекторе, наполненном  $\text{He} + 0,7\% \text{N}_2$ :

$a$  —  $\pi^-$ ,  $p = 0,5$  ГэВ/с;  $b$  —  $\pi^+$ ,  $p = 0,5$  ГэВ/с;  $v$  —  $e^-$ ,  $p = 0,25 + 2,5$  ГэВ/с, плавные кривые — биномиальные распределения, аппроксимирующие экспериментальные гистограммы [233]

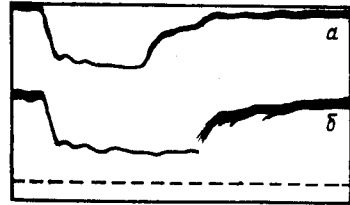


Рис. 43. Осциллограммы импульсов напряжения в искровой камере, наполненной  $\text{He}$  высокой чистоты,  $\mathcal{E} = 8$  кВ/см;  $l = 1,5$  см:  $a$  —  $\alpha$ -частицы;  $b$  —  $\beta$ -частицы. Метки — 10 нс [239]. Задний фронт импульсов отвечает развитию искрового пробоя

лавины, которые вырастают на ступках электронов ионизации, оставленных заряженной частицей в газе. Число таких лавин тем больше, а расстояния между ними тем короче, чем выше плотность зарядов в заворе искровой камеры. Поэтому время  $\tau_i$  формирования искрового разряда, определяемое в основном временем развития и объединения лавин в стримеры, которые затем сливаются в единый проводящий плазменный канал, уменьшается с увеличением ионизирующей способности частицы. Можно ожидать, что, как и в стримерной камере при  $\tau_d < 1$  мкс этот эффект будет определяться первичной, а при  $\tau_d \gg 1$  мкс — полной ионизацией.

При одинаковой длине  $l$  искрового промежутка время формирования искры зависит от состава газа и амплитуды  $U$  высоковольтного импульса. Поэтому их постоянство нужно выдерживать с высо-

кой точностью ( $\delta U/U \leq 0,5\%$ ). Значения  $\tau_f$  для  $\alpha$ - и  $\beta$ -частиц с энергией 5 МэВ и примерно 2 МэВ при  $l = 1,5$  см и  $\mathcal{E} = 8$  кВ/см в He составляют соответственно 70 и 90 нс, в Ne — 40 и 55 нс [239]. Флуктуации времени формирования искры при  $l = 1,9$  см и  $\mathcal{E} = 7$  кВ/см для  $\alpha$ - и  $\beta$ -частиц в He достигают соответственно примерно 2,5 и 6 нс [240] и падают с увеличением  $l$  [241].

Из-за слабой зависимости  $\tau_f$  от  $dN_1/dl$  разделение частиц по времени формирования искры возможно лишь при многократных измерениях, т. е. в многозазорных искровых камерах. Для примера на

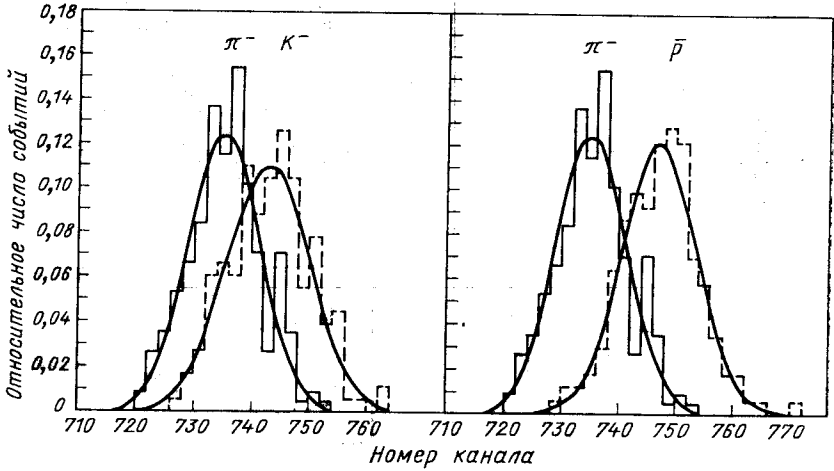


Рис. 44. Распределения усредненных значений  $\tau_f$  времени формирования искрового разряда в 30-слойной искровой камере ( $l = 1$  см), наполненной смесью He + Ne.

Площади гистограмм нормированы к 1. Плавные кривые — распределения Гаусса, аппроксимирующие экспериментальные гистограммы [237]

рис. 44 показаны распределения усредненных значений  $\tau_f$  в 30-зазорной искровой камере [237]. (Токовые сигналы от каждого слоя суммируются на резисторе, и длительность результирующего импульса напряжения измеряется с помощью ВЦП.)

В 6-зазорном гелиевом искровом спектрометре ( $l = 3$  см) [242] все электроды соединены в волновую линию, так что разряд в одном из промежутков повышает потенциал на других и ускоряет их пробой. Таким образом, длительность возникающего импульса приближается к наименьшему значению  $\tau_f$  для отдельного искрового промежутка. В этом эксперименте была достигнута точность измерения  $\tau_f$  около 40%.

Прогнозируя возможности идентификации данным методом отдельных релятивистских частиц, следует помнить о необходимости уменьшения погрешности измерений  $\tau_f$  на порядок (увеличения числа слоев на два порядка). Тем не менее даже при небольшом числе слоев

искровой камеры измерение времени формирования разряда позволяет идентифицировать одиночные частицы, резко отличающиеся по своей ионизирующей способности [241].

П Р И Л О Ж Е Н И Е

Вычисление ионизационных потерь энергии и первичной ионизации с учетом поляризации среды\*

Удельные средние, удельные ограниченные и вероятные ионизационные потери энергии релятивистских частиц даются соответственно формулами (5), (6) и (21), которые включают поправку  $\delta_E$  на эффект плотности среды. Простой способ вычисления этой поправки был предложен Штерихеймером [6, 243, 244] и развит в [18]. Согласно [243, 244] величину  $\delta_E$  можно аппроксимировать формулами:

$$\delta_E = \begin{cases} 0 & \\ 4,606X + C + a(X_1 - X)^m & \text{при } X < X_0; \\ 4,606X + C & \text{при } X_0 < X < X_1; \\ & \text{при } X > X_1. \end{cases} \quad (\text{П.1})$$

Здесь

$$\left. \begin{aligned} X &= \lg \beta\gamma; \quad m = 3; \quad C = -2 \ln(I/\hbar\omega_p) - 1; \\ a &= -(C + 4,606X_0)/(X_1 - X_0)^m, \end{aligned} \right\} \quad (\text{П.2})$$

а смысл величин  $X_0$  и  $X_1$  поясняется на рис. 45. Расчеты по этим формулам в пределах 2% (в среднем даже в пределах 1%) согласуются с более точными вычислениями, основанными на данных о силах осцилляторов и тормозной способности вещества.

Параметры  $X_0$ ,  $X_1$  и  $a$  даются в табл. 14. Для газов с плотностью  $\rho = \zeta\rho_0$ , где  $\rho_0$  — плотность в нормальных условиях [для идеальных газов  $\zeta = P/(T/273)$ ]:

$$\left. \begin{aligned} X_0(\zeta) &= X_0 - (1/2) \lg \zeta; \quad X_1(\zeta) = X_1 - (1/2) \lg \zeta; \\ a(\zeta) &= a; \quad C(\zeta) = C + 2,303 \lg \zeta. \end{aligned} \right\} \quad (\text{П.3})$$

Поправку  $\delta_{N_1}$  на поляризацию среды, входящую в соотношение (3) для удельной первичной ионизации газа релятивистскими частицами, можно рассчитывать с помощью аналогичных формул [17, 232, 245]:

$$\delta_{N_1} = \begin{cases} 0 & \text{при } Y \leq Y_0; \\ 4,606Y + B + b(Y_1 - Y)^d & \text{при } Y_0 \leq Y \leq Y_1; \\ 4,606Y + B & \text{при } Y > Y_1. \end{cases} \quad (\text{П.4})$$

Здесь  $Y = \lg \gamma$ ;  $Y_0$  и  $Y_1$  аналогичны соответственно  $X_0$  и  $X_1$ .

\* Здесь приняты обозначения, обычно употребляемые при вычислении поправки на эффект плотности среды. Некоторые из них имеют другой смысл, чем обозначения, уже использованные в настоящем обзоре.

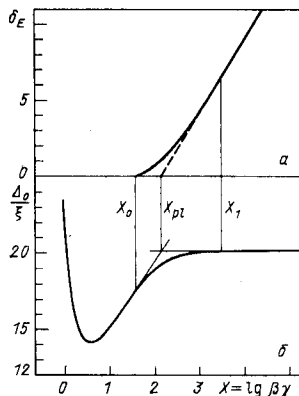


Рис. 45. Зависимость поправки на эффект плотности (a) и вероятных потерь энергии (б) от  $X = \lg \beta\gamma$  в смеси 0,9 Ag + 0,1 CH<sub>4</sub> ( $l = 2,3$  см;  $P = 10,5$  атм) [63]



Таблица 14. Параметры формул (II.1) для расчета поправки на поляризацию среды при вычислении ионизационных потерь энергии [18]

Состояние вещества	$I$ , эВ	$ C $	$X_0$	$X_1$
Конденсированное	$< 100$	$< 3,681$	0,2	2,0
	$\geq 100$	$\geq 3,681$	$0,3261 C -1$	2,0
Газообразное (1 атм, 0°C)		$\geq 5,215$	0,2	3,0
		$\geq 5,215$	$0,3261 C -1,5$	3,0
		$< 10,0$	1,6	4,0
		$10,0 \leq  C  < 10,5$	1,7	4,0
		$10,5 \leq  C  < 11,0$	1,8	4,0
		$11,0 \leq  C  < 11,5$	1,9	4,0
		$11,5 \leq  C  < 12,25$	2,0	4,0
		$12,25 \leq  C  < 13,804$	2,0	5,0
		$ C  \geq 13,804$	$0,3261 C -2,5$	5,0

Параметры  $B$ ,  $d$  и  $b$  (а также  $A_1$  и  $A_2$ ) для газов при нормальных условиях приведены в табл. 15. При плотности газа  $\rho = \zeta \rho_0$  их можно рассчитать с по-

Таблица 15. Параметры формул (3), (II.4) — (II.6) для расчета удельной первичной ионизации в благородных газах [232]

Газ	He	Ne	Ar	Kr	Xe	30% He + + 70% Ne
$A_1$ , см <sup>-1</sup> ·атм <sup>-1</sup>	0,244	0,844	1,828	2,551	3,448	0,679
$A_2$	11,64	10,89	11,45	11,30	11,28	10,98
$r$	0,161	0,171	0,164	0,167	0,169	0,170
$y$	0,39	0,42	0,31	0,25	0,31	0,42
$Y_0$	1,88	1,31	1,50	1,47	1,40	1,79
$Y_1$	3	3	3	3	3	3
$-B$	10,66	11,42	9,36	9,47	9,36	11,35
$b$	1,50	2,53	0,78	0,89	0,89	2,20
$d$	2,56	1,44	2,82	2,61	2,53	1,79

мощью соотношений:

$$\left. \begin{aligned} B(\zeta) &= (A_2 - 1) - (dN_1/dl)_{\min} [R_{N_1}(\zeta)]/A_1; \\ d(\zeta) &= -4,606 [Y_1(\zeta) - Y_0(\zeta)]/[4,606Y_0 + B(\zeta)]; \\ b(\zeta) &= -4,606 [Y_0(\zeta) + B(\zeta)]/[Y_1(\zeta) - Y_0(\zeta)]. \end{aligned} \right\} \quad (\text{II.5})$$

Значения релятивистского возрастания  $R_{N_1}(\zeta)$  и параметров  $Y_0(\zeta)$  и  $Y_1(\zeta)$  вычисляются из соответствующих значений  $R_{N_1}$ ,  $Y_0$  и  $Y_1$  при нормальных условиях по формулам:

$$R_{N_1}(\zeta) = R_{N_1} - r \lg \zeta; \quad Y_0(\zeta) = Y_0 - 0,45 \lg \zeta; \quad Y_1(\zeta) = Y_1 - y \lg \zeta. \quad (\text{II.6})$$

[Величины  $(dN_1/dl)_{\min}$  и  $R_{N_1}$  даны в табл. 1, а  $Y_0$ ,  $Y_1$ ,  $r$  и  $y$  — в табл. 15.] Точность формул (II.3) в области перехода от логарифмического подъема к плато первичной ионизации составляет несколько процентов [245].

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Willis W. J.— Phys. Today, 1978, v. 31, p. 32.
2. Fabjan C. W., Fisher H. G. Preprint CERN, EP/80-27, Geneva, 1980.
3. Алиханян А. И. В кн.: Труды Международного симпозиума по переходному излучению частиц высоких энергий. Ереван, 1977, с. 41.
4. Fabjan C. W. e.a.— Nucl. Instrum. and Meth., 1981, v. 185, p. 119.
5. Росси Б. Частицы больших энергий. Пер. с англ. М., Гостехтеориздат, 1955.
6. Штернхеймер Р. М. Взаимодействие излучения с веществом.— В кн.: Принципы и методы регистрации элементарных частиц. Под ред. Ву Цзянь-сюнь, С. Л. Люк Юань. Пер. с англ. М., Изд-во иностр. лит., 1963, с. 9.
7. Fano U.— Ann. Rev. Nucl. Sci., 1963, v. 13, p. 1.
8. Crispin A., Fowler G. N.— Revs. Mod. Phys., 1970, v. 42, p. 290.
9. Rice-Evans P. Spark, Streamer, Proportional and Drift Chambers. London, Risheloue, 1974.
10. Sauli F. Principles of Operation of Multiwire Proportional and Drift Chambers. CERN 77-09, Geneva, 1977.
11. Ahlen S. P.— Revs. Mod. Phys., 1980, v. 52, p. 121.
12. Allison W. W. M., Cobb J. H.— Ann. Rev. Nucl. Particle Science, 1980, v. 30, p. 1.
13. Асосков В. С. и др. Труды ФИАН им. П. Н. Лебедева, 1983, т. 140, с. 2.
14. Любимов В. А. Газоразрядные трековые детекторы (новое поколение).— В кн.: Элементарные частицы. Седьмая школа физики ИТЭФ, вып. 2. М., Атомиздат, 1980, с. 91.
15. Ermilova V. C. e.a.— Nucl. Instrum. and Methods, 1977, v. 145, p. 555.
16. Fermi E.— Phys. Rev., 1940, v. 57, p. 485.
17. Ерилова В. К. и др.— ЖЭТФ, 1969, т. 56, с. 1608.
18. Sternheimer R. M., Pierls R. F.— Phys. Rev. B, 1971, v. 3, p. 3681.
19. Alakoz A. V. e.a.— Nucl. Instrum. and Methods, 1975, v. 124, p. 41.
20. Цытович В. Н.— Докл. АН СССР, 1962, т. 144, с. 310.
21. Жданов Г. Б. и др.— ЖЭТФ, 1963, т. 44, с. 1864.
22. McNulty P. J., Congel F. J.— Phys. Rev. D, 1970, v. 1, p. 3041.
23. Burg J. P. e.a.— Nucl. Instrum. and Methods, 1981, v. 198, p. 407.
24. Друкарев Е. Г.— Ядерная физика, 1981, т. 33, вып. 2, с. 404.
25. Подгорецкий М. И.— Докл. АН СССР, 1949, т. 67, с. 631, 823.
26. Харитонов В. М.— Изв. АН СССР, Сер. физ., 1953, т. 17, с. 102.
27. Sternheimer R. M.— Phys. Rev., 1966, v. 145, p. 227.
28. Dalton P., Turner J. E.— Health Phys., 1968, v. 15, p. 257.
29. Christopherou L. G. Atomic and Molecular Radiation Physics. N. Y., Wiley, 1970.
30. Hurst G. S. e.a.— Phys. Rev., 1965, v. 141, p. 713.
31. Marx J. N., Nygren D. R.— Phys. Today, 1978, v. 31, p. 46.
32. Fano U.— Phys. Rev., 1947, v. 72, p. 26.
33. Charpak G.— Ann. Rev. Nucl. Sci., 1970, v. 20, p. 195.
34. Давиденко В. А. и др.— ЖЭТФ, 1968, т. 55, с. 426.
35. Ландау Л. Д. В кн.: Собрание трудов. Т.1. М., Наука, 1969, с. 482.
36. Вавилов П. В.— ЖЭТФ, 1957, т. 32, с. 920.
37. Symon K. P.H.P. Theses, Harvard University, 1948.
38. Bohr N.— Phil. Mag., 1915, v. 30, p. 581.
39. Borsh-Supan W.— J. Natl. Bur. Stand. B, 1961, v. 65, p. 245.
40. Moyal J. E.— Phil. Mag., 1955, v. 46, p. 263.
41. Maccabee H. P., Papworth P. G.— Phys. Lett. A, 1969, v. 30, p. 241.
42. West D.— Proc. Phys. Soc. (L), 1953, v. 66, p. 306.
43. Parry J. K., Rathgeber H. D., Rouse J. L.— Proc. Phys. Soc. (L), 1953, v. 66, p. 541.
44. Bradley E. F.— Proc. Phys. Soc. (L), 1953, v. 68, p. 549.
45. Palmatier E. D., Meers J. T., Askey C. M.— Phys. Rev., 1955, v. 97, p. 486.

46. Hall G.— *Canad. J. Phys.*, 1959, v. 37, p. 189.
47. Ramana Murthy P. V., Deemestr G. D.— *Nucl. Instrum and Methods*, 1967, v. 56, p. 93.
48. Ramana Murthy P. V.— *Nucl. Instrum. and Methods*, 1968, v. 63, p. 77.
49. Dimcovsky Z. e.a.— *Nucl. Instrum. and Methods*, 1971, v. 94, p. 151.
50. Parker S. e.a.— *Ibid.*, 1971, v. 94, p. 181.
51. Harris F. e.a.— *Ibid.*, 1973, v. 107, p. 413.
52. Jeanne D. e.a.— *Ibid.*, v. 111, p. 287.
53. Aderholz M. e.a.— *Ibid.*, 1974, v. 118, p. 419.
54. Allison W. W. M. e.a.— *Ibid.*, v. 119, p. 499.
55. Onuchin A. B., Telnov V. I.— *Ibid.*, v. 120, p. 365.
56. Cherry M. L. e.a.— *Phys. Rev.*, 1974, v. 100, p. 3594.
57. Fisher J. e.a.— *Nucl. Instrum. and Methods*, 1975, v. 127, p. 525.
58. Копоть Е. А. и др.— *ЖЭТФ*, 1976, т. 70, с. 387.
59. Allison W. W. M. e.a.— *Nucl. Instrum. and Methods*, 1976, v. 133, p. 325.
60. Nagata K. e.a.— *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 1976, v. 9, p. 1907.
61. Lehraus I. e.a.— *Nucl. Instrum. and Methods*, 1978, v. 153, p. 437.
62. Hasebe N. e.a.— *Ibid.*, v. 155, p. 491.
63. Walenta A. H. e.a.— *Ibid.*, 1979, v. 161, p. 45.
64. Nagata K. e.a.— *Ibid.*, 1980, v. 172, p. 601.
65. Cobb J. M., Allison W. W. M., Bunch J. H.— *Ibid.*, 1976, v. 133, p. 315.
66. Rubbia C. Preprint CERN, NP 70-25, Geneva, 1970.
67. Blunck O., Leizegang S.— *Z. Phys.*, 1950, Bd 128, S. 500.
68. Blunck O., Westphall K.— *Z. Phys.*, 1951, Bd 130, S. 641.
69. Chechin V. A., Ermilova V. C.— *Nucl. Instrum. and Methods*, 1976, v. 136, p. 551.
70. Talman R.— *Nucl. Instrum. and Methods*, 1979, v. 159, p. 189.
71. Солощенко В. А. Препринт ИТЭФ-114, 1980.
72. Bichsel H.— *Phys. Rev. B*, 1970, v. 1, p. 2584.
73. Шулек А. и др.— *Ядерная физика*, 1966, т. 4, с. 564.
74. Ispirian K. A., Margarian A. T., Zverev A. M.— *Nucl. Instrum and Methods*, 1974, v. 117, p. 125.
75. Clark A. R. e.a. Proposal for PEP Facility Based on Time Projection Chamber. PEP Experiment No. 4, 1976.
76. Larique F., Riuz F.— *Nucl. Instrum. and Methods*, 1980, v. 175, p. 297.
77. Alikhanian A., Alikhanov A., Nikitin S.— *J. Phys. USSR*, 1945, v. 9, p. 167.
78. Никитин С. Я.— *ЖЭТФ*, 1948, т. 18, с. 577.
79. Becker J. e.a.— *Proc. Phys. Soc. A*, 1952, v. 65, p. 437.
80. Елисеев Г. П., Космачевский В. К., Любимов В. А.— *Докл. АН СССР*, 1953, т. 90, с. 995.
81. Alikhanov A. I., Lubimov V. A., Eliseev G. P.— In: *Proc. Intern. Symp. on High Energy Phys. V. 2. Geneva, CERN, 1956*, p. 87.
82. Котенко Л. П.— *Изв. АН СССР, сер. физ.*, 1955, т. 19, с. 525.
83. Аношин А. И. и др.— *Изв. АН СССР, сер. физ.*, 1972, т. 36, с. 1640.
84. Башинджагян Г. Л. Канд. диссертация. М., НИИЯФ МГУ, 1980.
85. Крамер Г. Математические методы статистики. Пер с англ. М., Изд-во иностран. лит., 1948.
86. Ogan W. A.— *Nucl. Instrum. and Methods*, 1971, v. 97, p. 151.
87. Igo G., Eisberg R. M.— *Rev. Sci. Instrum.*, 1954, v. 25, p. 450.
88. Башинджагян Г. Л., Синева Н. Б.— *ПТЭ*, 1977, № 1, с. 59.
89. Bashindzhagyan G. L., Sarycheva L. I., Sinev N. B.— In: *Proc. 15th Intern. Cosmic Ray Confer. V. 9, 1977*, p. 185.
90. Allison W. W. M. e.a.— *Nucl. Instrum. and Methods*, 1979, v. 163, p. 331.
91. Wadsworth B. F. e.a.— *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 1979, v. 26, p. 120.
92. Бабаев А. И. и др. Препринт ИТЭФ-103, 1978.
93. Будагов Ю. А. и др. УКЯФ 80-30, Братислава, 1980.
94. Вишневский А. В. и др. Препринт ИТЭФ-53, 1979.

95. Farr W. e.a.— Nucl. Instrum. and Methods, 1978, v. 156, p. 283;  
 Drumm H. e.a.— IEEE Trans. Nucl. Sci., 1979, v. 26, p. 81.
96. Cockerill D. e.a.— Nucl. Instrum. and Methods, 1980, v. 176, p. 159.
97. Hasmann H. e.a. Preprint DESY-148, 1978.
98. Rubbia C. e.a. Preprint CERN/SPSC/78-06, 1978.
99. Va'vra J., Rust D.— IEEE Trans. Nucl. Sci., 1981, v. 28, p. 416.
100. Ehrlich R. e.a.— IEEE Trans. Nucl. Sci., 1981, v. 28, p. 421.
101. Boerner M. e.a.— Nucl. Instrum. and Methods, 1980, v. 176, p. 151.
102. Davies-White R. e.a.— Nucl. Instrum. and Methods, 1979, v. 160, p. 227.
103. De Boer W. e.a.— Nucl. Instrum. and Methods, 1980, v. 176, p. 167.
104. Winter K.— In: Proc. Intern. Conf. on Experimentation at LEP. Uppsala, 1980.
105. Gabathuler E.— In: Proc. Intern. Conf. on Experimentation at LEP. Uppsala, 1980.
106. Lehraus I., Matthewson R., Tejessy W.— In: Proc. Intern. Conf. on Experimentation at LEP. Uppsala, 1980.
107. Wagner A.— In: Proc. Intern. Conf. on Experimentation at LEP. Uppsala, 1980.
108. Lazeyras P. e.a.— IEEE Trans. Nucl. Sci., 1979, v. NS-26, p. 89.
109. Allison W. W. M. e.a. Preprint CERN/EP/EHS/PH 78-10, CERN, 1978.
110. Proc. Wire Chamber Conf. Vienna, 1978. Part IV.— Cylindrical Chambers and Drift Tubes.— Nucl. Instrum. and Methods, 1978, v. 156, p. 227—296; v. 176, p. 151—180.
111. Heintze J.— Nucl. Instrum. and Methods, 1978, v. 156, p. 227.
112. Fancher D. e.a.— Ibid., 1979, v. 161, p. 383.
113. Ludlam T. e.a.— IEEE Trans. Nucl. Sci., 1981, v. 28, p. 439.
114. Walenta A. H.— IEEE Trans. Nucl. Sci., 1979, v. 26, p. 73.
115. Paek J. L., Phelps A. V.— J. Chem. Phys., 1966, v. 45, p. 4316.
116. Breskin A., Trautner N.— Nucl. Instrum. and Methods, 1976, v. 134, p. 35.
117. Janik R. e.a.— Ibid., 1980, v. 178, p. 71.
118. Barranco Luque M. e.a.— Ibid., 1980, v. 176, p. 175.
119. Golovatyuk V. M. e.a.— Ibid., 1977, v. 140, p. 259.
120. Frehse H. e.a.— Ibid., 1978, v. 156, p. 97.
121. Charpak G. e.a.— Ibid., 1977, v. 143, p. 29.
122. Friedrich D. e.a.— Ibid., 1979, v. 158, p. 81.
123. Sauli F.— Ibid., 1978, v. 156, p. 147.
124. Charpak G., Sauli F.— Ibid., 1979, v. 162, p. 405.
125. Filatova N. A. e.a.— Ibid., 1977, v. 143, p. 17.
126. Заневский Ю. В. Проволочные детекторы элементарных частиц. М., Атомиздат, 1978.
127. Fischer J. e.a.— Nucl. Instrum. and Methods, 1976, v. 136, p. 19.
128. Fabjan C.W. e.a.— Ibid., 1978, v. 156, p. 267.
129. Radeka V., Rehak P.— IEEE Trans. Nucl. Sci., 1978, v. 26, p. 225.
130. Fischer H. G., Plich J.— Nucl. Instrum. and Methods, 1972, v. 100 p. 545.
131. Criegee L. e.a.— In: Proc. Intern. Meeting on Prop. and Drift Chambers. Dubna, 1975; Preprint JINR-D13-1964, p. 76.
132. Charpak G. e.a.— Nucl. Instrum. and Methods, 1979, v. 167, p. 455.
133. Atac M., Urish J.— Ibid., 1978, v. 156, p. 163.
134. Short description of D.T.R. system, CERN, 1980.
135. Brooks C. B., Shield P. D., Allison W. W. M.— Nucl. Instr. and Methods, v. 156, p. 297.
136. Farr W., Heintze J.— Ibid., 1978, v. 156, p. 301.
137. Сороко Л. М.— ЭЧАЯ, 1979, т. 10, вып. 5 с. 1038.
138. Носов Ю. Р., Шилин В. А. Полупроводниковые приборы с зарядовой связью. М., Сов. радио, 1976.
139. Семен К., Томсен М. Приборы с переносом заряда. Пер. с англ. М., Мир, 1978.

140. Fancher D. L. e.a.—IEEE Trans. Nucl. Sci., 1979, v. 26, p. 212.  
 141. Hilke H. J. Pulse shaping for the TPC. TPC meeting, LBL, Berkeley, 1978.  
 142. Gordon B. M.—IEEE Trans. Circ. Syst., 1978, v. 23, p. 391; *Electronics*, 1978, v. 51, N 17, p. 33.  
 143. Calvetti M. e.a.—Nucl. Instrum. and Methods, 1980, v. 176.  
 144. Hallgren B., Werweij H.—IEEE Trans. Nucl. Sci., 1980, v. 27, p. 333.  
 145. Lingjaerde T., Marland D. Preprint CERN/DD/77-8, CERN, 1977.  
 146. Михайлов В. А., Ройнишвили В. Н., Чиковани Г. Е.—ЖЭТФ, 1963, т. 45, с. 819, 1282.  
 147. Долгошеин Б. А., Лучков Б. И.—ЖЭТФ, 1964, т. 46, с. 392.  
 148. Бовин В. В. и др.—ПТЭ, 1957, № 3, с. 19.  
 149. Ballarío C. e.a.—Nuovo cimento, 1961, v. 19, p. 1142.  
 150. Дайон М. И. и др. Искровая камера. М., Атомиздат, 1967.  
 151. Allkofer O. C. Spark Chambers. München, Verlag Karl Thiernig KG, 1969.  
 152. Щербаков Ю. А. В кн.: Международная конференция по аппаратуре в физике высоких энергий, Дубна, 1970. Т. 1. Дубна, 1971, с. 323.  
 153. Сомов С. В. Стримерная камера в экспериментах на ускорителях. М., изд. МИФИ, 1975.  
 154. Воробьев А. А., Руденко Н. С., Сметанин В. И. Техника искровых камер. М., Атомиздат, 1978.  
 155. Sandweiss J.—Phys. Today, 1978, v. 31, p. 40.  
 156. Lecoq P. e.a. Avalanche Chamber at LEP, SSG/II/5/27-3-1979, Geneva, 1979.  
 157. Долгошеин Б. А., Лучков Б. И., Родионов Б. У. Препринт ФИАН А-10, 1964.  
 158. Gygi E., Shneider F. Preprint CERN 66-14, Geneva, 1966.  
 159. Асатиани Т. Л. и др.—Письма в ЖЭТФ, 1967, т. 6, вып. 1, с. 571, 684.  
 160. Davidenko V., Dolgoshein B., Semov S.—Nucl. Instr. and Methods, 1969, v. 75, p. 277.  
 161. Morrison R. W.—In: Streamer Chamber Technology, Argonne Nat. Lab. ANL-8055, Argonne, 1972, p. 150.  
 162. Давиденко В. А., Долгошеин Б. А., Сомов С. В.—ЖЭТФ, 1969, т. 56, с. 3.  
 163. Давиденко В. А., Долгошеин Б. А., Сомов С. В.—ЖЭТФ, 1968, т. 55, с. 435.  
 164. Давиденко В. А. и др.—ЖЭТФ, 1969, т. 57, с. 84.  
 165. Давиденко В. А. и др. В кн.: Международная конференция по аппаратуре в физике высоких энергий, Дубна, 1970. Т. 1. Дубна, 1971, с. 339.  
 166. Давиденко В. А. и др.—ЖЭТФ, 1970, т. 58, с. 130.  
 167. Kapofsky A., Shoen N.—Rev. Sci. Instr., 1969, v. 40, p. 921.  
 168. Асосков В. С. и др.—ЖЭТФ, 1977, т. 73, с. 146.  
 169. Braglia G. L., de Munari G. M., Mambriani G.—Comit. Naz. Nucl. RT/Fi (65) 60, Roma, 1965.  
 170. Kotenko L. P. e.a.—Nucl. Instrum. and Methods, 1967, v. 54, p. 119.  
 171. Мак-Даниэль И. Процессы столкновений в ионизованных газах. Пер. с англ. М., Мир, 1967.  
 172. Энгель А. Ионизованные газы. Пер. с англ. М., Физматгиз, 1959.  
 173. Хастед Дж. Физика атомных столкновений М., Мир, 1965.  
 174. Смирнов Б. М. Атомные столкновения и элементарные процессы: в плазме; М., Атомиздат, 1968.  
 175. Анисимова Н. З. и др.—ПТЭ, 1974, № 2, с. 70  
 176. Дайон М. И. и др.—ПТЭ, 1970, № 5, с. 64  
 177. Анисимова Н. З. и др.—ЖЭТФ, 1972, т. 63, с. 21  
 178. Eckardt V. e.a.—Nucl. Instrum. and Methods, 1977, v. 143, p. 235.  
 179. Eckardt V., Ladage A. В кн.: Международная конференция по аппаратуре в физике высоких энергий, Дубна, 1970. Т. 1. Дубна, 1971, с. 335.  
 180. Михайлов В. А., Ильин Н. С.—ПТЭ, 1969, № 3, с. 204.  
 181. Eckardt V. DESY 70/60, Hamburg, 1970.  
 182. Allaby T. V. e.a.—В кн.: Материалы совещания по бесфильмовым искровым и стримерным камерам. ОИЯИ 13-4527, Дубна, 1969. с. 51.

183. Bohm G. e.a.— In: Streamer Chamber Technology. Argonne Nat. Lab. ANL-8055, Argonne, 1972.
184. Eggert K., Gurich W., Smetan E.— In: Proc. Intern. Conf. on Instrum. for High Energy Phys. Fraskati, 1973, p. 181.
185. Eggert K. PITNA-74, Aachen, 1974.
186. Eggert K. e.a.— Nucl. Instrum. and Methods, 1975, v. 126, p. 477.
187. Rorbach F. e.a.— Ibid., 1977, v. 141, p. 229.
188. Basille M. e.a. CERN 80-1, Geneva, 1980.
189. Киш Д.— ЭЧАЯ, 1979, т. 10, вып. 3, с. 551.
190. Allan J. e.a.— In: Experiments at CERN in 1980. CERN, Geneva, 1980, p. UA5.
191. Калимов А. Г. и др. Препринт ЛИЯФ-407, 1978.
192. Калимов А. Г. и др.— Письма в ЖЭТФ, 1979, т. 30, с. 460.
193. Калимов А. Г. и др. Препринт ЛИЯФ-518, 1979; Будяк А. И. и др. Препринт ОИЯИ 1-80-299,1-80-303, Дубна, 1980.
194. Гласнек К.-П., Кадыков Г. М. Препринт ОИЯИ 10-10923, Дубна, 1977.
195. Basille M. e.a.— In: Intern. Conf. on Experimentation at LEP.Uppsala, 1980.
196. Стабников М. В., Томбак М. А. В кн.: Международная конференция по аппаратуре в физике высоких энергий. Дубна, 1970. Т. 1, Дубна, 1971, с. 382.
197. Стабников М. В., Томбак М. А. Препринт ЛИЯФ-497, 1979.
198. Калимов А. Г. и др.— Письма в ЖЭТФ, 1977, т. 3, с. 1057.
199. Ломанов М. Ф., Чириков Б. В.— ПТЭ, 1957, № 5, с. 22.
200. Блау М. В кн.: Принципы и методы регистрации элементарных частиц. Под ред. Ву Цзян-Сюан, Люк С. Л. Юан. Пер. с англ. М., Изд-во иностр. лит., 1963.
201. Shneider F. CERN ISR-GS/69-2, Geneva, 1969.
202. Glasneck C.-P., Peter G. PHE 75-9, Berlin-Zeuthen, 1975.
203. Сомов С. В. Диссертация, М. МИФИ, 1968.
204. Петраков А. В., Харитонов В. М. Высокоточные телевизионные комплексы для измерений быстропротекающих процессов. М., Атомиздат, 1979.
205. Барб Д. Ф. В кн.: Достижения в технике передачи и воспроизведения изображения. Т. III. Пер. с англ. М., Мир, 1980, с. 180.
206. Асатиани Т. Л. и др.— ПТЭ, 1972, № 4, с. 64.
207. Cesaroni F. e.a.— In: Proc. Intern. Conf. on Instrumentation for High Energy Physics. Fraskati, 1973, p. 241.
208. Badier J. e.a.— Nucl. Instrum. and Methods, 1975, v. 127, p. 487.
209. Martin D. J.— Ibid., 1977, v. 140, p. 583.
210. Волков В. В. и др.— ПТЭ, 1979, № 3, с. 57.
211. Holmgren D.— IEEE Trans. Nucl. Sci., 1978, v. 25, p. 537.
212. Villa F., Wang L. C.— Nucl. Instrum. and Methods, 1977, v. 144, p. 529.
213. Fortune R. D. CERN-ISR/DI/69-68, Geneva, 1969.
214. Fortune R. D. CERN-ISR/DI/69-73, Geneva, 1969.
215. Rorbach F. CERN-EF 76-1, Geneva, 1976.
216. Rehak P., Walenta A. H.— IEEE Trans. Nucl. Sci., 1980, v. 27, p. 54.
217. Будагов Ю. А. и др. Препринт ОИЯИ 12-82-717, Дубна, 1982.
218. Ludlam T. e.a.— Nucl. Instrum. and Methods, 1981, v. 180, p. 413.
219. Danworth W. E., Ramsey W.— Phys. Rev., 1936, v. 49, p. 854.
220. Hereford F. L.— Phys. Rev., 1948, v. 74, p. 574.
221. Дайон М. И.— Докл. АН СССР, 1949, т. 64, с. 305.
222. Алиханов А. И., Елисеев Г. П.— ЖЭТФ, 1950, т. 25, с. 368.
223. Елисеев Г. П., Лыбимов В. А., Фролов А. М.— Докл. АН СССР, 1956, т. 107, с. 233.
224. McClure G. W.— Phys. Rev., 1953, v. 90, p. 796.
225. Riecke F. E., Prepechal W.— Phys. Rev. A, 1972, v. 6, p. 1507.
226. Тяпкин А. А. Препринт ОИЯИ 1-3686, Дубна, 1968.
227. Coxell H., Wolfendale A. W.— Proc. Phys. Soc., 1969, v. 75, p. 378.
228. Ashton F. e.a.— J. Phys. A, 1971, v. 4, p. 895.

229. Buhler-Broglin A. e.a.— *Nuovo cimento*, 1966, v. 45, p. 520.
230. Blum W., Sochting K., Stierlin U.— *Phys. Rev. A*, 1974, v. 10, p. 491.
231. Асосков В. С. и др. Препринт ФИАН СССР, № 45, 1975.
232. Асосков В. С. и др.— *ЖЭТФ*, 1979, т. 76, с. 1274.
233. Sochting K.— *Phys. Rev. A*, 1979, v. 20, p. 1359.
234. Головин Б. М. и др. Препринт ОИЯИ 13-81-161, Дубна, 1981.
235. Lloyd J. L.— *Proc. Phys. Soc.*, 1960, v. 75, p. 387.
236. Алексеев Г. Д. и др. Препринт ОИЯИ P13-11017, Дубна, 1977.
237. Gebauer H. J.— *Nucl. Instrum. and Methods*, 1977, v. 144, p. 477.
238. Ананьин П. С. и др. В кн.: Тезисы докладов 28-го совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Алма-Ата, 1978. Л. Наука, 1978.
239. Ананьин П. С., Сидуленко О. А., Фотин Е. В.— *ПТЭ*, 1979, № 5, с. 68.
240. Ананьин П. С. и др.— *Письма в ЖТФ*, 1979, т. 5, с. 106.
241. Ананьин П. С., Гуштан М. Н., Стибунов В. Н. В кн.: Вопросы атомной науки и техники, Серия общая и ядерная физика. Вып. 1 (II). Харьков, изд. ХФТИ АН УССР, 1980, с. 74.
242. Ананьин П. С. и др. Авт. свид. № 785826 от 03.07.78.— *БИ*, 1980, № 45, с. 207.
243. Sternheimer R. M.— *Phys. Rev.*, 1952, v. 88, p. 851.
244. Sternheimer R. M.— *Phys. Rev.*, 1956, v. 103, p. 511.
245. Ермилова В. К. и др. Препринт ФИАН СССР № 152, 1969.