

**Газовые
координатно-трековые
детекторы**

Ян Мушински

ЛВЭ ОИЯИ Дубна

май 2007 года

Содержание

1	Введение	3
2	Взаимодействие частиц с веществом	4
2.1	Ионизационные потери энергии	5
2.2	Многократное рассеяние	7
2.3	Тормозное излучение	8
2.4	Черенковское излучение	9
2.5	Взаимодействие гамма—излучения	10
2.6	Электронно—фотонные ливни	11
2.7	Взаимодействие нейтронов с веществом	12
3	Трековые детекторы	14
3.1	Камера Вильсона	14
3.2	Пузырьковая камера	15
3.3	Искровая камера	16
3.4	Ядерные фотоэмульсии	17
3.5	Бесфильмовые камеры	18
3.6	Ионизация в газовом детекторе	19
3.6.1	Подвижность и дрейф ионов	19
3.6.2	Газовое усиление	20
3.6.3	Режимы работы газовых детекторов	21
3.7	Многопроволочные пропорциональные камеры	22
3.8	Дрейфовые камеры	24
4	Заключение	26

1 Введение

Изучение природы взаимодействия ядерной материи немислимо без методов регистрации частиц. Эти методы возникали и совершенствовались по мере развития ускорительной техники, теоретических воззрений, увеличения типов и энергии частиц и т.д. Во времена открытия лучей Рентгена использовались обычные фотографические пластинки. Такие же «детекторы» способствовали открытию радиоактивности и сыграли важную роль в атомной и ядерной физике.

Однако, по мере развития физики частиц, усложнялись требования к методам наблюдения траекторий отдельных частиц, определению их природы. Это привело к изобретению различного рода детекторов — процессу, который продолжается и по сей день. Появились камеры Вильсона, диффузионные и пузырьковые камеры.

На первых порах эти приборы, а также специально изготовленные ядерные фотоэмульсии использовались в наблюдении взаимодействий в космических лучах. Эти редкие и беспорядочно направленные частицы из космоса создавали трудности для регистрации их взаимодействий с веществом. Возникла проблема сооружения «космотронов» — так стали называть ускорители частиц высоких энергий. Эти приборы развивались по своим законам. Физики стремились получить всё более и более высокоэнергичные частицы.

Эксперименты на современных ускорителях требуют «расшифровки» сложных событий, включающих сотни и тысячи вторичных частиц. Соответственно усложнились и детекторы для их наблюдения и измерений параметров заряженных частиц. Нашей задачей является сделать некоторый обзор средств наблюдения вторичных частиц с акцентом на газовые координатно-трековые детекторы, которые являются непременной составляющей всех экспериментальных установок.

Сначала рассматриваем физические процессы, происходящие при прохождении частиц через вещество, которые позволяют регистрировать следы ионизирующих частиц и без которых невозможно понять работу любого детектора. Затем коротко останавливаемся на использовавшихся до последнего времени трековых приборах различного типа с коротким анализом их преимуществ и недостатков.

Последний раздел реферата посвящён принципу работы наиболее широко используемым в физических установках многопроводочным пропорциональным и дрейфовым камерам.

2 Взаимодействие частиц с веществом

Принцип работы любого детектора связан с характером взаимодействия частицы с веществом данного прибора. Заряженная частица или гамма квант, проходящая через материю, может потерять свою энергию частично или полностью в зависимости от типа взаимодействия.

Если не считать очень слабого гравитационного взаимодействия, существуют три вида взаимодействия излучения с веществом:

сильное (ядерное) наиболее интенсивное. Оно может проявляться как в процессах непосредственного взаимодействия, так и в процессах распада ядер или частиц. Сильные процессы характеризуются очень большими сечениями и коротким действием сил.

электромагнитное второе по интенсивности. Определяет взаимодействие заряженных частиц и γ -квантов. Дальнодействующий характер сил и значительно большее число электронов в веществе, чем атомных ядер, определяет доминирующую роль в процессе взаимодействия излучения с атомами.

слабое кроме процессов распада, оно может проявляться и в процессах захвата нейтрино (антинейтрино) нуклоном, однако сечение таких процессов очень малое.

Главную роль при прохождении заряженных¹ частиц и γ -квантов через вещество играют электромагнитные взаимодействия. Правда, частицы могут взаимодействовать и с атомными ядрами, однако основные потери энергии и эффекты рассеяния определяются взаимодействием с атомными электронами. Поэтому интересующие нас процессы скорее подчиняются атомной, а не ядерной физике.

По механизму прохождения через вещество частицы можно разделить на следующие группы:

- тяжёлые заряженные частицы (p , d , α , ионы, ...)
- лёгкие заряженные частицы (e^{\pm})
- гамма—излучение
- нейтроны

¹Нейтроны регистрируются по вторичным заряженным частицам, возникающим благодаря их сильному взаимодействию с ядрами.

Разные процессы взаимодействия частиц не позволяют нам рассматривать их все вместе. Рассмотрим отдельно главные виды взаимодействий со средой заряженных частиц (ионизационные потери, тормозное, черенковое излучение, многократное рассеяние), γ -квантов (фотоэффект, Комптон эффект, образование электрон—позитронных пар) и в конце кратко обсудим взаимодействие нейтронов с веществом.

2.1 Ионизационные потери энергии

Основные потери энергии быстрых тяжёлых заряженных частиц происходят в результате кулоновского взаимодействия при столкновениях с атомными электронами. Заряженная частица либо возбуждает атом, либо ионизирует. Такие процессы обычно называют ионизационными потерями или торможением.

Средние потери энергии $-dE$ на единицу пути dx для заряженных тяжёлых ($m \gg m_e$) частиц определяются формулой Бете—Блоха [1]:

$$-\frac{dE}{dx} = K z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right],$$

где

- $K = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 = 0.307075 \text{ MeV}/(\text{g cm}^{-2})$;
- $z, \beta = v/c$ - заряд и скорость налетающей частицы;
- Z, A - атомный номер и атомный вес среды;
- T_{max} - максимальная кинетическая энергия переданная электрону;
- I - средний ионизационный потенциал поглощающего вещества, приблизительно равный $I \cong 16 Z^{0.9} \text{ eV}$;
- δ - параметр учитывающий релятивистский эффект поляризации среды пролетающей через неё релятивистской частицей (определяется экспериментально).

При анализе реальных экспериментов толщину вещества измеряют не в единицах длины, а величиной ρdx , где ρ плотность поглотителя. Так называемые удельные потери энергии $\frac{dE}{d(\rho x)} = \frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx}$ принято приводить в единицах $\frac{\text{MeV}}{\text{g cm}^{-2}}$. Удельные ионизационные потери энергии слабо зависят от свойств материала. На рис. 1 хорошо виден общий характер указанной зависимости.

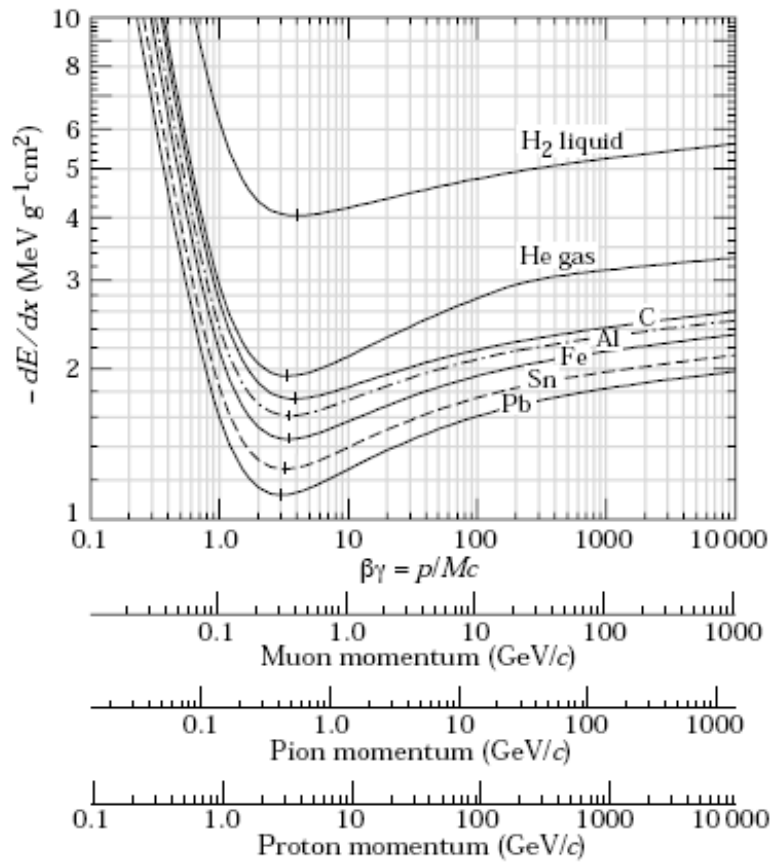


Рис. 1: Зависимость удельных потерь энергии в водороде, гелии, угле-
роде, алюминии, железе, олове и свинце от импульса мюона, пиона и
протона.

Формула приближенная, однако это приближение вполне достаточ-
но (точность порядка нескольких процентов). Уравнение несправедливо²
для медленных частиц, скорость которых сравнима со скоростями атом-
ных электронов. При этих скоростях потери энергии пропорциональ-
ны β . С увеличением скорости средние ионизационные потери прибли-
зительно пропорциональные $1/\beta^2$ и достигают достаточно широкого, так
называемого, ионизационного минимума $\beta\gamma \approx (3 \div 4)$ [2].

При достаточно больших скоростях, когда β приближается к 1, мно-
житель перед квадратной скобкой в уравнение Бете—Блоха, перестаёт
изменяться. Зависимость потерь энергии от скорости частицы опреде-
ляется членами в квадратных скобках: логарифмическим членом и по-

²Добавляется параметр, который уменьшает ионизационные потери за счёт связи
электронов на K и L оболочках атомов.

правкой δ . Потери энергии снова начинают расти в соответствии с возрастанием логарифмического члена (основная часть которого связана с большими передачами энергии электронам, δ -электроны).

При дальнейшем увеличении скорости возрастает влияние эффекта поляризации среды. Электрическое поле пролетающей частицы поляризует среду, и возникающее при этом экранирование останавливает рост ионизационных потерь. Его часто называют эффектом плотности (зависимость от концентрации электронов в веществе), и он более значителен для твёрдых и жидких тел, чем для газов.

Заметим ещё, что ионизационные потери энергии не зависят от массы частицы проходящей через вещество (при условии $m \gg m_e$), но существенно зависят от её заряда и скорости (и концентрации электронов в среде).

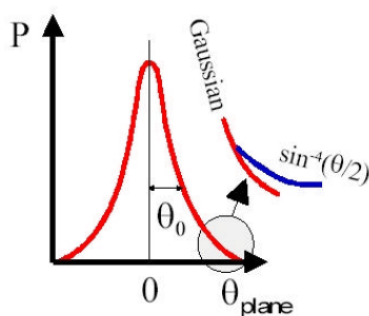
2.2 Многократное рассеяние

При прохождении через слой вещества заряженная частица испытывает большое число взаимодействий. Преобладающим является кулоновское рассеяние на малые углы. Многократное рассеяние описывает теория Мольера. Иногда, частица рассеивается и на довольно большие углы (столкновение заряженной частицы с ядром), но в соответствии с формулой Резерфорда, вероятность с ростом угла, резко падает $\frac{d\sigma}{d\Omega} \propto \frac{1}{\sin^4 \theta/2}$.

Средний угол многократного кулоновского рассеяния даётся выражением [3]:

$$\theta_0 = \frac{13.6 \text{ MeV}}{\beta c p} z \sqrt{x/X_0} [1 + 0.038 \ln(x/X_0)],$$

где βc , p , z - скорость, импульс и заряд рассеянной частицы; x , X_0 - толщина слоя среды и радиационная длина.



Распределение угла многократного рассеяния хорошо описывается гауссом. При больших значениях угла, хвост распределения приближается к форме, определённой формулой Резерфорда.

Для быстрой оценки радиационной длины можно использовать формулу:

$$X_0 \approx \frac{(716 \text{ g/cm}^2)}{Z(Z+1) \ln(287/\sqrt{Z})} \frac{A}{\rho},$$

где A , Z , ρ - атомный номер, атомный вес и плотность среды.

2.3 Тормозное излучение

Заряженная частица которая движется с ускорением испускает электромагнитное излучение, энергия которого пропорциональна квадрату ускорения, а ускорение обратно пропорционально массе частицы. Для тяжёлых частиц такие потери энергии ничтожно малы³, другая ситуация в случае электрона. Быстрый электрон может терять часть энергии посредством испускания фотонов при торможении в электрическом поле атомного ядра. Возникающее электромагнитное излучение называется тормозным, а потери энергии частиц радиационными.

Соотношение между ионизационными и радиационными потерями энергии для электронов можно оценить по формуле:

$$\frac{(-\frac{dE}{dx})_{rad}}{(-\frac{dE}{dx})_{ion}} \approx \frac{E Z}{800 \text{ MeV}}$$

Энергия при которой потери равны, называется критической, и для электронов её можно определить из формулы $E_c \approx (800 \text{ MeV})/(Z + 1.2)$ [4].

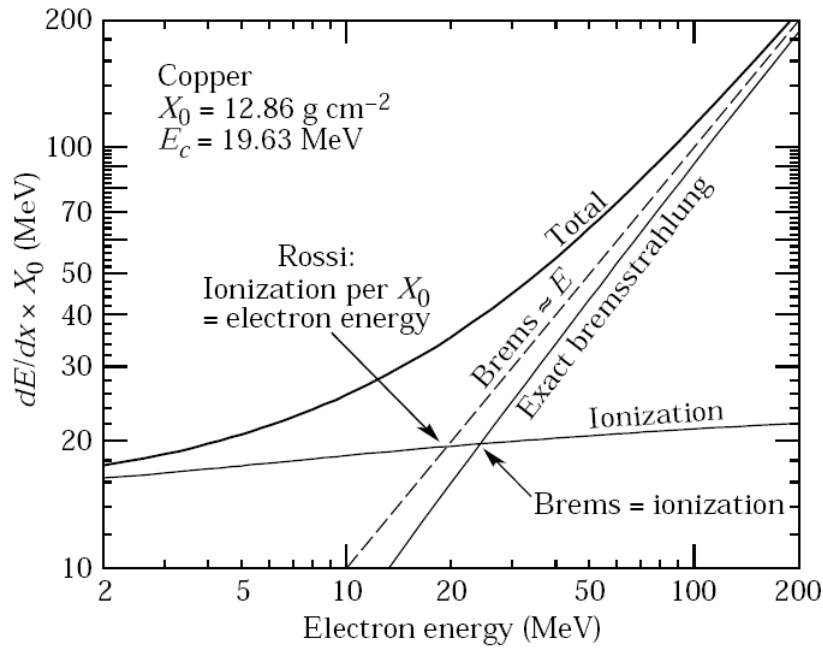


Рис. 2: Определение критической энергии E_c электрона.

³ Даже для мюона, самой лёгкой частицы после электрона, радиационные потери 40.000 раз слабее, чем для электрона того же самого импульса [3].

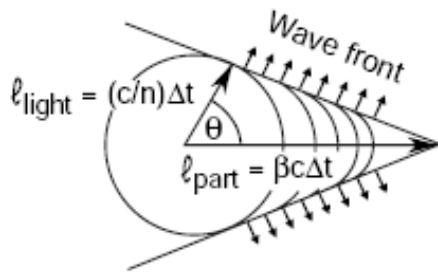
При больших энергиях электрона, когда ионизационными потерями можно пренебречь, потери энергии на излучение можно выразить в виде:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} = \frac{E}{X_0} \Rightarrow E = E_0 e^{-x/X_0},$$

где X_0 - радиационная длинна, т.е. расстояние на котором энергия в результате потерь на излучение уменьшается в e раз. Например, для воздуха при нормальном давлении и температуре, радиационная длина приблизительно 300 метров.

Видно, что высокоэнергетический электрон теряет свою энергию по экспоненциальному закону. Однако многие фотоны испускаемые при тормозном излучении имеют достаточную энергию для рождения электрон—позитронных пар, которые последовательно испускают фотоны и т. д., таким образом, быстрые электроны создают так называемые электромагнитные каскадные ливни (раздел 2.6).

2.4 Черенковское излучение



Заряженная частица, движущаяся со скоростью превышающей фазовую скорость света в данной среде, испускает электромагнитное излучение, называемое черенковским⁴. Угол θ между направлением движения частицы и испускаемым излучением равен $\theta = \arccos(1/n\beta)$, где n - показатель преломления вещества.

Этот эффект можно объяснить появлением поляризации атомов вдоль пути движущейся частицы. Если она движется сравнительно медленно $v < c/n$, возникающая поляризация будет распределена симметрично вокруг её пути. Суммарное поле всех диполей равно нулю и излучения нет. Если скорость частицы $v > c/n$, симметрия нарушается, образуется диполь и возникает когерентное излучение.

Потери энергии на черенковское излучение учитываются формулой Бете—Блоха (в области релятивистского возрастания), однако они в большинстве случаев составляют малую долю от общих потерь. По сравнению с ионизационными потерями, их доля составляет несколько процентов. Для газов с $Z \geq 7$ доля меньше чем 1%, для лёгких газов (He, H) приблизительно 5% [5].

⁴излучение Вавилова—Черенка

2.5 Взаимодействие гамма—излучения

Взаимодействие фотона с атомом среды приводит либо к полному поглощению кванта, либо к существенному изменению направления его движения. Поток фотонов с интенсивностью I_0 при прохождении через слой вещества толщиной x уменьшается по экспоненциальному закону:

$$I(x) = I_0 e^{-\mu x}.$$

Массовый коэффициент поглощения μ связан с сечением различных процессов взаимодействия фотонов σ_i выражением $\mu = \frac{N_A \rho}{A} \sum \sigma_i$, где N_A - число Авогадро, A - атомный вес и ρ - плотность вещества. Сечение поглощения γ -квантов сильно зависит от энергии фотона и представляет суммарный вклад всех механизмов взаимодействия фотонов с веществом, рис. 3.

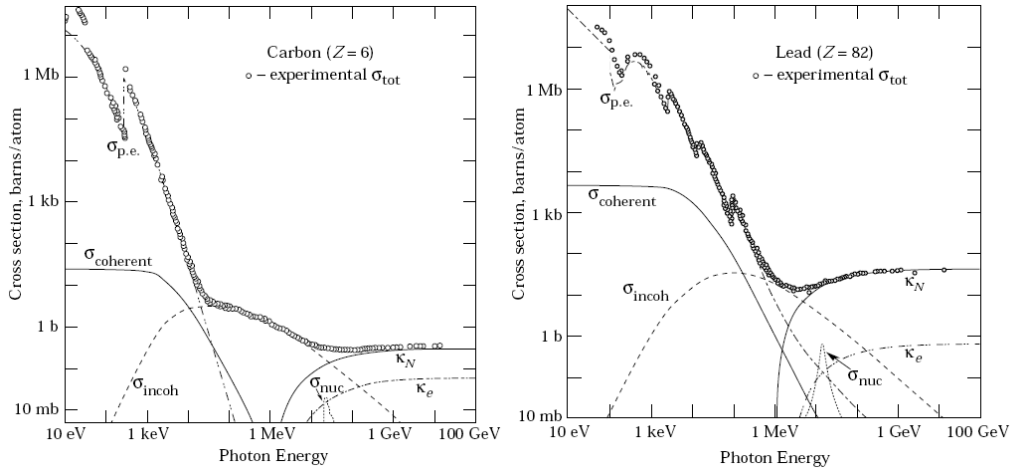


Рис. 3: Сечение полного поглощения фотонов с углеродом и свинцом.

Основной вклад в поглощение при низких энергиях ($E_\gamma < 0.1$ MeV) даёт фотоэффект, при средних энергиях (0.1 MeV $< E_\gamma < 10$ MeV) эффект Комптона, а при высоких энергиях ($E_\gamma > 10$ MeV) преобладает процесс образования электрон—позитронных пар [6].

Фотоэффект процесс взаимодействия γ -кванта с связанным электроном. Атомный электрон полностью поглощает энергию фотона, при этом вырывается из атома. Основной вклад (80% из полного сечение фотоэффекта) даёт сечение на К-оболочке атома. Вероятность фотоэффекта резко зависит от заряда атома Z и энергии фотона $\varepsilon = E_\gamma/(m_e c^2)$

$$\sigma_{ph} \propto \frac{Z^5}{\varepsilon^3}.$$

Комптон—эффект или комптоновское рассеяние. Это рассеяние γ -кванта на свободном электроне⁵. Если энергия фотона существенно превышает энергию связи электрона в атоме, можно считать электрон квазисвободным (энергией связи пренебрегается). Энергию рассеянного фотона приобретает электрон отдачи. Сечение комптоновского рассеяния имеет приблизительно вид

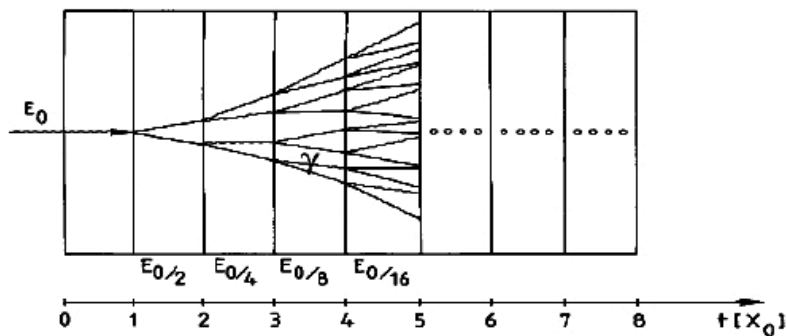
$$\sigma_C \propto Z \frac{\ln \varepsilon}{\varepsilon}.$$

Образование пар процесс рождения электрона и позитрона при взаимодействии γ -кванта с кулоновским полем атомного ядра. Энергия фотона полностью передаётся образовавшимся электрону и позитрону, а также ядру, которое получает отдачу. Однако энергия отдачи, передаваемая ядру, обычно столь мала, что ею можно пренебречь. Таким образом пороговая энергия образования электрон—позитронных пар в поле ядра⁶ определяется как $E_{pair} \approx 2m_e c^2$. При больших энергиях, сечение становится практически независимым от энергии γ -кванта, а определяется лишь зарядом атома

$$\sigma_{pair} \propto Z^2 \ln \frac{183}{Z^{1/3}}.$$

2.6 Электронно—фотонные ливни

Преобладающим процессом взаимодействия высокоэнергичных электронов является тормозное излучение (раздел 2.3). Испускаемые фотоны высоких энергии, рожают электрон—позитронные пары. Это в результа-



⁵Когерентное рассеяние фотонов на атоме как целом называется рэлеевским рассеянием. При этом частота излучения до и после взаимодействия остаётся неизменной.

⁶Заметим также, что образование e^-e^+ пар происходит и в кулоновском поле электрона, но оно сильно подавлено по сравнению с рождением пар в поле ядра.

те приводит к возникновению электрон—фотонных ливней. Направление потока частиц, которые возникают, практически совпадает с направлением первичной частицы.

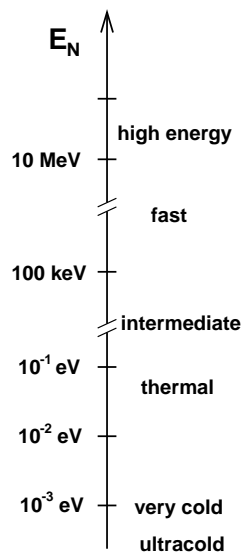
Поток частиц ливня после своего образования сначала резко увеличивается. Число частиц в ливне (сумма электронов, позитронов и фотонов) на глубине t составляет $N(t) = 2^t$, где $t = x/X_0$ в единицах радиационной длины, и энергия частицы на данной глубине равна $E(t) = E_0/2^t$. Максимальное число частиц при развитии ливня достигается на глубине $t_{max} = \frac{\ln E_0/E_c}{\ln 2}$ и в максимуме составляет $N_{max} \approx E_0/E_c$.

Когда энергия частиц ливня уменьшается настолько, что ионизационные потери начинают преобладать над радиационными, ливень прекращается. Значение энергии, когда она становится критической, можно выразить как $E_c = E_0/2^{t_{max}}$ [3].

Отмеченные закономерности существенны при конструкции калориметров, которые можно использовать при измерении энергии электронов и фотонов в экспериментах с частицами высоких энергии.

2.7 Взаимодействие нейтронов с веществом

Нейтроны взаимодействуют с веществом в основном за счёт их взаимодействия с атомными ядрами посредством ядерных сил⁷. Поэтому регистрация нейтронов связана с взаимодействием при котором сначала должны образоваться ионизирующие частицы.



Сечение взаимодействие нейтронов с веществом сильно зависит от энергии нейтрона. Условно принято называть нейтроны с энергиями в интервале от 0 до 100 keV, медленными. Если энергия выше, это быстрые нейтроны. Медленные нейтроны ещё принято разделить на несколько интервалов: ультрахолодные (самые низко энергичные), холодные, тепловые и так называемые промежуточные. Для нейтронов того или иного энергетического интервала, следует применять разные методы регистрации [7].

В зависимости от того, попадает нейтрон в ядро или нет, можно разделить его взаимодействие с ядром на две группы:

⁷Сечение электромагнитного взаимодействия нейтрона, эффект от взаимодействия магнитных моментов нейтрона и атомного электрона, приблизительно в 10^6 раз меньше, чем для электрона (за исключением, когда эффект происходит в ферромагнетиках).

упругое рассеяние без проникновения частицы в ядро (потенциальное рассеяние на силовом поле ядра). Ядро отдачи приобретает кинетическую энергию и сможет ионизировать в среде.

разнообразные ядерные реакции: радиационный захват (n, γ), реакции с образованием одной или нескольких частиц (n, p), (n, α), неупругое рассеяние, упругое рассеяние при котором нейтрон заходит в ядро (резонансное рассеяние), деление ядер и т. п. Как правило, эти реакции сопровождаются вылетом из ядра быстрых заряженных частиц, которые могут в веществе создать ионизационные эффекты.



3 Трековые детекторы

Детекторы — приборы для регистрации и локализации излучения. Если, кроме самого факта и момента попадания частицы в объём детектора¹, частица оставляет след, это так называемые трековые детекторы. Они позволяют существенно увеличивать информацию о происходящем процессе.

Основные характеристики детекторов, которые будут в дальнейшем упоминаться:

временное разрешение — минимальный период времени, между двумя прошедшими частицами, когда сигналы не накладываются друг на друга. Если окажется, что в течение этого времени через детектор пройдёт больше чем одна частица, то он может регистрировать их как одну частицу.

пространственное разрешение — аналогично с предыдущим. Характеризует погрешность, с которой детектор может различать положение частиц в пространстве.

мёртвое время — время восстановления, которое должно пройти с момента регистрации одной частицы до момента, когда детектор снова сможет регистрировать следующую частицу. Если частица попадает в детектор за это время, то она не регистрируется.

эффективность — вероятность того, что частица, пролетевшая через объём детектора будет зарегистрирована. Её можно определить как отношение числа зарегистрированных частиц, к числу всех прошедших через него частиц.

К главным представителям трековых детекторов относятся камера Вильсона, пузырьковая камера, искровая камера, пропорциональные и дрейфовые камеры. В таблице, в конце реферата, приведены все их основные характеристики.

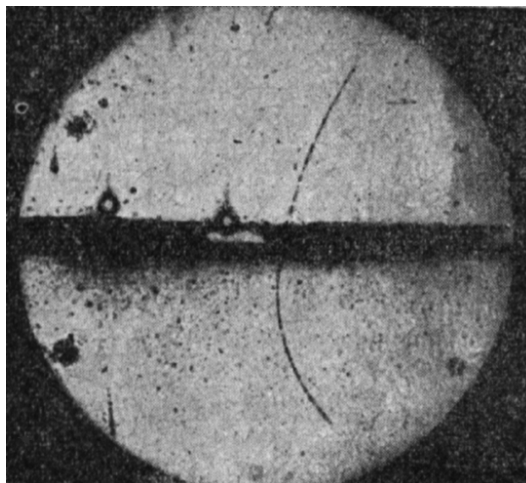
3.1 Камера Вильсона

Старейшим трековым детектором является камера Вильсона. Её изобретатель в 1912 году установил, что пересыщенный пар конденсируется и образуют видимые капли жидкости вдоль пути пролетающей через камеру заряженной (ионизирующей) частицы. Обычно рабочей средой

¹Такие детекторы обычно называют счётчиками.

камеры являлась смесь из паров воды и спирта. Пересыщение создаётся адиабатическим расширением газа. Приблизительно за сотую долю секунды капли вырастают до больших, видимых размеров. Трек, который создала заряженная частица в виде следов из капелек, фотографируется. После этого газ в камера снова сжимается, капельки испаряются. Электрическое поле очищает рабочий объём от оставшихся ионов.

Камера Вильсона сыграла выдающую роль в ядерной физике и физике космических лучей. Ч. Вильсон получил в 1927 г. Нобелевскую премию. С её помощью был, например, в 1932 году Андерсоном обнаружен позитрон в космических лучах. На протяжении нескольких десятилетий она была практически единственным ² трековым детектором. В начале второй половины двадцатого века ей на замену пришла пузырьковая камера.



3.2 Пузырьковая камера

Пузырьковая камера была изобретена Глэзером в 1952 году. Камера наполнена перегретой жидкостью. Такая жидкость (обычно это жидкий водород) неустойчива, и поэтому пролетающая через неё ионизирующая частица, заставляет её мгновенно вскипать, вдоль пути частицы появляется цепочка пузырьков пара. Перегретое состояние жидкости достигается резким уменьшением давления. Камера становится на несколько миллисекунд чувствительной (желательно это время синхронизовать со временем вхождения в камеру частиц из ускорителя). Образовавшийся, из цепочки пузырьков пара, трек освещается и фотографируется. Заполняющая объём жидкость, является одновременно и детектором и мишенью, это даёт хорошую возможность получить почти полную картину взаимодействия.

Д. Глэзер в 1960 году получил за её изобретение Нобелевскую премию. Развитие камер шло быстрыми темпами. В 70-х годов прошлого века они были основными детекторами в физике высоких энергии. Рост энергий пучков потребовал разработки камер огромных размеров. Рабо-

²В 40-е годы начались использоваться тоже ядерные эмульсии, которые применяются в экспериментах до сегодняшнего дня.

чий объём пузырьковых камер возрос почти в миллионы раз [9].

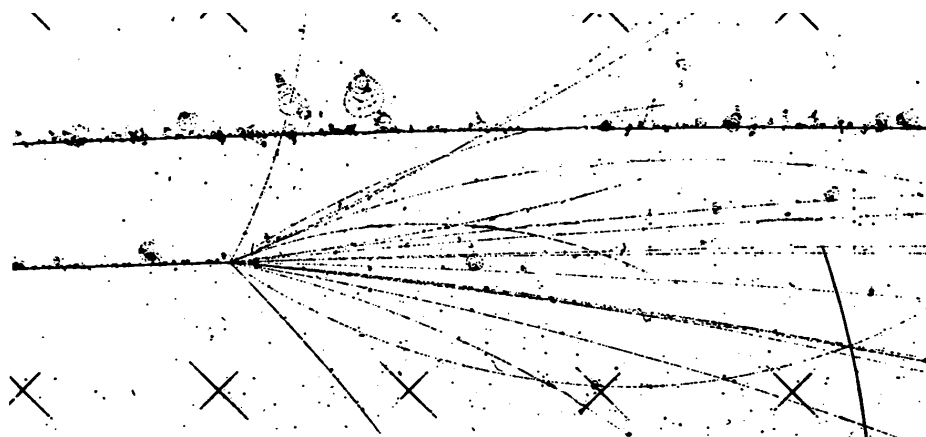
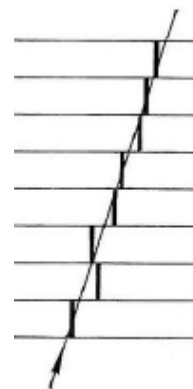


Рис. 4: Полная дезинтеграция ядра фтора в водородной камере. Снимок из последнего сеанса 100-см водородной пузырьковой камеры ЛВЭ ОИЯИ в ноябре 1992 года [10].

Несмотря на трудоёмкую работу связанную с расшифровкой фотографий (восстановлением треков), основной недостаток пузырьковой камеры — невозможность в процессе облучения выбрать интересные нас события, что приводит к необходимости просмотра большого количества снимков.

3.3 Искровая камера

В конце 50-х годов прошлого века, появилась искровая камера. Она обычно состоит из нескольких параллельных, плоских металлических пластин, которые используются в качестве электродов. Пространство между ними заполняется газом, чаще всего используется неон, гелий или аргон. Заряженная частица, проходящая через камеру, образует ионы в газе. Одновременно (или с маленьким опозданием ~ 1 мкс), по сигналу совпадения из логического устройства, обычно пара сцинтилляционных счётчиков, на электроды подаётся короткий (~ 10 -100 нс), высоковольтный (~ 10 -20 кВ/см) импульс напряжения [11]. В результате в месте прохождения частицы за несколько наносекунд происходит видимый глазом искровой разряд³. Возникающие искровые



³В стримерной камере, аналоге искровой камеры, формируются короткие светящиеся области, так называемые стримеры.

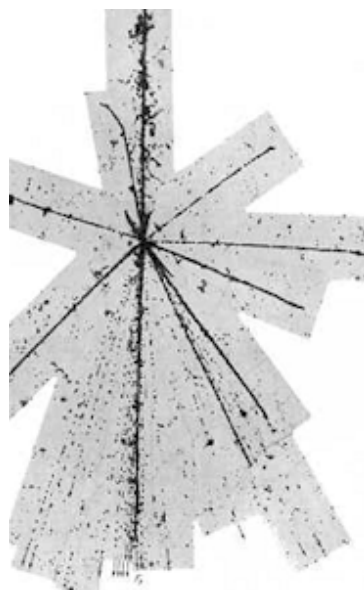
каналы фотографируются.

Искровая камера была хорошим дополнением к пузырьковой камере. Появилась возможность управляемого запуска с помощью триггерных счётчиков, для регистрации только нужных событий. Кроме того искровая камера была способна работать более чем в сто раз чаще чем пузырьковая, а если время пролёта между частицами больше чем мёртвое время (время до полного удаления заряда, образовавшего искры, оно приблизительно несколько миллисекунд), то эффективность приближается к 100%.

3.4 Ядерные фотоэмульсии

Трек заряженной частицы можно регистрировать и методом аналогичным обычному фотографированию. За развитие такого метода и открытия, связанные с мезонами, сделанные с помощью фотографического метода Ф. Пауэлл в 1950 г. получил Нобелевскую премию.

Пластины ядерных эмульсий состоят из мелких ($0.2 \div 0.3$ мкм) кристаллов бромида серебра, помещённых в слоях желатины [12]. Отдельные слои складываются в стопку нужного объёма, обычно порядка десятков сантиметров. Заряженная частица, проходящая через слои эмульсии, вызывает химическое изменение в зёрнах бромида серебра, расположенных вдоль трека ионизирующей частицы. Образуются зёрна металлического серебра. Оставленный след в фотоэмульсии просматривается микроскопом. Отсюда и следует главный недостаток метода, очень трудоёмкая обработка каждого слоя.



Однако, этот один из старейший методов регистрации частиц используется до сих пор.

В последнее время вновь возродилась техника фотоэмульсии. Проводятся гибридные эксперименты, эмульсии вместе с электронными детекторами, которые дают трековую информацию о нужном событии. Эта информация потом упрощает, сокращает анализ эмульсии под микроскопом.

Высокое пространственное разрешение, порядка нескольких микрометров и небольшая цена, являются основными преимуществами ядерных фотоэмульсии.

3.5 Бесфильмовые камеры

В начале второй половины XX века, во время быстрого развития ускорительных комплексов, в физических экспериментах регистрации и локализации излучения в ядерной и субъядерной физике встали две основные проблемы:

- неуправляемость детектора в процессе его работы, невозможность выделения интересующего нас события.
- необходимость регистрировать информацию фотографическим способом. Извлечение данных из изображений треков, траекторий частиц, при огромном количестве фотоснимков оказывалось слишком трудоёмким.

Решение этих задач было сильно связано с начавшимся бурным развитием транзисторной электроники, вычислительной техники. Появились методы регистрации частиц с использованием ЭВМ, где информация сразу же подвергалась математической обработке.

Разные комбинации счётчиков и методов регистрации, схемы совпадений (антисовпадений) между событиями и т.п., позволили выделять разные, интересующие нас события, частицы.

Первые попытки замены оптической, фильмовой методики на электронный сбор данных появились уже у искровой камеры. Пластины были заменены проволочками, которые образовывали координатную сетку. Однако невозможность управлять этой камерой чаще, чем приблизительно сто раз в одну секунду, серьёзно сдерживали её применение.

Устранение этих недостатков, в том числе и решение проблемы быстродействующего управляемого детектора, пришло с появлением проволочных пропорциональных и дрейфовых камер. Бесфильмовые, управляемые методы трековой регистрации частиц стали интенсивно развиваться и широко использоваться. Кроме небольшого мёртвого времени, которое экономит время работы ускорителя, проволочные пропорциональные и дрейфовые камеры (и их модификации) обладают достаточно высоким временным и пространственным разрешением.

Бесфильмовые камеры вместе с другими детекторами, цифровая (удобная) информация, использование ЭВМ, быстрый анализ, всё это позволило существенно увеличить скорость сбора экспериментальных данных в ядерной и субъядерной физике на несколько порядков.

Рассмотрим ближе принцип работы основных представителей этой группы: многопроволочных пропорциональных камер и дрейфовых камер.

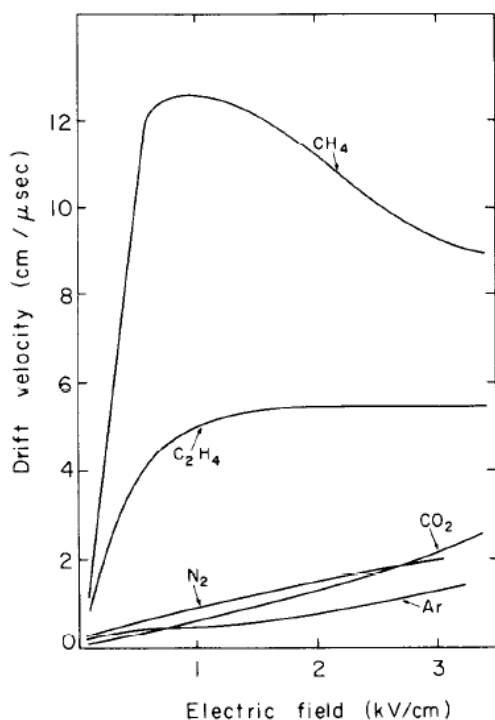
3.6 Ионизация в газовом детекторе

3.6.1 Подвижность и дрейф ионов

Заряженная частица проходящая через рабочий объём детектора в результате ионизации образует электроны и положительные ионы. Они быстро теряют свою энергию при многократных столкновениях с атомами и молекулами газа, распределение по энергии близко тепловому.

Со временем плотность образованного заряда уменьшается из-за рекомбинации — нейтрализации положительных и отрицательных ионов и электронного захвата — возможности захватывать электроны низких энергий некоторыми многоатомными молекулами. Вероятность такого захвата характеризуется коэффициентом прилипания, который для электроотрицательных газов, таких как O_2 , CO_2 и Cl_2 , достаточно велик, но пренебрежимо мал для инертных газов N_2 , H_2 , Ar и CH_4 [13].

Если образовавшиеся ионы подвергаются воздействию электрического поля с напряжённостью E , они начинают двигаться вдоль линий электрического поля.



Средняя скорость движения электронов и ионов называется скоростью дрейфа, её можно записать в виде: $v_d = \mu E$, где μ — подвижность ионов, которая кроме напряжённости E в электрическом поле, зависит и от состава газовой смеси, давления и температуры. На рисунке показана зависимость скорости дрейфа электронов от напряжённости для некоторых смесей газа при нормальных условиях.

Подвижность электронов в газах приблизительно на три порядка больше чем подвижность ионов. Электроны, при достаточно большом значении напряжённости, смогут за время между двумя столкновениями, приобрести

в электрическом поле энергию, достаточную для вторичной ионизации атомов газа, может произойти газовое усиление. В результате число носителей зарядов возрастает.

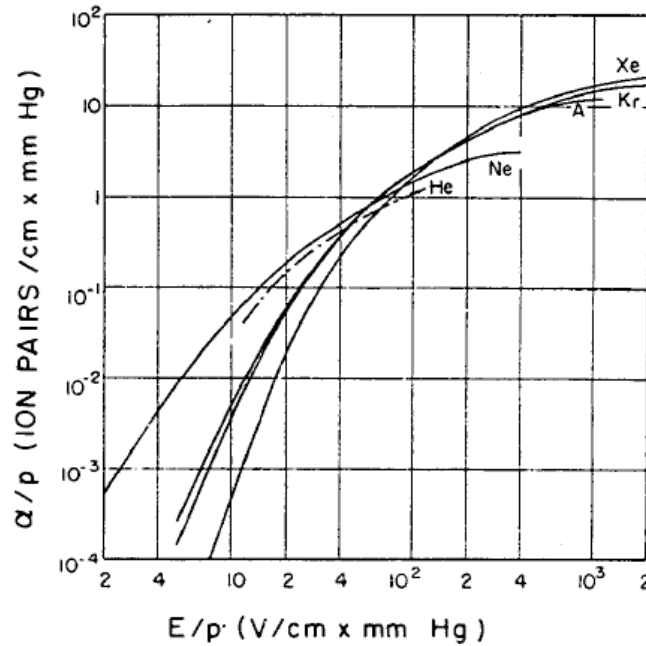


Рис. 5: Первый коэффициент Таунсенда для разных инертных газов.

3.6.2 Газовое усиление

При высоких значениях E/p , где p - давление в газе, количество вторичных электронов растёт лавинообразно. На рис. 5 видно, что эффективное развитие лавины начинается в поле при $E/p \approx 100$ В/(см.мм рт.ст.) [14].

Количество вторичных электронов в лавине α^4 , образованных одним электроном на пути длины 1 см вдоль линии электрического поля, называется первым коэффициентом Таунсенда, или коэффициентом ударной ионизации. Если N_0 - число первичных электронов, созданных ионизирующей частицей, то полное число электронов $N(x)$ в точке лавины x равно $N(x) = N_0 e^{\alpha x}$. Коэффициент газового усиления можно определить как [15]:

$$u = \frac{N}{N_0} = e^{\int \alpha(x) dx}.$$

Если использовать инертные (благородные) газы, можно получить эффект газового усиления и при более низкой напряжённости электрического поля. В таких газах электрон в основном теряет энергию на их ионизацию, а не на возбуждение.

⁴Зависимость α/p от E/p (рис. 5) можно описать эмпирическим выражением $\alpha/p = A e^{-B(p/E)^k}$, где A, B, k - константы газовых смесей.

3.6.3 Режимы работы газовых детекторов

Зависимость собравшихся ионов на электродах детектора — регистрируемый заряд от величины напряжённости электрического поля для газонаполненного цилиндрического детектора показана на рис. 6 [16].

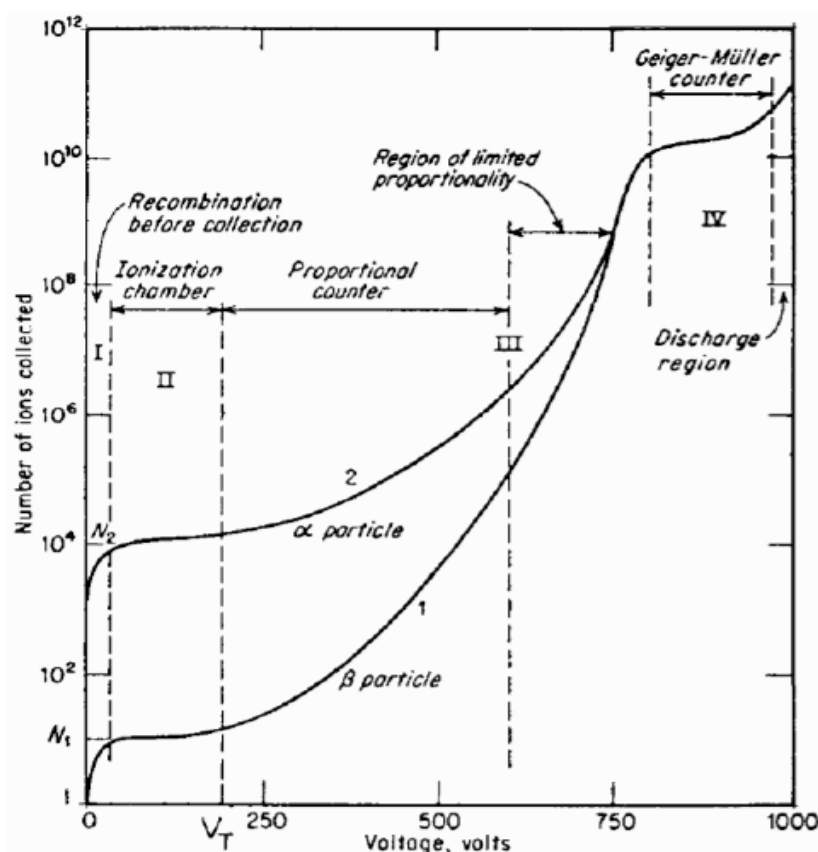


Рис. 6: Режимы работы газовых цилиндрических детекторов.

В области напряжения I ионизации и собиранию заряда на электродах препятствует процесс рекомбинации ионов. При увеличении напряжения скорость ионов возрастает, рекомбинация уменьшается, амплитуда возрастает.

В области II все образовавшейся ионы собираются на электродах. В этой области работают ионизационные камеры.

При дальнейшем усилении напряжённости первоначальное число носителей зарядов сильно возрастает, происходит газовое усиление. Участок III — область пропорционального режима. При более высоких электрических полях образующийся заряд не будет зависеть от первичной ионизации — область ограниченной пропорциональности.

В режиме работы счётчиков Гейгера-Мюллера, область IV, регистрируемый сигнал становится одинаковым для частиц с различной ионизацией (зависит только от напряжения). Регистрируется любая частица способная создать хотя бы одну пару ионов в объёме счётчика.

3.7 Многопроволочные пропорциональные камеры

Многопроволочная пропорциональная камера по сути представляет набор цилиндрических пропорциональных счётчиков помещенных в одном газовом объёме. Схема такой камеры показана на рис. 7. Меж-

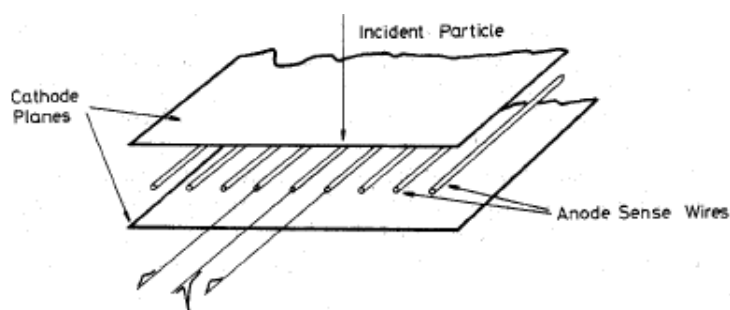


Рис. 7: Схема конструкции многопроволочных пропорциональных камер.

ду двумя плоскими катодами из металлической фольги расположенные сигнальные проволочки — аноды (обычно это проволочки диаметром 20 мкм, расположенные с шагом 2 мм).

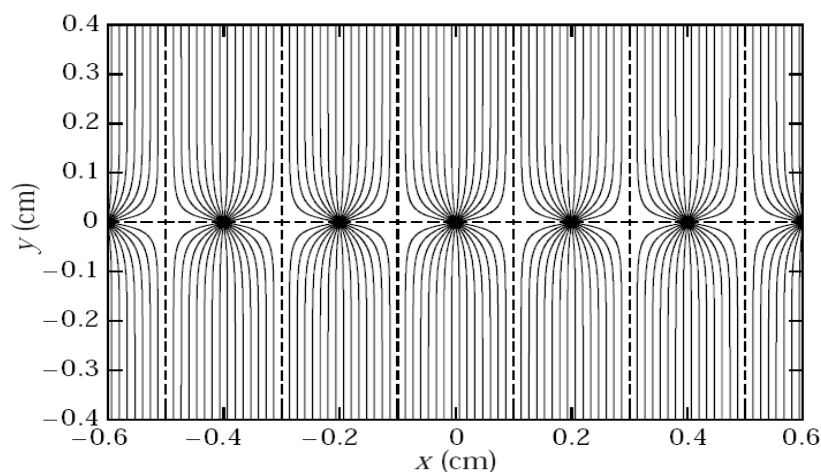


Рис. 8: Силовые линии электрического поля в пропорциональной камере с несколькими проволочками (симуляция программой GARFIELD [17]).

Ионизирующая частица, проходящая через многопроволочную пропорциональную камеру, образует вдоль своего пути свободные электроны, которые зарождают лавины точно также, как и в пропорциональных счётчиках. Заряд рождается в непосредственной близости от анодной проволоочки в области сильного электрического поля. Сигнал с каждой проволоочки регистрируется отдельно, что позволяет определить координату частицы в камере.

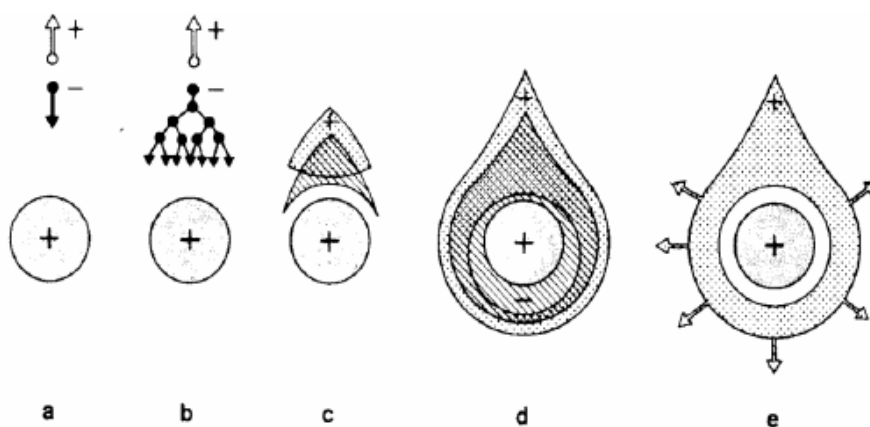


Рис. 9: Временно—пространственное развитие лавины вблизи анодной проволоочки пропорциональной камеры.

Поскольку большинство электронов рождается вблизи анода, они проходят очень короткую область (несколько мкм) с малой разностью потенциалов. Положительные ионы, дрейфующие в сторону катода, проходят почти всю разность потенциалов. Это означает, что сигнал на анодной проволоочке создаётся, в основном, положительными ионами, а не электронами [18].

При конструкции многопроволочной пропорциональной камеры, желательно чтобы диаметр анодной проволоочки составлял приблизительно 1% от расстояния между ними, напряжённость электрического поля будет тогда достаточной для газового усиления. В большинстве случаев в качестве анода используются тонкие (диаметр от 10 до 30 мкм) вольфрамевые проволоочки гальванизированные золотом. Катодные плоскости обычно металлические фольги или слои натянутых проволоочек [19].

При изготовлении камер, особенно больших размеров, электростатическое отталкивание анодных проволоочек приводит к проблеме их механической неустойчивости. Длинные проволоочки нужно натягивать с большой силой, или фиксировать на промежуточных расстояниях. Это в свою очередь приводит к образованию локальных (неэффективных) зон

в точке фиксации.

Пространственное разрешение камеры определяется в основном расстоянием d между проволочками. Среднеквадратичная ошибка вычисляется как $\sigma = d/\sqrt{12}$. Для типичного расстояния анодных проволок 2 мм, погрешность определения координаты частицы, пересекающей камеру, составляет ~ 0.6 мм. Уменьшение расстояния⁵ между анодными проволочками приводит к улучшению разрешения. Однако создание камер больших размеров с такими уменьшенными межпроволочными расстояниями связано с рядом проблем, в том числе с уже упомянутым электростатическим отталкиванием проволок.

Рабочие газы для пропорционального режима работы камеры должны иметь высокий коэффициент газового усиления — инертные (благородные) газы. В большинстве случаев используются аргон или ксенон с различными добавками, в качестве которых чаще всего используются CO_2 , CH_4 , изобутан. С такими смесями можно получить газовое усиление $\sim 10^5$ а эффективность регистрации частицы близкая 100%. Использование так называемой магической смеси (75% Ar + 24.5% изобутана + 0.5% фреона) позволяет увеличить коэффициент газового усиления до $\sim 10^8$ [20].

3.8 Дрейфовые камеры

Идея определения координаты частицы, вызывающей ионизацию газа, измерением времени дрейфа первичных электронов в однородном электрическом поле, была высказана уже вскоре после⁶ появления многопроволочной пропорциональной камеры [21].

Разница во времени δt определяется между моментом первичной ионизации (прохождением частицы) t_0 и моментом, когда электроны достигают анодной проволочки (попаданием облака заряда) t_1 . Координату x места прохождения частицы можно вычислить с помощью следующего выражения:

$$x = \int_{t_0}^{t_1} v_d(t) \delta t$$

Желательную постоянную скорость дрейфа v_d можно достичь образованием постоянной напряжённости электрического поля вдоль пути дрейфующего электрона. Между соседними анодными проволочками

⁵Для получения нужного газового усиления, при уменьшении расстояния между проволочками, необходимо увеличивать напряжение.

⁶Пропорциональные многопроволочные и дрейфовые камеры появились в 1968 году. Ж. Шарпак за вклад в открытие и создание детекторов получил в 1992 году Нобелевскую премию.

(находящимися под потенциалом $+HV_2$) вводятся дополнительные, потенциальные проволочки под потенциалом $-HV_1$. На катодные проволочки подан распределённый потенциал от 0 до $-HV_1$, рис. 10 [22].

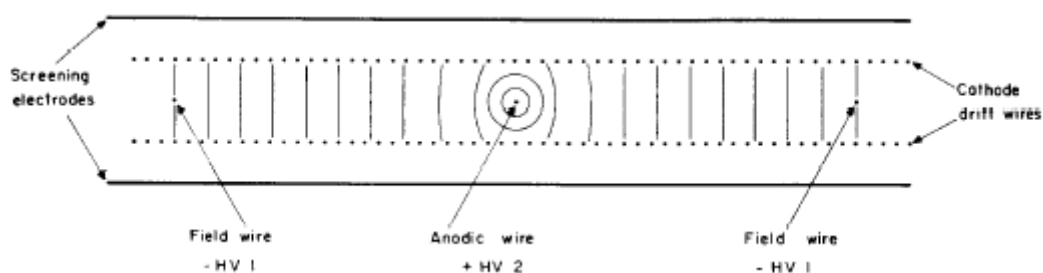


Рис. 10: Схематический вид ячейки дрейфовой камеры с проволочными катодами.

Пространственное разрешение дрейфовых камер определяется однородностью электрического поля в области дрейфа. Как видно из рис. 11 ограничение в разрешение вносит ещё временное разрешение электроники, диффузия электронов во время их дрейфа к аноду и статистическая

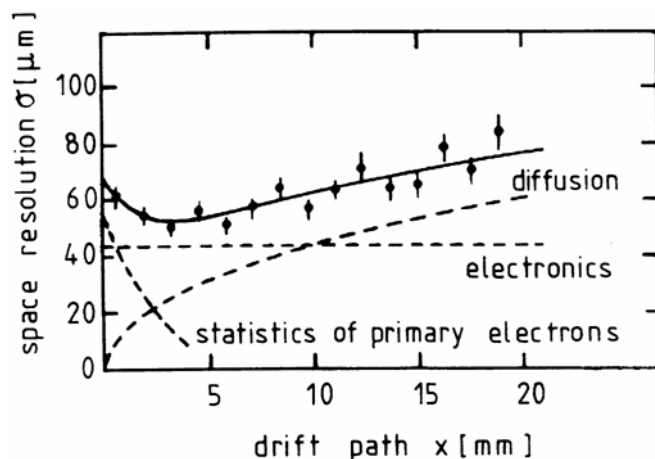


Рис. 11: Зависимость пространственного разрешения дрейфовой камеры от пути дрейфа.

флуктуация первичной ионизации в близости анодной проволочки. Заметим, что для частиц, проходящих под наклоном к плоскости камеры, разрешение ухудшается (для очень больших наклонов почти в два раза).

4 Заключение

В представленном обзоре отражены лишь основные характеристики работы газонаполненных координатно-трековых детекторов. Он не претендует на полноту и не преследует цель охватить все развитые модификации рассматриваемых устройств.

Упор сделан на пояснение принципов работы и происходящие физические процессы при формировании сигналов от проходящих заряженных частиц. В связи с этим в первой части обзора уделено внимание взаимодействию частиц с веществом. Дана короткая информация о различных трековых приборах, с их преимущества и недостатки с целью подчеркнуть ту нишу в детектировании частиц, которая принадлежит газовым трековым детекторам.

Трековый детектор	разрешение [мкм]	мёртвое время [мс]	преимущества	недостатки
Камера Вильсона	300	10^5	простота, первый трековый детектор	большое мёртвое время
Пузырьковая камера	20	10^2	анализ сложных событий	неуправляемость
Искровая камера	200	10	простота конструкции	низкая многотрековая эффективность
Ядерная фотоэмульсия	5	0	пространственное разрешение, цена	трудоёмкий анализ событий
Пропорциональные камеры	200	10^{-5}	временное разрешение, простота	механическая нестабильность проволочек
Дрейфовая камера	50	10^{-4}	координатное разрешение	зависимость разрешения от диффузии и первичной ионизации

Список литературы

- [1] *W. Yao et al.* // Journal of Physics G 33, 2006,
available on the pages <http://pdg.lbl.gov>
- [2] *А. Черняев* // Взаимодействие ионизирующего излучения с веществом, 2004, Физматлит
- [3] *A. Korytov* // Interactions of particles with matter, 2006,
http://www.phys.ufl.edu/~korytov/phz5354/note_C09_interaction_of_particles_with_matter.pdf
- [4] *S. Stapnes* // Instrumentation for high-energy physics,
<http://www.fys.uio.no/~stapnes/pylos-I.doc>
- [5] *П. Денисов* // Детекторы черенковского излучения, 2004, Природа
- [6] *F. Maas* // Interaction of Particles with Matter and Main Types of Detectors, 2006,
<http://www.fantom.kvi.nl/edact.html>
- [7] *В. Калашникова* // Детекторы элементарных частиц, 1966, Наука
- [8] *R. Shutt* // High enrgy physics with the Brokhaven 80" hydrogen buble chamber, 1996,
http://www.bnl.gov/bnlweb/PDF/bnl_9065.pdf
- [9] *G. Harigel* // Bubble chambers, technology and impact on high enrgy physics,
<http://dbserv.ihep.su/pubs/aconf00/tconf00/ps/c6-4.pdf>
- [10] *В. Глаголев* // 100-см водородная пузырьковая камера, к 50-летию ЛБЭ
- [11] *C. Dukes* // Spark Chambers for the Finesse Rangestack, 2004,
http://galileo.phys.virginia.edu/research/groups/hep/aag/memos/spark_chamber.pdf
- [12] *T. Nakamura et al.* // Nucl. Instr. and Meth. A, 2006, Vol. 556,
p. 80-86
- [13] *К. Клайнкнехт* // Детекторы корпускулярных излучений, 1990, Мир

- [14] *L. Ropelewski et al.* // CERN Academic Training Programme 2004/2005, Lecture 2a - Gas Detectors,
http://ph-dep-dt2.web.cern.ch/ph-dep-dt2/CAT2005_2a.pdf
- [15] *F. Sauli* // Gas-filled detectors, Short Courses-2002-1,
http://fabio.home.cern.ch/fabio/seminars.res/ieee02_sc_sauli1.pdf
- [16] *W. Leo* // Techniques for nuclear and particle physics experiments, 1994, Springer-Verlag
- [17] *R. Veenhof* // Garfield - simulation of gaseous detectors, CERN Program Library W5050,
<http://garfield.web.cern.ch/garfield>
- [18] *В. Пешехонов* // Физ. элем. частиц и атом. ядра, 1986, Т. 17, №5, с. 1030-1078
- [19] *К. Грунен* // Детекторы элементарных частиц, 1999, Сибирский хронограф
- [20] *Ю. Заневский* // Проволочные детекторы элементарных частиц, 1978, Атомиздат
- [21] *Ж. Шарпак* // Успехи физических наук, 1993, Т. 163, №10, с. 57-66
- [22] *F. Sauli* // CERN Academic Training Programme 1975/1976, Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers