

# PARTICLE DETECTORS

CLAUS GRUPEN

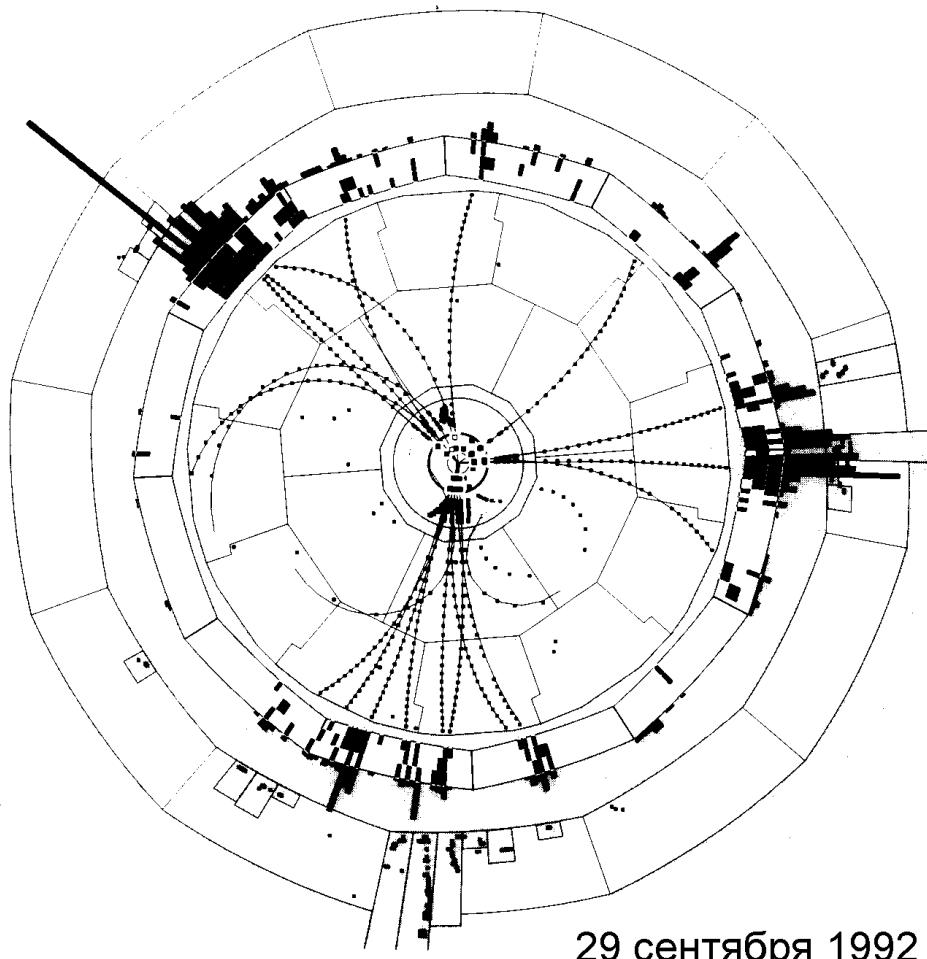
*University of Siegen*

with the cooperation of

ARMIN BÖHRER and LUDĚK SMOLÍK

CAMBRIDGE  
University Press

Реконструкция события распада  $Z^0$ -бозона на три струи, зарегистрированного детектором ALEPH на  $e^+e^-$  коллайдере LEP в ЦЕРНе.



29 сентября 1992

**Клаус Групен**

**Детекторы элементарных  
частиц**

Перевод с английского  
**Н.Ю.Эйдельман** и д-ра физ.-мат. наук **Ю.И.Эйдельмана**

Под редакцией  
д-ра физ.-мат. наук **Л.М.Курдадзе** и  
канд. физ.-мат. наук **С.И.Эйдельмана**



# Содержание

Предисловие редакторов перевода	ix
Предисловие к русскому изданию	xi
Предисловие автора	xii
Вступление	xiv
<b>1 Взаимодействие частиц и излучения с веществом</b>	<b>1</b>
1.1 Взаимодействие заряженных частиц с веществом . . . . .	1
1.1.1 Потери энергии на ионизацию и возбуждение . . . . .	3
1.1.2 Удельная ионизация . . . . .	11
1.1.3 Многократное рассеяние . . . . .	15
1.1.4 Тормозное излучение . . . . .	16
1.1.5 Прямое рождение электрон-позитронных пар . . . . .	19
1.1.6 Потери энергии на фотоядерные взаимодействия . . . . .	20
1.1.7 Полные потери энергии . . . . .	20
1.1.8 Соотношение пробег-энергия для заряженных частиц . . . . .	22
1.2 Взаимодействие фотонов . . . . .	25
1.2.1 Фотоэффект . . . . .	26
1.2.2 Комптон-эффект . . . . .	27
1.2.3 Рождение пар . . . . .	29
1.2.4 Полное сечение поглощения фотонов . . . . .	30
1.3 Сильное взаимодействие адронов . . . . .	31
1.4 Дрейф и диффузия в газах . . . . .	35
<b>2 Основные характеристики детекторов частиц</b>	<b>42</b>
<b>3 Единицы измерения излучения</b>	<b>50</b>
<b>4 Детекторы для ионизационных и трековых измерений</b>	<b>56</b>
4.1 Ионизационные камеры . . . . .	56
4.2 Пропорциональные счетчики . . . . .	62
4.3 Счетчики Гейгера . . . . .	71
4.4 Стримерные трубы . . . . .	73
4.5 Регистрация частиц в жидкостях . . . . .	79
4.6 Многопроволочные пропорциональные камеры . . . . .	81
4.7 Плоские дрейфовые камеры . . . . .	88
4.8 Цилиндрические проволочные камеры . . . . .	95

4.8.2 Струйные дрейфовые камеры . . . . .	100
4.8.3 Времяпроекционные камеры (ВПК) . . . . .	104
4.9 Времяпроекционные камеры с оптическим съемом . . . . .	109
4.10 Эффекты старения в проволочных камерах . . . . .	112
4.11 Пузырьковые камеры . . . . .	116
4.12 Камеры Вильсона . . . . .	123
4.13 Стримерные камеры . . . . .	125
4.14 Камеры на разрядных трубках . . . . .	129
4.15 Искровые камеры . . . . .	131
4.16 Ядерные эмульсии . . . . .	137
4.17 Кристаллы галоидного серебра . . . . .	140
4.18 Рентгеновские пленки . . . . .	143
4.19 Термолюминесцентные детекторы . . . . .	143
4.20 Радиофотолюминесцентные детекторы . . . . .	144
4.21 Пластиковые детекторы . . . . .	145
4.22 Сравнение детекторов для ионизационных и трековых измерений .	148
<b>5 Временные измерения</b>	<b>150</b>
5.1 Фотоумножители . . . . .	150
5.2 Сцинтилляционные счетчики . . . . .	157
5.3 Плоские искровые счетчики . . . . .	167
<b>6 Идентификация частиц</b>	<b>170</b>
6.1 Нейтронные счетчики . . . . .	171
6.2 Детекторы нейтрино . . . . .	174
6.3 Счетчики времени пролета . . . . .	175
6.4 Черенковские счетчики . . . . .	177
6.5 Детекторы переходного излучения (ДПИ) . . . . .	190
6.6 Разделение по энергетическим потерям . . . . .	196
6.7 Сравнение методов идентификации частиц . . . . .	200
<b>7 Измерение энергии</b>	<b>203</b>
7.1 Твердотельные детекторы . . . . .	203
7.2 Калориметры электронов и фотонов . . . . .	216
7.3 Адронные калориметры . . . . .	229
7.4 Идентификация частиц в калориметрах . . . . .	243
7.5 Калибровка и мониторирование калориметров . . . . .	246
7.6 Криогенные калориметры . . . . .	249
<b>8 Измерение импульса</b>	<b>254</b>
8.1 Магнитные спектрометры для экспериментов с фиксированной мишенью . . . . .	254
8.2 Магнитные спектрометры для специальных приложений . . . . .	261

<b>9 Электроника</b>	<b>267</b>
9.1 Методы считывания . . . . .	267
9.1.1 Терминология теории сигналов . . . . .	268
9.1.2 Усилители . . . . .	269
9.1.3 Дискриминаторы . . . . .	270
9.1.4 Преобразователи . . . . .	272
9.2 Запуск детектора (триггер) . . . . .	275
9.3 On-line мониторирование . . . . .	283
9.4 Сбор данных . . . . .	284
9.5 Медленный контроль . . . . .	285
<b>10 Обработка информации</b>	<b>287</b>
10.1 Информация из детекторов для анализа данных . . . . .	287
10.2 Распознавание и реконструкция треков . . . . .	289
10.2.1 Поиск треков . . . . .	289
10.2.2 Определение энергии . . . . .	294
10.2.3 Идентификация частиц . . . . .	294
10.3 Реконструкция событий . . . . .	296
10.4 Моделирование событий . . . . .	297
10.4.1 Генераторы событий . . . . .	298
10.4.2 Моделирование детектора . . . . .	301
10.5 Физический анализ . . . . .	301
<b>11 Применения детекторов</b>	<b>307</b>
11.1 Радиационные камеры . . . . .	307
11.2 Исследование поверхности медленными протонами . . . . .	310
11.3 Терапия опухолей тяжелыми частицами . . . . .	311
11.4 Идентификация изотопов в радиоактивных отходах . . . . .	313
11.5 Поиск скрытых помещений в пирамидах . . . . .	314
11.6 Экспериментальное доказательство $\nu_e \neq \nu_\mu$ . . . . .	317
11.7 Телескопы для $\gamma$ -лучей высокой энергии на основе искровых камер	319
11.8 Измерение широких атмосферных ливней . . . . .	321
11.9 Поиск распадов протона водяными черенковскими счетчиками . .	323
11.10 Радиоуглеродное датирование . . . . .	325
11.11 Косвенная дозиметрия . . . . .	326
11.12 Эксперименты с детектором ALEPH . . . . .	326
<b>Заключение</b>	<b>332</b>
<b>Глоссарий</b>	<b>333</b>
1 Взаимодействие частиц и излучения с веществом . . . . .	333
2 Количественные характеристики детекторов . . . . .	335
3 Единицы радиационных измерений . . . . .	336
4 Детекторы для трековых и ионизационных измерений . . . . .	336
5 Временные измерения . . . . .	346
6 Идентификация частиц . . . . .	348
7 Измерение энергии . . . . .	351
8 Измерение импульса . . . . .	353

---

9 Электроника . . . . .	354
10 Обработка информации . . . . .	354
<b>Приложение А: таблица фундаментальных физических констант</b>	<b>355</b>
<b>Приложение Б: определение физических величин и их единицы</b>	<b>358</b>
<b>Список литературы</b>	<b>361</b>
<b>Алфавитный указатель</b>	<b>387</b>

# Предисловие редакторов перевода

Физика элементарных частиц или, как сегодня принято ее называть, физика высоких энергий, — быстро развивающаяся область фундаментальных исследований. Поиск новых элементарных частиц, изучение редких распадов требуют все более изощренных методов регистрации. Заметный прогресс в физике высоких энергий в последние десятилетия связан с созданием сложнейших универсальных детекторов для экспериментов на ускорителях элементарных частиц. Вместе с тем детекторы элементарных частиц находят широкое применение и в других областях науки и промышленности.

В основу книги «Детекторы элементарных частиц» положен курс лекций, в течение многих лет читавшийся проф. Клаусом Групеном в университете г. Зигена, Германия. В марте 1998 г. Клаус Групен приехал в Новосибирск по приглашению Института ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН и Новосибирского государственного университета. Прочитанный им краткий курс лекций по детекторам частиц вызвал большой интерес студентов и аспирантов, и витавшая в воздухе идея перевода книги на русский язык начала претворяться в жизнь.

Книга начинается с описания физических процессов взаимодействия заряженных частиц и  $\gamma$ -квантов с веществом. Далее рассмотрены разнообразные методики регистрации, от классических до современных, появившихся совсем недавно. Так, например, подробно описан детектор ALEPH для экспериментов на электрон-позитронном коллайдере LEP в Европейском Центре Ядерных Исследований (ЦЕРН, Женева). Автор — активный участник этих экспериментов, что позволило ему на примере детектора ALEPH показать, как в одной большой установке могут удачно сочетаться новые принципы детектирования частиц, а также описать весь экспериментальный цикл, от проведения эксперимента до обработки полученной информации и получения физических результатов.

Безусловным достоинством книги является наличие большого количества примеров разнообразного применения детекторов частиц — от медицины до поиска скрытых помещений в пирамидах египетских фараонов.

Книга прекрасно иллюстрирована. Она содержит свыше трехсот рисунков и таблиц, обширный список литературы, позволяющий проследить историю развития различных подходов к регистрации частиц и основанных на них детекторов. Подробный предметный указатель позволяет ориентироваться и быстро находить необходимые страницы. Несомненно удачной идеей было дополнить книгу глоссарием, в сжатой форме описывающим важнейшие свойства детекторов и их применения. Книга завершается двумя весьма полезными приложениями с таблицей современных значений фундаментальных физических констант, а также единицами физических величин.

Книга безусловно будет полезна не только студентам и аспирантам, специализирующимся в области физики элементарных частиц и атомного ядра. Благодаря

своей полноте и широкому охвату материала она может служить хорошим справочником для квалифицированных специалистов в различных областях знаний.

Мы благодарны В. М. Аульченко и Б. А. Шварцу за полезные рекомендации, а также П. П. Кроковному, оказавшему неоценимую помощь при подготовке рукописи к печати.

Л. М. Курдадзе  
С. И. Эйдельман

# Предисловие к русскому изданию

Книга о детекторах частиц была написана на основе серии лекций, которые читались в течении многих лет. Впервые она была опубликована на немецком языке в 1993 году. Поскольку эта область быстро развивается, при переводе на английский я обновил некоторые места и добавил две новые главы по обработке информации и электронике. Таким образом, английская версия является не просто переводом с немецкого языка, а содержит дополнения и новую информацию. Детекторы частиц широко используются во многих областях. В книге описаны их применения от археологии до измерения Z-бозона, от гамма-астрономии до защиты от излучения. Всё большую важность приобретают также приложения в медицине и биологии.

Обзор детекторов элементарных частиц представляет из себя лишь мгновенный снимок, сделанный в момент написания. Новые ускорители с более высокой светимостью и скоростями счета требуют еще более быстрых детекторов, которые могут работать в жестких условиях высокой радиационной загрузки. Во front-end электронике и даже в самом детекторе появляются все более сложные микросхемы. Поэтому развитие детекторов идет непрерывно и требует немалой изобретательности и новых идей.

По счастливому совпадению сотрудник моей группы Глен Кауэн как-то заговорил со мной о возможности перевода книги на русский язык. То, что это стало возможным в нынешнее нелегкое время, — это заслуга Семена Эйдельмана и его коллег из Института ядерной физики им. Будкера в Новосибирске, которые поддержали проект перевода с самого начала. С. Эйдельман был движущей силой в этом проекте. Я благодарен также за эффективное участие в переводе книги Юрию Эйдельману. Весьма плодотворным оказалось сотрудничество с Леонидом Яновичем и Евгением Прохоровым, представляющими издательство «Сибирский хронограф». Я благодарен Зигенскому университету за финансовую поддержку.

Зиген, декабрь 1999 г.

Клаус Групен

## Предисловие автора

Любопытство является основным мотивом, движущим ученого к новым открытиям и приближающим его к пониманию природы. Прогресс достигается путем тщательной формулировки вопросов к природе. Ответы на эти вопросы ищутся с помощью экспериментов, в которых используются самые разнообразные регистрирующие приборы. Наиболее доступными из них являются органы человеческих чувств, однако для ответа на современные вопросы эти естественные «средства» регистрации либо не обладают достаточной чувствительностью, либо их диапазон слишком ограничен. Это становится очевидным, если, например, проанализировать возможности человеческого глаза. Для зрительного восприятия света глазу требуется около 20 фотонов. В то же время фотоумножитель способен «видеть» один-единственный фотон. Динамический диапазон человеческого глаза составляет половину частотного разряда (длины волн от 400 до 800 нм), в то время как спектр электромагнитных волн от бытового тока радиоволн, микроволн, инфракрасного излучения, видимого света, ультрафиолетового, рентгеновского и гамма-излучения покрывает 23 разряда!

Таким образом, для получения ответов на многие существующие вопросы необходимо было разработать точные измерительные приборы и детекторы, позволяющие получать объективные результаты в широком динамическом диапазоне. С их помощью человеку удалось обострить свои «чувств» и разработать новые. Для многих экспериментов требуется создание новых, специальных детекторов, которые в большинстве случаев должны осуществлять не только какой-то один вид измерений. Однако до настоящего времени не существует универсального детектора, который обеспечивал бы определение всех необходимых параметров одновременно.

Чтобы заглянуть в микромир, требуются микроскопы. Различные структуры могут быть разрешены до размеров, которые сравнимы с длинами волн, используемых при наблюдения за ними; для видимого света она составляет порядка 0.5 мкм. Сегодня в физике элементарных частиц «микроскопами» являются ускорители с оснащающими их детекторами. Из-за обратной пропорциональности между длинами волн и импульсом (соотношение де Броиля) частицы, имеющие высокие значения импульса, позволяют исследовать маленькие структуры. В настоящее время можно добиться разрешения  $\approx 10^{-17}$  см, что по сравнению с разрешением оптического микроскопа является шагом вперед на более чем 13 порядков.

Для исследования микромира и структуры вселенной необходимо уметь регистрировать энергии в диапазоне от долей миллиэлектронвольт (фоновое излучение космических микроволн) до  $\approx 10^{20}$  эВ (космическое излучение высоких энергий). Чтобы справиться со всеми этими проблемами, требуются детекторы частиц, которые могли бы измерять такие характеристики, как время, энергия,

импульс, скорости и пространственные координаты частиц и излучения. Более того, необходимо определять тип частиц, чего можно добиться лишь комбинируя различные методики.

В данной книге описаны детекторы частиц, используемые в физике элементарных частиц, в исследованиях космического излучения, в астрофизике высоких энергий, ядерной физике, а также в таких областях, как радиационная защита, биология и медицина. Помимо описания принципов работы и характерных свойств детекторов в книге содержится информация и о сферах их применения.

Данная книга основана на лекциях, прочитанных мной на протяжении последних 20 лет. В большинстве случаев эти лекции назывались «Детекторы частиц». Однако различные аспекты детекторов также рассматривались и в других лекциях, например, «Введение в радиационную защиту», «Элементарные частицы в космическом излучении», «Астрономия гамма-излучения» и «Нейтринная астрономия». Данная книга является попыткой в понятном виде представить различные аспекты проблем регистрации излучения и частиц. Наряду с этим одним из основных вопросов, рассматриваемых здесь, является применение детекторов в экспериментах по физике элементарных частиц и космическому излучению.

Мне бы хотелось здесь упомянуть уже существующие прекрасные книги по детекторам частиц. В особенности мне хотелось бы отметить четыре издания книги Клайнкнехта [1] и несколько устаревшую книгу Аллкофера [2]. Вместе с тем заслуживают внимания и другие работы в данной области [3-25].

Без активной поддержки, оказанной мне моими коллегами и студентами, эта книга вряд ли появилась бы на свет. Я хочу поблагодарить У. Шефера и С. Шмидта за множество высказанных ими идей и предложений по улучшению содержания данной книги. Я также выражаю благодарность Р. Пфитцнеру и Дж. Дику за редактирование рукописи. Г. Кауэн и Х. Сейверд внесли большой вклад в улучшение перевода книги на английский язык. Я также хочу выразить признательность У. Бендер, С. Тамароцци и Р. Сенткер за подготовку рукописи к печати и М. Ютенер, С. Тамароцци, а также Т. Штекер за подготовку рисунков. Кроме того, я признателен Дж. Дику, К. Райншу, Т. Штре, М. Пфитцнеру, Г. Гиллессену и Корнелиусу Групену за помощь в компьютерной верстке рукописи и рисунков.

Зиген, январь 1996 г.

Клаус Групен

# Вступление

Развитие детекторов элементарных частиц началось практически с момента открытия радиоактивности Анри Беккерелем в 1896 году. Он заметил, что соль урана может засвечивать фоточувствительную бумагу. Почти в это же время Вильгельм Конрад Рентген открыл рентгеновское излучение, испускаемое материалами при их бомбардировке энергичными электронами.

Первые детекторы ядерных частиц (рентгеновские пленки) были чрезвычайно простыми. Сульфид-цинковые сцинтилляторы, которые использовались в начале века, также были очень примитивными. Изучение процессов рассеяния — например,  $\alpha$ -частиц — требовало скучного и утомительного подсчета световых вспышек на сцинтилляционном экране невооруженным глазом.

Со временем методы измерений существенно усовершенствовались. Сегодня совершенно недостаточно просто регистрировать частицы и излучение. Нужно установить их природу, т. е. узнать, имеем ли мы дело, например, с электронами, мюонами,  $\pi$ -мезонами или энергичными  $\gamma$ -квантами. Кроме того, часто требуются точные измерения энергии и импульса. В большинстве случаев представляет интерес точное знание траектории частицы. Для этого информация о треках частиц реконструируется с помощью оптических детекторов (искровые, стримерные, пузырьковые камеры, камеры Вильсона) или электроники (много проволочные пропорциональные или дрейфовые камеры).

Направление методов регистрации со временем стало смещаться от оптических к чисто электронным средствам [26]. Поэтому обработка электронных сигналов играет для детекторов элементарных частиц все более важную роль. Накопление информации на магнитных дисках или лентах и предварительный компьютерный отбор данных также является неотъемлемой частью сложных систем регистрации. Такие средства сбора данных обеспечивают высокие скорости регистрации. В то время, как прежние оптические методы (например, с помощью камеры Вильсона) позволяют регистрировать события со скоростью приблизительно одно событие в секунду, современные органические сцинтилляционные счетчики обеспечивают скорости регистрации порядка  $10^9$  Гц.

В этой книге детекторы частиц упорядочены в соответствии с регистрируемыми частицами. Эта схема упорядочивания была последовательно введена Клайнкнхтом [1]. В отдельных случаях не всегда легко решить, с каким определенным типом детектора ассоциируется данный вид измерений. Каждый детектор в какой-то степени определяет пространственные координаты частиц, так как он регистрирует их только во время пролета через ограниченный объем самого детектора. Поэтому детекторы упорядочены согласно их первоначальному назначению. Это вовсе не очевидно и однозначно, потому что, например, полупроводниковые детекторы использовались в ядерной физике для точных энергетических измерений, а полупроводниковые полосковые детекторы в физике элементарных

частиц используются для точной реконструкции треков.

В этой книге использование детекторов частиц в ядерной физике, в физике элементарных частиц, космических лучей, астрономии и астрофизике рассматривается наряду с их использованием в биологии и медицине. Но с разной степенью детальности. Главный предмет этой книги – применение детекторов в физике элементарных частиц. Это включает также астрофизические применения и методику регистрации космических лучей, так как эти вопросы очень близки к физике частиц.

# Глава 1

## Взаимодействие частиц и излучения с веществом

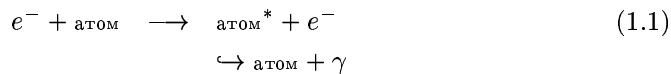
Частицы и излучение не могут быть зарегистрированы непосредственно, а лишь через их взаимодействие с веществом. Взаимодействия заряженных частиц, вообще говоря, отличаются от взаимодействий нейтральных частиц, например, фотонов. Каждый процесс взаимодействия может быть основой для некоторого вида детектирования. Существует множество различных типов взаимодействий и, как следствие, большое количество детекторов частиц и излучения. Кроме того, для одной и той же частицы при разных энергиях существенную роль могут играть разные типы взаимодействия.

В этой главе будут подробно рассмотрены основные механизмы взаимодействия частиц с веществом. Некоторые эффекты будут упомянуты при описании конкретных типов детекторов. Мы не будем выводить выражения для сечений из первых принципов, а приведем лишь окончательные результаты в том виде, в котором они применяются для детекторов частиц.

Основные типы взаимодействия заряженных частиц с веществом — это ионизация и возбуждение атомов вещества. Для релятивистских частиц следует также учитывать потери энергии на излучение. Нейтральные частицы должны сперва образовать посредством некоторого взаимодействия заряженные частицы, которые далее регистрируются благодаря некоторому характерному для них процессу. В случае фотонов — это фотоэффект, комптоновское рассеяние, а также рождение электрон-позитронных пар. Электроны и позитроны, рождающиеся в этих взаимодействиях, могут быть зарегистрированы благодаря создаваемой ими ионизации в чувствительном объеме детектора.

### 1.1 Взаимодействие заряженных частиц с веществом

Заряженные частицы, проходящие через вещество, теряют часть кинетической энергии на возбуждение атомов и их ионизации. Процессы возбуждения типа



приводят к излучению низкоэнергетических фотонов, которые могут быть зарегистрированы. Большую роль играют процессы рассеяния, в которых налетаю-

щие частицы передают часть своей энергии атомным электронам, так что те покидают атом.

Максимально возможная передача кинетической энергии электрону зависит от массы и импульса налетающей частицы. Если импульс налетающей частицы равен

$$p = \gamma m \beta c ,$$

где  $\gamma$  — лоренц-фактор ( $E/mc^2$ ),  $\beta c = v$  — скорость и  $m$  — масса частицы, то максимальная энергия, которая может быть передана электрону (с массой  $m_e$ ), дается выражением [27]

$$T_{\text{макс}} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + 2\gamma m_e/m + (m_e/m)^2} = \frac{2m_e p^2}{m^2 + m_e^2 + 2m_e E/c^2} . \quad (1.2)$$

В этом случае имеет смысл оперировать с кинетической, а не полной энергией электрона, так как электрон уже существует и энергия тратится лишь на приведение его в движение. Кинетическая энергия  $T$  связана с полной  $E$  согласно формуле

$$T = E - mc^2 = c\sqrt{p^2 + m^2c^2} - mc^2 .$$

При низких энергиях

$$2\gamma m_e/m \ll 1$$

и, в предположении, что налетающие частицы тяжелее электронов ( $m_e < m$ ), уравнение (1.2) принимает вид

$$T_{\text{макс}} = 2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 . \quad (1.3)$$

Частица, например, мюон ( $m_\mu c^2 = 106$  МэВ) с лоренц-фактором  $\gamma = E/mc^2 = 10$ , соответствующим  $E = 1.06$  ГэВ, может передать электрону приблизительно 100 МэВ ( $m_e c^2 = 0.511$  МэВ).

Если  $(m_e/m)^2 \ll 1$ , что является хорошим приближением для всех налетающих частиц кроме электронов, то можно пренебречь квадратичным членом в знаменателе уравнения (1.2) и тогда

$$T_{\text{макс}} = \frac{p^2}{\gamma m + m^2/2m_e} .$$

Для релятивистских частиц  $T \approx E$  и  $pc \approx E$ . Следовательно, максимальная передаваемая энергия равна

$$E_{\text{макс}} = \frac{E^2}{E + m^2 c^2 / 2m_e} ,$$

что для мюонов даст

$$E_{\text{макс}} = \frac{E^2}{E + 11} ; \quad E \text{ в ГэВ} .$$

В ультрарелятивистском случае ( $E \gg m_e^2 c^2 / 2m_e$ ) электрону можно передать всю энергию.

Если налетающая частица — электрон, то эти предположения больше не работают. В этом случае получим (см. уравнение (1.2))

$$T_{\max} = \frac{p^2}{m_e + E/c^2} = \frac{E^2 - m_e^2 c^4}{E + m_e c^2} = E - m_e c^2 ,$$

что совпадает с формулами классической нерелятивистской кинематики для центрального столкновения частиц равной массы.

### 1.1.1 Потери энергии на ионизацию и возбуждение

Обсуждение величины максимальной энергии, передаваемой электрону, показало, что налетающие электроны, в отличие от тяжелых частиц ( $m \gg m_e$ ), играют особую роль. Поэтому мы сперва рассмотрим потери энергии для «тяжелых» частиц. Следуя Бете-Блоху [5,6,28–32]<sup>1</sup>, средние потери энергии  $dE$  на единицу пути  $dx$  даются соотношением

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[ \ln \frac{2m_e c^2 \gamma^2 \beta^2}{I} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right] , \quad (1.4)$$

где

$z$  — заряд налетающей частицы в единицах элементарного заряда;

$Z, A$  — атомный номер и атомный вес вещества;

$m_e, r_e$  — масса электрона и его классический радиус ( $r_e = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{m_e c^2} = 2.818 \cdot 10^{-13}$  см, где  $\epsilon_0$  — проницаемость в вакууме);

$N_A$  — число Авогадро (число атомов на грамм-атом, равное  $6.022 \cdot 10^{23}$  моль<sup>-1</sup>);

$I$  — средний потенциал ионизации, характеризующий вещество и приблизительно равный

$$I = 16 Z^{0.9} \text{ эВ для } Z > 1 .$$

До определенной степени  $I$  также зависит от молекулярного состояния атомов поглотителя: например,  $I = 15$  эВ для атомарного и 19.2 эВ для молекулярного водорода, а для жидкого водорода  $I = 21.8$  эВ;

---

<sup>1</sup> Для последующего изложения и формул будет использоваться не только оригинальная, но и цитируемая в ней литература, главным образом [27–35] и ссылки в ней.

$\delta$  — параметр, который характеризует, насколько электрическое поле належащих релятивистских частиц экранируется плотностью заряда атомных электронов. Из-за этого эффекта потери энергии уменьшаются («эффект плотности», «плато Ферми» в энергетических потерях). Как следует из самого названия, эффект плотности важен в поглотителях с большой плотностью, например, в свинце или железе. Для газов при нормальном давлении и при не очень высоких энергиях этим эффектом можно пренебречь. Для релятивистских частиц  $\delta$  принимает вид

$$\delta = 2 \ln \gamma + \zeta ,$$

где  $\zeta$  — константа, зависящая от материала. В литературе приводятся различные приближения для  $\delta$ , а также зависимость параметров, описывающих эффект плотности, от материала среды [33].

Полезная константа, появляющаяся в уравнении (1.4), — это

$$4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 = 0.3071 \frac{\text{МэВ}}{\text{г/см}^2} .$$

В логарифмическом члене уравнения (1.4) в числителе стоит величина  $2m_e c^2 \gamma^2 \beta^2$ , которая, согласно уравнению (1.3), есть максимальная энергия передаваемая электрону. Средняя энергия электронов, образующихся при ионизационных процессах в газах, приблизительно равна энергии ионизации [5,6].

Если использовать выражение (1.3) для максимальной энергии, передаваемой электрону, и краткую запись

$$\kappa = 2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 z^2 \cdot \frac{Z}{A} \cdot \frac{1}{\beta^2} , \quad (1.5)$$

то формулу Бете-Блоха можно переписать в следующем виде

$$-\frac{dE}{dx} = 2\kappa \left[ \ln \frac{T_{\max}}{I} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right] .$$

Удельные потери энергии  $-\frac{dE}{dx}$  принято приводить в единицах  $\frac{\text{МэВ}}{\text{г/см}^2}$ . Общепринято использовать в качестве единицы длины величину  $dx = \rho \cdot dl$ , где  $\rho$  — плотность вещества ( $\text{г/см}^3$ ),  $l$  — длина в см. Удельные ионизационные потери слабо зависят от свойств материала. Таким образом, можно ввести поверхностную плотность массы материала, определяемую его плотностью  $\varrho$  ( $\text{г/см}^3$ ) и длиной  $ds$  (в см):

$$dx = \varrho \cdot ds \quad (1.6)$$

Уравнение (1.4) — это лишь приближение для потерь энергии заряженных частиц на ионизацию и возбуждение в веществе, которое, однако, дает точность порядка нескольких процентов до энергий в сотни ГэВ. Однако, уравнение (1.4) нельзя использовать для медленных частиц, т. е. частиц, движущихся со скоростями, сравнимыми со скоростями атомных электронов или медленнее. При этих

скоростях ( $10^{-3} \leq \beta \ll \alpha z$ ,  $\alpha = \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0\hbar c}$  — постоянная тонкой структуры) потери энергии пропорциональны  $\beta$ . Потери энергии медленных протонов, например, в кремнии, можно описать следующим выражением [34,35]:

$$-\frac{dE}{dx} = 61.2 \beta \frac{\Gamma_{\text{ЭВ}}}{\text{г/см}^2}, \quad \beta < 5 \cdot 10^{-3}.$$

Уравнение (1.4) справедливо для всех скоростей  $\beta \gg \alpha z$ . С увеличением скорости частиц удельные потери энергии падают как  $1/\beta^2$  и достигают широкого ионизационного минимума вблизи  $\beta\gamma \approx 4$ . Релятивистские частицы ( $\beta \approx 1$ ), которые имеют потери энергии, соответствующие этому минимуму, называются «минимально ионизирующими» частицами. В легких веществах, в которых отношение  $Z/A \approx 0.5$ , потери энергии минимально ионизирующих частиц можно представить как

$$-\frac{dE}{dx} \Big|_{\min} \approx 2 \frac{\text{МэВ}}{\text{г/см}^2}.$$

В Табл. 1.1 приведены потери энергии минимально ионизирующих частиц в различных материалах (см. также [34,35]).

Потери энергии снова начинают расти («логарифмический рост») при  $\gamma > 4$  из-за логарифмического члена в скобках уравнения (1.4). Этот рост приблизительно следует зависимости типа  $2 \ln \gamma$ .

Уменьшение потерь энергии вблизи ионизационного минимума с ростом атомного номера поглотителя связано главным образом с членом  $Z/A$  в уравнении (1.4). Большая часть логарифмического роста связана с большими передачами энергии нескольким электронам в среде ( $\delta$ -электроны). ) Логарифмический рост потерь энергии насыщается при высоких энергиях из-за эффекта плотности.

Энергетические потери в уравнении (1.4) описывают лишь потери энергии на ионизацию и возбуждение атомов вещества. При высоких энергиях все более и более важными становятся потери на тормозное излучение (см. параграф 1.1.4). Они пропорциональны энергии частицы и при очень высоких энергиях ( $> 1$  ТэВ) начинают доминировать в полных энергетических потерях для тяжелых частиц.

Потери энергии на ионизацию и возбуждение в железе для мюонов показаны на Рис. 1.1 [34–36].

Рисунок 1.2 демонстрирует потери энергии для электронов, мюонов, пионов, протонов, нейтронов и  $\alpha$ -частиц в воздухе [37].

Уравнение (1.4) дает лишь средние потери энергии заряженных частиц на ионизацию и возбуждение. Для тонких поглотителей (в смысле уравнения (1.6)) имеются, в частности, сильные флуктуации вокруг средних потерь энергии. Распределение потерь энергии для тонких поглотителей, т. е. главным образом для газов, сильно асимметрично [5,6].

Это распределение может быть параметризовано распределением Ландау. Оно описывается обратным преобразованием Лапласа функции  $s^s$  [38–41]. Разумное приближение для этого распределениядается выражением [42–44]

$$L(\lambda) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \cdot \exp\left\{-\frac{1}{2}(\lambda + e^{-\lambda})\right\}, \quad (1.7)$$

Таблица 1.1: Средние потери энергии минимально ионизирующих частиц в различных материалах [34,35]; газы находятся при стандартном давлении и температуре.

Поглотитель	$\frac{dE}{dx} \Big _{\text{МИН}} \left[ \frac{\text{МэВ}}{\text{Г/см}^2} \right]$	$\frac{dE}{dx} \Big _{\text{МИН}} \left[ \frac{\text{МэВ}}{\text{см}} \right]$
Водород ( $\text{H}_2$ )	4.12	$0.37 \cdot 10^{-3}$
Гелий	1.94	$0.37 \cdot 10^{-3}$
Литий	1.58	.084
Бериллий	1.61	2.98
Углерод (графит)	1.78	4.03
Азот	1.82	$2.28 \cdot 10^{-3}$
Кислород	1.82	$2.60 \cdot 10^{-3}$
Воздух	1.82	$2.35 \cdot 10^{-3}$
Двуокись углерода	1.82	$3.60 \cdot 10^{-3}$
Неон	1.73	$1.56 \cdot 10^{-3}$
Алюминий	1.62	4.37
Кремний	1.66	3.87
Аргон	1.51	$2.69 \cdot 10^{-3}$
Титан	1.51	6.86
Железо	1.48	11.65
Медь	1.44	12.90
Германий	1.40	7.45
Олово	1.26	9.21
Ксенон	1.24	$7.30 \cdot 10^{-3}$
Вольфрам	1.16	22.39
Платина	1.15	24.67
Свинец	1.13	12.83
Уран	1.09	20.66
Вода	2.03	2.03
Люцит	1.95	2.30
Армированный бетон	1.70	4.25
Кварц ( $\text{SiO}_2$ )	1.72	4.54

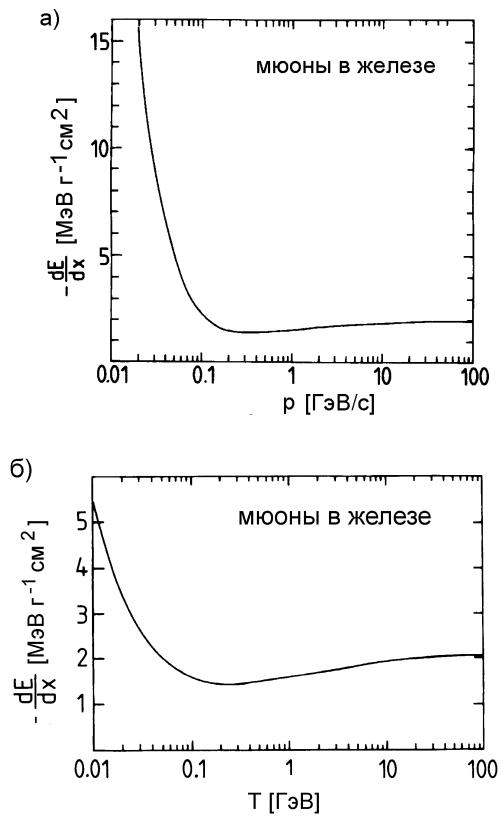


Рис. 1.1: Потери энергии на ионизацию и возбуждение для мюонов в железе и их зависимость от импульса (а) и энергии мюона (б) [34–36].

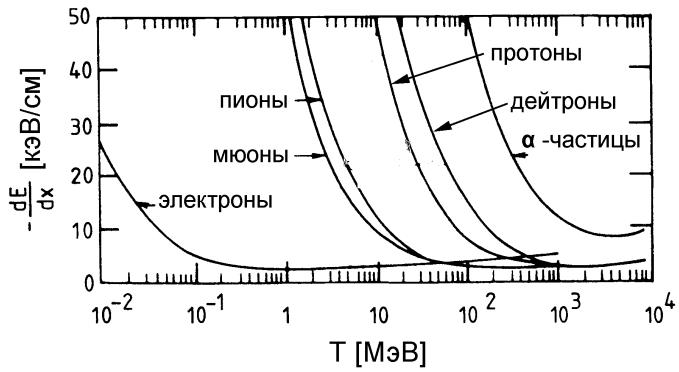


Рис. 1.2: Энергетические потери для различных частиц в воздухе [37].

где  $\lambda$  — отклонение от наиболее вероятных потерь энергии:

$$\lambda = \frac{\Delta E - \Delta E^W}{\xi} .$$

Здесь  $\Delta E$  — потери энергии в слое толщиной  $x$ ,  $\Delta E^W$  — наиболее вероятные потери энергии и

$$\xi = 2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 z^2 \frac{Z}{A} \cdot \frac{1}{\beta^2} \varrho x = \kappa \varrho x , \quad (1.8)$$

где  $\varrho$  — плотность в г/см<sup>3</sup> и  $x$  — толщина поглотителя в см. Для аргона и электронов с энергией до 3.54 МэВ от источника <sup>106</sup>Rh наиболее вероятные потери энергии даются выражением [42]

$$\Delta E^W = \xi \left\{ \ln \left[ \frac{2m_e c^2 \gamma^2 \beta^2}{I^2} \xi \right] - \beta^2 + 0.423 \right\} . \quad (1.9)$$

Рассмотрим в качестве примера ионизационные потери электронов с энергией 250 МэВ в слое аргона толщиной 1 см. Наиболее вероятные потери энергии, т. е. потери энергии, соответствующие максимуму распределения потерь, можно получить, взяв в качестве приближения уравнение (1.9):

$$\Delta E^W = 2.4 \text{ кэВ} .$$

Такие потери энергии конечно меньше, чем средние потери энергии в слое аргона толщиной 1 см.

Распределение потерь энергии при этих условиях, соответствующее уравнению (1.7) и использующее  $\xi = 0.125$  кэВ из уравнения (1.8), показано на Рис. 1.3 в линейном и полулогарифмическом масштабах. Экспериментально можно установить, что истинное распределение потерь энергии часто шире, чем распределение Ландау [5,6,42].

Соответственно, наиболее вероятные потери энергии для минимально ионизирующих частиц ( $\beta\gamma = 4$ ) в 1 см аргона равны  $\Delta E^W = 1.2$  кэВ, что значительно ниже средних потерь энергии (2.69 кэВ; см. Табл. 1.1) [5,6,42,45].

Для толстых поглотителей хвост распределения Ландау, связанный с передачами большой энергии, сокращается [46]. Для очень толстых поглотителей  $\left( \frac{dE}{dx} \cdot x \gg 2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 \right)$  распределение потерь энергии можно представить гауссовским.

Потери энергии  $dE/dx$  в смеси различных элементов  $i$  даются выражением

$$\frac{dE}{dx} \approx \sum_i f_i \left. \frac{dE}{dx} \right|_i ,$$

где  $f_i$  — массовая доля  $i$ -го элемента, а  $\left. \frac{dE}{dx} \right|_i$  — средние потери энергии в этом элементе. Поправками к этому соотношению из-за зависимости ионизационной постоянной от молекулярной структуры можно спокойно пренебречь.

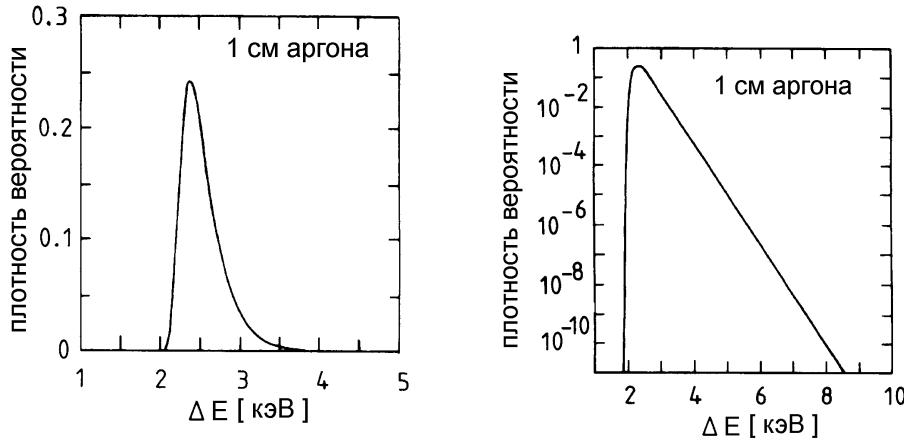


Рис. 1.3: Распределение Ландау для потерь энергии на ионизацию для 250 МэВ-ных электронов в газообразном аргоне толщиной 1 см в линейном и полулогарифмическом масштабах.

Флуктуации Ландау для потерь энергии в сильной степени связаны с очень большими передачами энергии атомным электронам. Такие передачи могут быть настолько велики, что сами эти электроны могут вызывать дальнейшую ионизацию. Эти электроны называются  $\delta$ -электронами. Их энергетический спектр дается выражением [27,34,35,47]

$$\frac{dN}{dT} = \xi \cdot \frac{F}{T^2}$$

для  $I \ll T \leq T_{\max}$ .

$F$  — фактор порядка единицы, зависящий от спина, если  $T \ll T_{\max}$ . Конечно, спектр энергии  $\delta$ -электронов падает до нуля, если достигается максимум передачи энергии.

Этот кинематический предел также накладывает ограничения на фактор  $F$  [27,47]. Спиновая зависимость спектра  $\delta$ -электронов проявляется лишь вблизи максимально передаваемой энергии [27,47].

Сильные флуктуации потерь энергии в тонких поглотителях довольно часто не видны в детекторах. Детекторы измеряют лишь энергию, которая реально выделяется в их чувствительном объеме, и она не обязательно совпадает с энергией, потерянной частицей. Например, энергия, которая передается  $\delta$ -электронам, может лишь частично выделяться в детекторе, так как такие электроны могут выйти из его чувствительного объема.

Поэтому довольно часто представляет практический интерес рассмотреть лишь часть энергии с передачами энергии  $E$  меньше, чем некоторая заданная пороговая величина  $E_{\text{пор}}$ . Такие усеченные потери энергии даются следующим выражением [34,35,48]:

$$-\frac{dE}{dx} \Big|_{\leq E_{\text{пор}}} = \kappa \left[ \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 E_{\text{пор}}}{I^2} - \beta^2 - \delta \right], \quad (1.10)$$

где  $\kappa$  определяется из уравнения (1.5). Уравнение (1.10) похоже на уравнение (1.4), но с ним не совпадает. Распределение по усеченным потерям энергии не имеет выраженного хвоста Ландау в отличие от распределений, соответствующих уравнениям (1.4) и (1.7). Из-за эффекта плотности, которому соответствует слагаемое  $\propto \delta$  в уравнениях (1.4) или (1.10) соответственно, усеченные энергетические потери стремятся к постоянной величине в области больших энергий, называемой плато Ферми.

До сих пор потери энергии на ионизацию и возбуждение обсуждались только для тяжелых частиц. Если же в качестве налетающих частиц выступают электроны, то требуется специальное рассмотрение потерь энергии. С одной стороны, на полные потери даже при низких энергиях (МэВный диапазон) влияют процессы излучения. С другой стороны, потери на ионизацию требуют особого подхода, так как масса налетающей частицы и электрона мишени одна и та же.

В этом случае после столкновения мы уже не различаем первичный и вторичный электроны. Поэтому вероятность передачи энергии должна интерпретироваться иначе. Один электрон после столкновения получает кинетическую энергию  $T$ , а другой — энергию  $E - m_e c^2 - T$  ( $E$  — полная энергия налетающей частицы). Если передачи энергии меняются от 0 до  $\frac{1}{2}(E - m_e c^2)$ , а не до  $E - m_e c^2$ , необходимо рассматривать все возможные случаи. Этот эффект наиболее ярко проявляется, если заменить в уравнении (1.4) максимальную передачу энергии  $T_{\max}$  из уравнения (1.3) на соответствующее выражение для электронов. Для релятивистских частиц член  $\frac{1}{2}(E - m_e c^2)$  можно записать как  $\simeq \frac{1}{2}\gamma m_e c^2$ . Используя  $z = 1$ , можно аппроксимировать ионизационные потери электронов следующим выражением:

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left( \ln \frac{\gamma m_e c^2}{2I} - \beta^2 - \frac{\delta^*}{2} \right),$$

где  $\delta^*$  для электронов несколько отличается от параметра  $\delta$ , появляющегося в уравнении (1.4). Более аккуратный расчет с учетом специфических отличий между тяжелыми налетающими частицами и электронами дает более точную формулу для потерь энергии электронами на ионизацию и возбуждение [49]:

$$\begin{aligned} -\frac{dE}{dx} &= 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \\ &\quad \left[ \ln \frac{\gamma m_e c^2 \beta \sqrt{\gamma - 1}}{\sqrt{2I}} + \frac{1}{2}(1 - \beta^2) - \frac{2\gamma - 1}{2\gamma^2} \ln 2 + \frac{1}{16} \left( \frac{\gamma - 1}{\gamma} \right)^2 \right]. \end{aligned}$$

Это соотношение учитывает кинематику электрон-электронных столкновений, а также экранирование.

Рассмотрение потерь энергии позитронами похоже на аналогичное для электронов, если учесть, что эти частицы имеют равные массы, но не идентичны.

Для полноты приведем также выражение для ионизационных потерь позитронов [50]:

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2}$$

$$\left[ \ln \frac{\gamma m_e c^2 \beta \sqrt{\gamma - 1}}{\sqrt{2} \cdot I} - \frac{\beta^2}{24} \left( 23 + \frac{14}{\gamma + 1} + \frac{10}{(\gamma + 1)^2} + \frac{4}{(\gamma + 1)^3} \right) \right] .$$

Поскольку позитроны являются античастицами для электронов, имеется дополнительное обстоятельство: если позитроны останавливаются, они обычно аннигилируют с электронами в два фотона, которые вылетают антиколлинеарно. Оба фотона имеют энергии 511 кэВ в системе центра масс, соответствующей системе покоя электронов. Сечение аннигиляции на лету дается выражением [50]

$$\sigma(Z, E) = \frac{Z \pi r_e^2}{\gamma + 1} \left( \frac{\gamma^2 + 4\gamma + 1}{\gamma^2 - 1} \ln(\gamma + \sqrt{\gamma^2 - 1}) - \frac{\gamma + 3}{\sqrt{\gamma^2 - 1}} \right) .$$

Более подробное изложение теории ионизационных процессов элементарных частиц, в частности их спиновой зависимости, можно найти в книгах Роди и Ситар и др. [5,6,27].

### 1.1.2 Удельная ионизация

Средние потери энергии на ионизацию и возбуждение можно преобразовать в число электрон-ионных пар, родившихся вдоль трека заряженной частицы. Следует различать первичную ионизацию, т. е. число первично родившихся электрон-ионных пар, и полную ионизацию. Достаточно большое количество энергии может быть передано некоторым первичным родившимся электронам, так что они тоже могут производить ионизацию ( $\delta$ -электроны). Такая вторичная ионизация вместе с первичной и дает полную ионизацию.

Средняя энергия  $W$ , необходимая для образования электрон-ионной пары, превышает ионизационный потенциал газа, так как внутренние оболочки атомов газа также могут быть подключены к процессу ионизации, а часть энергии налетающей частицы может диссирировать в ионизационных процессах, не приводящих к свободным электронам. Значение  $W$  для данного вещества постоянно для релятивистских частиц и лишь слабо растет при малых скоростях налетающих частиц.

Для газов величины  $W$  составляют около 30 эВ. Однако они могут сильно зависеть от чистоты газа. Табл. 1.2 показывает значения  $W$  для некоторых газов вместе с числом первичных ( $n_{\text{перв}}$ ) и полных ( $n_{\text{полн}}$ ) родившихся электрон-ионных пар для минимально ионизирующих частиц (см. Табл. 1.1) [1,34,35,51,52].

Численные значения  $n_{\text{перв}}$  несколько неточны, так как экспериментально довольно трудно провести различие между первичной и вторичной ионизацией. Полную ионизацию  $n_{\text{полн}}$  можно вычислить из полных потерь энергии  $\Delta E$  в детекторе согласно соотношению

$$n_{\text{полн}} = \frac{\Delta E}{W} .$$

Это выражение справедливо лишь в том случае, когда переданная энергия полностью выделяется в чувствительном объеме детектора.

В твердотельных детекторах заряженные частицы образуют электрон-дырочные пары. Для рождения электронно-дырочной пары в среднем требуется 3.6 эВ в кремнии и 2.85 эВ в германии. Это означает, что число носителей заряда,

Таблица 1.2: Сравнение некоторых свойств газов. Приведены средний эффективный потенциал ионизации на один электрон  $I_0$ , средняя потеря энергии при рождении одной электрон-ионной пары  $W$ , число первичных  $n_{\text{перв}}$  пар, рожденных на 1 см пробега при стандартном давлении и температуре для минимально ионизирующей частицы, а также полное количество  $n_{\text{полн}}$  таких пар [1,34,35,51,52].

Газ	плотность $\rho$ [г/см <sup>3</sup> ]	$I_0$ [эВ]	$W$ [эВ]	$n_{\text{перв}}$ [см <sup>-1</sup> ]	$n_{\text{полн}}$ [см <sup>-1</sup> ]
H <sub>2</sub>	$8.99 \cdot 10^{-5}$	15.4	37	5.2	9.2
He	$1.78 \cdot 10^{-4}$	24.6	41	5.9	7.8
N <sub>2</sub>	$1.25 \cdot 10^{-3}$	15.5	35	10	56
O <sub>2</sub>	$1.43 \cdot 10^{-3}$	12.2	31	22	73
Ne	$9.00 \cdot 10^{-4}$	21.6	36	12	39
Ar	$1.78 \cdot 10^{-3}$	15.8	26	29	94
Kr	$3.74 \cdot 10^{-3}$	14.0	24	22	192
Xe	$5.89 \cdot 10^{-3}$	12.1	22	44	307
CO <sub>2</sub>	$1.98 \cdot 10^{-3}$	13.7	33	34	91
CH <sub>4</sub>	$7.17 \cdot 10^{-4}$	13.1	28	16	53
C <sub>4</sub> H <sub>10</sub>	$2.67 \cdot 10^{-3}$	10.8	23	46	195

родившихся в твердотельных детекторах, гораздо больше, чем число родившихся электрон-ионных пар в газе. Поэтому статистические флуктуации числа родившихся носителей заряда для данной величины потерь энергии много меньше в твердотельных детекторах, чем в газовых.

Рождение пар носителей заряда при данных энергетических потерях — статистический процесс. Если в среднем рождается  $N$  пар носителей заряда, то можно наивно ожидать, что это число флюктуирует по пуассоновской статистике с ошибкой  $\sqrt{N}$ . В действительности флуктуации относительно среднего значения меньше в  $\sqrt{F}$  раз в зависимости от типа материала; это было впервые продемонстрировано Фано [53]. Если рассмотреть ситуацию более подробно, происхождение фактора Фано становится понятным. При данном выделении энергии число родившихся носителей заряда ограничено сохранением энергии.

Далее будет изложено формальное обоснование фактора Фано [53,54]. Пусть  $E = E_{\text{полн}}$  — фиксированная энергия, выделившаяся в детекторе, например, рентгеновским фотоном или остановившейся  $\alpha$ -частицей. Эта энергия за  $p$  шагов передается среди детектора, вообще говоря неравными порциями  $E_p$  в каждом индивидуальном процессе ионизации. На каждом шаге взаимодействия рождается  $m_p$  электрон-ионных пар. После  $N$  шагов вся энергия полностью поглощается (см. Рис. 1.4).

Пусть  $m_p^{(e)} = \frac{E_p}{W}$  — ожидаемое количество ионизаций на шаге  $p$ , а  $\bar{n}^{(e)} = \frac{E}{W}$  — среднее ожидаемое число родившихся в общей сложности электрон-ионных пар. Величина, которая в конечном счете описывает разрешение по энергии, есть

$$\sigma^2 = (n - \bar{n})^2 ,$$

где  $\bar{n}$  — среднее значение по многим экспериментам при фиксированном погло-

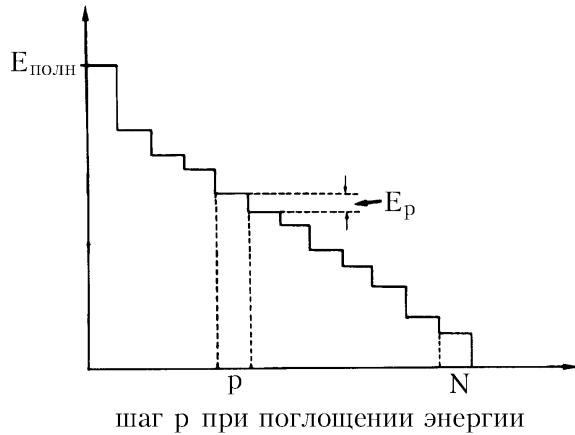


Рис. 1.4: Потери энергии за  $N$  дискретных шагов с передачей энергии  $E_p$  на  $p$ -ом шаге [54].

щении энергии. Тогда

$$\sigma^2 = \frac{1}{L} \sum_{k=1}^L (n_k - \bar{n})^2 .$$

Таким образом, мы выполняем  $L$  мысленных экспериментов, где в  $k$ -том эксперименте рождается полное число  $n_k$  электрон-ионных пар. В эксперименте  $k$  энергия передается среди детектора за  $N_k$  шагов, где за  $p$ -ый интервал рождается  $m_{pk}$  электрон-ионных пар. Следовательно,

$$n_k - \bar{n} = \sum_{p=1}^{N_k} m_{pk} - \frac{E}{W} = \sum_{p=1}^{N_k} m_{pk} - \frac{1}{W} \sum_{p=1}^{N_k} E_{pk} .$$

Второе слагаемое в сумме ограничивает статистический характер числа рождающихся пар носителей заряда из-за сохранения энергии. Поэтому можно было бы ожидать, что флюктуации меньше по сравнению со случайным процессом потерь энергии без каких-либо ограничений.

Энергия  $E$  теряется последовательно за  $N_k$  дискретных шагов порциями  $E_{pk}$  на каждом. Если ввести

$$\nu_{pk} = m_{pk} - \frac{E_{pk}}{W} , \quad (1.11)$$

то

$$n_k - \bar{n} = \sum_{p=1}^{N_k} \nu_{pk} .$$

Таблица 1.3: Фактор Фано  $F$  для типичных материалов детекторов [54].

источник	энергия	поглотитель	$F$
рентгеновское излучение	5.9 кэВ	Ar + 10% CH <sub>4</sub>	0.21
рентгеновское излучение	2.6 кэВ	-"	0.31
$\alpha$ -частицы	5.03 МэВ	Ar + 0.8% CH <sub>4</sub>	0.19
$\alpha$ -частицы	5.68 МэВ	-"-	0.19
протоны	1 ÷ 4.5 МэВ	кремний	0.16

Дисперсия для  $L$  экспериментов дается выражением

$$\sigma^2(n) = \frac{1}{L} \cdot \sum_{k=1}^L \underbrace{\left( \sum_{p=1}^{N_k} \nu_{pk} \right)^2}_{\text{на один эксперимент}} = \frac{1}{L} \left( \sum_{k=1}^L \sum_{p=1}^{N_k} \nu_{pk}^2 + \sum_{k=1}^L \sum_{i \neq j}^{N_k} \nu_{ik} \nu_{jk} \right).$$

Рассмотрим сперва смешанный член:

$$\frac{1}{L} \sum_{k=1}^L \sum_{i \neq j}^{N_k} \nu_{ik} \nu_{jk} = \frac{1}{L} \sum_{k=1}^L \sum_{i=1}^{N_k} \nu_{ik} \left( \sum_{j=1}^{N_k} \nu_{jk} - \bar{\nu}_k \right). \quad (1.12)$$

Последний член в скобках этого выражения связан с тем, что мы опускаем произведение  $\nu_{ik} \nu_{jk}$  для  $i = j$ , которое уже содержится в квадратичных членах.

Для данного события  $k$  можно ввести среднее значение

$$\bar{\nu}_k = \frac{1}{N_k} \sum_{j=1}^{N_k} \nu_{jk}.$$

Используя эту величину, получим

$$\frac{1}{L} \sum_{k=1}^L \sum_{i \neq j}^{N_k} \nu_{ik} \nu_{jk} = \frac{1}{L} \sum_{k=1}^L N_k \bar{\nu}_k (N_k \bar{\nu}_k - \bar{\nu}_k).$$

В этом уравнении последний член  $\nu_{ik}$  был заменен на среднее значение  $\bar{\nu}_k$ . При этих условиях получим

$$\frac{1}{L} \sum_{k=1}^L \sum_{i \neq j}^{N_k} \nu_{ik} \nu_{jk} = \frac{1}{L} \sum_{k=1}^L N_k (N_k - 1) \bar{\nu}_k^2 = (\bar{N}^2 - \bar{N}) \bar{\nu}^2,$$

если предположить, что  $N_k$  и  $\bar{\nu}_k$  нескоррелированы, и  $\bar{\nu}_k = \bar{\nu}$ , для достаточно больших  $N_k$ .

Среднее значение  $\nu$ , однако, зануляется согласно уравнению (1.11); следовательно, второй член в уравнении (1.12) не дает вклада. Оставшийся первый член дает

$$\sigma^2(n) = \frac{1}{L} \sum_{k=1}^L \sum_{p=1}^{N_k} \nu_{pk}^2 = \frac{1}{L} \sum_{k=1}^L N_k \bar{\nu}_k^2 = \bar{N} \bar{\nu}^2 = \bar{N} \cdot \overline{(m_p - E_p/W)^2}.$$

В этом случае  $m_p$  — действительно измеренное число электрон-ионных пар на  $p$ -ом шаге поглощения энергии с энерговыделением  $E_p$ .

Вспомнив, что  $\bar{N} = \frac{\bar{n}}{\bar{m}_p}$ , получаем

$$\sigma^2(n) = \frac{(m_p - E_p/W)^2}{\bar{m}_p} \bar{n} .$$

Дисперсия величины  $n$ , следовательно, равна

$$\sigma^2(n) = F \cdot \bar{n}$$

с фактором Фано

$$F = \frac{(m_p - E_p/W)^2}{\bar{m}_p} .$$

Как следствие, разрешение по энергии улучшается в  $\sqrt{F}$  раз по сравнению с ожидаемым по пуассоновским флуктуациям. Следует, однако, помнить, что необходимо делать различие между случайными очень большими флуктуациями потерь энергии (флуктуации Ландау) в тонких поглотителях и флуктуациями числа образовавшихся электрон-ионных пар для данной фиксированной потери энергии. Последний случай выполняется для всех частиц, выделяющих полную энергию в чувствительном объеме детектора.

В Табл. 1.3 приведены факторы Фано для различных веществ [54]. Легко видеть, что улучшение разрешения по энергии может быть весьма значительным.

### 1.1.3 Многократное рассеяние

Заряженная частица, проходящая через вещество, рассеивается на кулоновских потенциалах ядер и электронов. Это приводит к большому числу процессов рассеяния с очень малым отклонением от первоначального пути (см. Рис. 8.4). Распределение по углу рассеяния, вызванное кулоновским взаимодействием, описывается теорией Мольер [34,35,55]. При малых углах рассеяния угол нормально распределен относительно среднего угла  $\Theta = 0$ . Большие углы рассеяния, обусловленные столкновениями заряженных частиц с ядрами, встречаются гораздо чаще, чем можно было бы ожидать из гауссовского распределения.

Стандартное отклонение проекции угла рассеяния дается известным выражением [34,35]

$$\Theta_{rms}^{\text{np}} = \sqrt{\langle \Theta^2 \rangle} = \frac{13.6 \text{ МэВ}}{\beta c p} z \sqrt{\frac{x}{X_0}} [1 + 0.038 \ln(x/X_0)] , \quad (1.13)$$

где  $p$  (в МэВ/ $c$ ) — импульс,  $\beta c$  — скорость и  $z$  — заряд рассеиваемой частицы.  $x/X_0$  — толщина среды рассеивания, измеренная в единицах длины рассеяния (см. главу 1.1.4) [27,56,57]. Последняя определяется выражением

$$X_0 = \frac{A}{4\alpha N_A Z^2 r_e^2 \ln(183 Z^{-1/3})} , \quad (1.14)$$

где  $Z$  и  $A$  — атомный номер и атомный вес поглотителя соответственно.

Уравнение (1.13) есть некоторое приближение. Для практических приложений для частиц с  $z = 1$  его можно записать в виде

$$\Theta_{rms}^{\text{np}} = \sqrt{\langle \Theta^2 \rangle} = \frac{13.6}{\beta cp} \sqrt{\frac{x}{X_0}} . \quad (1.15)$$

Уравнения (1.13) или (1.15) дают стандартное отклонение распределения для проекции угла рассеяния. Такое распределение представляет интерес для детекторов, дающих лишь двухмерную картину события, например, состоящих из слоев разрядных трубок. Соответствующее стандартное отклонение для неспроектированных углов рассеяния возрастает в  $\sqrt{2}$  раз, так что получим

$$\Theta_{rms} = \frac{19.2}{\beta cp} \sqrt{\frac{x}{X_0}} . \quad (1.16)$$

#### 1.1.4 Тормозное излучение

Быстрые заряженные частицы помимо ионизационных потерь теряют энергию на взаимодействие с кулоновским полем ядер среды, через которую они движутся. Если заряженные частицы замедляются в кулоновском поле ядра, то часть их кинетической энергии будет испущена в виде фотонов (тормозное излучение — ТИ).

Энергетические потери на ТИ при высоких энергиях можно описать следующим выражением [27]:

$$-\frac{dE}{dx} = 4\alpha \cdot N_A \cdot \frac{Z^2}{A} \cdot z^2 \left( \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{e^2}{mc^2} \right)^2 \cdot E \cdot \ln \frac{183}{Z^{1/3}} . \quad (1.17)$$

В этом уравнении  $Z, A$  — атомный номер и атомный вес среды, а  $z, m, E$  — заряд, масса и энергия налетающей частицы.

Потери энергии электронов на ТИ соответственно даются выражением

$$-\frac{dE}{dx} = 4\alpha N_A \cdot \frac{Z^2}{A} r_e^2 \cdot E \cdot \ln \frac{183}{Z^{1/3}} , \quad (1.18)$$

если  $E \gg m_e c^2 / \alpha Z^{1/3}$ .

Следует отметить, что в отличие от потерь энергии на ионизацию (уравнение (1.4)), потери энергии налетающей частицы на тормозное излучение пропорциональны ее энергии и обратно пропорциональны квадрату ее массы.

Из-за малого значения массы электрона для него особенно важны потери энергии на ТИ. В этом случае ( $z = 1, m = m_e$ ) уравнения (1.17) или (1.18) соответственно могут быть переписаны следующим образом:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{E}{X_0} . \quad (1.19)$$

Это уравнение определяет радиационную длину  $X_0$ . Приближенное выражение (1.14) для  $X_0$  уже приводилось выше.

Пропорциональность

$$X_0^{-1} \propto Z^2$$

в уравнении (1.14) связана с взаимодействием налетающей частицы с кулоновским полем ядра мишени.

Тормозное излучение также возникает при взаимодействии налетающих частиц с электронами материала мишени. Вывод формулы для сечения этого процесса близко следует расчету потерь энергии на ТИ на ядре мишени. Единственное отличие состоит в том, что для электронов атомной мишени заряд всегда равен единице, и поэтому получаем дополнительный вклад в сечение, пропорциональный числу электронов мишени, т. е.  $\propto Z$ . Выражение для сечения тормозного излучения должно быть дополнено этим членом [33]. Поэтому фактор  $Z^2$  в уравнении (1.14) следует заменить на  $Z^2 + Z = Z(Z + 1)$ , что даст, соответственно, лучшее описание радиационной длины:

$$X_0 = \frac{A}{4\alpha N_A Z (Z + 1) r_e^2 \ln(183 Z^{-1/3})} \quad [\text{г}/\text{см}^2] . \quad (1.20)$$

Кроме того, следует принять во внимание, что атомные электроны до некоторой степени экранируют кулоновское поле ядра. Если учесть эффекты экранирования, то радиационную длину можно записать, используя недавние вычисления [34,35], в виде выражения

$$X_0 = \frac{716.4 \cdot A}{Z(Z + 1) \ln(287/\sqrt{Z})} \quad [\text{г}/\text{см}^2] . \quad (1.21)$$

Численные результаты для вычисления радиационной длины, основанные на уравнении (1.21), отклоняются на несколько процентов от результатов применения уравнения (1.14).

Обычно радиационную длину определяют, беря в качестве основного типа налетающих частиц электроны. Следовательно, она зависит лишь от свойств материала. Из-за пропорциональности

$$X_0 \propto r_e^{-2}$$

и выражения для классического радиуса электронов

$$r_e = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{e^2}{m_e c^2}$$

радиационная длина также зависит от массы налетающей частицы:

$$X_0 \propto m^2 .$$

В литературе всегда приводятся радиационные длины для электронов.

Интегрирование уравнений (1.17) или (1.19) соответственно приводит к формуле

$$E = E_0 e^{-x/X_0} .$$

Эта функция описывает экспоненциальное уменьшение *энергии* заряженных частиц из-за потерь на тормозное излучение. Оно заметно отличается от экспоненциального ослабления *интенсивности* фотонного пучка, проходящего через вещество (см. главу 1.2, уравнение (1.26)).

Радиационная длина смеси элементов или составного вещества может быть приближенно записана как

$$X_0 = \frac{1}{\sum_{i=1}^N f_i / X_0^i}, \quad (1.22)$$

где  $f_i$  — это массовые доли компонентов с радиационными длинами  $X_0^i$ .

Потери энергии на тормозное излучение пропорциональны энергии до тех пор, пока ионизационные потери вдали от минимума ионизации пропорциональны логарифму энергии. Энергия, при которой эти два процесса взаимодействия для электронов приводят к равным потерям энергии, называется критической  $E_{kp}$ :

$$-\frac{dE}{dx}(E_{kp}) \Big|_{\text{ион}} = -\frac{dE}{dx}(E_{kp}) \Big|_{\text{ти}}. \quad (1.23)$$

В принципе критическую энергию можно вычислить из уравнений (1.4) и (1.17), используя (1.23). Численные значения для критической энергии электронов приведены в литературе [33–35]. Для тяжелых элементов ( $Z \geq 13$ ) критические энергии довольно неплохо даются следующим выражением [58]:

$$E_{kp} = \frac{550 \text{ МэВ}}{Z}.$$

Радиационные длины и критические энергии для некоторых материалов приведены в Табл. 1.4 [33–35].

Значения радиационных длин, приведенных в этой таблице, согласуются с выражением (1.21) с точностью в несколько процентов. Только для гелия экспериментальные данные показывают несколько большее отклонение. Численные результаты для критических энергий при рассеивании электронов в точности соответствуют литературе. Эффективные значения  $Z$  и  $A$  смесей и соединений могут быть рассчитаны следующим образом:  $A_{\text{эфф}} = \sum_{i=1}^N f_i A_i$ , где  $f_i$  — массовая доля компоненты с атомным весом  $A_i$ . Соответственно находятся эффективные атомные номера, используемые в выражениях (1.21) и (1.22). В пренебрежении логарифмическим вкладом от  $Z$  в выражение (1.21) величина  $Z_{\text{эфф}}$  может быть рассчитана в соответствии с уравнением  $Z_{\text{эфф}} \cdot (Z_{\text{эфф}} + 1) = \sum_{i=1}^N f_i Z_i (Z_i + 1)$ , где  $f_i$  — массовая доля компоненты с зарядом  $Z_i$ . В практических вычислениях эффективной радиационной длины соединений сначала находят радиационные длины всех компонент, а затем используют выражение (1.22).

Критическая энергия — равно как и радиационная длина — пропорциональна квадрату массы налетающей частицы. Для мюонов ( $m_\mu = 106 \text{ МэВ}/c^2$ ) в железе получим:

$$E_{kp}^\mu \approx E_{kp}^e \cdot \left( \frac{m_\mu}{m_e} \right)^2 \simeq 890 \text{ ГэВ}.$$

Таблица 1.4: Радиационные длины и критические энергии для некоторых поглощающих материалов [33–35].

материал	$Z$	$A$	$X_0$ [г/см <sup>2</sup> ]	$X_0/\rho$ [см]	$E_{\text{кр}}$ [МэВ]
Водород	1	1.01	63	700 000	350
Гелий	2	4.00	94	530 000	250
Литий	3	6.94	83	156	180
Углерод	6	12.01	43	18.8	90
Азот	7	14.01	38	30 500	85
Кислород	8	16.00	34	24 000	75
Алюминий	13	26.98	24	8.9	40
Кремний	14	28.09	22	9.4	39
Железо	26	55.85	13.9	1.76	20.7
Медь	29	63.55	12.9	1.43	18.8
Серебро	47	109.9	9.3	0.89	11.9
Вольфрам	74	183.9	6.8	0.35	8.0
Свинец	82	207.2	6.4	0.56	7.40
Воздух	7.3	14.4	37	30 000	84
Кварц ( $\text{SiO}_2$ )	11.2	21.7	27	12	57
Вода	7.5	14.2	36	36	83

### 1.1.5 Прямое рождение электрон-позитронных пар

Помимо потерь на тормозное излучение имеются дополнительные механизмы потерь энергии, особенно при высоких энергиях. Виртуальные фотонны могут рождать электрон-позитронные пары в кулоновском поле ядер. Для мюонов высокой энергии этот механизм потерь энергии даже более важен, чем потери на ТИ. Потери энергии на «тройное рождение» (например,  $\mu + \text{ядро} \rightarrow \mu + e^+ + e^- + \text{ядро}$ ) также пропорциональны энергии и могут быть параметризованы как

$$-\frac{dE}{dx} \Big|_{\text{пар}} = b_{\text{пар}}(Z, A, E) \cdot E ;$$

параметр  $b(Z, A, E)$  медленно меняется с энергией при высоких энергиях. Для 100-ГэВных мюонов потери энергии в железе из-за прямого рождения электрон-позитронных пар можно описать следующим образом [47, 59, 60]:

$$-\frac{dE}{dx} \Big|_{\text{пар}} = 3 \cdot 10^{-6} \cdot E \left[ \frac{\text{МэВ}}{\text{г/см}^2} \right] = 0.3 \frac{\text{МэВ}}{\text{г/см}^2} .$$

Энергетический спектр прямо рожденных электрон-позитронных пар при больших передачах энергии более крутой, чем спектр тормозных фотонов. Поэтому в частичных передачах энергии большой величины доминируют процессы тормозного излучения.

### 1.1.6 Потери энергии на фотоядерные взаимодействия

Заряженные частицы могут неупруго взаимодействовать через виртуальные частицы-переносчики (в этом случае фотоны) с ядрами поглотителя, теряя при этом энергию (ядерные взаимодействия).

Точно так же, как в случае потерь энергии на тормозное излучение или прямое рождение электрон-позитронных пар, потери энергии на фотоядерные взаимодействия пропорциональны энергии частицы:

$$-\frac{dE}{dx} \Big|_{\text{фя}} = b_{\text{яд}}(Z, A, E) \cdot E .$$

Для мюонов с энергией 100 ГэВ в железе параметр  $b$  дается из  $b_{\text{яд}} = 0.4 \cdot 10^{-6} \text{ г}^{-1} \text{ см}^2$  [47], т. е.

$$-\frac{dE}{dx} \Big|_{\text{фя}} = 0.04 \frac{\text{МэВ}}{\text{г/см}^2} .$$

### 1.1.7 Полные потери энергии

В отличие от энергетических потерь на ионизацию потери энергии на тормозное излучение, прямое рождение электрон-позитронных пар и фотоядерные взаимодействия характеризуются большими передачами энергии с соответственно большими флуктуациями. Поэтому для таких процессов несколько проблематично говорить о средних потерях энергии, так как случаются чрезвычайно большие флуктуации относительно этих средних [61,62].

Тем не менее, полные потери энергии заряженных частиц из-за упомянутых выше процессов можно параметризовать как

$$\begin{aligned} -\frac{dE}{dx} \Big|_{\text{полн}} &= -\frac{dE}{dx} \Big|_{\text{ион}} - \frac{dE}{dx} \Big|_{\text{ти}} - \frac{dE}{dx} \Big|_{\text{пар}} - \frac{dE}{dx} \Big|_{\text{фя}} = \\ &a(Z, A, E) + b(Z, A, E) \cdot E , \end{aligned} \quad (1.24)$$

где  $a(Z, A, E)$  описывает потери энергии согласно уравнению (1.4), а  $b(Z, A, E)$  — сумма по потерям энергии из-за тормозного излучения, прямого рождения электрон-позитронных пар и фотоядерных взаимодействий. В литературе приводятся значения параметров  $a$  и  $b$ , а также их зависимость от энергии для различных частиц и материалов.

Рис. 1.5 иллюстрирует параметр  $b$ , а Рис. 1.6 показывает различные механизмы потерь энергии для мюонов в железе в зависимости от энергии мюона [59].

До энергий в несколько сот ГэВ в энергетических потерях в железе доминируют вклады от ионизации и возбуждения. Для энергий, превышающих несколько ТэВ, основными процессами становятся прямое рождение электрон-позитронных пар и тормозное излучение. Фотоядерные процессы дают вклад  $\simeq 10\%$ . Поскольку потери энергии из-за этих процессов пропорциональны энергии мюона, открывается возможность мюонной калориметрии посредством измерения удельных потерь их энергии.

Доминирование вкладов от процессов взаимодействия, пропорциональных энергии, над вкладами от ионизации и возбуждения зависит, конечно, от материала мишени. Для урана этот переход происходит вблизи 100 ГэВ, в то время

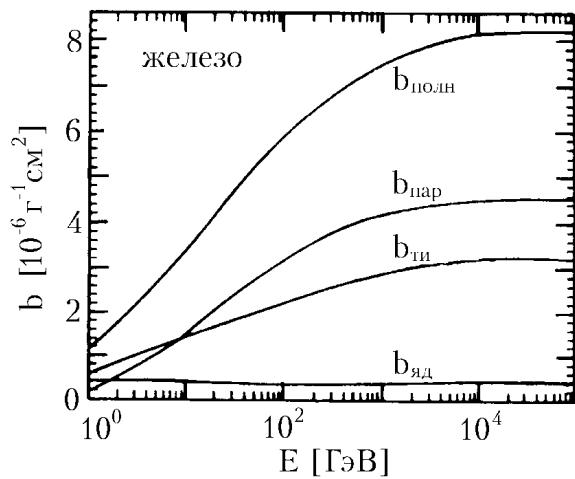


Рис. 1.5: Зависимость параметра  $b$  от энергии для мюонов в железе. Приведены частичные потери энергии на прямое рождение электрон-позитронных пар, ( $b_{\text{пар}}$ ), тормозное излучение ( $b_{\text{ти}}$ ) и фотоядерные взаимодействия ( $b_{\text{яд}}$ ), а также их сумма ( $b_{\text{полн}}$ ) [59].

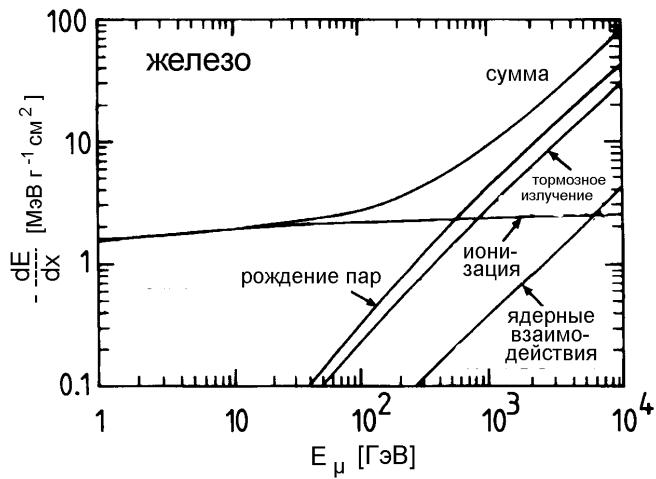


Рис. 1.6: Вклады в потери энергии мюонов в железе [59].

как в водороде ТИ и прямое рождение пар превалируют лишь при энергии выше 10 ТэВ.

### 1.1.8 Соотношение пробег-энергия для заряженных частиц

Из-за различных механизмов потерь энергии практически невозможно привести простое выражение для пробега заряженных частиц в веществе. Определение пробега в любом случае усложняется из-за флуктуаций энергетических потерь, определяемых взаимодействиями с большими передачами энергии, а также из-за многократного кулоновского рассеяния в материале. Все эти процессы приводят к заметному разбросу (стрэглингу) пробега. Поэтому в последующем изложении будут приведены некоторые эмпирические формулы, справедливые для определенных видов частиц в фиксированных диапазонах энергии.

Вообще говоря, пробег можно вычислить из:

$$R = \int_0^E \frac{dE}{dE/dx} . \quad (1.25)$$

Однако, поскольку потери энергии — это сложная функция энергии, то в большинстве случаев используются некоторые приближенные представления этого интеграла. Для определения пробега частиц низкой энергии нужно, в частности, учесть разницу между полной  $E$  и кинетической  $T$  энергиями, так как материалу среды передается лишь последняя.

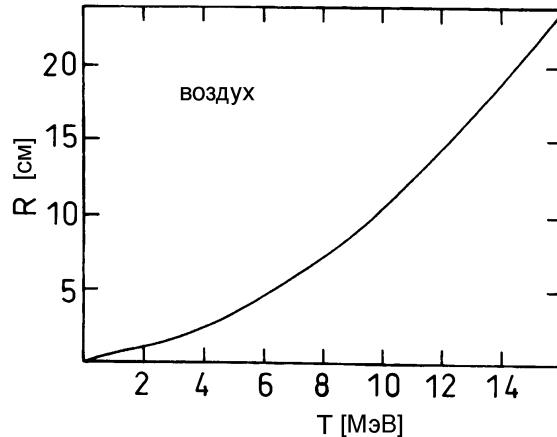


Рис. 1.7: Пробег  $\alpha$ -частиц в воздухе [63].

Для  $\alpha$ -частиц с кинетическими энергиями в интервале  $2.5 \text{ МэВ} \leq T \leq 20 \text{ МэВ}$  пробег в воздухе ( $15^\circ\text{C}$ , 760 торр) может быть описан следующим соотношением ( $T$  в МэВ; [63]):

$$R_{\alpha}^{\text{возд}} = 0.31 T^{3/2} ,$$

где  $R_{\alpha}^{\text{возд}}$  измеряется в см. Для грубых оценок пробега  $\alpha$ -частиц в других мате-

риалах можно использовать такую формулу [63]:

$$R_\alpha = 3.2 \cdot 10^{-4} \frac{\sqrt{A}}{\varrho} \cdot R_\alpha^{\text{возд}} ,$$

где  $\varrho$  выражено в  $\text{г}/\text{см}^3$  и  $A$  — атомный вес. Пробег  $\alpha$ -частиц в воздухе показан на Рис. 1.7.

Для протонов с энергиями в интервале  $0.6 \text{ МэВ} \leq T \leq 20 \text{ МэВ}$  пробег в воздухе можно получить из следующего выражения [63]:

$$R_{\text{пр}} = 100 \cdot \left( \frac{T}{9.3} \right)^{1.8} .$$

Здесь  $T$  выражено в МэВ, а  $R_{\text{пр}}$  — в см.

Пробег электронов низкой энергии ( $0.5 \text{ МэВ} \leq T \leq 5 \text{ МэВ}$ ) в алюминии описывается таким выражением [63]:

$$R_e = 0.526T - 0.094 .$$

Здесь  $T$  выражено в МэВ, а  $R_e$  — в  $\text{г}/\text{см}^2$ . Рис. 1.8 иллюстрирует поглощение электронов в алюминии [64,65].

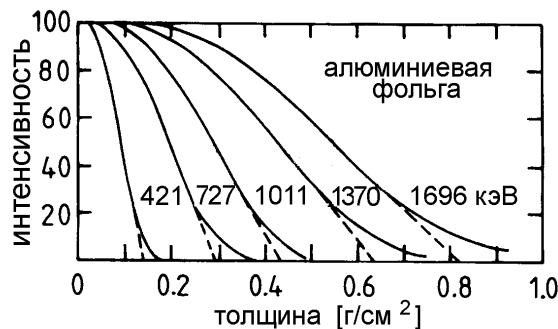


Рис. 1.8: Поглощение электронов в алюминии [64,65].

На нем показана доля электронов (с энергией  $T$ ), которые проходят через слой поглотителя определенной толщины. Этот рисунок иллюстрирует трудности в определении пробега частицы из-за выраженного разброса пробегов. Экстраполяция линейного участка кривых на Рис. 1.8 до пересечения с абсциссой определяет реальный пробег [65]. Пробег электронов, определенный подобным образом, показан на Рис. 1.9 для различных поглотителей [65].

При более высоких энергиях пробег электронов, мюонов, пионов, протонов и  $\alpha$ -частиц в ядерных эмульсиях (см. главу 4.16) можно определить из Рис. 1.10 [63,66]. Кривая для электронов при  $\geq 1 \text{ МэВ}$  показана пунктиром, так как при более высоких энергиях электронов начинают доминировать потери энергии на тормозное излучение, что вызывает проблемы при определении реального пробега (см. главу 7.2). Если имеют место такие потери, то пробег в принципе дается уравнением (1.25); однако, поскольку для потерь энергии на ТИ частично

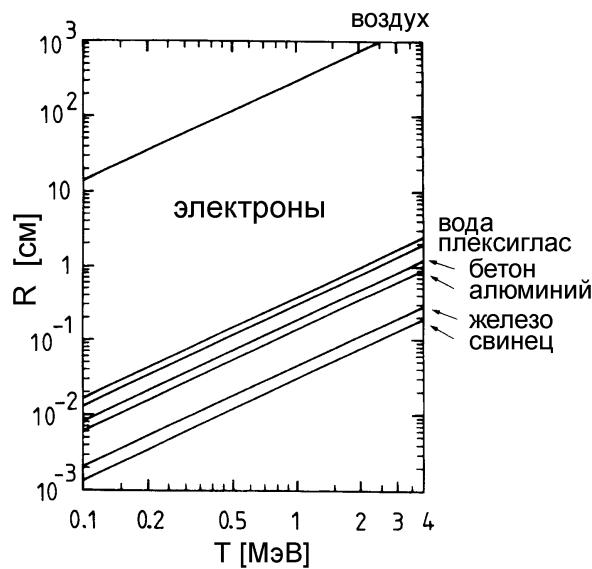


Рис. 1.9: Реальный пробег электронов в различных материалах [65].

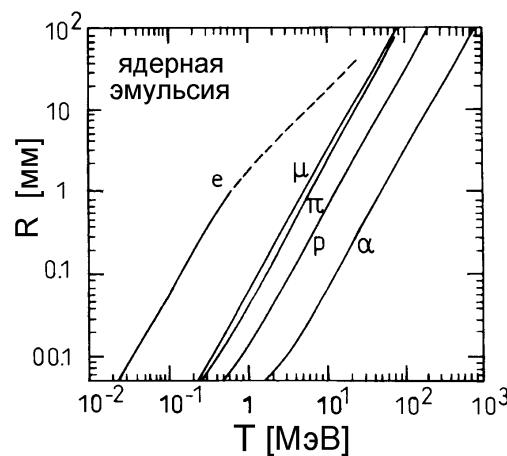


Рис. 1.10: Соотношение пробег-энергия в ядерных эмульсиях для электронов, мюонов, пионов, протонов и  $\alpha$ -частиц [63,66].

характерны большие передачи энергии, разброс пробегов выражен в этом случае гораздо сильнее, чем при потерях энергии на ионизацию и возбуждение, так что определение пробега при этих условиях затруднено. Ситуация становится еще более сложной, когда электроны высокой энергии инициируют электромагнитные ливни (см. главу 7.2).

Пробег мюонов высокой энергии можно получить интегрированием уравнения (1.25), используя (1.24) и (1.4), а также пренебрегая логарифмическим членом в уравнении (1.4). Тогда получаем

$$R_\mu(T_\mu) = \frac{1}{b} \ln\left(1 + \frac{b}{a} T_\mu\right).$$

Для мюонов с энергией 1 ТэВ в железе это дает такой результат:

$$R_\mu(1 \text{ ТэВ}) = 265 \text{ м}.$$

Численное интегрирование для пробега мюонов в горной породе (для стандартной породы  $Z = 11$ ,  $A = 22$ ) дает для  $T_\mu > 10 \text{ ГэВ}$  [67]:

$$R_\mu(T_\mu) = \left[ \frac{1}{b} \ln\left(1 + \frac{b}{a} T_\mu\right) \right] \left[ 0.96 \frac{\ln T_\mu - 7.894}{\ln T_\mu - 8.074} \right]$$

с  $a = 2.2 \frac{\text{МэВ}}{\text{г/см}^2}$ ;  $b = 4.4 \cdot 10^{-6} \text{ г}^{-1} \text{ см}^2$  и  $T_\mu$  в МэВ. Подобная зависимость пробег-энергия для мюонов в горной породе показана на Рис. 1.11.

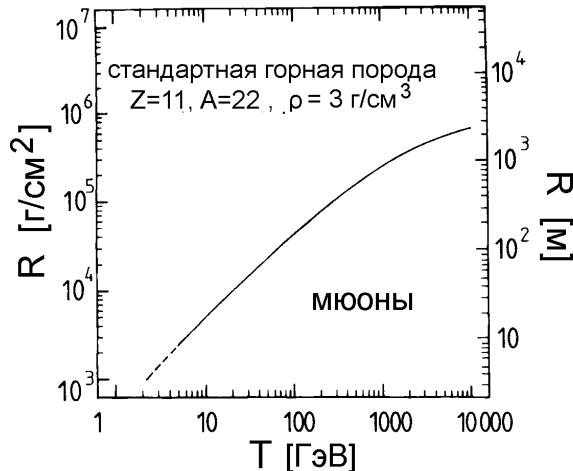


Рис. 1.11: Пробег мюонов в горной породе [67].

## 1.2 Взаимодействие фотонов

Фотоны регистрируют непрямым способом через их взаимодействие со средой детектора. В этих процессах образуются заряженные частицы, которые регистри-

руются благодаря вызываемой ими ионизации в чувствительном объеме детектора. Взаимодействие фотонов принципиально отличается от процессов ионизации заряженных частиц, так как при каждом взаимодействии фотона последний либо полностью поглощается (фотоэффект, рождение пар), либо рассеивается на сравнительно большой угол (комптон-эффект). Так как поглощение или рассеяние — процессы статистические, невозможно определить пробег для  $\gamma$ -лучей. Фотонный пучок в веществе затухает экспоненциально согласно соотношению

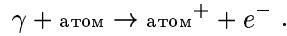
$$I = I_0 e^{-\mu x}. \quad (1.26)$$

Массовый коэффициент поглощения  $\mu$  связан с сечением различных процессов взаимодействия фотонов согласно формуле

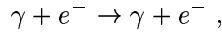
$$\mu = \frac{N_A}{A} \sum_i \sigma_i, \quad (1.27)$$

где  $\sigma_i$  — атомное сечение для процесса  $i$ ,  $A$  — атомный вес, а  $N_A$  — число Авогадро.

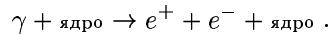
В уравнении (1.27) массовый коэффициент поглощения (в г/см<sup>2</sup>) сильно зависит от энергии фотона. При низких энергиях ( $100 \text{ кэВ} \geq E_\gamma \geq$  энергии ионизации) доминирует фотоэффект:



При средних энергиях ( $E_\gamma \approx 1 \text{ МэВ}$ ) доминирует эффект Комптона, т. е. рассеяние фотонов на квазисвободных атомных электронах:



а при высоких энергиях ( $E_\gamma \gg 1 \text{ МэВ}$ ) самым большим является сечение рождения пар:



Длина  $x$  в уравнении (1.26) — поверхностная массовая плотность с размерностью г/см<sup>2</sup>. Если длина измеряется в см, то массовый коэффициент поглощения  $\mu$  нужно умножить на плотность  $\rho$  материала.

### 1.2.1 Фотоэффект

Атомные электроны могут полностью поглотить энергию фотона, тогда как для свободных электронов это невозможно из-за сохранения импульса: поглощение фотона атомным электроном требует наличия третьего партнера по столкновению, которым в этом случае выступает атомное ядро. Сечение поглощения фотона с энергией  $E_\gamma$  в К-оболочке особенно велико ( $\approx 80\%$  полного сечения) из-за близости третьего партнера — атомного ядра, которое принимает на себя импульс отдачи. Полное сечение фотоэффекта  $\sigma_{\Phi\phi}^K$  (в см<sup>2</sup>/атом) в нерелятивистском диапазоне энергий вдали от границ поглощения дается в нерелятивистском борновском приближении следующей формулой [68]:

$$\sigma_{\Phi\phi}^K = \left( \frac{32}{\varepsilon^7} \right)^{1/2} \alpha^4 \cdot Z^5 \cdot \sigma, \quad (1.28)$$

где  $\varepsilon = E_\gamma/m_e c^2$  - приведенная энергия фотона и  $\sigma = \frac{8}{3} \pi r_e^2 = 6.65 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2$  — Томсоновское сечение упругого рассеяния фотонов на электронах. Вблизи границ поглощения энергетическая зависимость сечения модифицируется функцией  $f(E_\gamma, E_\gamma^{\text{край}})$ . При высоких энергиях ( $\varepsilon \gg 1$ ) зависимость сечения фотоэффекта от энергии гораздо менее выражена:

$$\sigma_{\Phi}^K = 4\pi r_e^2 Z^5 \alpha^4 \cdot \frac{1}{\varepsilon}. \quad (1.29)$$

В уравнениях (1.28) и (1.29) зависимость сечения от  $Z$  можно представить как  $Z^5$ . Это означает, что фотон не взаимодействует с изолированным атомным электроном. Поправки, зависящие от  $Z$ , однако, приводят к тому, что  $\sigma_{\Phi}$  становится более сложной функцией  $Z$ . При энергиях в интервале  $0.1 \text{ МэВ} \leq E_\gamma \leq 5 \text{ МэВ}$  показатель степени при  $Z$  меняется между 4 и 5.

Как следствие фотоэффекта, во внутренней оболочке (например, К-оболочке) могут иметь место следующие вторичные эффекты. Если свободное место, например, в К-оболочке, заполнено электроном с более высокой оболочки, разница энергий между этими двумя оболочками может высвободиться в форме рентгеновских лучей характерной энергии. Однако, эта разница энергий может также передаться электрону *того же* атома. Если эта энергия больше энергии связи рассматриваемой оболочки, следующий электрон может покинуть атом (эффект Оже, Оже-электрон). Энергия таких Оже-электронов, очевидно, мала по сравнению с энергией первичных фотоэлектронов.

Если фотоионизация происходит в К-оболочке (энергия связи  $B_K$ ), и если вакансия в К-оболочке заполняется электроном с L-оболочки (энергия связи  $B_L$ ), то энергия возбуждения атома ( $B_K - B_L$ ) может быть передана L-электрону. Если  $B_K - B_L > B_L$ , то L-электрон может покинуть атомную оболочку как Оже-электрон с энергией  $B_K - 2B_L$ .

## 1.2.2 Комптон-эффект

Комптон-эффект описывает рассеяние фотонов на квазисвободных атомных электронах. При рассмотрении этого процесса взаимодействия энергией связи атомных электронов пренебрегают. Полное сечение комптоновского рассеяния на электроне дается формулой Клейна-Нишины [69]:

$$\sigma_{\text{КЭ}}^e = 2\pi r_e^2 \left[ \left( \frac{1+\varepsilon}{\varepsilon^2} \frac{2(1+\varepsilon)}{1+2\varepsilon} - \frac{1}{\varepsilon} \ln(1+2\varepsilon) + \frac{1}{2\varepsilon} \ln(1+2\varepsilon) - \frac{1+3\varepsilon}{(1+2\varepsilon)^2} \right) \right]. \quad (1.30)$$

Для комптоновского рассеяния на атомах сечение возрастает в  $Z$  раз, так как имеется ровно  $Z$  электронов, которые могут быть потенциальными партнерами для рассеяния в атоме; следовательно  $\sigma_{\text{КЭ}}^{\text{ат}} = Z \cdot \sigma_{\text{КЭ}}^e$ .

При высоких энергиях зависимость от энергии сечения комптоновского рассеяния можно представить следующим образом [70]:

$$\sigma_{\text{КЭ}}^e \propto \frac{\ln \varepsilon}{\varepsilon}.$$

Онношение рассеянной энергии  $E'_\gamma$  к начальной дается формулой

$$\frac{E'_\gamma}{E_\gamma} = \frac{1}{1 + \varepsilon(1 - \cos \theta_\gamma)},$$

где  $\theta_\gamma$  — угол рассеяния фотона в лабораторной системе (см. Рис. 1.12).

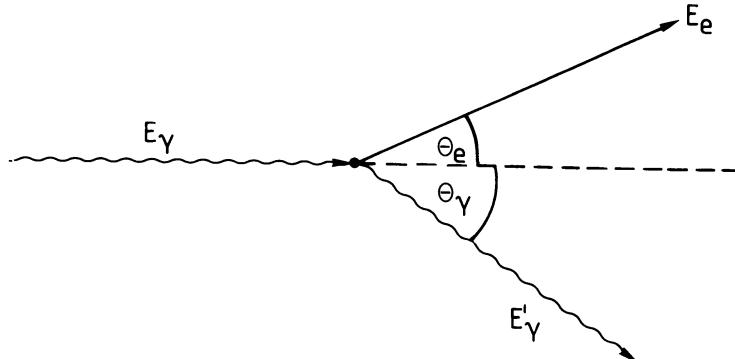


Рис. 1.12: Определение кинематических переменных при комптоновском рассеянии.

При рассеянии назад ( $\theta_\gamma = \pi$ ) передача энергии электрону максимальна, при этом отношение энергии рассеянного фотона к энергии начального равно

$$\frac{E'_\gamma}{E_\gamma} = \frac{1}{1 + 2\varepsilon}.$$

Угол рассеяния электрона по отношению к направлению начального фотона можно получить из такой формулы:

$$\operatorname{ctg} \theta_e = (1 + \varepsilon) \operatorname{tg} \frac{\theta_\gamma}{2}.$$

Из-за сохранения импульса угол рассеяния электрона  $\theta_e$  никогда не превышает  $\pi/2$ .

При комптоновском рассеянии лишь часть энергии фотона передается электрону. Поэтому определим сечение с рассеянием как

$$\sigma_{\text{кэ}(p)} = \frac{E'_\gamma}{E_\gamma} \cdot \sigma_{\text{кэ}}^e, \quad (1.31)$$

а затем и сечение с поглощением энергии:

$$\sigma_{\text{кэ}(p)} = \sigma_{\text{кэ}}^e - \sigma_{\text{кэ}(p)}. \quad (1.32)$$

Последнее полезно при процессах поглощения и связано с вероятностью того, что электрону мишени передается энергия  $T = E_\gamma - E'_\gamma$ .

Заметим также, что помимо нормального комптоновского рассеяния фотонов на покоящихся электронах мишени существует и обратное комптоновское рассеяние. В этом случае энергичный электрон сталкивается с фотоном низкой энергии

и передает ему часть своей кинетической энергии, что сдвигает энергию фотона в синюю часть спектра к большим частотам. Такое обратное комптоновское рассеяние играет важную роль, например, в астрофизике. Фотоны от света звезд (диапазон  $\simeq$  эВ) сдвигаются из-за столкновения с энергичными электронами в область рентгеновских лучей (кэВ) или гамма-диапазон (МэВ).

Естественно, комптоновское рассеяние может идти не только на электронах, но и на любых других заряженных частицах. Однако для регистрации фотонов детекторами элементарных частиц комптоновское рассеяние на атомных электронах играет особую роль.

### 1.2.3 Рождение пар

Рождение электрон-позитронных пар в кулоновском поле ядра возможно лишь в том случае, когда энергия фотона превышает некоторое пороговое значение. Эта пороговая энергия определяется массами покоя двух электронов, а также энергией отдачи, передаваемой ядру. Из сохранения энергии-импульса получим для пороговой энергии

$$E_{\text{пар}} \geq 2m_e c^2 + 2 \frac{m_e^2}{m_{\text{яд}}} c^2 .$$

Так как  $m_{\text{яд}} \gg m_e$ , то эффективный порог можно записать как

$$E_{\text{пар}} \geq 2m_e c^2 .$$

Если, однако, рождение электрон-позитронных пар происходит в кулоновском поле электрона, то пороговая энергия для него характеризуется тем, что

$$E_{\text{пар}} \geq 4m_e c^2 ,$$

и при этом оно сильно подавлено по сравнению с рождением пар в поле ядра.

Если заряд ядра не экранируется атомными электронами (при низкой энергии фотон должен приблизиться довольно близко к ядру, чтобы сделать возможным рождение пар; иными словами: фотон видит лишь «голое» ядро), т. е. при

$$1 \ll \varepsilon < \frac{1}{\alpha Z^{1/3}} ,$$

то рождение пар дается выражением [27]

$$\sigma_{\text{пар}} = 4\alpha r_e^2 Z^2 \left( \frac{7}{9} \ln 2\varepsilon - \frac{109}{54} \right) ,$$

а при полном экранировании заряда ядра  $\left( \varepsilon \gg \frac{1}{\alpha Z^{1/3}} \right)$  [27]

$$\sigma_{\text{пар}} = 4\alpha r_e^2 Z^2 \left( \frac{7}{9} \ln \frac{183}{Z^{1/3}} - \frac{1}{54} \right) . \quad (1.33)$$

При высоких энергиях рождение пар может также проходить при сравнительно больших прицельных параметрах фотона по отношению к ядру. В этом случае необходимо учитывать экранирование заряда ядра атомными электронами.

При больших энергиях фотонов сечение рождения пар стремится к значению, определяемому из уравнения (1.33) и не зависящему от энергии. Пренебрегая малым членом  $\frac{1}{54}$  в скобках, имеем (см. уравнение (1.14)):

$$\sigma_{\text{пар}} \approx \frac{7}{9} 4\alpha r_e^2 Z^2 \ln \frac{183}{Z^{1/3}} \approx \frac{7}{9} \cdot \frac{A}{N_A} \cdot \frac{1}{X_0} .$$

Распределение энергии между образовавшимися электроном и позитроном симметрично при малых и средних энергиях и становится сильно асимметричным при больших энергиях. Дифференциальное сечение (в  $\text{см}^2/\text{МэВ}$ ) передачи энергии  $E_+$  позитрону дается следующей формулой:

$$\frac{d\sigma_{\text{пар}}}{dE_+} = \frac{\alpha r_e^2}{E_{\text{пар}} - 2m_e c^2} \cdot Z^2 \cdot f(\varepsilon, Z) \quad [\text{см}^2/\text{МэВ} \cdot \text{атом}] , \quad (1.34)$$

где  $f(\varepsilon, Z)$  — безразмерная и нетривиальная функция  $\varepsilon$  и  $Z$ . Тривиальная зависимость  $Z^2$  сечения уже учтена, конечно, в множителе, отдельном от  $f(\varepsilon, Z)$ . Поэтому  $f(\varepsilon, Z)$  лишь слабо (логарифмически) зависит от атомного номера поглотителя (см. уравнение 1.33)):  $f(\varepsilon, Z)$  меняется с  $Z$  лишь на несколько процентов [37]. Зависимость этой функции от параметра распределения энергии

$$x = \frac{E_+ - m_e c^2}{E_{\text{пар}} - 2m_e c^2} = \frac{T_+}{T_{\text{пар}}}$$

для средних значений  $Z$  показана на Рис. 1.13 для различных параметров  $\varepsilon$  [37, 71, 72].

Кривые, показанные на Рис. 1.13, включают не только рождение пар на ядре, но и вероятность рождения пар на атомных электронах ( $\propto Z$ ), так что  $Z^2$ -зависимость сечения рождения пар (уравнение (1.34)) модифицируется и принимает вид  $Z(Z + 1)$  подобно тому, что мы обсуждали при описании процесса излучения электронами (см. уравнение (1.20)).

#### 1.2.4 Полное сечение поглощения фотонов

Полный массовый коэффициент поглощения  $\mu$ , связанный с сечением согласно уравнению (1.27), и его отдельные составляющие показаны на Рис. 1.14а для таких поглотителей, как вода, воздух, алюминий и свинец [63, 73–75]. На этих рисунках  $\mu_{\Phi}$  описывает фотоэлектрический эффект,  $\mu_{K\alpha(p)}$  — комптоновское рассеяние,  $\mu_{K\alpha(n)}$  — комптоновское поглощение, а  $\mu_{\text{пар}}$  — рождение пар,  $\mu_p$  — полный массовый коэффициент поглощения ( $\mu_p = \mu_{\Phi} + \mu_{\text{пар}} + \mu_{K\alpha(n)}$ ), а  $\mu$  — полный массовый коэффициент ослабления ( $\mu = \mu_{\Phi} + \mu_{\text{пар}} + \mu_{K\alpha}$ , где  $\mu_{K\alpha} = \mu_{K\alpha(p)} + \mu_{K\alpha(n)}$ ).

Ввиду особой роли, которое играет комптоновское рассеяние для взаимодействия фотонов (лишь часть энергии фотона передается электрону мишени), следует различать массовый коэффициент ослабления  $\mu_{K\alpha(p)}$  и массовый коэффициент поглощения  $\mu_{K\alpha(n)}$ . Первый связан с сечением комптоновского рассеяния  $\sigma_{K\alpha(p)}$  (см. уравнение (1.31)) согласно уравнению (1.27), а второй вычисляется из сечения поглощения энергии  $\sigma_{K\alpha(n)}$  (уравнения (1.32) и (1.27)). Сечения комптоновского рассеяния или коэффициенты поглощения, показанные на Рис. 1.14а для

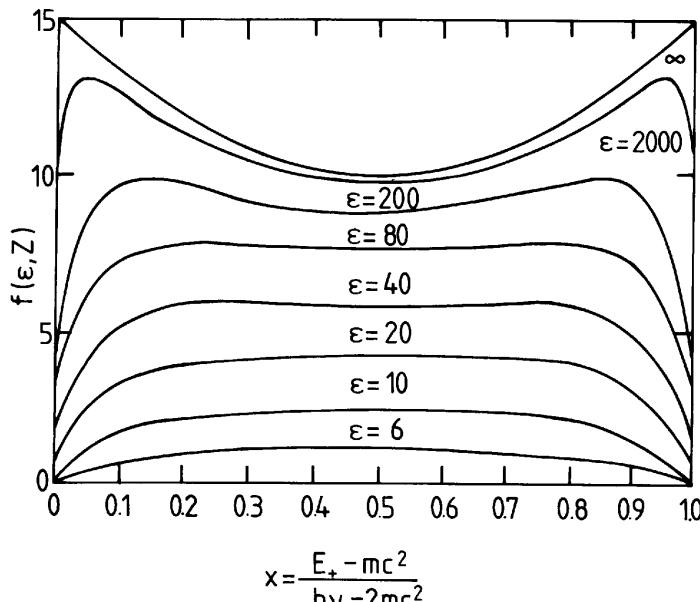


Рис. 1.13: Форма функции распределения энергии  $f(\varepsilon, Z, x)$  с параметром  $\varepsilon = E_{\text{пар}}/m_e c^2$ . Полное сечение рождения пар даётся площадью под соответствующей кривой в единицах  $Z(Z + 1) \alpha r_e^2$  [37,71,72].

различных поглотителей, были умножены на атомный номер поглотителя, так как сечение комптоновского рассеяния (уравнение (1.30)), которое дается формулой Клейна-Нишины, справедливо для электронов, а в данном случае требуются атомные сечения.

Диапазоны, в которых доминируют индивидуальные процессы взаимодействия фотонов, показаны на Рис. 1.15 как функция энергии фотона и атомного номера поглотителя [37,65,68].

Для других типов взаимодействия фотонов (фотоядерные реакции, фотон-фотонное рассеяние и т. д.) характерны чрезвычайно малые сечения. Поэтому такие процессы не слишком важны для регистрации фотонов. Однако, они представляют большой интерес для физики элементарных частиц и астрофизики.

### 1.3 Сильное взаимодействие адронов

Помимо электромагнитных взаимодействий заряженных частиц с веществом для регистрации частиц важную роль играют и сильные взаимодействия.

В этом случае мы имеем дело преимущественно с неупругими процессами, когда в результате столкновения рождаются вторичные сильно взаимодействующие частицы. Полное сечение рассеяния протона на протоне при больших энергиях (больше нескольких ГэВ) стремится к постоянной величине 50 мбарн (1 барн =  $10^{-24} \text{ см}^2$ ). Полное сечение взаимодействия адронов можно представить в виде

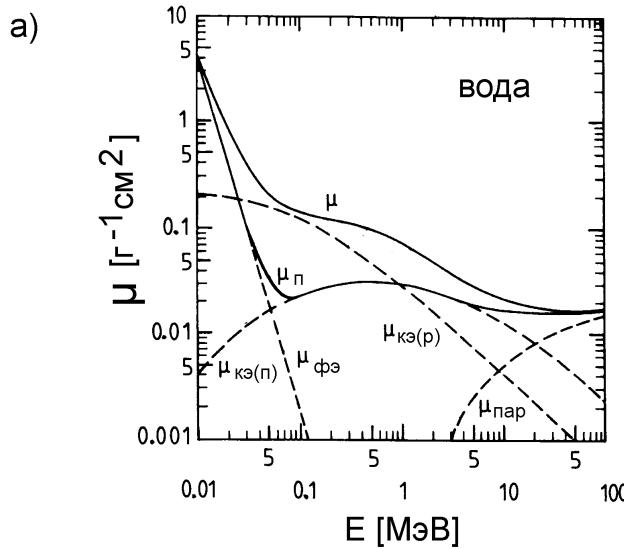


Рис. 1.14а: энергетическая зависимость массового коэффициента ослабления  $\mu$  и массового коэффициента поглощения  $\mu_p$  для фотонов в воде [63,73–75].

суммы упругой и неупругой части [76]:

$$\sigma_{\text{полн}} = \sigma_{\text{упр}} + \sigma_{\text{неупр}} .$$

Специфическая величина, характеризующая неупругое взаимодействие, — средняя длина поглощения  $\lambda_{\text{адр}}$ , которая описывает поглощение адронов в веществе согласно формуле

$$N = N_0 e^{-x/\lambda_{\text{адр}}} .$$

$\lambda_{\text{адр}}$  может быть вычислена из неупругой части адронного сечения следующим образом:

$$\lambda_{\text{адр}} = \frac{A}{N_A \cdot \varrho \cdot \sigma_{\text{неупр}}} . \quad (1.35)$$

Если  $A$  дано в г/моль,  $N_A$  в моль<sup>-1</sup>,  $\varrho$  в г/см<sup>3</sup>, а сечение в см<sup>2</sup>, то  $\lambda_{\text{адр}}$  изменяется в см. Длина неупругого взаимодействия  $\lambda_{\text{яд}}$  связана с полным сечением  $\sigma_{\text{полн}}$  согласно формуле

$$\lambda_{\text{яд}} = \frac{A}{N_A \cdot \varrho \cdot \sigma_{\text{полн}}} . \quad (1.36)$$

Так как  $\sigma_{\text{полн}} > \sigma_{\text{неупр}}$ , отсюда следует, что  $\lambda_{\text{яд}} < \lambda_{\text{адр}}$ .

Длины поглощения и взаимодействия для различных материалов показаны в Табл. 1.5 [34,35].

Строго говоря, адронные сечения зависят от энергии и от типа сильно взаимодействующих частиц (протоны, пионы, каоны и т. д.). Однако при расчете длин

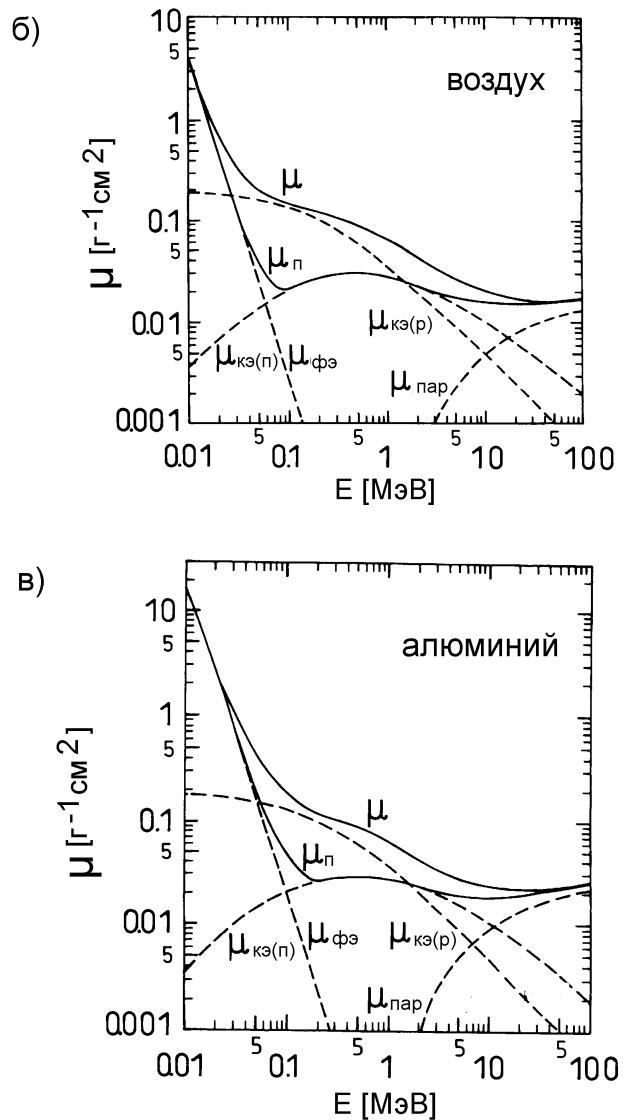


Рис. 1.14б,в: энергетическая зависимость массового коэффициента ослабления  $\mu$  и массового коэффициента поглощения  $\mu_p$  для фотонов в воздухе (б) и алюминии (в) [63,73–75].

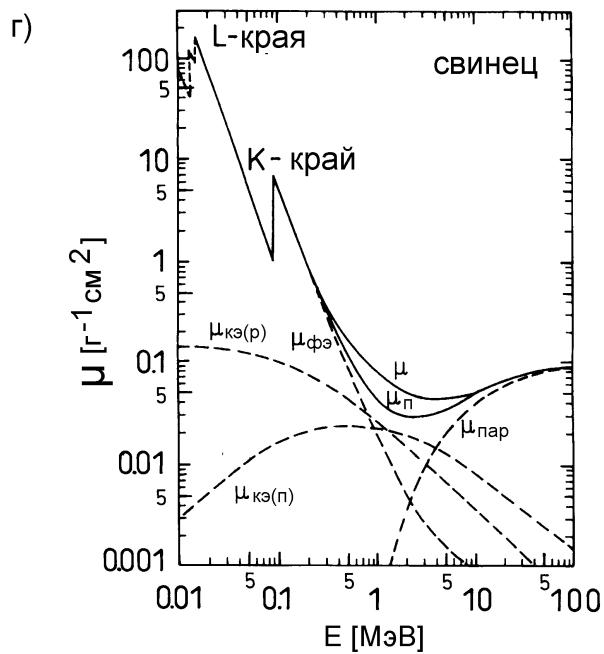


Рис. 1.14г: энергетическая зависимость массового коэффициента ослабления  $\mu$  и массового коэффициента поглощения  $\mu_p$  для фотонов в свинце [63,73–75].

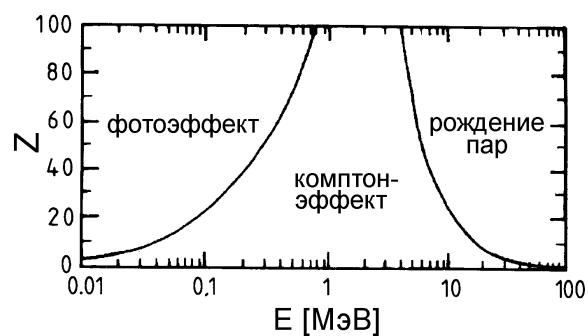


Рис. 1.15: Диапазоны энергии, в которых доминируют фотоэлектрический эффект, комптон-эффект, а также рождение пар, как функция энергии фотона и  $Z$  вещества [37,65,68].

Таблица 1.5: Полное и неупругое сечения для различных материалов, а также ядерная и адронная длины поглощения, найденные по соответствующим сечениям [34,35].

материал	$Z$	$A$	$\sigma_{\text{полн}}$ [барн]	$\sigma_{\text{неупр}}$ [барн]	$\lambda_{\text{яд}} \cdot \rho$ [г/см <sup>2</sup> ]	$\lambda_{\text{адр}} \cdot \rho$ [г/см <sup>2</sup> ]
Вода	1	1.01	0.0387	0.033	43.3	50.8
Гелий	2	4.0	0.133	0.102	49.9	65.1
Бериллий	4	9.01	0.268	0.199	55.8	75.2
Углерод	6	12.01	0.331	0.231	60.2	86.3
Азот	7	14.01	0.379	0.265	61.4	87.8
Кислород	8	16.0	0.420	0.292	63.2	91.0
Алюминий	13	26.98	0.634	0.421	70.6	106.4
Кремний	14	28.09	0.660	0.440	70.6	106.0
Железо	26	55.85	1.120	0.703	82.6	131.9
Медь	29	63.55	1.232	0.782	85.6	134.9
Вольфрам	74	183.85	2.767	1.65	110.3	185
Свинец	82	207.19	2.960	1.77	116.2	194
Уран	92	238.03	3.378	1.98	117.0	199

взаимодействия и поглощения предполагается, что сечения  $\sigma_{\text{полн}}$  и  $\sigma_{\text{неупр}}$  не зависят от энергии и от вида частиц. Длины поглощения и взаимодействия поэтому привязаны к адронному сечению, относительно которого мы предположили, что оно не зависит от энергии.

Для материалов с  $Z \geq 6$  длины взаимодействия и поглощения соответственно много больше, чем радиационные длины  $X_0$  (см. таблицу 1.4).

Хотя определения  $\lambda_{\text{адр}}$  и  $\lambda_{\text{яд}}$  не всегда совпадают в литературе, уравнения (1.35) и (1.36) определяют эти величины совершенно ясно.

Из сечений легко вычислить вероятности взаимодействия. Если  $\sigma_N$  — сечение взаимодействия (на ядро), то соответствующая вероятность взаимодействия на г/см<sup>2</sup> вычисляется из формулы

$$\phi[\text{г}^{-1}\text{см}^2] = \sigma_N \cdot N_A ,$$

где  $N_A$  — число Авогадро. Если известно атомное сечение  $\sigma_A$ , то

$$\phi[\text{г}^{-1}\text{см}^2] = \sigma_A \cdot \frac{N_A}{A} ,$$

где  $A$  — атомный вес.

## 1.4 Дрейф и диффузия в газах

Важную роль играют также процессы дрейфа и диффузии носителей заряда в газовой среде<sup>2</sup>. Электроны и ионы, рождающиеся при ионизации, быстро теряют свою энергию при многократных столкновениях с атомами и молекулами газа. Их

<sup>2</sup>Обширная литература по этим процессам дана в [1,4–6,51,77–80].

распределение по энергии близко к тепловому, соответствующему температуре газа.

Так как средняя энергия при комнатной температуре равна

$$\varepsilon = \frac{3}{2}kT = 0.04 \text{ эВ} ,$$

где  $k$  — постоянная Больцмана, а  $T$  — температура в Кельвинах, то для энергии частиц, родившихся в процессе ионизации, справедливо распределение Максвелла-Больцмана:

$$F(\varepsilon) = \text{const} \cdot \sqrt{\varepsilon} \cdot e^{-\varepsilon/kT} .$$

Локальная ионизация размывается из-за многократных столкновений в соответствии с гауссовским распределением

$$\frac{dN}{N} = \frac{1}{\sqrt{4\pi Dt}} \exp\left(-\frac{x^2}{4Dt}\right) dx ,$$

где  $\frac{dN}{N}$  — доля заряда, появившаяся на элементе длины  $dx$  на расстоянии  $x$  через время  $t$ ,  $D$  — коэффициент диффузии. Для линейной или объемной диффузии соответственно получим

$$\begin{aligned} \sigma_x &= \sqrt{2Dt} ; \\ \sigma_{об} &= \sqrt{3} \cdot \sigma_x = \sqrt{6Dt} . \end{aligned} \quad (1.37)$$

Длина свободного пробега в процессе диффузии равна

$$\lambda = \frac{1}{N\sigma(\varepsilon)} ,$$

где  $\sigma(\varepsilon)$  — сечение столкновения, зависящее от энергии, а  $N = \frac{N_A}{A} \varrho$  — число молекул в единичном объеме. Для инертных газов  $N = 2.69 \cdot 10^{19}$  молекул/см<sup>3</sup> при стандартном давлении и температуре.

Если носители заряда поместить в электрическое поле, то на статистически неупорядоченную диффузию накладывается упорядоченный дрейф вдоль направления поля. Скорость дрейфа ионов можно определить как

$$\vec{v}_{дрейф} = \mu(E) \cdot \vec{E} \cdot \frac{p_0}{p} ,$$

где  $\mu(E)$  — зависящая от энергии подвижность носителей заряда,  $\vec{E}$  — напряженность электрического поля и  $p/p_0$  — давление, нормированное на его стандартное значение. В принципе следует различать продольную диффузию в направлении поля и поперечную диффузию, перпендикулярную электрическому полю. На поперечную диффузию электрическое поле не влияет.

Дрейф свободных носителей заряда в электрическом поле предполагает, что электроны и ионы при этом не рекомбинируют и не «прилипают» к атомам и молекулам в среде, в которой происходит дрейф.

Таблица 1.6: Средняя длина свободного пробега  $\lambda_{\text{ион}}$ , коэффициент диффузии  $D_{\text{ион}}$  и подвижность  $\mu_{\text{ион}}$  ионов в некоторых газах при стандартном давлении и температуре [51,81].

газ	$\lambda_{\text{ион}}$ [см]	$D_{\text{ион}}$ [см <sup>2</sup> /с]	$\mu_{\text{ион}}$	$\frac{\text{см}/\text{с}}{\text{В}/\text{см}}$
H <sub>2</sub>	$1.8 \cdot 10^{-5}$	0.34	13.0	
He	$2.8 \cdot 10^{-5}$	0.26	10.2	
Ar	$1.0 \cdot 10^{-5}$	0.04	1.7	
O <sub>2</sub>	$1.0 \cdot 10^{-5}$	0.06	2.2	

В Табл. 1.6 приведены численные значения длины свободного пробега, коэффициента диффузии, а также подвижности ионов для различных газов [51,81].

Соответствующая величина для электронов сильно зависит от их энергии и, тем самым, от напряженности поля. Подвижности электронов в газах превышают подвижности ионов примерно на три порядка.

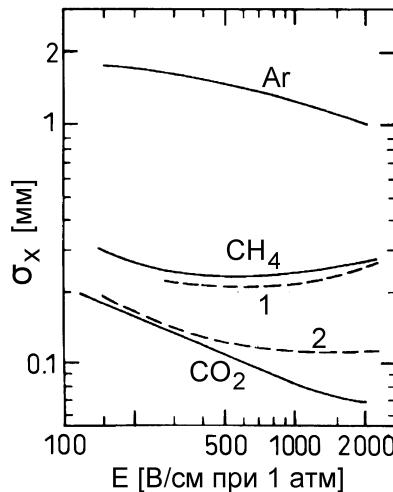


Рис. 1.16: Среднеквадратичное отклонение размера первоначально локализованного электронного облака после дрейфа в 1 см в различных газах [51,82]. Кривая 1 — теоретический расчет для смеси изобутана (25%) и аргона (75%), кривая 2 — чистый изобутан (эксперимент).

На Рис. 1.16 показано среднеквадратичное отклонение размера первоначально локализованного электронного облака для дрейфа в 1 см [51,82]. Размер электронного облака  $\sigma_x = \sqrt{2Dt}$  на 1 см дрейфа заметно зависит от напряженности поля и состава газовой среды. Для газовой смеси аргон (75%) и изобутан (25%) измерение дает  $\sigma_x \approx 200$  мкм, что ограничивает пространственное разрешение дрейфовых камер. Пространственное разрешение дрейфовой камеры ограничено преимущественно продольной диффузией. В простой теории [83] скорость дрейфа

может быть представлена как

$$\vec{v}_{\text{дрейф}} = \frac{e}{m} \vec{E} \tau(\vec{E}, \varepsilon) , \quad (1.38)$$

где  $\vec{E}$  — напряженность поля, а  $\tau$  — время между двумя столкновениями, которое само зависит от  $\vec{E}$ . Сечение столкновения и, как следствие,  $\tau$  сильно зависят от энергии электрона  $\varepsilon$  и имеет ярко выраженные максимум и минимум (эффект Рамзауэра). Эти явления вызваны интерференционными эффектами, когда деброильевская длина волны электрона  $\lambda = h/p$  ( $h$  — постоянная Планка,  $p$  — импульс электрона) приближается к молекулярным размерам. Конечно, энергия электрона и напряженность электрического поля скоррелированы. На Рис. 1.17 показано Рамзауэрское сечение для электронов в аргоне как функция энергии электрона [84–89].

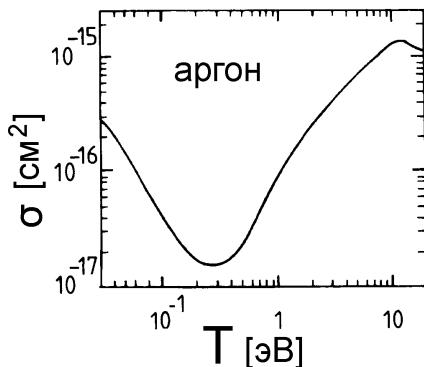


Рис. 1.17: Рамзауэрское сечение для электронов в аргоне как функция энергии электрона [84–89].

Даже маленькие загрязнения газа могут коренным образом повлиять на скорость дрейфа электронов (Рис. 1.18, [51, 84, 90, 91]).

На Рис. 1.19 показаны скорости дрейфа для электронов в аргон-метановых смесях [51, 92–94], а на Рис. 1.20 — они же для аргон-изобутановых смесей [51, 93, 95–97].

При высоких напряженностях поля в аргон-изобутановых смесях типичное значение скорости дрейфа составляет величину

$$v_{\text{дрейф}} \simeq 5 \text{ см/мкс} .$$

Однако, зависимость скорости дрейфа от напряженности поля может заметно меняться для различных газов [79, 83, 98]. При сравнимых условиях ионы в газе на три порядка медленнее, чем электроны.

Скорость дрейфа и диффузия электронов в газе сильно меняются при наличии магнитного поля. В этом случае на носители заряда помимо электрических сил действует дополнительно сила Лоренца, которая выводит носители заряда на круговые или спиральные орбиты.

Уравнение движения для свободных носителей заряда имеет вид

$$m \ddot{\vec{x}} = q \vec{E} + q \cdot \frac{[\vec{v} \vec{B}]}{c} + m \vec{A}(t) , \quad (1.39)$$

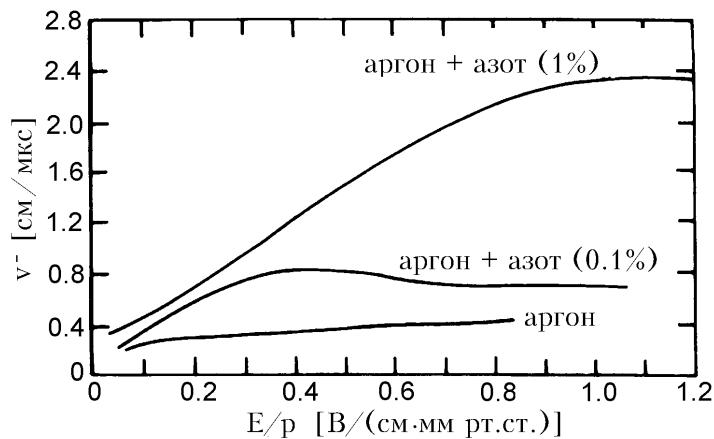


Рис. 1.18: Скорости дрейфа электронов в чистом аргоне и аргоне с небольшими добавлениями азота [51,84,90,91].

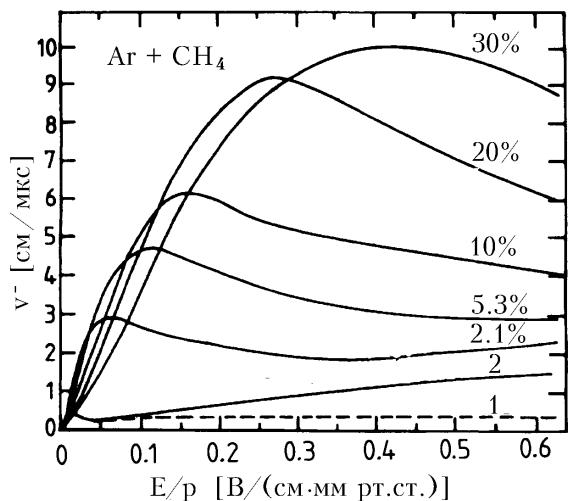


Рис. 1.19: Скорости дрейфа электронов в аргон-метановых смесях [51,92–94]. Кривая 1 — чистый аргон, кривая 2 — добавка к нему 0.0066% метана.

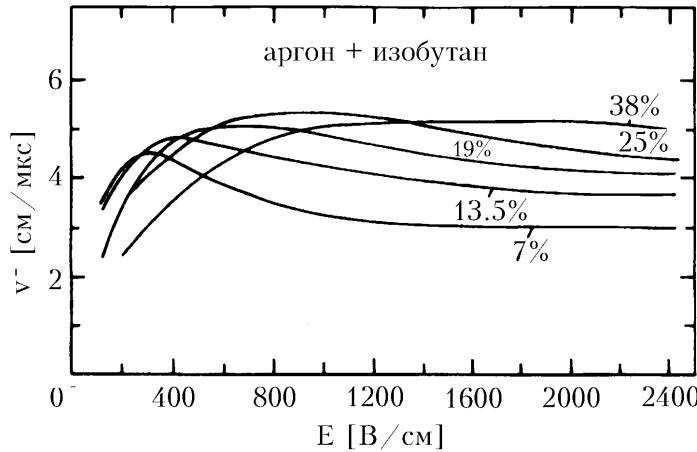


Рис. 1.20: Скорости дрейфа электронов в аргон-изобутановых смесях [51, 93, 95–97].

где  $m\vec{A}(t)$  — зависящая от времени стохастическая сила, обусловленная столкновениями ионов и электронов с молекулами газа. Если предположить, что среднее по времени от величины  $m\vec{A}(t)$  можно представить в виде силы трения, пропорциональной скорости ( $\propto -m\vec{v}/\tau$ , где  $\tau$  — среднее время между двумя столкновениями), то из уравнения (1.39) можно найти скорость дрейфа [1]:

$$\vec{v}_{\text{дрейф}} = \frac{\mu}{1 + \omega^2 \tau^2} \left( \vec{E} + \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B} \omega \tau + \frac{(\vec{E} \cdot \vec{B}) \cdot \vec{B}}{B^2} \omega^2 \tau^2 \right) \quad (1.40)$$

в предположении, что в постоянном электрическом поле скорость дрейфа стремится к постоянному значению, т. е.  $\dot{\vec{v}}_{\text{дрейф}} = 0$ . В этом уравнении  $\mu = e \cdot \tau / m$  — подвижность носителей заряда, а  $\omega = \frac{eB}{mc}$  — циклотронная частота (вычисляемая из соотношения  $mr\omega^2 = \frac{evB}{c} = \frac{er\omega B}{c}$ ). В присутствии электрического и магнитного полей скорость дрейфа имеет компоненты в направлении  $\vec{E}$ ,  $\vec{B}$ , а также перпендикулярно  $\vec{E}$  и  $\vec{B}$  [99] (см. также уравнение (1.40)). Если  $\vec{E} \perp \vec{B}$ , то скорость дрейфа  $\vec{v}_{\text{дрейф}}$  вдоль линии, образующей угол  $\alpha$  с электрическим полем, может быть получена из уравнения (1.40):

$$|\vec{v}_{\text{дрейф}}| = \frac{\mu E}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau^2}} . \quad (1.41)$$

Угол между скоростью дрейфа  $\vec{v}_{\text{дрейф}}$  и  $\vec{E}$  (угол Лоренца) может быть вычислен из уравнения (1.40) в предположении, что  $\vec{E} \perp \vec{B}$ :

$$\operatorname{tg}\alpha = \omega \tau ;$$

если  $\tau$  взять из уравнения (1.38), то

$$\operatorname{tg}\alpha = v_{\text{дрейф}} \cdot \frac{B}{E} . \quad (1.42)$$

Этот же результат можно получить, рассмотрев отношение действующей силы Лоренца  $\frac{e}{c} [\vec{v}\vec{B}]$  (с  $\vec{v} \perp \vec{B}$ ) к электрической силе  $e\vec{E}$ .

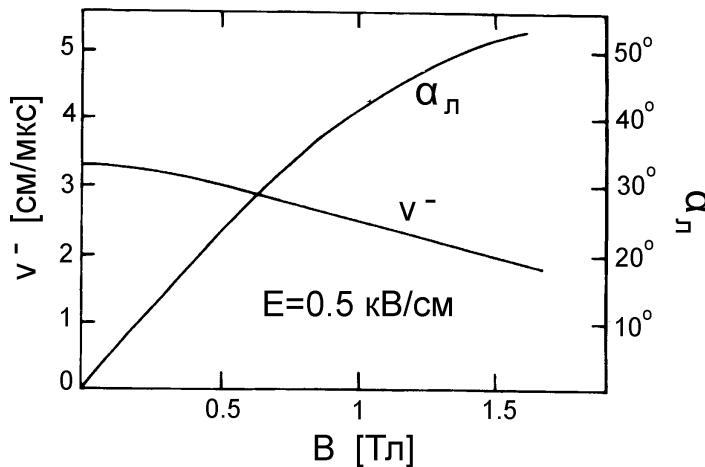


Рис. 1.21: Зависимость скорости дрейфа электрона  $v^-$  и угла Лоренца  $\alpha_L$  от магнитного поля при низкой напряженности электрического поля (0.5 кВ/см) в газовой смеси аргона (67%), изобутана (30%) и метилаля (2.5%) [51,95].

При  $E = 0.5$  кВ/см и скорости дрейфа в электрическом поле  $v_{\text{дрейф}} = 3.5$  см/мкс для скорости дрейфа в комбинированном электрическом и магнитном полях ( $\vec{E} \perp \vec{B}$ ) на основе простых оценок получим (из уравнения (1.41) при  $B = 1.5$  Тл), что  $v = 2.4$  см/мкс; соответственно угол Лоренца вычисляется из уравнения (1.42) и составляет  $\alpha = 46^\circ$ , что примерно согласуется с экспериментальными результатами, а также более точным расчетом (Рис. 1.21) [51,95].

Малые примеси электроотрицательных газов (например, кислород) значительно меняют картину дрейфа. Свободные электроны довольно быстро захватываются нейтральными молекулами электроотрицательных газов, образуя тяжелые отрицательные ионы. При 1%-й доле кислорода в аргоне и дрейфовом поле 1 кВ/см длина свободного пробега электронов для захвата порядка 5 см. Малые примеси электроотрицательных газов уменьшают сигнал, а в случае сильно электроотрицательных газов (таких, как хлор) работа дрейфовой камеры может стать невозможной.

В сжиженных газах из-за высокой плотности влияние примесей будет еще более выраженным. Для камер на сжиженных инертных газах концентрация кислорода должна быть ниже уровня  $10^{-6}$ . «Теплые» жидкости типа тетраметилсилиана (TMC) требуют более низкой концентрации электроотрицательных примесей — до уровня ниже  $10^{-9}$  (см. главу 4.5).

## Глава 2

# Основные характеристики детекторов частиц

Критерием, на основании которого можно судить о качестве детектора, является его разрешающая способность по отношению к той величине, которую необходимо измерить (энергию, время, пространственные координаты и т. д.). Если известно истинное значение  $z_0$  (например, моноэнергетическое  $\gamma$ -излучение с энергией  $E_0$ ), то измеренные с помощью детектора значения  $z$  образуют распределение  $D(z)$ ; математическое ожидание этой величины равно

$$\langle z \rangle = \frac{\int z D(z) dz}{\int D(z) dz},$$

где интеграл в знаменателе нормирует функцию распределения.

Дисперсия измеренной величины равняется

$$\sigma_z^2 = \frac{\int (z - \langle z \rangle)^2 D(z) dz}{\int D(z) dz}.$$

Интегралы распространяются на весь диапазон возможных значений величины  $z$ .

Вычислим в качестве примера математическое ожидание и дисперсию прямоугольного распределения. Предположим, что нужно определить координаты заряженных частиц, проходящих через многопроволочную пропорциональную камеру (см. раздел 4.5) с расстоянием  $\delta z$  между проволочками. Пусть время дрейфа до проволочек не измеряется. Какова точность измерения координат частиц? Если сработала какая-то определенная проволочка, то функция распределения  $D(z)$  постоянна и равна 1 в интервале от  $-\delta z/2$  до  $\delta z/2$  вокруг нее и равна нулю за границами этого интервала (см. Рис. 2.1).

Очевидно, что математическое ожидание  $z$  будет равно нулю ( $\simeq$  положение сработавшей проволочки):

$$\langle z \rangle = \int_{-\delta z/2}^{\delta z/2} z \cdot 1 dz \Bigg/ \int_{-\delta z/2}^{\delta z/2} dz = \frac{z^2}{2} \Big|_{-\delta z/2}^{\delta z/2} \Bigg/ z \Big|_{-\delta z/2}^{\delta z/2} = 0;$$

Соответственно, дисперсия будет равняться

$$\sigma_z^2 = \int_{-\delta z/2}^{\delta z/2} (z - 0)^2 \cdot 1 dz \Bigg/ \delta z = \frac{1}{\delta z} \int_{-\delta z/2}^{\delta z/2} z^2 dz$$

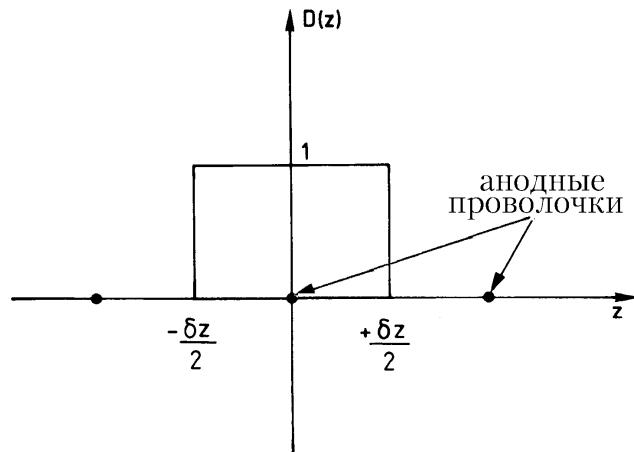


Рис. 2.1: Схема определения дисперсии прямоугольного распределения.

$$= \frac{1}{\delta z} \left. \frac{z^3}{3} \right|_{-\delta z/2}^{\delta z/2} = \frac{1}{3\delta z} \left( \frac{(\delta z)^3}{8} + \frac{(-\delta z)^3}{8} \right) = \frac{(\delta z)^2}{12},$$

откуда получаем, что

$$\sigma_z = \frac{\delta z}{\sqrt{12}}. \quad (2.1)$$

Во многих случаях экспериментальные результаты имеют нормальное (гауссовское) распределение в соответствии с функцией распределения (Рис. 2.2)

$$D(z) = \frac{1}{\sigma_z \sqrt{2\pi}} e^{-(z-z_0)^2/2\sigma_z^2}. \quad (2.2)$$

Дисперсия, определенная согласно уравнению (2.2), для гауссовского распределения предполагает, что 68.27% всех экспериментальных результатов лежит в границах между  $z_0 - \sigma_z$  и  $z_0 + \sigma_z$ . В границах  $\pm 2\sigma_z$  находится 95.45% всех экспериментальных результатов, а в границах  $\pm 3\sigma_z$  — 99.73% результатов.

Смысл этого распределения состоит в следующем. Если величина  $z$  определяется многократно, то 68.27% полученных значений попадет в интервал  $\pm \sigma_z$  с центром в  $z_0$ ; 95.45% — в интервал  $\pm 2\sigma_z$  и 99.73% — в интервале  $\pm 3\sigma_z$ . Если же величина  $z$  определена в однократном измерении (и получено значение  $\bar{z}$ ), то можно ожидать, что с достоверностью 68.27% неизвестное истинное значение  $z_0$  величины  $z$  лежит в интервале  $\pm \sigma_z$  с центром в  $\bar{z}$ . Соответственно с достоверностью 95.45% истинное значение величины  $z$  попадает в интервал от  $\bar{z} - \sigma_z$  до  $\bar{z} + \sigma_z$ , а в интервал  $\pm 3\sigma_z$  — 99.73%.

Очень часто бывает полезным определить уровень достоверности измеряемой величины, а также связанную с ней вероятность того, что истинное значение находится в пределах заданного интервала. Для этого необходимо построить нормированную функцию распределения в зависимости от  $z - <z>$  (Рис. 2.3). Для нормированного распределения вероятности с математическим ожиданием  $<z>$

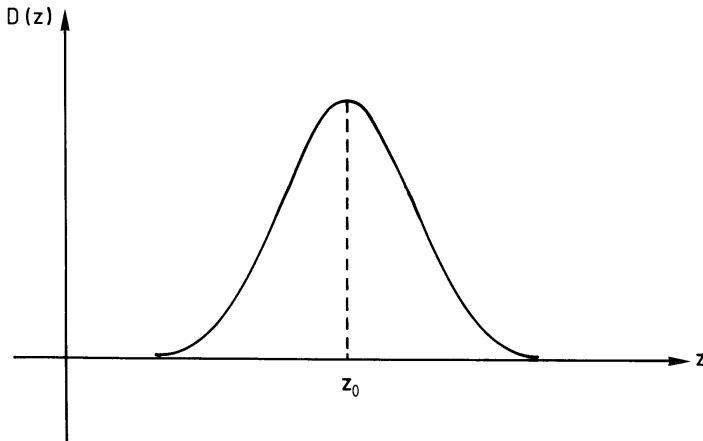


Рис. 2.2: Нормальное распределение (гауссовское распределение вокруг среднего значения  $z_0$ ).

и среднеквадратичным отклонением  $\sigma_z$  соотношение

$$1 - \alpha = \int_{\langle z \rangle - \delta}^{\langle z \rangle + \delta} D(z) dz$$

определяет вероятность того, что истинное значение  $z_0$  лежит в интервале  $\pm \delta$  вокруг измеренного значения  $z$ , или, что то же самое,  $100 \cdot (1 - \alpha)\%$  всех измеренных значений лежит в интервале  $\pm \delta$  с центром в  $\langle z \rangle$ .

Выбор  $\delta = \sigma_z$  для гауссовского распределения определяет доверительный интервал, называемый стандартной ошибкой, вероятность которого составляет  $1 - \alpha = 0.6827$  (соответствует 68.27%). С другой стороны, если уровень достоверности задан, то можно вычислить ширину интервала измерения. Для уровня значимости, равного  $1 - \alpha \approx 95\%$ , ширина интервала равняется  $\delta = \pm 1.96\sigma_z$ , а при  $1 - \alpha \approx 99.9\%$  она равна  $\delta = \pm 3.29\sigma_z$  [34,35].

Часто за величину разрешения принимают полуширину распределения: она составляет полную ширину распределения на его полувысоте (пшпв). Для нормального распределения получаем

$$\Delta z(\text{пшпв}) = 2\sqrt{2 \log 2}\sigma_z = 2.355\sigma_z.$$

Гауссовское распределение — функция непрерывного аргумента. Если же последний изменяется дискретно, то распределение вероятности случайной величины  $z$  часто имеет пуссоновский вид:

$$f(n, \mu) = \frac{\mu^n e^{-\mu}}{n!}, \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (2.3)$$

и описывает вероятность результата  $z = n$ . При этом математическое ожидание и дисперсия величины  $z$  равны  $\mu$ .

Предположим, что после многих экспериментов по подсчету событий средний результат есть три события. Вероятность того, что, например, в конкретном эксперименте не будет зарегистрировано ни одного события, равна  $f(0, 3) = e^{-3} =$

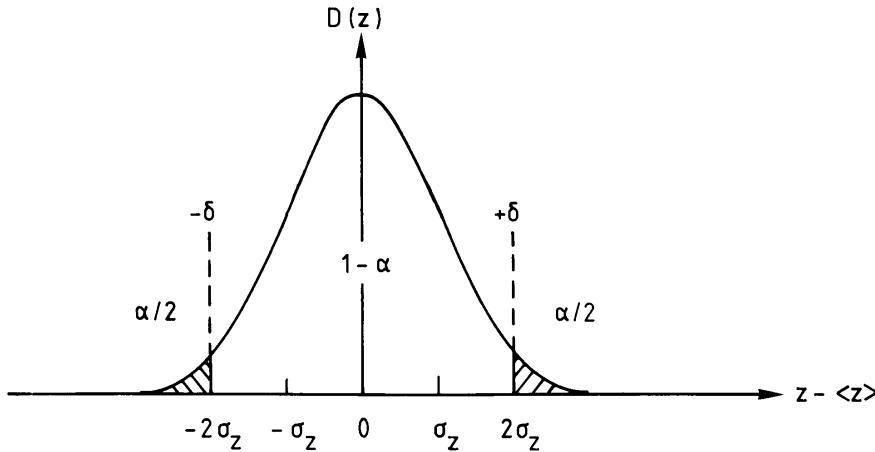


Рис. 2.3: Иллюстрация понятия доверительного интервала.

0.05. Эквивалентным является следующее утверждение: если в конкретном эксперименте событие не зарегистрировано, то истинное значение числа событий меньше или равно 3 с уровнем достоверности 95%. При больших значениях  $\mu$  пуссоновское распределение приближается к гауссовскому.

Определение эффективности детектора есть измерение со случайным результатом: событие зарегистрировано с вероятностью  $p$ , либо не зарегистрировано с вероятностью  $q = 1 - p$ . Тогда вероятность того, что в  $n$  экспериментах будет зарегистрировано  $r$  событий задается биномиальным распределением (распределением Бернулли), имеющим следующий вид:

$$f(n, r, p) = \frac{n!}{r!(n-r)!} p^r q^{n-r} = C_r^n p^r q^{n-r} .$$

Математическое ожидание этого распределения есть  $\langle r \rangle = np$ , а дисперсия равна  $\sigma^2 = npq$ .

Пусть эффективность детектора равна  $p = 95\%$  при 100 его запусках (зарегистрировано 95 частиц, а 5 не были обнаружены). В данном случае стандартное отклонение  $\sigma$  от математического ожидания  $\langle r \rangle$  задается выражением

$$\sigma = \sqrt{npq} = \sqrt{100 \cdot 0.95 \cdot 0.05} = 2.18 \quad (2.4)$$

в результате чего имеем

$$p = (95.00 \pm 2.18)\% .$$

Отметим, что при таком способе вычисления ошибки эффективность не превышает 100%, что является правильным. Использование же пуссоновской ошибки  $\pm \sqrt{95}$  привело бы к ошибочному результату.

Методы статистической обработки экспериментальных результатов, рассмотренные выше, включают только самые важные из распределений. Для измерений с малым числом событий ошибки типа пуссоновской приводят к неточному

определению величины доверительного интервала. Если, например, в эксперименте было зарегистрировано только одно событие, то формально, в соответствии с распределением Пуассона результат эксперимента будет  $n \pm \sqrt{n} = 1 \pm 1$ , что не может являться верным. Это связано с тем, что если подлинное событие зарегистрировано, то экспериментальный результат в границах доверительного интервала не может быть равен нулю.

По этой причине необходимо модифицировать статистику малых чисел, приведя ее к виду статистики Регенера [100]. В Табл. 2.1 приводятся границы  $\pm\sigma$  значений в рассматриваемом случае. Для сравнения там же приводятся те же величины для распределения Пуассона.

Таблица 2.1: Статистика малых чисел. Приведены значения границ доверительного интервала на основе статистики Регенера [100] и в терминах пуассоновской статистики.

нижняя граница		число событий	верхняя граница	
квадратичная ошибка	статистика малых чисел		статистика малых чисел	квадратичная ошибка
0.59	0.71	2	4.64	3.41
1.27	1.37	3	5.92	4.73
6.84	6.89	10	14.26	13.16
42.93	42.95	50	58.11	57.07

Определение ошибок или доверительных интервалов является еще более сложным, если принимать во внимание статистику с редкими событиями при наличии фоновых процессов, регистрируемых совместно с интересующими событиями. Соответствующие формулы для такого рода процессов приведены в различных источниках [34,35,101–103].

Хотелось бы, однако, сделать замечание общего характера относительно статистической обработки экспериментальных данных. Встречающиеся в литературе определения понятия «статистические характеристики» не всегда последовательны.

В случае определения разрешений или экспериментальных ошибок, очень часто интерес представляют лишь относительные величины, то есть  $\delta z / \langle z \rangle$  или  $\sigma_z / \langle z \rangle$ ; необходимо помнить о том, что среднее значение  $\langle z \rangle$  ряда измерений не обязательно должно совпадать с истинным значением  $z_0$ . Для того, чтобы получить соотношение между экспериментальным результатом  $\langle z \rangle$  и истинным значением  $z_0$ , детекторы должны быть откалиброваны. Не все детекторы являются линейными, т. е. не для всех из них справедливо соотношение

$$\langle z \rangle = cz_0 + d,$$

где  $c, d$  — константы. Нелинейности типа

$$\langle z \rangle = c(z_0)z_0 + d$$

могут заметно усложнить задачу и требуют четкого знания калибровочной функции. Во многих случаях параметры калибровки зависят также и от времени.

Ниже обсуждаются некоторые характеристики детекторов.

Разрешение по энергии, пространственные и временные разрешения вычисляются так, как описано выше. Однако помимо временного разрешения существует целый ряд дополнительных характеристик [104]. «Мертвое» время  $\tau_m$  — это время, которое должно пройти с момента регистрации одной частицы до момента, когда детектор будет готов к регистрации следующей. За «мертвым» временем, в течение которого частицы не могут быть зарегистрированы, вновь следует фаза готовности детектора; однако, его чувствительность при этом может быть неполной. Через промежуток времени, называемый *временем восстановления*  $\tau_v$ , детектор вновь способен к полноценной работе.

Проиллюстрируем описанную ситуацию, используя в качестве примера счетчик Гейгера-Мюллера (Рис. 2.4; см. раздел 4.3). После прохождения частицы счетчик становится полностью нечувствительным к следующей за ней частице на протяжении времени  $\tau_m$ . Электрическое поле счетчика Гейгера-Мюллера медленно восстанавливается и сигнал вновь может быть зарегистрирован, хотя и не при полной амплитуде. По прошествии времени  $\tau_v$  восстановление счетчика достигает такого состояния, что устанавливаются первоначальные условия его работы.

*Время чувствительности*  $\tau_c$  играет важную роль для импульсных детекторов. Это период времени, в течение которого регистрация частиц происходит независимо от того, скоррелированы ли они со срабатыванием триггера. Если, например, в ускорительном эксперименте детектор запускается (т. е. делается чувствительным) от некоторого события, связанного с пучком, то обычно регистрация события происходит в течение определенного временного интервала  $\tau_c$ . Если окажется, что в течение этого времени через детектор пройдет мюон космического фона, то он также будет зарегистрирован: детектор не способен отличить те частицы, которые нас интересуют, от тех, которые случайным образом прошли через детектор в отведенный временной интервал.

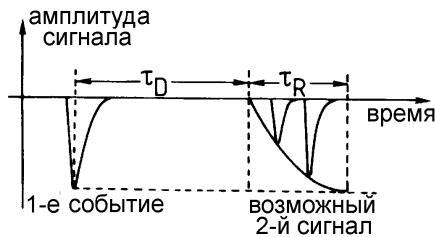


Рис. 2.4: Иллюстрация «мертвого» времени и времени восстановления для счетчика Гейгера-Мюллера.

*Время считывания* — это время, необходимое для того, чтобы считать событие, например, в электронную память. Для другого типа регистрации (например с помощью фотоэмulsionий) время считывания может быть сравнительно длительным. В тесной взаимосвязи со временем считывания находится *время повторения* — минимальное время, которое должно пройти между двумя последовательными событиями для того, чтобы они могли быть зарегистрированы как независимые. Длительность времени повторения определяется по самому медленному элементу в цепочке детектор, считывание и регистрация.

*Время памяти* детектора — это время задержки между пролетом частицы и последующим сигналом запуска, которое, тем не менее, обеспечивает 50%-ную эффективность.

Упомянутое выше временное разрешение характеризует минимальную разницу во времени между двумя событиями, которые все еще могут быть отделены друг от друга. Это временное разрешение очень схоже со временем повторения. Единственное отличие состоит в том, что временное разрешение относится, в общем, к какой-то отдельной компоненте системы регистрации (например, только к вершинной части детектора), тогда как время повторения включает в себя все ее компоненты. Например, временное разрешение детектора может быть очень хорошим, а скорость может быть полностью потеряна из-за медленного считывания.

Термин «временное разрешение» также используется для описания точности, с которой может быть зарегистрировано время прохождения частицы через детектор. Временное разрешение отдельных событий, определенное таким образом, зависит от флуктуации времени нарастания сигнала детектора.

Одним из важных качеств любого детектора является его эффективность, то есть вероятность того, что частица, пролетевшая через детектор, будет зарегистрирована. Эффективность  $\epsilon$  может значительно различаться в зависимости от типа детектора и типа излучения. Например,  $\gamma$ -излучение измеряется газовыми счетчиками с вероятностями порядка процента, тогда как заряженные частицы в сцинтилляционных счетчиках или газовых детекторах регистрируются со 100%-ной вероятностью. Вероятность регистрации нейтрино чрезвычайно мала ( $\approx 10^{-18}$  для МэВных нейтрино в массивных детекторах).

Эффективность детектора может быть измерена в простом эксперименте (Рис. 2.5). Детектор, эффективность  $\epsilon$  которого требуется определить, помещается между двумя мониторирующими счетчиками, эффективности которых известны и составляют  $\epsilon_1$  и  $\epsilon_2$  соответственно. Нужно убедиться в том, что частицы, удовлетворяющие требованиям триггера, т. е. зарегистрированные мониторирующими детекторами (что является в данном случае двойным совпадением), также прошли и через чувствительный объем изучаемого детектора.

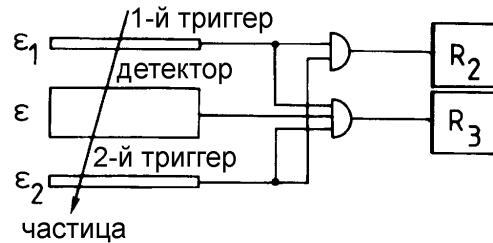


Рис. 2.5: Схема эксперимента по определению эффективности детектора.

Скорость счета двойных совпадений составляет  $R_2 = \epsilon_1 \epsilon_2 N$ , где  $N$  — число частиц, проходящих через систему детекторов. Используя также скорость счета тройных совпадений  $R_3 = \epsilon_1 \epsilon_2 \epsilon N$ , можно найти эффективность регистрации

исследуемого детектора из соотношения

$$\varepsilon = \frac{R_3}{R_2}.$$

Если требуется определить ошибку найденной эффективности  $\sigma_\varepsilon$ , то нужно помнить, что  $R_2$  и  $R_3$  взаимозависимы и что мы имеем дело с распределением Бернулли. Таким образом, абсолютная ошибка для тройных совпадений равна (см. уравнение (2.4))

$$\sigma_{R_3} = \sqrt{R_2 \varepsilon (1 - \varepsilon)}, \quad (2.5)$$

а относительная ошибка скорости счета тройных совпадений, нормированная на число двойных совпадений  $R_2$ , равна

$$\frac{\sigma_{R_3}}{R_2} = \sqrt{\frac{\varepsilon(1 - \varepsilon)}{R_2}}.$$

Если эффективность мала ( $R_3 \ll R_2$ ,  $\varepsilon \ll 1$ ), то уравнение (2.5) сводится к следующему виду:

$$\sigma_{R_3} = \sqrt{R_3}.$$

Если же эффективность высока ( $\varepsilon \approx 1$ ), то величина ошибки приблизительно определяется выражением

$$\sigma_{R_3} = \sqrt{R_2 - R_3}.$$

В этих крайних случаях в качестве приближения могут использоваться ошибки пуссоновского типа.

Эффективность детектора может также зависеть от точки, в которой частица прошла через него (его однородность и равномерность), и от угла ее влета (изотропия детектора).

Во многих случаях использования детекторов бывает необходимо одновременно регистрировать большое число частиц. По этой причине многочастичная эффективность также играет важную роль. Многочастичную эффективность можно определить как вероятность того, что именно  $N$  частиц будет зарегистрировано, если  $N$  частиц одновременно прошло через детектор. Для искровых камер (см. раздел 4.15) многотрековая эффективность резко уменьшается с увеличением  $N$ , тогда как в сцинтилляционных счетчиках эта величина практически не зависит от  $N$ . Многочастичная эффективность дрейфовых камер (см. раздел 4.7) зависит отчитывающей электроники.

## Глава 3

### Единицы измерения излучения

Множество измерений на детекторах выполняются с использованием радиоактивных источников. Поэтому полезно иметь хотя бы общее представление об единицах измерения излучения и биологических эффектах, связанных с ним [65,105–119].

Предположим, что в момент  $t = 0$  имеется  $N_0$  ядер какого-то радиоактивного элемента. Из-за распада их число с течением времени  $t$  будет уменьшаться согласно следующей формуле

$$N = N_0 e^{-t/\tau}, \quad (3.1)$$

где  $\tau$  — время жизни радиоактивного изотопа. Необходимо отличать время жизни от периода полураспада  $T_{1/2}$ . Период полураспада — это время, в течение которого половина ядер распадается, его можно вычислить из выражения 3.1:

$$N(t = T_{1/2}) = \frac{N_0}{2} = N_0 e^{-T_{1/2}/\tau},$$

$$T_{1/2} = \tau \cdot \ln 2.$$

Постоянная распада радиоактивного элемента есть

$$\lambda = \frac{1}{\tau} = \frac{\ln 2}{T_{1/2}}.$$

Зная период полураспада, можно вычислить активность источника (число распадов в единицу времени)

$$A = -\frac{dN}{dt} = \frac{1}{\tau}N = \lambda N.$$

Единица активности называется беккерель (Бк). 1 Бк соответствует одному распаду в секунду. Следует заметить, что физическая величина с размерностью  $c^{-1}$  уже имеет название герц. Однако, эта единица Гц преимущественно используется для периодических явлений, в то время как Бк применяется для случайно распределенных событий. Еще одной единицей активности является Ки (Кюри). 1 Ки равняется активности 1 грамма радия:

$$1 \text{ Ки} = 3.7 \cdot 10^{10} \text{ Бк}$$

или

$$1 \text{ Бк} = 27 \cdot 10^{-12} \text{ Ки} = 27 \text{ пКи} .$$

1 Бк — очень маленькая единица активности.

Активность в Бк дает лишь слабое представление о возможных биологических эффектах. Последние связаны с энергией, накапливаемой радиоактивным источником на единицу массы.

Количество энергии излучения, поглощенное единицей массы облученного тела, называется поглощенной дозой:

$$D = \frac{1}{\varrho} \frac{dW}{dV} ,$$

где  $dW$  — поглощенная энергия,  $\varrho$  — плотность и  $dV$  — единица объема. Доза измеряется в грэях (Гр): 1 Гр = 1 Дж/кг. Старая единица дозы 1 рад (CGS-единица для поглощенной рентгеновской дозы; 1 рад = 100 эрг/г), находится с грэм в следующем соотношении:

$$1 \text{ Гр} = 100 \text{ рад} .$$

Грэи и рады описывают только поглощение энергии, при этом эффекты воздействия излучения на организм в расчет не принимаются. Однако из-за того, что разные виды излучений ( $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$  и нейтроны) оказывают разное воздействие на ткани живого организма при одном и том же уровне поглощенной энергии, необходимо ввести т.н. коэффициент Относительной Биологической Эффективности (ОБЭ). Коэффициент ОБЭ показывает, во сколько раз поглощенная доза конкретного вида излучения меньше поглощенной дозы  $\gamma$  или  $\beta$ -излучения при одинаковом воздействии на живые ткани организма. Очевидно, что для  $\gamma$  и  $\beta$ -излучения ОБЭ равна 1.

$$D_\gamma = \text{ОБЭ} \cdot D .$$

Энергетическая доза, помноженная на ОБЭ-коэффициент, называется эквивалентной дозой  $H$  и измеряется в других единицах, несмотря на то, что ОБЭ-коэффициент не имеет размерности. Единицей эквивалентной дозы является 1 зиверт (Зв):

$$H[\text{Зв}] = \text{ОБЭ} \cdot D[\text{Гр}] .$$

Старая CGS-единица дозы — бэр (биологический эквивалент рентгена;  $H$  [бэр] = ОБЭ ·  $D$  [рад]) — связана с зивертом согласно соотношению

$$1 \text{ Зв} = 100 \text{ бэр} .$$

Некоторые ОБЭ-коэффициенты приведены в Табл. 3.1.

Следует отметить, что биологический эффект радиации зависит также, например, от временной последовательности поглощения (например, фракционированное облучение), энергетического спектра облучения или от того, принял ли облученный человек определенные фармацевтические средства. ОБЭ-коэффициенты при этом преобразуются в более адекватные коэффициенты  $q$ ,

Таблица 3.1: ОБЭ-коэффициенты для различных типов излучения.

излучение	ОБЭ-фактор
$\alpha$	20
$\beta$	1
$\gamma$	1
рентген	1
быстрые нейтроны	10
тепловые нейтроны	3
протоны	10
тяжелые ядра отдачи	20

которые необходимо помножить на дозу  $D$  для того, чтобы получить эквивалентную дозу  $H$ .

Помимо упомянутых единиц существует еще одна, описывающая количество произведенного заряда — рентген (Р). 1 рентген — доза облучения рентгеновскими лучами или  $\gamma$ -излучением, которые создают при нормальных условиях одну CGSE<sub>q</sub>-единицу электростатического заряда электронов и ионов в 1 см<sup>3</sup> воздуха.

Заряд электрона составляет  $1.6 \cdot 10^{-19}$  Кл или  $4.8 \cdot 10^{-10}$  CGSE<sub>q</sub> ( $1 \text{ CGSE}_q = \frac{1}{3 \cdot 10^9} \text{ Кл}$ ). Если произведена одна единица электростатического заряда, число электронов на 1 см<sup>3</sup> будет равно

$$N = \frac{1}{4.8 \cdot 10^{-10}} = 2.08 \cdot 10^9 .$$

Если рентгены преобразуют в энергетическую дозу, в Кл/кг, то получится следующее выражение:

$$1 \text{ P} = \frac{N \cdot q_e[\text{Кл}]}{m_{\text{возд}}(1 \text{ см}^3)[\text{кг}]} = \frac{1 \text{ CGSE}_q}{m_{\text{возд}}(1 \text{ см}^3)[\text{кг}]} ,$$

где  $q_e$  — электронный заряд в кулонах,  $m_{\text{возд}}(1 \text{ см}^3)$  — масса 1 см<sup>3</sup> воздуха; следовательно,

$$1 \text{ P} = 2.59 \cdot 10^{-4} \text{ Кл/кг}_{\text{возд.}} .$$

Если рентгены нужно преобразовать в энергетическую дозу, то нужно принять во внимание, что рождение электрон-ионной пары в воздухе требует энергии, приблизительно равной  $W = 34$  эВ. Тогда

$$1 \text{ P} = N \cdot \frac{W}{m_{\text{возд.}}} = 0.88 \text{ град.} .$$

Чтобы лучше почувствовать величину этих абстрактных единиц, полезно ввести естественную шкалу с учетом излучения, поступающего из атмосферы.

Радиоактивность человеческого тела составляет  $\approx 7500$  Бк и в основном создается радиоактивным изотопом <sup>14</sup>C и изотопом калия <sup>40</sup>K. Средняя радиоактивная нагрузка (на уровне моря) от космического излучения ( $\sim 0.3$  мЗв/год),

от земного излучения ( $\sim 0.5 \text{ мЗв/год}$ ) и с учетом введения в организм радиоактивных изотопов (при дыхании  $\sim 1.1 \text{ мЗв/год}$ , при приеме пищи  $\sim 0.3 \text{ мЗв/год}$ ) являются величинами одного порядка, так же как и радиоактивная нагрузка, создаваемая деятельностью человека ( $\sim 0.8 \text{ мЗв/год}$ ); она в основном складывается из рентгеновского облучения, используемого в целях диагностики, и ядерного излучения, используемого в медицине. Суммарная годовая доза составляет примерно  $3 \text{ мЗв}$  на человека.

Доза естественного облучения зависит, естественно, от места проживания; типичное отклонение в ту или иную сторону составляет 2 раза. Но доза излучения, являющаяся продуктом деятельности человека, имеет гораздо более сильные колебания. Средняя величина в этом случае складывается из относительно больших доз, получаемых небольшим количеством людей.

Максимально допустимая доза облучения для людей, которые работают в зонах с контролируемой дозой облучения составляет  $50 \text{ мЗв/год}$  (= 5 бэр). Летальная доза (50% смертность, если медицинская помощь не оказывается в течение 30 дней) составляет  $4 \text{ Зв}$  (= 400 бэр).

В Табл. 3.2 приведен список источников  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$  излучения, которые широко используются при проведении измерений на детекторах [34,35] (для  $\beta$ -источников приводятся значения максимальной энергии непрерывного энергетического спектра; КЭ означает захват электрона из К-оболочки).

Если нужно испытать газовые детекторы, очень удобным является источник  $^{55}\text{Fe}$ . Ядро  $^{55}\text{Fe}$  захватывает электрон К-оболочки, в результате чего будут испущены рентгеновские лучи с энергией 5.89 кэВ. Они не дают запуска детектора. Если необходимо испытать газовые детекторы запускающим сигналом, то нужно использовать  $\beta$ -источники с максимально высокой энергией электронов. Энергичные электроны имеют очень большой пробег, что делает возможным их проникновение в детектор, а также в запускающий счетчик.  $\gamma$ -квант, рожденный в ходе распада  $^{90}\text{Sr}$ , обладает максимальной энергией, равной 2.28 МэВ, что соответствует  $\approx 4 \text{ мм алюминия}$ . Этот рентгеновский источник обладает очень «удобным» свойством, состоящим в том, что он практически не испускает  $\gamma$ -лучи, от которых трудно защититься. Если необходимы электроны еще более высоких энергий, то можно использовать  $^{106}\text{Rh}$ -источник, являющийся дочерним элементу  $^{106}\text{Ru}$ . Электроны этого источника с максимальной энергией в 3.54 МэВ в алюминии имеют пробег  $\sim 6.5 \text{ мм}$ . КЭ-источник  $^{207}\text{Bi}$  испускает моноэнергетические конверсионные электроны, что делает его особенно привлекательным для калибровки энергии и изучения энергетического разрешения детекторов.

Конверсионные электроны рождаются в том случае, если после захвата электрона из К-оболочки ядро находится в возбужденном состоянии ( $p + e^- \rightarrow n + \nu_e$ ). Дискретную энергию возбуждения ядро может напрямую передать электрону атомной оболочки («конверсионный электрон»).

Если требуются более высокие энергии или более проникающее излучение, можно воспользоваться преимуществами тестовых пучков из ускорителя или использовать мюоны космического излучения.

Поток мюонов космического излучения через горизонтальную поверхность составляет приблизительно  $1/(\text{см}^2 \cdot \text{мин})$  на уровне моря. Мюонный поток в единицу телесного угла в вертикальном направлении через горизонтальную поверхность составляет  $8 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ср}^{-1}$  [123].

Таблица 3.2: Полезные радиоактивные источники и их характерные особенности [34, 35, 120–122]

радиоизотоп	мода распада/ относительный бранчинг	$T_{1/2}$	энергия излучения	
			$\beta, \alpha$	$\gamma$
$^{22}_{11}\text{Na}$	$\beta^+$ 8% КЭ (11%)	2.6 а	$\beta_1^+$ 1.83 МэВ (0.05%) $\beta_2^+$ 0.54 МэВ (90%)	1.28 МэВ
$^{55}_{26}\text{Fe}$	КЭ	2.7 а		Mn $\gamma$ -излучение 5.89 кэВ (24%) 6.49 кэВ (2.9%)
$^{57}_{27}\text{Co}$	КЭ	267 д		14 кэВ (10%) 122 кэВ (86%) 136 кэВ (11%)
$^{60}_{27}\text{Co}$	$\beta^-$	5.27 а	$\beta^-$ 0.316 МэВ (100%)	1.173 МэВ (100%) 1.333 МэВ (100%)
$^{90}_{38}\text{Sr}$ $\rightarrow$ $^{90}_{39}\text{Y}$	$\beta^-$ $\beta^-$	28.5 а 64.8 г	$\beta^-$ 0.546 МэВ (100%) $\beta^-$ 2.283 МэВ (100%)	
$^{106}_{44}\text{Ru}$ $\rightarrow$ $^{106}_{45}\text{Rh}$	$\beta^-$ $\beta^-$	1.0 а 30 с	$\beta^-$ 0.039 МэВ (100%) $\beta_1^-$ 3.54 МэВ (79%) $\beta_2^-$ 2.41 МэВ (10%) $\beta_3^-$ 3.05 МэВ (8%)	0.512 МэВ (21%) 0.62 МэВ (11%)
$^{109}_{48}\text{Cd}$	КЭ	1.27 а	моноэнергетичные конверсионные электроны 63 кэВ (41%) 84 кэВ (45%)	88 кэВ (3.6%) Ag $\gamma$ -излучение
$^{137}_{55}\text{Cs}$	$\beta^-$	30 а	$\beta_1^-$ 0.514 МэВ (94%) $\beta_2^-$ 1.176 МэВ (6%)	0.662 МэВ (85%)
$^{207}_{83}\text{Bi}$	КЭ	32.2 а	моноэнергетичные конверсионные электроны 0.482 МэВ (2%) 0.554 МэВ (1%) 0.976 МэВ (7%) 1.048 МэВ (2%)	0.570 МэВ (98%) 1.063 МэВ (75%) 1.770 МэВ (7%)
$^{241}_{95}\text{Am}$	$\alpha$	433 а	$\alpha$ 5.443 МэВ (13%) $\alpha$ 5.486 МэВ (85%)	60 кэВ (36%) Np $\gamma$ -излучение

Угловое распределение мюонов в грубом приближении следует закону  $\cos^2 \theta$ , где  $\theta$  — угол относительно вертикального направления . На уровне моря мюоны составляют около 80% всех заряженных частиц космического излучения.

## Глава 4

# Детекторы для ионизационных и трековых измерений

Каждый определенный тип детектора выполняет не только один какой-то конкретный вид измерений. Например, сегментированный калориметр, предназначенный для измерения энергии, может также применяться и для измерения треков частиц. Классификация полупроводниковых детекторов еще более сложна: германий–литиевые или кремниевые счетчики используются практически исключительно для измерения энергии в Мэвном диапазоне; с другой стороны, полосковые кремниевые счетчики являются превосходными трековыми детекторами [124].

В этой главе, посвященной детекторам, используемым для ионизации и трековых измерений, основное внимание уделено описанию газовых детекторов («камер»). В большинстве случаев такие камеры имеют двойную сферу применения: для измерения ионизации, производимой регистрируемыми частицами, и их треков [5,6]. Газовые детекторы с одним анодом преимущественно используются для измерения ионизации, а имеющие множество анодных проволочек [125] находят, кроме того, применение и при измерении пространственных координат частиц<sup>1</sup>.

### 4.1 Ионизационные камеры

Ионизационная камера представляет собой газовый детектор, с помощью которого измеряются или ионизационные потери заряженной частицы, или потери энергии фотоном. Измерение производится посредством разделения рожденных пар носителей заряда в электрическом поле и их движения к аноду или катоду соответственно, где могут быть зарегистрированы соответствующие сигналы. Если в ионизационной камере частица полностью поглощается, то с помощью данного типа детекторов может быть измерена ее энергия [126,127].

В простейшем случае ионизационная камера состоит из системы параллельных электродов. Напряжение, подаваемое на электроды, создает однородное электрическое поле. Пара электродов устанавливается в объем, заполненный газовой смесью, в которой электроны и ионы могут совершать дрейфовое движение. Это означает, что электроотрицательные газы в таких счетчиках не используются совсем или только в очень малых количествах.

---

<sup>1</sup> Классификация детекторов в соответствии с их предназначением очень подробно дана в [1].

В принципе, состояние вещества в счетчике может помимо газообразного также быть жидким и даже твердым (твердотельная ионизационная камера). Однако основные характеристики ионизационных камер не изменяются при смене в них среды.

Предположим, что заряженная частица пролетает параллельно электродам на расстоянии  $x$  от анода (см. Рис. 4.1). В зависимости от типа частицы и ее энергии она производит на своем пути ионизацию, характерную для газа, наполняющего счетчик. Напряжение  $U_0$  в ионизационных камерах подбирается таким образом, чтобы газового усиления не происходило.

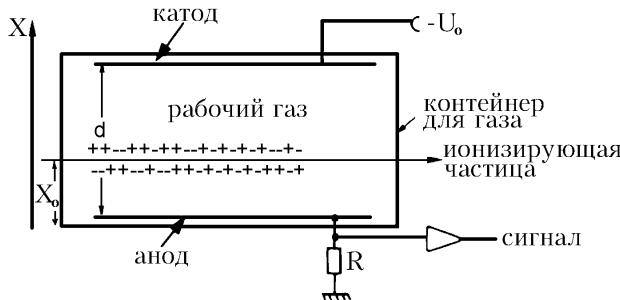


Рис. 4.1: Принцип работы плоской ионизационной камеры.

Напряженность электрического поля в камере является постоянной и равной

$$|\vec{E}| = E_x = \frac{U_0}{d} .$$

Далее будем исходить из следующего предположения: производимый заряд полностью собирается в электрическом поле, а вторичные ионизационные процессы отсутствуют.

Дрейфующие заряды, достигая электродов, заряжают образуемый ими конденсатор. Разряд конденсатора через рабочее сопротивление  $R$  создает сигнал, который может быть далее «обработан» с помощью предусилителя. Этот сигнал можно также измерить с помощью токочувствительного усилителя, и тогда заряд конденсатора находится интегрированием тока.

Предположим, что вдоль трека частицы рождено  $N$  пар зарядоносителей на расстоянии  $x_0$ . Параллельные электроды ионизационной камеры, выступающие в роли конденсатора с емкостью  $C$ , находятся под первоначальным напряжением  $U_0$ . Из-за движения зарядов в камере этот конденсатор разряжается до некоторого напряжения  $U$ . В ходе этого накопленная энергия  $\frac{1}{2}CU_0^2$  уменьшится до величины  $\frac{1}{2}CU^2$  согласно следующим выражениям [1,2,63]:

$$\frac{1}{2}CU_0^2 = \frac{1}{2}CU^2 - N \int_{x_0}^x qE_x dx , \quad (4.1)$$

$$\frac{1}{2}CU_0^2 - \frac{1}{2}CU^2 = \frac{1}{2}C(U_0 + U)(U_0 - U) = -NqE_x(x - x_0) . \quad (4.2)$$

Падение напряжения, однако, будет незначительным, так что

$$U + U_0 \approx 2U_0 \quad \text{и} \quad U_0 - U = \Delta U.$$

Используя, что  $E_x = \frac{U_0}{d}$ , с помощью выражения (4.2) можно найти, что

$$\Delta U \approx -\frac{Nq}{Cd}(x - x_0).$$

Амплитуда сигнала  $\Delta U$  складывается из вкладов быстро движущихся электронов и медленно дрейфующих ионов. Если  $v^+$  и  $v^-$  — постоянные скорости дрейфа ионов и электронов соответственно, то получаем

$$\Delta U^\pm = -\frac{Nq}{Cd}v^\pm\Delta t^\pm, \quad (4.3)$$

где  $\Delta t^\pm$  — соответствующие времена дрейфа. Так как  $v^- \gg v^+$ , то амплитуда сигнала будет сначала линейно возрастать до величины

$$\Delta U_1 = \frac{Ne}{Cd} \cdot (-x_0) \quad (4.4)$$

(электроны будут дрейфовать к аноду, координата которого есть  $x = 0$ ), а затем будет возрастать более медленно в соответствии со значениями координат движущихся ионов:

$$\Delta U_2 = -\frac{nq}{Cd}(d - x_0).$$

Таким образом, полная амплитуда сигнала такова:

$$\Delta U = \Delta U_1 + \Delta U_2 = -\frac{Ne}{Cd}x_0 - \frac{Nq}{Cd}(d - x_0),$$

а поскольку  $q = +e$ , то получаем окончательно, что

$$\Delta U = -\frac{Ne}{C}. \quad (4.5)$$

Этот же результат можно вывести из выражения, описывающего заряд конденсатора  $\Delta Q = -Ne = C \cdot \Delta U$ . Таким образом, независимо от конструкции ионизационной камеры, заряд  $Q$  конденсатора уменьшится на величину собранной ионизации  $\Delta Q$ , что дает амплитуду напряжения, равную  $\Delta U = \frac{\Delta Q}{C}$ .

Эти соображения справедливы лишь в том случае, если заряжающее сопротивление будет бесконечно большим, или, точнее, если

$$RC \gg \Delta t^\pm.$$

На практике величина  $RC$  обычно больше, чем  $\Delta t^-$ , но меньше, чем  $\Delta t^+$ . В этом случае можно получить выражение для амплитуды [2] :

$$\Delta U = -\frac{Ne}{Cd}x_0 - \frac{Ne}{d}v^+R \left( 1 - e^{-\Delta t^+/RC} \right),$$

которое сводится к (4.5), если  $RC \gg \Delta t^+ = \frac{d - x_0}{v^+}$ .

Времена собирания в электрическом поле с напряженностью 500 В/см и для типичных скоростей дрейфа  $v^- \approx 5$  см/мкс составляют 2 мкс для электронов и  $\approx 2$  мс для ионов на длине дрейфа  $\approx 10$  см. Если постоянная времени  $RC \gg 2$  мс, то амплитуда сигнала не будет зависеть от  $x_0$ .

Во многих случаях такое время регистрации слишком велико. Но если ограничиться измерением электронного сигнала, что можно сделать, продифференцировав его, то полная величина амплитуды будет не только меньше, но и будет зависеть от точки, в которой произошла ионизация (см. выражение (4.4)). Этот недостаток можно устранить, установив между катодом и анодом сетку («сетку Фриша»). Если заряженная частица попадет в больший объем между сеткой и катодом, то рожденные заряды сначала будут дрейфовать в области, заэкранированной от анода. Сигнал на рабочем резисторе  $R$  увеличится только после проникновения электронов сквозь сетку. Ионы же не произведут никакого сигнала на  $R$ , так как их влияние экранируется сеткой. Таким образом, с помощью данного типа ионизационной камеры с сеткой Фриша измеряется только электронный сигнал, который в данной конфигурации не зависит от того, в какой области произошла ионизация и сколь долго заряды будут находиться между сеткой и катодом.

На Рис. 4.2 показан энергетический спектр  $\alpha$ -частиц, излученных смесью радиоактивных изотопов  $^{234}\text{U}$  и  $^{238}\text{U}$ , полученный с помощью ионизационной камеры с сеткой Фриша [2].  $^{234}\text{U}$  излучает  $\alpha$ -частицы с энергиями 4.77 МэВ (72%) и 4.77 МэВ (28%), тогда как  $^{238}\text{U}$  в основном излучает  $\alpha$ -частицы с энергией 4.19 МэВ. Хотя близкие энергетические линии изотопа  $^{234}\text{U}$  нельзя разрешить, тем не менее можно четко провести различие между двумя урановыми изотопами. Ионизационные камеры также могут использоваться в спектроскопии частиц с более высоким зарядом, потому что в этом случае накопленные энергии, как правило, больше по сравнению с энергиями частиц с единичным зарядом (и тем самым минимально ионизирующими).

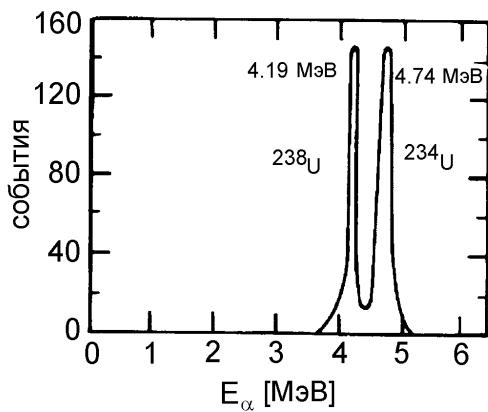


Рис. 4.2: Энергетический спектр  $\alpha$ -частиц от смеси изотопов  $^{234}\text{U}$  и  $^{238}\text{U}$ , зарегистрированный ионизационной камерой с сеткой Фриша [2].

Помимо плоских ионизационных камер используются также и цилиндрические. В этом случае электрическое поле перестает быть постоянным. Распределение потенциала в цилиндрической ионизационной камере можно найти из уравнения Лапласа

$$\Delta V = 0 .$$

В цилиндрических координатах, использование которых оправдано для решения данного типа задач, уравнение Лапласа принимает следующую форму:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial V}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 V}{\partial \varphi^2} = 0 ; \quad (4.6)$$

Здесь  $z$  — координата вдоль анодной проволочки,  $\varphi$  — азимутальный угол. Если пренебречь пороговыми эффектами на концах проволочки, то конфигурация поля является азимутально симметричной и уравнение (4.6) можно упростить:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial V}{\partial r} \right) = 0 .$$

Интегрируя это уравнение с граничными условиями  $V = 0$  для  $r = r_a$  и  $V = U_0$  для  $r = r_i$  ( $r_a$  — радиус цилиндрического катода,  $r_i$  — радиус анодной проволочки; см. Рис. 4.3), получаем, что

$$V(r) = U_0 \frac{\log r/r_a}{\log r_i/r_a} .$$

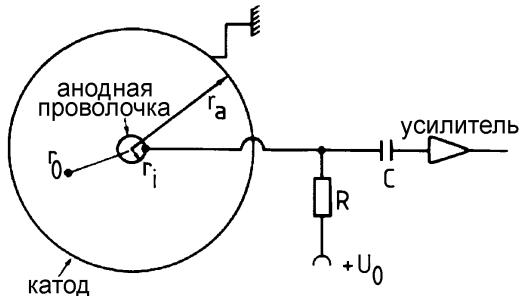


Рис. 4.3: Принцип работы цилиндрической ионизационной камеры.

Теперь легко получаем величину напряженности электрического поля в цилиндрической ионизационной камере:

$$|\vec{E}(r)| = |-\vec{\nabla}V| = \frac{U_0}{\log r_a/r_i} \frac{1}{r} ,$$

которая возрастает как  $1/r$  по направлению к анодной проволочке. В этом случае уже нельзя исходить из того, что скорость дрейфа, зависящая от напряженности

поля, будет постоянной. Если ионизация носит локальный характер на расстоянии  $r_0$  от анодной проволочки (например, за счет поглощения рентгеновских  $\gamma$ -квантов), то время дрейфа электронов получаем из соотношения

$$\Delta t^- = \int_{r_0}^{r_i} \frac{dr}{v^-(r)}, \quad (4.7)$$

Скорость дрейфа можно выразить через подвижность  $\mu$  ( $v^- = \mu^- \cdot \vec{E}$ ;  $\vec{v} \parallel \vec{E}$ ), предполагая, что она не зависит от напряженности поля [1]. Тогда

$$\Delta t^- = - \int_{r_0}^{r_i} \frac{dr}{\mu^- E(r)} = - \frac{\log r_a/r_i}{U_0 \mu^-} \int_{r_0}^{r_i} r dr = \frac{\log r_a/r_i}{2U_0 \mu^-} (r_0^2 - r_i^2). \quad (4.8)$$

На практике, однако, между подвижностью и напряженностью поля существует зависимость. Она такова, что скорость дрейфа электронов не является линейной функцией напряженности поля. По этой причине уравнение (4.8) представляет собой лишь грубое приближение. Относительную амплитуду сигнала можно вычислить способом, схожим с тем, что использовался в уравнении (4.1):

$$\frac{1}{2} C U^2 = \frac{1}{2} C U_0^2 - N \int_{r_0}^{r_i} q \frac{U_0}{\log r_a/r_i} \frac{dr}{r},$$

откуда

$$\Delta U^- = - \frac{Ne}{C} \frac{\log r_0/r_i}{\log r_a/r_i},$$

где  $q = -e$  для дрейфующих электронов, а  $C$  — емкость детектора. Легко видеть, что в данном случае амплитуда сигнала только логарифмически зависит от того, в какой точке произошла ионизация.

Аналогично получаем вклад в амплитуду сигнала, даваемый дрейфом положительно заряженных ионов:

$$\Delta U^+ = - \frac{Ne}{C} \frac{\log r_a/r_0}{\log r_a/r_i}.$$

Отношение амплитуд, определяемых ионами или электронами соответственно, видно из следующего выражения:

$$\frac{\Delta U^+}{\Delta U^-} = \frac{\log r_a/r_0}{\log r_0/r_i}. \quad (4.9)$$

Если предположить, что ионизация происходит на расстоянии  $r_a/2$  от анодной проволочки, то

$$\frac{\Delta U^+}{\Delta U^-} = \frac{\log 2}{\log r_a/(2r_i)}.$$

Так как  $r_a \gg r_i$ , то  $\Delta U^+ < \Delta U^-$ , то есть большая доля сигнала в цилиндрической ионизационной камере для всех практических случаев (при ее однородном облучении) определяется движением электронов. Для типичных значений  $r_a = 1$  см и  $r_i = 15$  мкм отношение сигналов составит величину  $\Delta U^+/\Delta U^- \approx 0.12$ .

Ионизационные камеры, заполненные подходящими смесями газов (например, 80% Ar и 20% CF<sub>4</sub>), могут быть сделаны очень быстрыми (с длительностью импульса  $\simeq 35$  мкс) и очень длинными [128]. Ионизационная камера в форме газового диэлектрического кабеля длиной 3500 м используется как монитор потери пучка в СЛАКе [129].

Для мониторирования индивидуальных доз облучения (в целях защиты от излучения) ионизационные камеры очень часто используются в токовом, а не в сигнальном режиме. Ионизационный дозиметр представляет собой цилиндрический воздушный конденсатор, заряженный до напряжения  $U_0$ . Заряды, появляющиеся в конденсаторе под воздействием излучения, будут дрейфовать в сторону электродов и частично его разряжать. Уменьшение напряжения является мерой поглощенной дозы. Карманные дозиметры (Рис. 4.4) снабжены электрометром. Информацию о величине оставшегося напряжения можно считывать в любое время с помощью встроенной оптики [65,116,130].

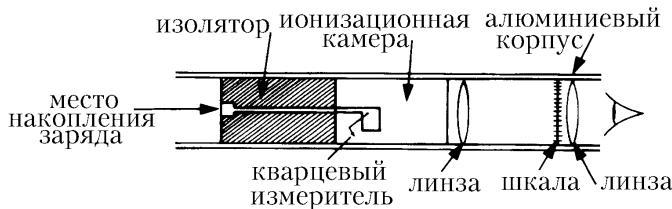


Рис. 4.4: Конструкция карманного ионизационного дозиметра.

## 4.2 Пропорциональные счетчики

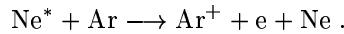
В ионизационных камерах газового усиления не происходит, т. е. число первоначально произведенных носителей заряда не увеличивается. Первичная ионизация, произведенная налетающей частицей, просто собирается с помощью прилагаемого электрического поля. Однако если электроны смогут набрать в электрическом поле достаточное количество энергии за время между двумя столкновениями, то они сами будут вызывать ионизацию, в результате чего число носителей зарядов возрастет [131–136]. Энергия, набранная между двумя столкновениями, равна

$$\Delta E_{\text{кин}} = -e \int_{r_1}^{r_2} \vec{E}(r) dr = \frac{eU_0}{\log r_a/r_i \int_{R-1}^{r_2}} \frac{dr}{r} = eU_0 \frac{\log r_2/r_1}{\log r_a/r_i} .$$

Если  $\Delta E_{\text{кин}}$  больше, чем энергия ионизации газа, то может образоваться электронная лавина. Вторичные электроны, образовавшиеся таким образом, дрейфуют в область возрастающей напряженности поля (которое возрастает  $\propto r^{-1}$  в цилиндрической камере), и их количество растет лавинообразно. Амплитуда сигнала увеличивается в  $A$  раз, где  $A$  — коэффициент газового усиления; таким образом, (см. выражение (4.5))

$$\Delta U = -\frac{eN}{C} A .$$

При заданной величине напряженности поля можно увеличить число первично произведенных носителей заряда благодаря эффекту Пеннинга [104], который может иметь место в газовых смесях. Этот эффект проявляется в том случае, если энергия метастабильного возбужденного состояния одного из компонентов (например, неона,  $U^{\text{вог}} = 16.53$  эВ) выше, чем энергия ионизации другого газового компонента (например, аргона,  $U^{\text{ион}} = 15.67$  эВ). Вследствие этого возбужденные атомы неона могут ионизировать атомы аргона при их столкновении друг с другом в соответствии с уравнением



Сечения для этих реакций имеют величину порядка около  $10^{-16}$  см<sup>2</sup>.

Эффект Пеннинга всегда проявляется в смесях, состоящих из инертного газа и молекулярных паров. Это происходит потому, что ионизационные потенциалы молекул меньше, чем уровни возбуждения инертных газов. Однако следует помнить о том, что в случае, когда речь идет о молекулах со сложной структурой, могут также происходить явления и противоположного характера: в результате возбуждения ротационного и вибрационного уровней энергии молекулы некоторая часть энергии может рассеяться и не будет использована для рождения зарядовых пар.

Пропорциональная (линейная) мода работы счетчика характеризуется тем, что коэффициент газового усиления  $A$  является постоянной величиной, и поэтому величина измеренного сигнала пропорциональна произведенной ионизации. В пропорциональной моде газовые коэффициенты усиления могут достигать величины  $10^6$ . Типичный же диапазон величины газового усиления составляет от  $10^4$  до  $10^5$ .

Число электрон-ионных пар, производимых электроном на единицу длины во время образования лавины, называется первым коэффициентом Таунсенда  $\alpha$ . Если известно сечение столкновения  $\sigma_{\text{ион}}$ , то значение  $\alpha$  находится из следующего соотношения:

$$\alpha = \sigma_{\text{ион}} \frac{N_A}{V_{\text{мол}}} ,$$

где  $N_A$  — число Авогадро, а  $V_{\text{мол}}$  — молярный объем ( $= 22.4$  г/моль для инертных газов). Если  $N_0$  — число первоначально произведенных электронов, то число образовавшихся пар  $N(x)$  в точке  $x$  вычисляется в соответствии с соотношением  $dN(x) = \alpha N(x)dx$  и равно

$$N(x) = N_0 e^{\alpha x} . \quad (4.10)$$

Для газовых счетчиков первый коэффициент Таунсенда  $\alpha$  зависит от напряженности поля  $\vec{E}$  и, соответственно, от положения  $x$ . Исходя из этого, более общая формула для количества образовавшихся пар имеет следующий вид:

$$N(x) = N_0 e^{\int \alpha(x) dx} ,$$

а коэффициент газового усиления задается выражением

$$A = \exp \left\{ \int_{r_k}^{r_i} \alpha(x) dx \right\} . \quad (4.11)$$

Нижний предел интегрирования определяется таким расстоянием  $r_k$  от центра газового счетчика, что напряженность электрического поля в этой точке начинает превышать критическое значение  $E_k$  — начиная с нее, происходит газовое усиление. Верхний предел интегрирования задается радиусом анодной проволочки  $r_i$ . Значение первого коэффициента Таунсенда определяется сечением ионизации  $\sigma_{\text{ион}}$ , или, соответственно, средним значением длины свободного пробега  $\lambda = 1/\alpha$ . Сечения ионизации за счет столкновений и фотоионизации для некоторых инертных газов показаны на Рис. 4.5 и 4.6 [104,137,138].

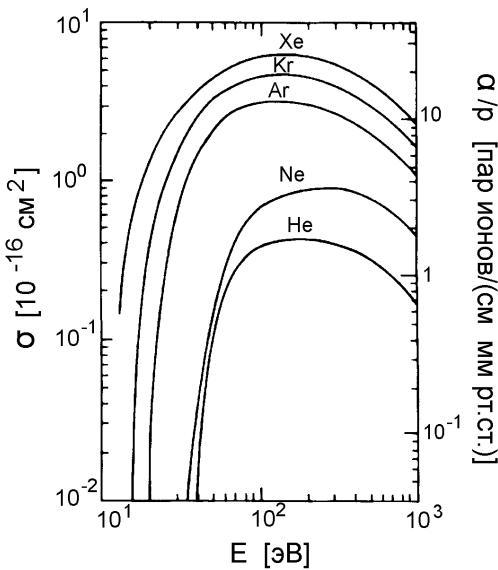


Рис. 4.5: Энергетическая зависимость фотоионизации и ее сечения за счет столкновений [104,139,140].

Значения первого коэффициента Таунсенда для различных инертных газов представлены на Рис. 4.7; на Рис. 4.8 его значения показаны для аргона с различными добавлениями органических паров. Значения первого коэффициента Таунсенда при высоких значениях электрического поля для смесей газов, в состав которых входит аргон, можно найти в литературе [142,143].

Если  $U_{\text{пор}}$  — величина порогового напряжения в начале пропорциональной моды счетчика, то, используя параметры детектора, можно найти следующее выражение для коэффициента газового усиления [51]:

$$A = \exp \left\{ 2 \sqrt{\frac{kLCU_0r_i}{2\pi\varepsilon_0}} \left[ \sqrt{\frac{U_0}{U_{\text{пор}}}} - 1 \right] \right\}, \quad (4.12)$$

где:

$U_0$  — напряжение, прилагаемое к анодной проволочке;

$C = \frac{2\pi\epsilon_0}{\log r_a/r_i}$  — погонная емкость счетчика;

$L$  — число атомов/молекул на единицу объема ( $\frac{N_A}{V_{\text{мол}}} = 2.69 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ) при нормальном давлении и температуре;  $k$  — газовая постоянная, равная по порядку величины значению  $10^{-17} \text{ см}^2/\text{В}$ , которую можно получить из соотношения

$$\alpha = \frac{kLE_e}{e},$$

где  $E_e$  — среднее значение энергии электрона (в эВ) в период между двумя столкновениями [51].

Если  $U_0 \gg U_{\text{пор}}$ , то уравнение (4.12) упрощается:

$$A = \text{const} \cdot e^{U_0/U_{\text{оп}}}, \quad (4.13)$$

где  $U_{\text{оп}}$  — опорное напряжение.

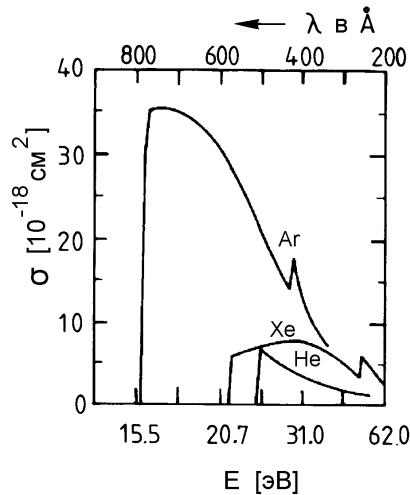


Рис. 4.6: Энергетическая зависимость сечения фотоионизации [104,141].

Уравнение (4.13) показывает, что газовое усиление возрастает экспоненциально с ростом прилагаемого к анодной проволочке напряжения. Подробное вычисление газового усиления представляется сложным [5,6,131,148–154]; однако измерить его достаточно просто. Пусть  $N_0$  — число первичных носителей зарядов, произведенных в пропорциональном счетчике за счет, например, поглощения рентгеновских  $\gamma$ -квантов с энергией  $E_\gamma$  ( $N_0 = E_\gamma/W$ , где  $W$  — средняя энергия, необходимая для рождения одной электрон-ионной пары). Интегрирование тока  $i(t)$  на выходе пропорционального счетчика позволяет получить величину полно-

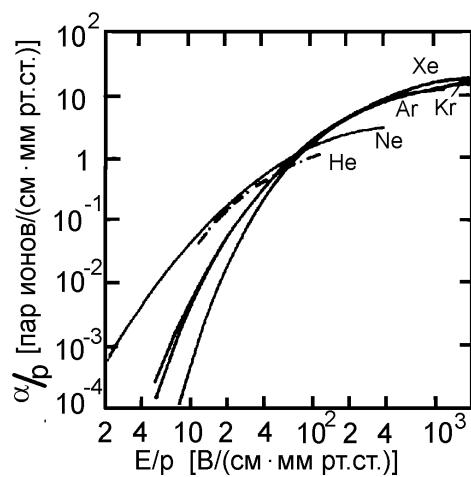


Рис. 4.7: Первый коэффициент Таунсенда для некоторых инертных газов [51,143–145].

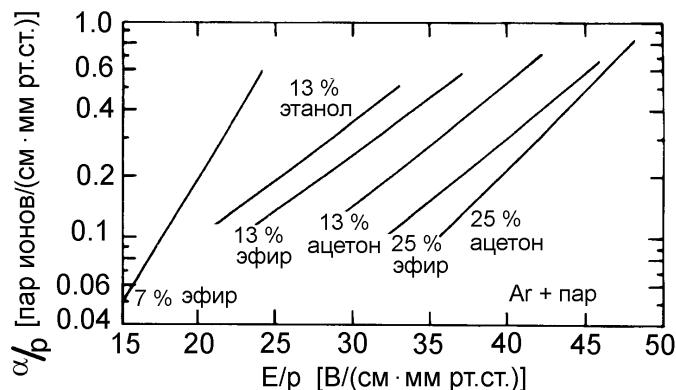


Рис. 4.8: Первый коэффициент Таунсенда для некоторых смесей органических паров [51,146,147].

го заряда:

$$Q = \int i(t)dt ,$$

которая вновь определяется выражением  $Q = eN_0A$ . Зная значения интеграла тока и первичной ионизации  $N_0$ , можно легко получить значение газового усиления  $A$ . Если интеграл тока оценивается только после предусилителя, то нужно, конечно, еще учитывать и коэффициент электронного усиления.

При очень больших значениях напряженности поля ускоренные электроны могут также высвободить и электроны, находящиеся на внутренних оболочках. В результате этого появляются возбужденные атомы газа. Это возбуждение снижается испусканием фотонов.

Приведенные выше соображения справедливы до тех пор, пока фотоны, рожденные в процессе образования лавины, не играют существенной роли. Однако эти фотоны будут рождать другие электроны в результате фотоэффекта в газе или на стеклах счетчика, что оказывает влияние на образование лавины. Помимо газового усиления первичных электронов следует также принимать во внимание вторичные лавины, появляющиеся в результате фотоэлектрического процесса. Для того, чтобы найти газовое усиление в этом случае, необходимо сначала вычислить число рожденных зарядов в разных «поколениях».

Ионизирующая частица в первом поколении рождает  $N_0$  первичных электронов. Газовое усиление для этих электронов равно  $A$ . Если  $\gamma$  — вероятность того, что каждый электрон рождает в лавине один фотоэлектрон, то в ходе фотопроцесса дополнительно появится  $\gamma(N_0A)$  электронов. Однако, для них тоже работает газовое усиление и во втором поколении анодную проволочку достигнут  $\gamma(N_0A)A = \gamma N_0 A^2$  фотоэлектронов. В свою очередь газовое усиление приводит к рождению третьего поколения фотоэлектронов и т. д. Таким образом, газовое усиление  $A_\gamma$  с учетом всех поколений оказывается равным

$$N_0 A_\gamma = N_0 A + N_0 A^2 \gamma + N_0 A^3 \gamma^2 + \dots = N_0 A \sum_{k=0}^{\infty} (A\gamma)^k = \frac{N_0 A}{1 - \gamma A} ,$$

откуда

$$A_\gamma = \frac{A}{1 - \gamma A} .$$

Коэффициент  $\gamma$ , определяющий газовое усиление с учетом фотонов, называется также вторым коэффициентом Таунсенда.

С увеличением числа произведенных зарядов они начинают оказывать влияние на поле, прилагаемое снаружи, так что возникает эффект насыщения. Для  $\gamma A \rightarrow 1$  амплитуда сигнала не будет зависеть от первичной ионизации. Пропорциональная, а точнее пропорционально насыщенному мода работы счетчика ограничивается коэффициентом газового усиления вблизи значений  $A \approx 10^8$ .

Процесс образования лавины происходит в непосредственной близости от анодной проволочки (Рис. 4.9 и Рис. 4.27). Средняя длина свободного пробега электронов составляет величину порядка нескольких  $\mu\text{м}$ . Таким образом, согласно уравнению (4.10), координата точки «эффективного» рождения заряда (точка

начала лавины) равна

$$r_0 = r_i + k \cdot \gamma ,$$

где  $k$  — число средних свободных пробегов, требуемых для образования лавины.

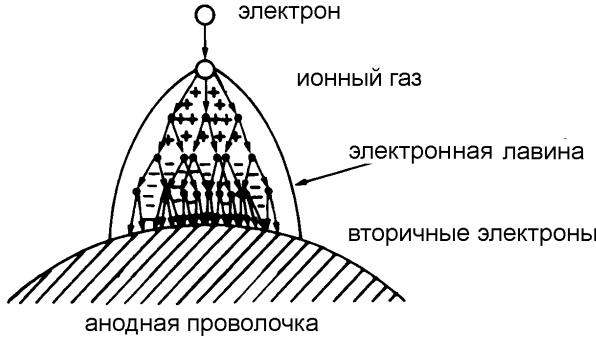


Рис. 4.9: Схема образования лавины на анодной проволочке в пропорциональном счетчике. Каплеобразная лавина образуется за счет боковой диффузии.

Соотношение амплитуд сигналов, вызванных дрейфом положительных ионов или электронов, определяется, соответственно, из уравнения (см. выражение (4.9) и [1])

$$\frac{\Delta U^+}{\Delta U^-} = \frac{-\frac{N_e}{C} \frac{\log r_a/r_0}{\log r_a/r_i}}{-\frac{N_e}{C} \frac{\log r_0/r_i}{\log r_a/r_i}} = \frac{\log r_a/r_0}{\log r_0/r_i} = R .$$

В этом соотношении коэффициент газового усиления сокращается, так как рождается равное число электронов и ионов.

Если  $k\lambda \ll r_i$ , то это уравнение можно привести к следующему виду:

$$R = \frac{\log r_a - \log(r_i + k\lambda)}{\log[(r_i + k\lambda)/r_i]} \approx \frac{\log r_a/r_i}{k\lambda/r_i} . \quad (4.14)$$

Для аргона при нормальном давлении и типичных значениях  $r_a = 1$  см,  $r_i = 30$  мкм и  $k\lambda = 20$  мкм получаем  $R \approx 10$ . Это означает, что в пропорциональном счетчике сигнал на анодной проволочке создается, в основном, ионами, которые медленно дрейфуют от нее, а не электронами, быстро дрейфующими по направлению к ней.

Время нарастания электронного сигнала можно вычислить по формуле (4.8). При подвижности электронов  $\mu^-$ , находящейся в пределах от 100 до 1000 см<sup>2</sup>/(В·с), анодном напряжении в несколько сотен вольт и типичных размерах детектора, приведенных выше, время нарастания будет порядка наносекунд. Соответствующее этому время нарастания сигнала из-за движения ионов лежит в границах 10 мсек. Продифференцировав сигнал  $RC$ -цепочкой (Рис. 4.10), можно ограничиться измерением только электронной компоненты.

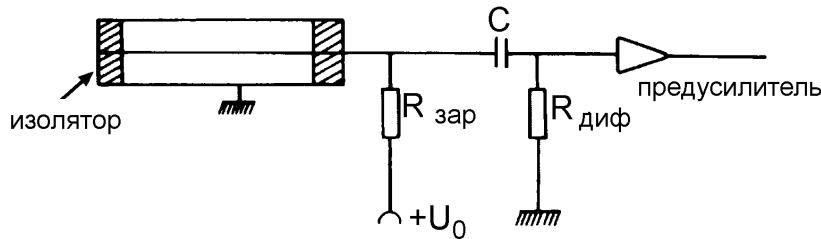


Рис. 4.10: Считывание с пропорционального счетчика.

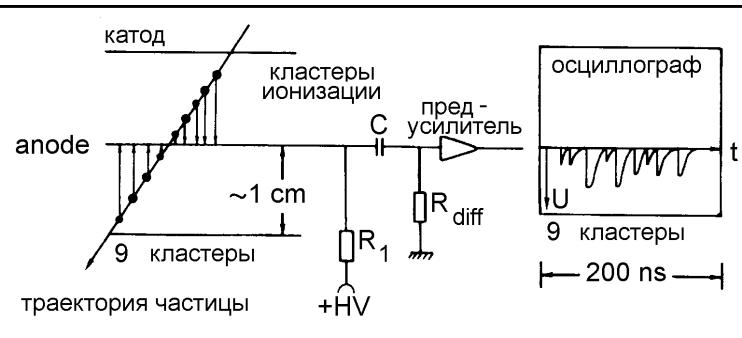


Рис. 4.11: Схема временной структуры сигнала в пропорциональном счетчике.

Если выбрано значение  $R_{\text{диф}} \cdot C \approx 1 \text{ нс}$ , то можно даже разрешить временную структуру сигнала в пропорциональном счетчике (Рис. 4.11).

Первым, кому удалось сфотографировать электронные лавины (Рис. 4.12, [51, 155, 156]), был Рейфер. Он наблюдал лавины в камере Вильсона благодаря капелькам, сконденсировавшимся на положительных ионах. Размер светящейся области лавины в пропорциональной камере меньше, чем в случае разряда в различных газах, например, в счетчике Гейгера-Мюллера или стримерных трубках (см. также Рис. 4.17).

Особенно широкое применение пропорциональные счетчики находят в спектроскопии рентгеновского излучения. На Рис. 4.13 показан энергетический спектр 59.33 кэВ-ных фотонов рентгеновского излучения, испускаемых при  $\alpha$ -распаде возбужденных ядер нептуния:  $^{241}_{95}\text{Am} \rightarrow ^{237}_{93}\text{Np}$ . Спектр измерялся в ксеноновом пропорциональном счетчике. Можно также видеть характерные линии рентгеновского излучения материала детектора и пик излучения ксенона [157], который является результатом следующего процесса: налетающие рентгеновские  $\gamma$ -кванты в большинстве случаев ионизируют К-оболочки ксенона. Получающийся при этом фотоэлектрон приобретает энергию рентгеновского  $\gamma$ -кванта за вычетом энергии связи К-оболочки. Если зазор в К-оболочке заполнен электронами с внешних оболочек, то может испускаться характерное для этого газа рентгеновское излучение. Если же эти рентгеновские лучи будут поглощены за счет фотоэлектрического эффекта в газе, то будет наблюдаться пик полного поглощения. В случае же, если рентгеновские лучи не регистрируются, то формируется пик излучения (см. также Раздел 1.2.1).

Пропорциональные счетчики могут также использоваться для получения изо-

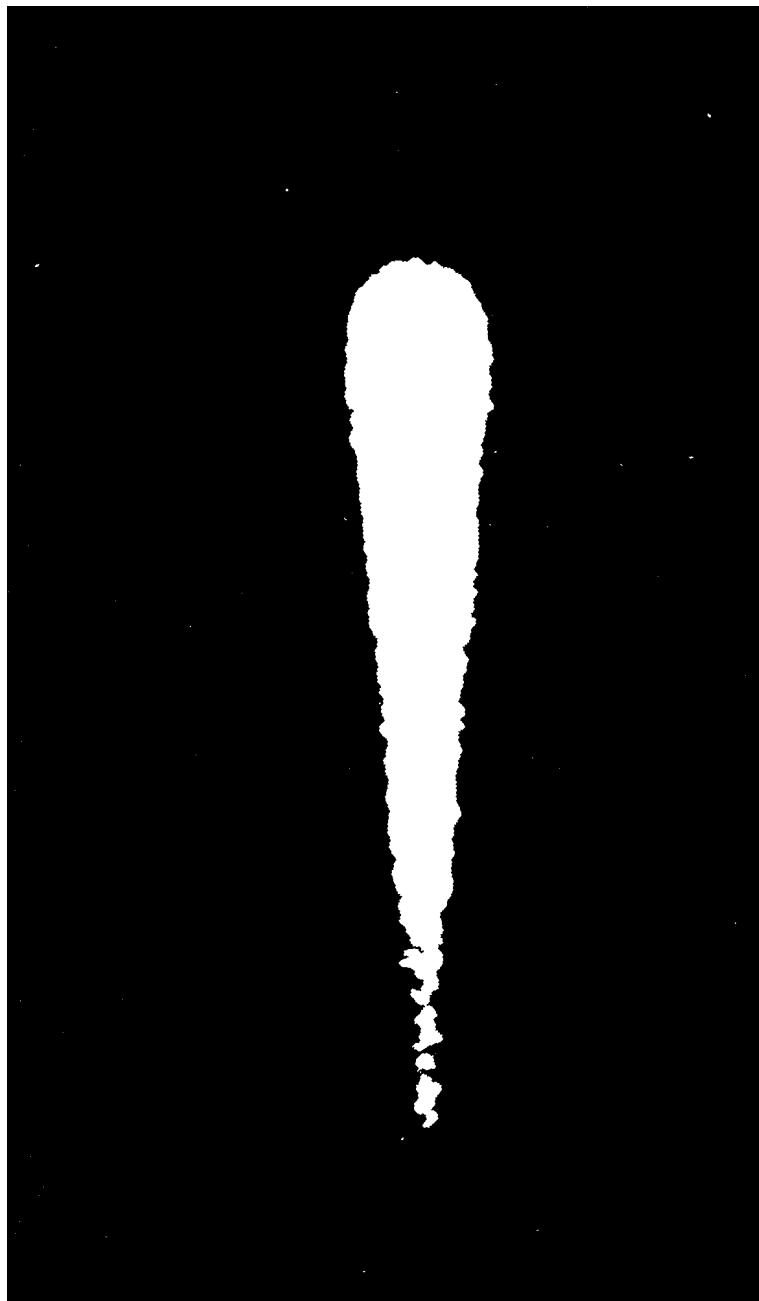


Рис. 4.12: Фотография электронной лавины [51,155,156]. На фотографии показана форма лавины, которая стала видимой в камере Вильсона (см. Раздел 4.12) благодаря каплям, сконденсировавшимся на положительных ионах.

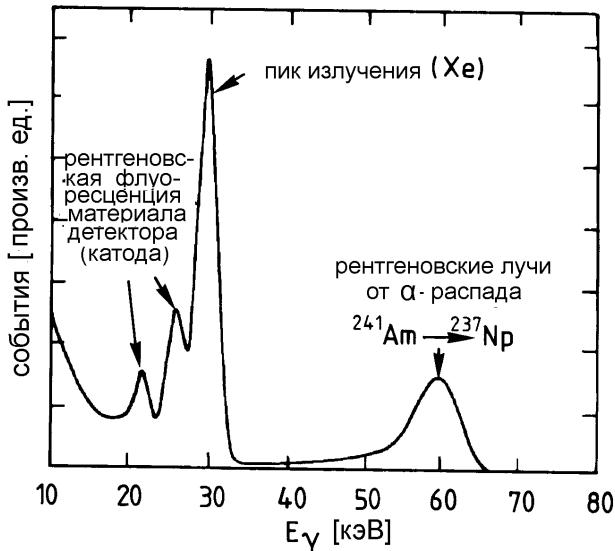


Рис. 4.13: Энергетический спектр 59.33 кэВ-ных фотонов рентгеновского излучения, испускаемых при  $\alpha$ -распаде  $^{241}\text{Am}$ , измеренный ксеноновым пропорциональным счетчиком [157].

бражения рентгеновских лучей. Специальная геометрия электрода позволяет получать двухмерное считывание с высоким разрешением в экспериментах с рентгеновским синхротронным излучением; эта же геометрия электрода используется и при высоких скоростях счета [158]. Электронное изображение ионизирующего излучения с ограниченным числом лавин в газах имеет широкую сферу применения от космического излучения и физики элементарных частиц до биологии и медицины.

Энергетическое разрешение пропорциональных счетчиков ограничено флуктуациями рождения носителей заряда и их размножением. Образование лавины локализуется в точке ионизации в непосредственной близости от анодной проволочки. Этот процесс не распространяется в стороны от анодной проволочки.

### 4.3 Счетчики Гейгера

Увеличение напряженности поля в пропорциональной камере ведет к тому, что в период образования лавины будет рождаться огромное количество фотонов. Вследствие этого вероятность рождения все новых и новых электронов в результате фотоэлектрического эффекта возрастает. Фотоэлектрический эффект может также происходить в точках, расположенных и на большом расстоянии от места рождения первичной лавины. Электроны, высвобожденные в результате фотоэлектрического эффекта, инициируют образование новых лавин, а разряд тем временем будет распространяться вдоль анодной проволочки [159,160] (Рис. 4.14).

Вероятность  $\gamma$  рождения фотоэлектрона в первоначальной лавине становится

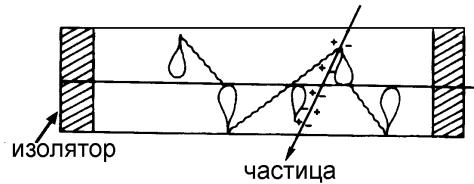


Рис. 4.14: Схема поперечного распространения лавины вдоль анодной проволочки в счетчике Гейгера.

столь высокой, что общее число носителей зарядов, произведенных различными вторичными и третичными лавинами, стремительно возрастает. В результате этого пропорциональность между сигналом и первичной ионизацией утрачивается. Режим, при котором освободившееся количество заряда не зависит от первичной ионизации, называется режимом Гейгера. Здесь сигнал зависит только от прилагаемого напряжения. В этом режиме амплитуда сигнала соответствует заряду от  $10^8$  до  $10^{10}$  электронов на один первичный электрон.

После прохождения регистрируемой частицы через счетчик Гейгера (также называемый счетчиком Гейгера-Мюллера) большое число носителей заряда образуется по всей длине анодной проволочки. Однако электроны быстро отходят к аноду, а ионы образуют нечто подобное канальной трубке, которая остается практически стационарной. Положительно заряженные ионы на низких скоростях движутся в сторону катода. После столкновения с электродом они освобождают с определенной степенью вероятности новые электроны, тем самым начиная газовый разряд.

Таким образом, нужно как-то погасить этот процесс. Этого можно достичь, выбрав такое большое зарядное сопротивление  $R$ , что кратковременное анодное напряжение  $U_0 - IR$  будет меньше порогового для режима Гейгера (так называемое гашение сопротивлением).

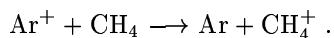
Суммарная емкость  $C$  и времененная константа  $RC$  должны выбираться таким образом, чтобы уменьшение напряжения происходило до момента достижения катода всеми положительными ионами. Это время составляет величину порядка миллисекунд, что, к сожалению, сильно ограничивает скорость счета.

Можно снизить прилагаемое внешнее напряжение до уровня ниже порогового в режиме Гейгера для ионов. Однако тогда у счетчика возрастет мертвое время. Его можно уменьшить, меняя местами полярность электродов на короткие промежутки времени. Тем самым положительные ионы, рожденные в непосредственной близости от анодной проволочки, будут отведены к аноду, который на короткий период времени стал отрицательно заряженным.

Более широко используемым способом гашения в счетчиках Гейгера является метод самогашения. При таком способе гасящий газ смешивается с рабочим газом счетчика. В большинстве случаев последний представлен одним из инертных газов. В качестве гасителей могут использоваться углеводороды типа метана ( $\text{CH}_4$ ), этана ( $\text{C}_2\text{H}_6$ ), изобутана ( $i\text{C}_4\text{H}_{10}$ ), спиртов типа этилового ( $\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$ ) или метилового ( $\text{CH}_3(\text{OCN})_2$ ), или галоидных соединений типа этилбромида. Эти примеси поглощают фотоны в ультрафиолетовом спектре (длина волны  $100 \div 200$  нм). Тем самым они уменьшают область поглощения фотонов до нескольких ради-

усов проволочки ( $\approx 100$  мкм). Тогда поперечное распространение разряда будет иметь место только вдоль и в непосредственной близости от анодной проволочки. Таким образом, электроны будут поглощены раньше, чем достигнут катода, и поэтому не смогут высвободить электроны из него за счет фотоэлектрического эффекта.

После формирования вдоль анодной проволочки скопления положительных ионов внешнее поле уменьшится этим пространственным зарядом до такой величины, что образование лавины прекратится. Положительные ионы, дрейфующие в сторону катода, на своем пути сталкиваются с молекулами гасящего газа и, тем самым, нейтрализуются:



Однако ионы молекул гасящего газа не обладают достаточной энергией для того, чтобы освободить электроны при их бомбардировке катода. Вследствие этого разряд прекращается сам по себе. Таким образом, можно выбрать меньшее значение зарядного сопротивления, и в результате становятся возможными временные характеристики счетчика порядка 1 мкс.

В отличие от пропорционального режима, в Гейгеровском режиме разряд распространяется по всей длине анодной проволочки. По этой причине в Гейгеровской трубке невозможно одновременно зарегистрировать две заряженные частицы. Этого можно добиться, если прервать боковое распространение разряда. Для этого можно использовать изоляционные волокна, натянутые перпендикулярно к анодной проволочке, или размещая мелкие капельки изоляционного материала на самой анодной проволочке. В этих местах электрическое поле будет так сильно преобразовано, что распространение лавины прекратится. В таком локально ограниченном Гейгеровском режиме можно одновременно регистрировать несколько частиц на одной анодной проволочке. При этом, однако, области вблизи волокон становятся неэффективными с точки зрения регистрации частиц. Ширина неэффективной зоны обычно составляет 5 мм. Считывание одновременного прохождения частиц в локально ограниченном Гейгеровском режиме производится через сегментированные катоды.

#### 4.4 Стримерные трубы

Обычно в счетчиках Гейгера рабочий газ соотносится с гасящим в пропорции 90:10. Диаметр анодных проволочек составляет 30 мкм, а анодное напряжение около 1 кэВ. Если доля гасящего газа значительно возрастет, боковое распространение разряда вдоль анодной проволочки может быть полностью подавлено. Как и в пропорциональном счетчике, мы вновь получим локализованный разряд с тем преимуществом, что сигнал будет большим (газовое усиление  $\geq 10^{10}$  при достаточно высоких анодных напряжениях). Тогда сигнал можно обрабатывать без дополнительного предусилителя. Стримерные трубы (трубки Йарочки), а также разработанные Д.М. Хазинсом [161–163], работают на «толстых» анодных проволочках в пределах 50 и 100 мкм. Можно использовать газовые смеси с  $\leq 60\%$  аргона и  $\geq 40\%$  изобутана. Стримерные трубы также хорошо работают на чистом изобутане [164]. При таком режиме работы переход из пропорциональной моды к стримерной происходит, минуя режим разряда Гейгера. На Рис. 4.15

показаны амплитудные спектры маленьких пропорциональных сигналов, создаваемых электронами от источника  $^{90}\text{Sr}$  [165].

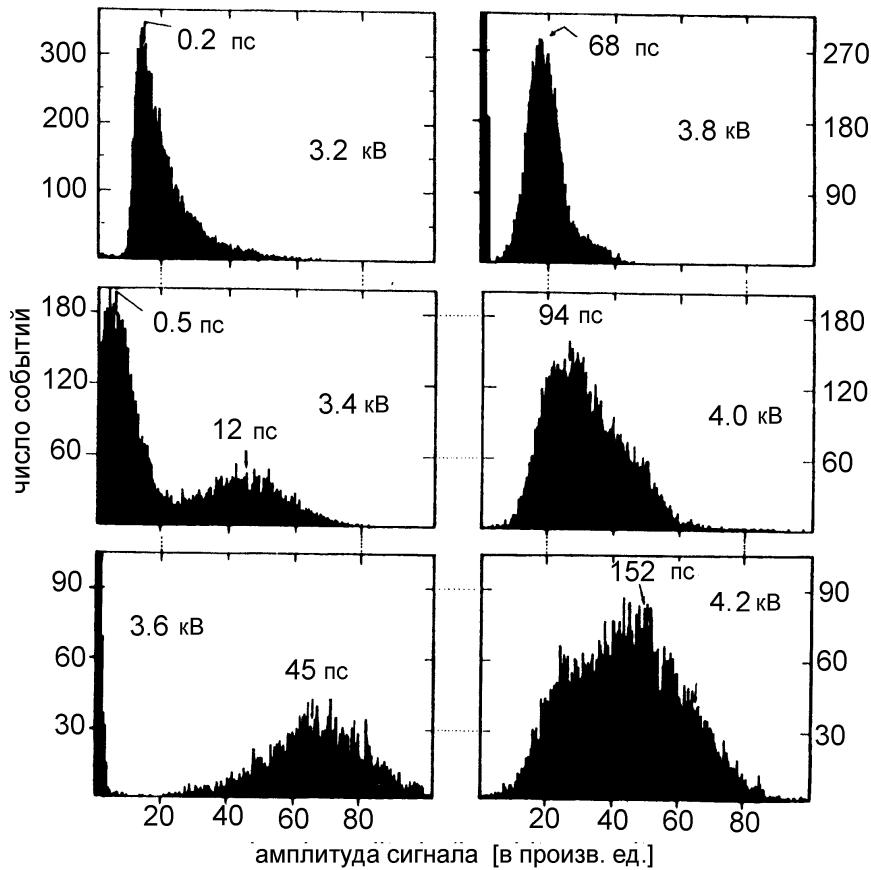


Рис. 4.15: Амплитудные спектры сигналов в стримерной трубке. С увеличением анодного напряжения четко виден переход от пропорционального режима к стримерному [165].

При этом напряжение достаточно мало и составляет 3.2 кВ (диаметр анодной проволочки 100 мкм, наполнение газом — аргон/изобутан в отношении 60:40). При более высоких напряжениях (3.4 кВ) наряду с пропорциональными сигналами впервые появляются стримерные сигналы с отчетливо более высокими амплитудами. При еще более высоких напряжениях пропорциональный режим исчезает совсем и, начиная с напряжения 4 кВ, наблюдаются только стримерные сигналы. Заряд, собранный в стримерной моде, не зависит от первичной ионизации.

Прерывающийся переход от пропорциональной моде к стримерной четко виден на Рис. 4.16. Стимерная мода развивается из пропорциональной через рождение большого числа фотонов, которые вновь поглощаются в непосредственной близости от первоначальной лавины благодаря фотоэлектрическому эффекту и являются начальной точкой формирования вторичных и третичных лавин, сли-

вающихся с первоначальной лавиной.

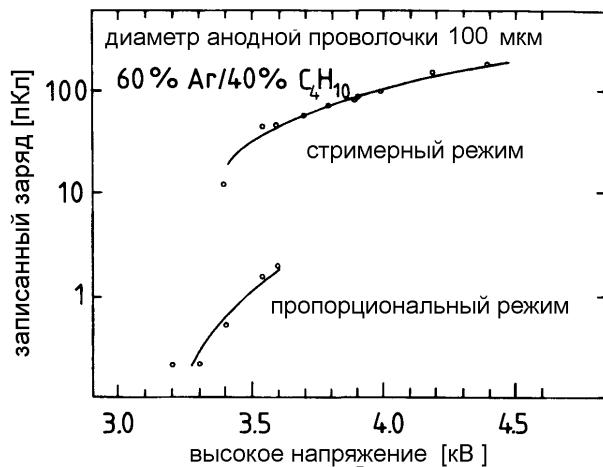


Рис. 4.16: Собранный заряд лавины как функция высокого напряжения. Четко виден прерывающийся переход от режима пропорциональности к стримерному и существование этих двух механизмов разряда в узком перекрывающемся диапазоне вокруг напряжения в 3.5 кВ [165].

В литературе отмечалось, что даже при более высоких напряжениях возможно появление «вторичного» стримерного режима. Оно проявляется как прерывающийся переход из первого стримерного режима во второй [163]. Однако это явление можно объяснить и множественными стримерными разрядами [165].

Фотографии на Рис. (4.17) [166] демонстрируют характерные отличия разрядов в пропорциональном счетчике (а), счетчике Гейгера (б), и самогасящейся стримерной трубке (с). Стрелки показывают положение анодной проволочки в каждом случае.

Как уже говорилось, стримерные трубы должны работать при высоких напряжениях ( $\approx 5$  кВ). Однако они характеризуются чрезвычайно длинным плато эффективности ( $\approx 1$  кВ), что делает возможным выбор стабильной рабочей точки. На Рис. 4.18 показана эффективность стримерной трубы, заполненной чистым изобутаном, которая была облучена электронами от источника  $^{90}\text{Sr}$  [165].

Точка, начиная с которой работа стримерной трубы эффективна, зависит, конечно, от порога используемого дискриминатора. Верхний конец плато обычно определяется послеразрядами и шумом. Использовать стримерные трубы в этой области не рекомендуется, так как шум электроники и послеразряды приводят к дополнительным мертвым временем, что снижает регистрационные возможности счетчика (см. также Рис. 4.22).

Если используются «толстые» анодные проволочки, то лавина вызывается практически исключительно одним первичным электроном, а разряд локализуется с той стороны анодной проволочки, к которой движется электрон. Сигнал можно измерить прямо на анодной проволочке. В дополнение к этому или в качестве альтернативы можно зарегистрировать сигналы, наведенные на катоды.

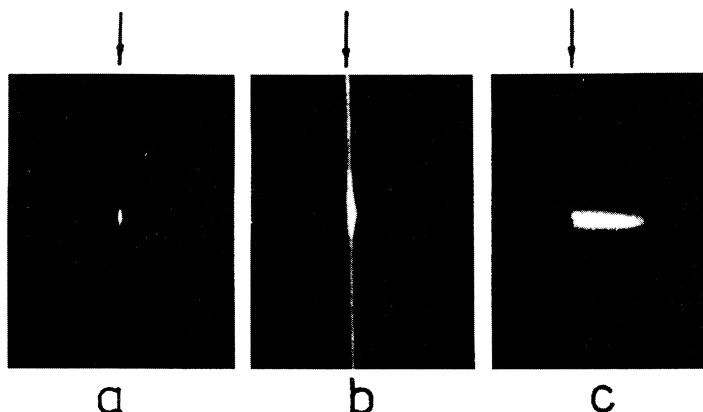


Рис. 4.17: Газовые разряды в (а) пропорциональном счетчике, (б) счетчике Гейгера и (в) самогасящейся стримерной трубке; стрелками указано положение анодной проволочки [166].

Сегментация катодов позволяет определять положение трека вдоль анодной проволочки.

Положение трека вдоль анодной проволочки можно также определить с помощью катода, сконструированного как линия задержки [165,167]. На Рис. 4.19 показана структура катода, с помощью которой можно определить пространственные координаты вдоль анодной проволочки. Результаты подобных измерений показаны на Рис. 4.20. В данном случае для облучения стримерной трубы в строго определенных местах использовался источник  $^{55}\text{Fe}$ . Пространственное разрешение вдоль проволочки, которого удалось добиться в этом случае, составило 2 мм [165].

Из-за простого режима работы и возможности регистрации на одной анодной проволочке нескольких частиц стримерные трубы являются идеальными кандидатами на роль запускающих (триггерных) элементов в калориметрах. Фиксированный сигнал заряда  $Q_0$  регистрируется при пролете одной частицы. Если в стримерной трубке измеряется суммарный заряд  $Q$ , то эквивалентное число проходящих частиц вычисляется по формуле  $N = Q/Q_0$ .

Выбор величины напряжения, рабочего газа детектора и диаметра анодной проволочки определяет, соответственно, режим разряда и, тем самым, моду работы цилиндрических счетчиков. На Рис. 4.21 в удобной форме представлены различные режимы работы счетчика (согласно [51]).

Как уже упоминалось выше, эффективность, наряду с газовым усилением, является одной из важных характеристик газовых счетчиков. На Рис. 4.18 показана эффективность для заряженных частиц в стримерной трубке как функция высокого напряжения. Критериями качества счетчика являются длина плато эффективности и ее изменение при увеличении высокого напряжения. Это изменение должно быть как можно меньшим [165]. Как ни парадоксально, но при чрезвычайно высоких напряжениях эффективность может достигать значений  $\geq 1$ , так как при таких высоких значениях напряженности поля могут возни-

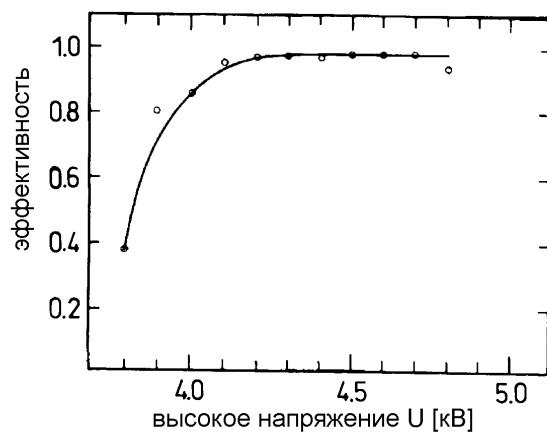


Рис. 4.18: Эффективность стримерной трубы, заполненной чистым изобутаном [165].

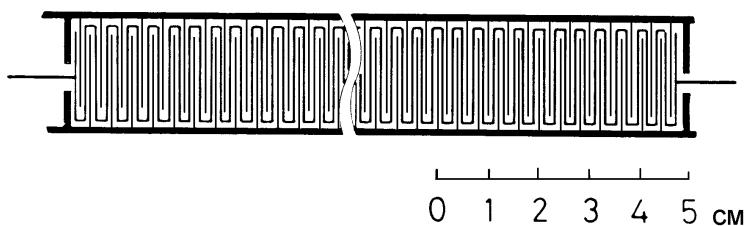


Рис. 4.19: Структура катода в виде меандра, используемая в качестве линии задержки для считывания координаты вдоль анодной проволочки в стримерной трубке [165].

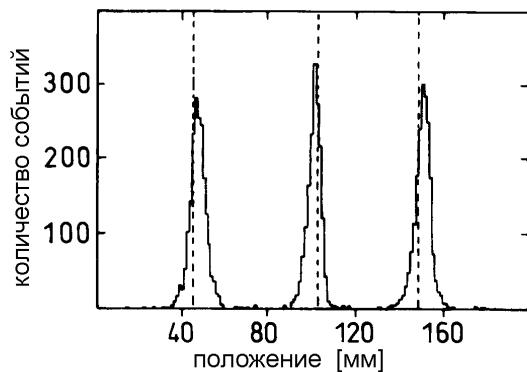


Рис. 4.20: Распределения скоростей счета 5.9 кэВ-ных фотонов, влетающих в разных местах вдоль анодной проволочки в стримерной трубке [165].

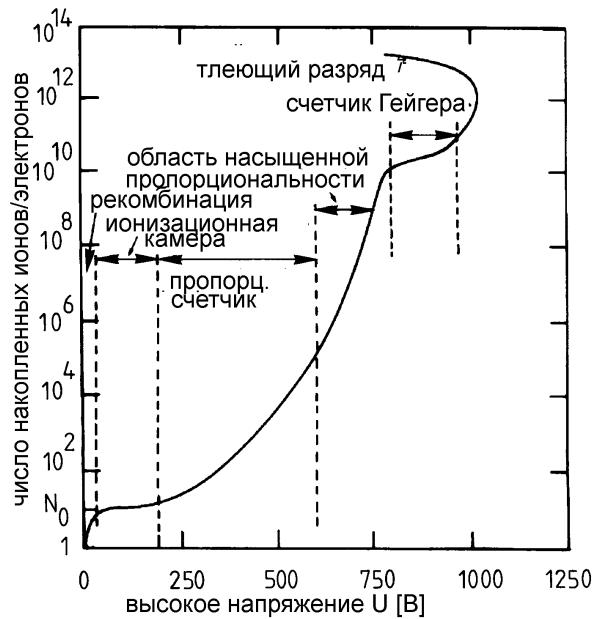


Рис. 4.21: Режимы работы цилиндрических газовых детекторов (согласно [51]).

кать послеразряды, которые время от времени могут давать два сигнала на одну регистрируемую частицу.

Характеристики газового счетчика можно также проанализировать, измеряя скорость счета как функцию высокого напряжения при постоянном потоке частиц. Лучше всего, если рабочая точка находится ближе к концу плато скорости счета (Рис. 4.22, [165]), но еще не в области, где скорость счета резко возрастает из-за послеразрядов.

Стримерный режим работы находит множество сфер применения в совершенно разных газовых детекторах. В стримерных камерах (см. Раздел 4.13) стримеры развиваются в очень сильном однородном импульсном электрическом поле. Ионизационные треки, образуемые заряженными частицами, влетающими перпендикулярно к направлению электрического поля, являются газоусиленными и становятся видимыми как последовательность стримеров. При наклонном влете (под углом  $\pm 30^\circ$  к направлению поля) стримеры сольются друг с другом и образуют плазменный канал вдоль трека (искровая камера, см. Разделы 4.13 и 4.15).

Помимо этого в стримерном режиме могут работать и резистивные плоские камеры (см. Раздел 5.3), дающие легко обрабатываемые большие сигналы. Это же справедливо и в отношении камер с оптическим съемом (см. Раздел 4.9), в которых, благодаря стримерному режиму работы, становится возможным большой световой выход.

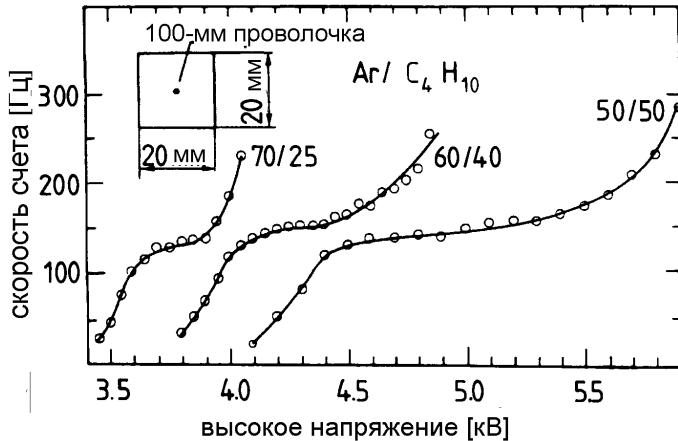


Рис. 4.22: Зависимость скорости счета от высокого напряжения в стримерной трубке [165].

## 4.5 Регистрация частиц в жидкостях

Ионизационные камеры, заполненные жидкостями, обладают преимуществом перед камерами, заполненными газом. Оно состоит в том, что плотность жидкости в этих камерах примерно в тысячу раз выше, что означает возможность поглощения в тысячу раз большей энергии [168,169]. Средняя энергия рождения электрон-ионной пары в жидком аргоне (LAr) составляет 24 кэВ, а в жидком ксеноне (LXe) 16 кэВ. Таким образом, ионизационные камеры, заполненные жидкостями, являются отличными кандидатами в запускающие детекторы в калориметрах [170]. Технический же недостаток таких камер связан с тем, что инертные газы становятся жидкими только при низких температурах. Типичная рабочая температура для LAr составляет 85 К, для LKr — 117 К и для LXe — 163 К. Жидкие газы являются однородными и поэтому обладают великолепными счетными характеристиками. Однако могут возникнуть проблемы с электроотрицательными примесями, содержание которых должно поддерживаться на чрезвычайно низком уровне из-за малых скоростей дрейфа в высокоплотной жидкой рабочей среде счетчика. Чтобы обеспечить функционирование счетчика, длина среднего пробега электронов  $\lambda$  должна быть большой по сравнению с расстоянием до электрода. По этой причине необходимо, чтобы концентрация электроотрицательных газов типа O<sub>2</sub> была снижена до уровня порядка 10<sup>-6</sup>. Скорость дрейфа в чистых жидких инертных газах при напряженности поля около 10 кВ/см, типичной для LAr-счетчиков, составляет порядка 0.4 см/мкс. Добавление небольших количеств углеводородов (например, 0.5% C<sub>4</sub>H<sub>10</sub>) может, однако, значительно увеличить скорость дрейфа. Это происходит по той причине, что примесь молекулярных газов изменяет среднюю энергию электрона. Сечение рассеяния электрона, в особенности вблизи минимума Рамзауера, очень сильно зависит от энергии электрона. Так, небольшие изменения энергии могут оказывать сильное влияние на скорость дрейфа.

Подвижность ионов в газовых ионизационных камерах является чрезвычай-

но низкой. Индуцированный заряд из-за движения ионов имеет такое медленное время нарастания, что его вряд ли можно использовать.

В отличие от газовых ионизационных камер жидкостные камеры на инертном газе обычно используются таким образом, что заряженные частицы регистрируются при их движении поперек камеры под более или менее прямым углом (см. Рис. 4.23).

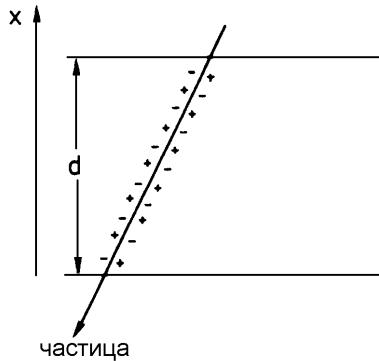


Рис. 4.23: Схематическое изображение схемы сбора заряда в жидкостном детекторе на инертных газах.

Предположим, что суммарный заряд  $-Ne$ , произведенный пролетевшей через камеру частицей, равномерно распределен вдоль ее трека. Тогда плотность заряда составит  $\varrho = -Ne/d$ . Также предположим, что произведенный заряд дрейфует с постоянной скоростью  $v^-$ . В то время, как плотность заряда остается постоянной в течение всего процесса сбора электронов, заряд в объеме дрейфа постоянно сокращается согласно формуле:

$$q(t) = \varrho(d - v^- t). \quad (4.15)$$

При  $t \geq d/v^-$  все заряды будут собраны и заряд  $q(t)$  станет равным нулю. Заряд, наведенный из-за дрейфа электронов на анод, разряжает конденсатор, которым является камера, и уменьшает запасенную в нем энергию [1]. В соответствии с законом сохранения энергии

$$d \left( \frac{1}{2} CU^2 \right) = d \left( \frac{1}{2} \frac{Q^2}{C} \right) = q(t) \vec{E} d\vec{x}.$$

Из уравнения (4.15) следует, что

$$\frac{QdQ}{C} = |\vec{E}| \left( -\frac{Ne}{d}(d - v^- t) \right).$$

Так как

$$Q = CU = C|\vec{E}|d,$$

то  $dQ$  будет равно следующей величине:

$$dQ = -\frac{C|\vec{E}|}{Q} Ne \left( 1 - \frac{v^-}{d} t \right) v^- dt = -Ne \left( 1 - \frac{v^-}{d} \right) \frac{v^-}{d} dt. \quad (4.16)$$

Так как  $d/v^-$  есть суммарное время дрейфа  $t_D$ , то уравнение (4.16) преобразуется:

$$dQ = -Ne \left(1 - \frac{t}{t_D}\right) \frac{dt}{t_D}. \quad (4.17)$$

Интегрирование уравнения (4.17) дает в результате

$$Q(t) - Q_0 = -\frac{Ne}{t_D} \left(t - \frac{t^2}{2t_D}\right) = -Ne \left[\frac{t}{t_D} - \frac{1}{2} \left(\frac{t}{t_D}\right)^2\right].$$

Для  $t = t_D$  получаем величину полного собранного заряда:

$$Q(t_D) - Q_0 = -\frac{1}{2}Ne.$$

Для работы жидкостных газовых ионизационных камер на инертном газе требуется криогенное оборудование. Такой недостаток технического плана можно преодолеть, используя «теплые» жидкости, которые находятся в жидком состоянии уже при комнатной температуре. К таким жидкостям предъявляются значительные требования. Они должны обладать превосходными характеристиками для дрейфа зарядов и должны быть очень хорошо очищены от электроотрицательных примесей. Молекулы «теплой» жидкости должны иметь высокую степень симметрии (т. е. почти сферическую) для того, чтобы создать благоприятные условия для дрейфа. В качестве «теплых» подходят жидкости типа бензина, тетраметилсилона (TMC) или тетраметилпентана (TMP) [170–174]. Попытки получения еще более высокой плотности, в особенности для использования жидкостных ионизационных счетчиков в калориметрах, также имели успех. Этого можно добиться, если атом кремния в TMC-молекуле заменить оловом или свинцом. На практике с проблемами воспламеняемости и токсичности, связанными с подобными материалами, можно справиться, если жидкости помещены в вакуумно-плотные контейнеры. «Теплые» жидкости демонстрируют превосходную радиационную стойкость. Из-за содержания большой доли водорода эти жидкости позволяют компенсировать амплитуды сигналов от электронов и адронов в калориметрах (см. Раздел 7.3).

Было также изучено газовое усиление в жидкостях за счет увеличения рабочего напряжения. Это делалось способом, аналогичным тому, который применялся в цилиндрических ионизационных камерах. Результаты были успешно продемонстрированы на маленьких прототипах, однако их не удалось воспроизвести на больших детекторах [175–177].

В заключение хочется отметить, что в качестве рабочей среды в ионизационных камерах можно также с успехом использовать твердый аргон [178].

## 4.6 Многопроволочные пропорциональные камеры

Многопроволочные пропорциональные камеры [26, 125, 179–181] по сути представляют собой плоский слой пропорциональных счетчиков без разделяющих стекон (см. Рис. 4.24).

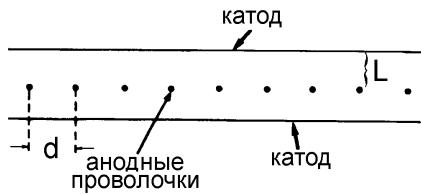


Рис. 4.24: Схематическое изображение конструкции многопроволочной пропорциональной камеры.

Форма электрического поля несколько изменена по сравнению с чисто цилиндрической в обычных пропорциональных счетчиках (см. Рис. 4.25 и 4.26) [51], [182, 182–185].

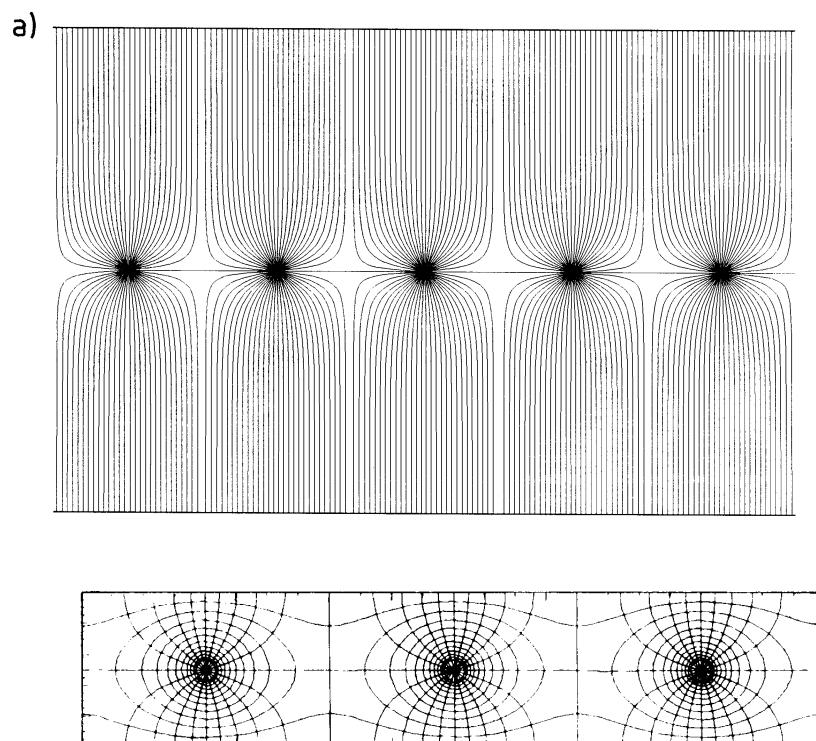


Рис. 4.25: Силовые линии поля в пропорциональной камере с а) пятью [184] и б) тремя проволочками (показаны также эквипотенциали [183]).

Образование лавины в многопроволочной пропорциональной камере происходит точно так же, как и в пропорциональных счетчиках. Так как для каждой анодной проволочки заряд рождается в непосредственной близости от нее, то сигнал преимущественно исходит от положительных ионов, медленно дрейфующих в сторону катода (см. выражение (4.14)). Если анодный сигнал считывается с помощью осциллографа с высоким временным разрешением или быстрым аналогово-цифровым преобразователем (импульсный АЦП), то ионизационная

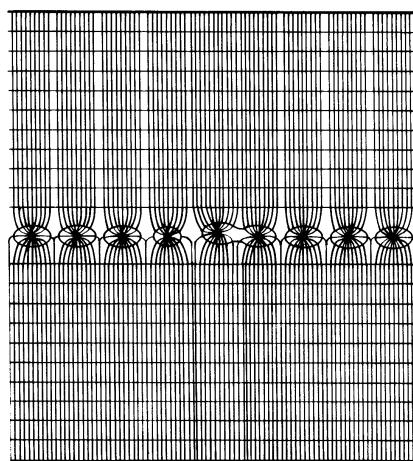


Рис. 4.26: Силовые линии поля и эквипотенциалы в многопроволочной пропорциональной камере. Четко просматривается влияние незначительного сдвига одной из анодных проволочек на качество поля [51,182].

структура трека частицы может быть разрешена в многопроволочной пропорциональной камере (см. Рис. 4.11).

Рассмотрим более подробно процесс развития во времени лавины в многопроволочной пропорциональной камере (см. Рис. 4.27 [51,186]).

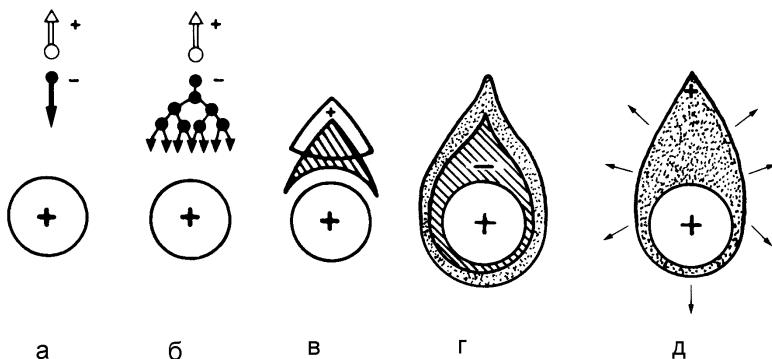


Рис. 4.27: Временное и пространственное развитие лавины [51,186].

Первичный электрон дрейфует к аноду (а), в сильном электрическом поле вблизи проволочки электрон ускоряется, так что между двумя столкновениями он может набрать энергию, достаточную для дальнейшей ионизации атомов газа. В этот момент начинается процесс образования лавины (б). В ходе процесса ионизации электроны и положительные ионы образуются по сути в одном и том же месте. Увеличение числа зарядовых пар завершается тогда, когда пространственный заряд положительных ионов уменьшит внешнее электрическое поле до значения ниже критического. После рождения носителей заряда облака электро-

нов и ионов начинают дрейф в разные стороны (в). Облако электронов дрейфует в направлении проволочки и несколько расширяется из-за боковой диффузии. В зависимости от направления влета первичных электронов вокруг проволочки образуется несколько асимметричное распределение плотности вторичных электронов. Асимметрия будет еще более выраженной в стримерных трубках. В этом случае из-за использования толстых анодных проволочек, а также из-за сильного поглощения фотонов образование лавины ограничено той стороной анодной проволочки, с которой влетел электрон (см. также Рис. 4.9 и 4.27) (г). На последнем этапе облако ионов радиально сокращается и медленно дрейфует по направлению к катоду (д).

В большинстве случаев в качестве анодов используются гальванизированные золотом вольфрамовые проволочки диаметром от 10 до 30 мкм. Типичное расстояние между анодными проволочками составляет 2 мм. Расстояние между анодной проволочкой и катодом составляет порядка 10 мм. Отдельные анодные проволочки выступают в роли независимых детекторов. Катоды могут быть выполнены из металлической фольги или же представлять собой слои натянутых проволочек.

В качестве рабочего газа могут использоваться все газы и газовые смеси, которые обычно используются в пропорциональных счетчиках: инертные газы типа Ar, Xe с примесью CO<sub>2</sub>, CH<sub>4</sub>, изобутан и другие углеводороды [187–189]. Для многопроволочных пропорциональных камер типичным является газовое усиление 10<sup>5</sup>.

В большинстве камер не используется возможность обработки аналоговой информации, снимаемой с проволочек. Вместо этого устанавливаются только пороги для измеряемых сигналов. В таком режиме работы многопроволочные пропорциональные камеры используются лишь в качестве трековых детекторов. При расстоянии между анодными проволочками  $d = 2$  мм среднеквадратичная ошибка пространственного разрешения задается следующей формулой (см. уравнение (2.1)):

$$\sigma(x) = \frac{d}{\sqrt{12}} = 577 \text{ мкм} .$$

Электростатическое отталкивание может приводить к проблемам. Проволочки остаются стабильными по отношению к колебаниям, если проволочное натяжение  $T$  будет достаточно большим по сравнению со значением  $T_0$ , которое можно вычислить из соотношения

$$V \leq \frac{d}{lC} \sqrt{4\pi\varepsilon_0 T_0} , \quad (4.18)$$

где  $V$  — анодное напряжение,  $d$  — межпроволочный зазор,  $l$  — длина проволочки,  $C$  — погонная емкость детектора [34,190], а  $\varepsilon_0$  — диэлектрическая проницаемость вакуума ( $\varepsilon = 8.854 \cdot 10^{-12}$  Ф/м).

Для цилиндрического конденсатора (центральный радиус  $r_i$ , внешний радиус  $r_a$ ) погонная емкость, как известно, составляет величину

$$C = \frac{4\pi\varepsilon_0}{2 \ln r_a/r_i} .$$

В многопроволочных пропорциональных камерах соответствующая емкость может быть приблизительно найдена по формуле

$$C = \frac{4\pi\varepsilon_0}{2 \left( \frac{\pi L}{d} - \ln \frac{2\pi r_i}{d} \right)},$$

если для анод-катодного расстояния соблюдается условие  $L \gg d \gg r_i$  (см. Рис. 4.24) [4]. Используя это уравнение и выражение (4.18), можно вычислить требуемое натяжение проволочки для стабильных проволочек:

$$T_0 \geq \left( \frac{VlC}{d} \right)^2 \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \quad (4.19)$$

$$\geq \left( \frac{Vl}{d} \right)^2 4\pi\varepsilon_0 \left[ \frac{1}{2 \left( \frac{\pi L}{d} - \ln \frac{2\pi r_i}{d} \right)} \right]^2. \quad (4.20)$$

При длине проволочки  $l = 1$  м, анодном напряжении  $V = 5$  кВ, анод-катодном расстоянии  $L = 10$  мм, анодным межпроволочным зазором  $d = 2$  мм и диаметром анодной проволочки  $2r_i = 30$  мкм уравнения (4.19) или (4.20) дают минимальное механическое натяжение проволочки, равное 0.49 Н, которое соответствует натяжению проволочки с массой около 50 г.

Более длинные проволочки нужно натягивать с большей силой или, если они не могут выдерживать большее натяжение, их нужно поддерживать на фиксированном расстоянии. Однако это приводит к созданию локальных неэффективных зон.

Для надежной работы многопроволочных пропорциональных камер важно также, чтобы проволочки не прогибались из-за собственной массы [191]. Прогиб анодной проволочки уменьшает расстояние от анода до катода, тем самым снижая однородность электрического поля.

Гравитационный прогиб горизонтально расположенной проволочки длиной  $l$ , натянутой с натяжением  $T$ , может быть найден [192] из следующего соотношения:

$$f = \frac{\pi r_i^2}{8} \varrho g \frac{l^2}{T} = \frac{mlg}{8T},$$

где  $m$ ,  $l$ ,  $\varrho$ ,  $r_i$  — масса, длина, плотность и радиус неподдерживаемой проволочки соответственно,  $g$  — ускорение свободного падения,  $T$  — натяжение проволочки (в Н).

Используя приведенный выше пример с гальванизированной золотом вольфрамовой проволочкой ( $r_i = 15$  мкм,  $\varrho_W = 19.3$  г/см<sup>3</sup>), получим, что в центре проволочки образуется прогиб, равный  $f \approx 34$  мкм, который является приемлемым при анод-катодном расстоянии порядка 10 мм.

Если вместо классических многопроволочных пропорциональных камер с анодными проволочками использовать трубчатые (см. Раздел ??), то гравитационный прогиб тонких трубочек, закрепленных на обоих концах [193–195], может быть вычислен по следующей формуле:

$$y = \frac{l^4 \varrho}{192 E R^2},$$

где  $E$  — модуль упругости материала трубочки, а  $R$  — ее радиус.

Для алюминизированных майларовых трубочек длиной 40 см ( $\rho = 1.4 \text{ г}/\text{см}^3$ ,  $E = 3.4 \text{ ГПа} \approx 3.46 \cdot 10^7 \text{ г}/\text{см}^2$ ) и диаметром 7 мм прогиб составляет 44 мкм.

Многопроволочные пропорциональные камеры дают сравнительно низкое пространственное разрешение ( $\approx 600 \text{ мкм}$ ). Они также позволяют определить только значение координаты, перпендикулярной проволочкам, но не вдоль них. Можно добиться улучшения в работе данных камер путем сегментации катода и измерения сигналов от катодных сегментов. Катод может быть, например, собран из параллельных полосок, прямоугольных подушечек («мозаичный» счетчик) или слоя проволочек (Рис. 4.28).

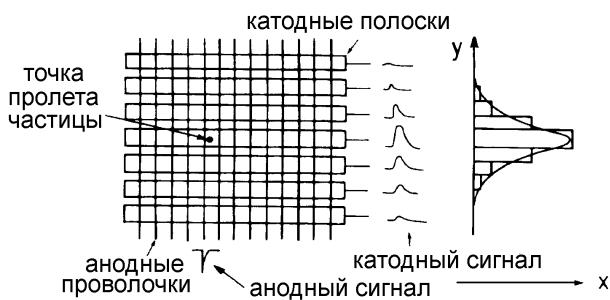


Рис. 4.28: Иллюстрация катодного считывания в многопроволочной пропорциональной камере.

Теперь можно, помимо анодных сигналов, регистрировать и сигналы на катодных полосках. Координата вдоль проволочки задается центром тяжести расположения зарядов, который определяется по сигналам, индуцированным на катодных полосках. В зависимости от сегментации катода пространственное разрешение вдоль проволочек при использовании описанной процедуры может достигать  $\approx 50 \text{ мкм}$ . Если речь идет о множественных треках, то нужно сегментировать и второй катод, чтобы избежать неоднозначности в определении координат треков.

На Рис. 4.29 изображен пролет двух частиц через многопроволочную пропорциональную камеру. При сегментировании только одного из катодов информация, считанная с анодных проволочек и катодных полосок, позволяет восстановить 4 возможных координаты треков, две из которых, однако, будут «мнимыми». Их можно исключить с помощью сигналов, поступающих с плоскости второго сегментированного катода. Большее число возникающих треков можно с успехом восстановить, если вместо катодных полосок использовать катодные подушечки. Естественно, это приведет к тому, что возрастет число каналов электроники.

Устройство многопроволочных пропорциональных камер можно упростить, а их стабильность и гибкость значительно увеличить, если создать аноды в форме полосок или точек на диэлектрических поверхностях вместо того, чтобы натягивать анодные проволочки в объеме счетчика. Если использовать анодные полоски на диэлектриках, то это окажет влияние на качество поля в пропорциональной камере из-за прилипания положительного иона к поверхности диэлектрика. Тем

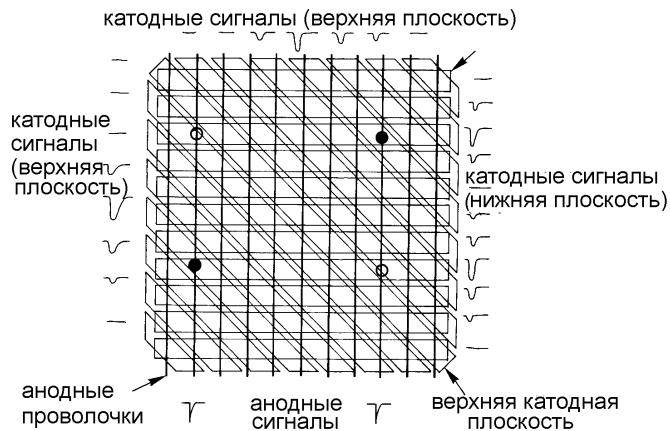


Рис. 4.29: Неоднозначность разрешения при регистрации треков двух частиц в многопроволочной пропорциональной камере.

не менее, детекторы с анодной структурой на изоляционных или полупроводниковых поверхностях находят успешное применение [196–207]<sup>2</sup>. Камеры подобной конструкции, построенные до настоящего времени, имеют сравнительно маленькие размеры.

Такие микрополосковые газовые детекторы представляют собой миниатюрные многопроволочные пропорциональные камеры, размеры которых примерно в десять раз меньше по сравнению со стандартными камерами (Рис. 4.30). Это стало возможным благодаря тому, что с помощью электронной литографии уменьшены электродные структуры. Проволочки заменяются на полоски, которые на-

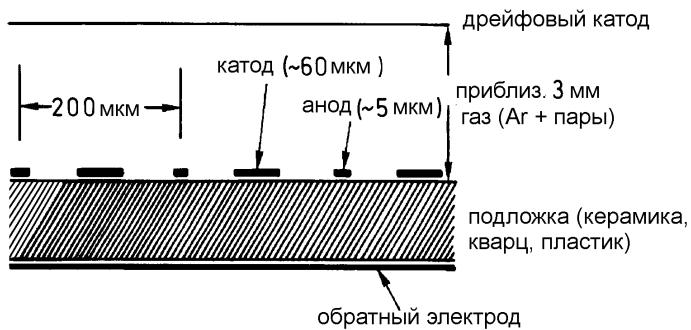


Рис. 4.30: Схематическая конструкция микрополоскового газового детектора.

пьляются на тонкий субстрат. Закрепление катодных полосок между анодными позволяет добиться улучшения качества поля. Сегментация плоских катодов в

<sup>2</sup> Следует отметить, что прилипанием положительных ионов к диэлектрическим поверхностям иногда можно воспользоваться для улучшения качества поля в некоторых типах камер или даже достижения его желаемого качества (см. «Безэлектродные дрейфовые камеры», Раздел 4.7).

форме полосок или пикселей [202,208] делает также возможным и двухмерное считывание. Вместо закрепления электродных структур на керамических субстратах их можно разместить на тонкой пластиковой фольге. Тогда даже легкие, гибкие детекторы будут иметь высокое пространственное разрешение. Возможные недостатки связаны с электростатической зарядкой изоляционных пластиковых структур и, как следствие, изменением электрического поля, что может привести к меняющемуся со временем газовому усилению [209–214].

Очевидное преимущество таких микрополосковых детекторов, помимо превосходного пространственного разрешения, заключается в малом мертвом времени (положительные ионы после рождения в лавине дрейфуют на очень короткие расстояния до катодных полосок вблизи анодов), повышенной радиационной стойкости (из-за меньшей чувствительной области на элемент считывания) и большей счетной способности. Таким образом, микрополосковые газовые камеры могут с успехом использоваться в качестве трековых детекторов на высокопроизводительных ускорителях типа LHC (большой адронный коллайдер) и на «фабриках частиц» ( $B$ - $, \tau$ - и  $\phi$ -фабриках) [215,216]. Микрополосковые пропорциональные камеры могут также работать в дрейфовом режиме (см. Раздел 4.7).

Камера с микрозазорами — это пропорциональный газовый счетчик, построенный с использованием микроэлектронных технологий. Благодаря своей конструкции такая камера оказывается чувствительной к положению в ней частицы [217]. В данном детекторе расстояние между электродами, собирающими заряды лавины (анод-катодный зазор), составляет лишь несколько микрон. Поэтому время сбора положительных ионов очень мало ( $\approx 10$  нс), что позволяет добиться чрезвычайно высокой скорости счета ( $> 10^7$  соб./( $\text{мм}\cdot\text{с}$ )).

Проволочные камеры и в особенности многопроволочные пропорциональные камеры до сих пор находят очень широкую сферу применения не только в физике элементарных частиц [215,216,218–220], но и в других областях, например, медицине [221].

## 4.7 Плоские дрейфовые камеры

Для того, чтобы первично произведенные электроны достигли анодной проволочки, требуется определенное время. Это время  $\Delta t$  между моментом прохождения регистрируемой частицы через камеру и моментом попадания облака заряда на анодную проволочку. Оно зависит от точки пролета частицы через камеру, как это видно из Рис. 4.31. Если  $v^-$  — постоянная скорость дрейфа электронов, то справедливо следующее выражение:

$$x = v^- \Delta t .$$

Если же скорость дрейфа меняется на пути дрейфа, то

$$x = \int v^-(t) dt .$$

Для того, чтобы образовалось подходящее поле для дрейфа, между соседними анодными проволочками вводятся потенциальные проволочки.

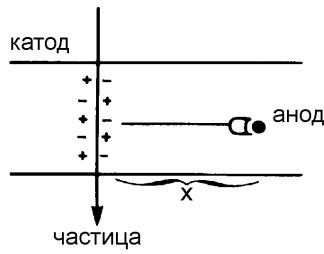


Рис. 4.31: Принцип работы дрейфовой камеры.

Измерение времени дрейфа позволяет существенно сократить число анодных проволочек в дрейфовой камере по сравнению с многопроволочной пропорциональной камерой, или, используя малый зазор между анодными проволочками, существенно улучшить пространственное разрешение. Обычно можно добиться обоих указанных преимуществ одновременно [222]. При скорости дрейфа  $v^- = 5 \text{ см/мкс}$  и временному разрешении электроники  $\sigma_t = 1 \text{ нс}$  можно добиться пространственного разрешения  $\sigma_x = v^- \sigma_t = 50 \text{ мкм}$ . Однако в пространственное разрешение вносят вклад не только временное разрешение электроники, но и диффузия дрейфующих электронов, а также флуктуации в статистике первичного ионизирующего процесса. Последнее является самым важным вблизи анодной проволочки (см. Рис. 4.32 [51,223]).

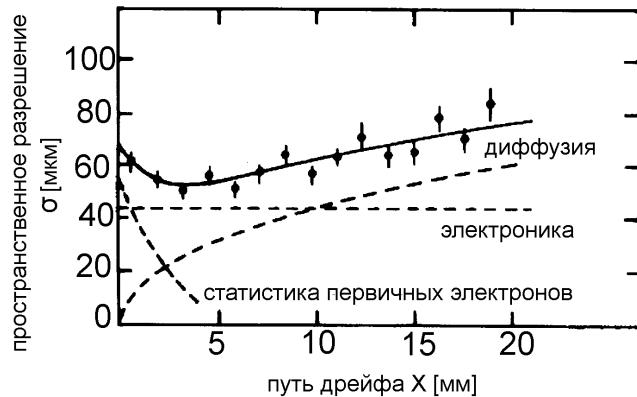


Рис. 4.32: Пространственное разрешение в дрейфовой камере как функция длины дрейфа [51,223].

Если траектория частицы перпендикулярна оси камеры, то электрон-ионные пары рождаются случайно вдоль трека частицы. Ближайшая к анодной проволочке электрон-ионная пара не обязательно родилась на прямой, соединяющей анод и потенциальную проволочку. Пространственные флуктуации места рождения зарядов приводят к большой разнице в путях дрейфа частиц, находящихся вблизи анодной проволочки. Однако они оказывают лишь несущественное воздействие на удаленные треки частиц (см. Рис. 4.33).

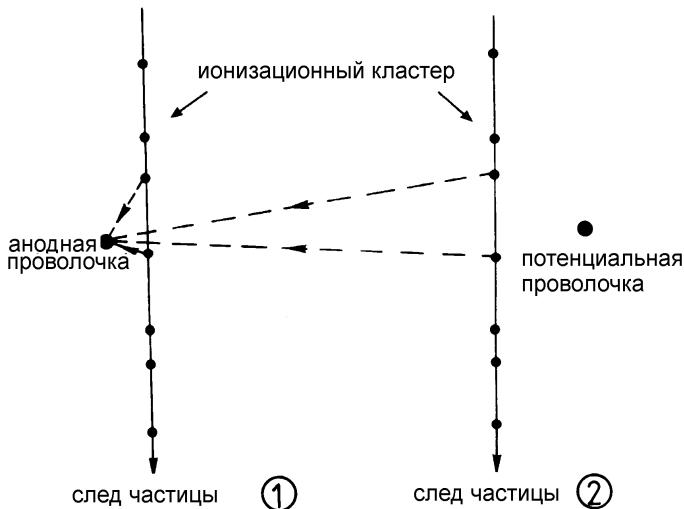


Рис. 4.33: Схематическое изображение различных путей дрейфа «ближних» и «удаленных» треков частиц для объяснения зависимости пространственного разрешения от флуктуаций первичной ионизации.

Естественно, что измерение времени не дает ответа на вопрос, с какой именно стороны частицы пришли на анод, с правой или левой. Двойной слой дрейфовых ячеек, в котором слои расположены в шахматном порядке (сдвинуты на половину ширины ячейки), помогает устранить эту право-левую неоднозначность (см. Рис. 4.34).

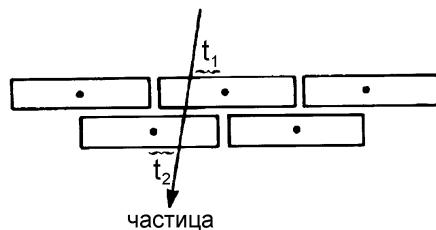


Рис. 4.34: Разрешение право-левой неоднозначности в дрейфовой камере.

В многопроволочных пропорциональных камерах между анодными проволочками существуют области низкой напряженности поля (см. Рис. 4.25 и 4.26). Как уже указывалось, качество поля можно значительно улучшить, введя потенциальные проволочки при отрицательном потенциале между двумя соседними анодными проволочками (Рис. 4.35).

Дрейфовые камеры могут достигать больших размеров [225–227]. При больших объемах дрейфа потенциал между анодной проволочкой и отрицательным потенциалом на концах камеры делится линейно с помощью катодных полосок, подсоединенных к цепочке сопротивлений — делителю напряжения (см. Рис. 4.36).

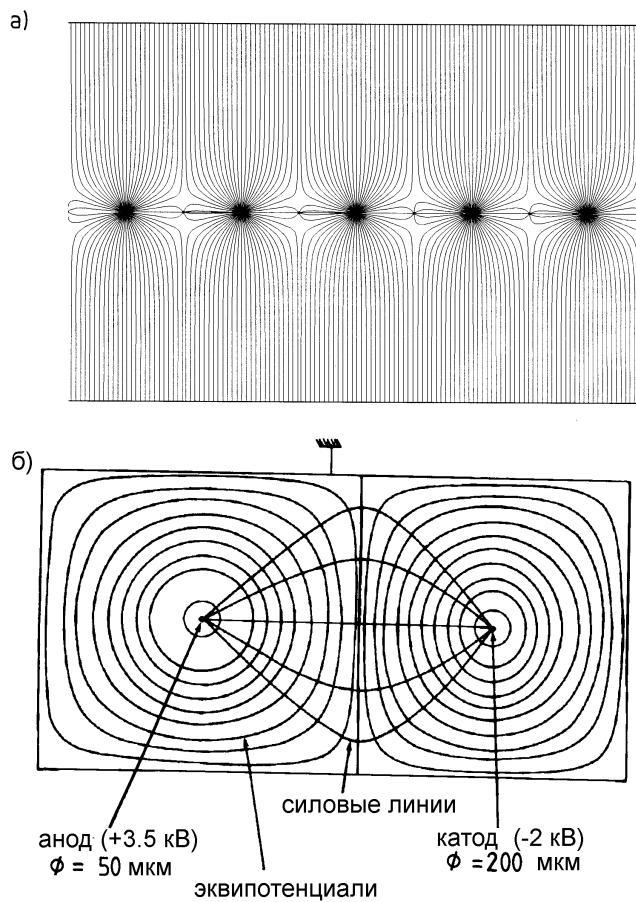


Рис. 4.35: Силовые линии в многопроволочной дрейфовой камере (а) и эквипотенциальные и силовые линии в ячейке многопроволочной дрейфовой камеры (б) [51,224].

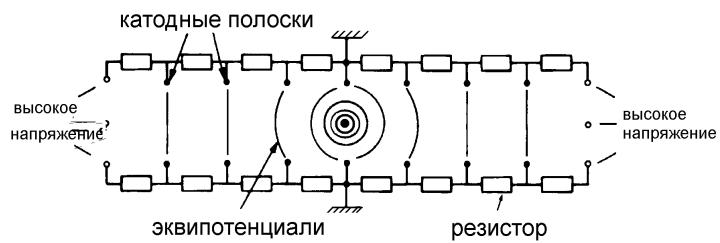


Рис. 4.36: Формирование поля в большой дрейфовой камере.

Максимальное пространственное разрешение, которого можно достичь для дрейфовых камер большой площади, в первую очередь определяется механическими допусками. Для больших камер типичной является величина 200 мкм. В маленьких камерах ( $10 \times 10 \text{ см}^2$ ) было получено пространственное разрешение в 20 мкм. В последнем случае основными ограничивающими факторами являются временные разрешение электроники и диффузия электронов на их пути к аноду. Определение координат вдоль проволочек можно произвести с помощью катодных подушечек.

Отношение между временем дрейфа  $t$  и длиной дрейфа в дрейфовой камере большой площади ( $80 \times 80 \text{ см}^2$ ) с одной анодной проволочкой показано на Рис. 4.37 [227]. Камера работала на газовой смеси из 93% аргона и 7% изобутана.

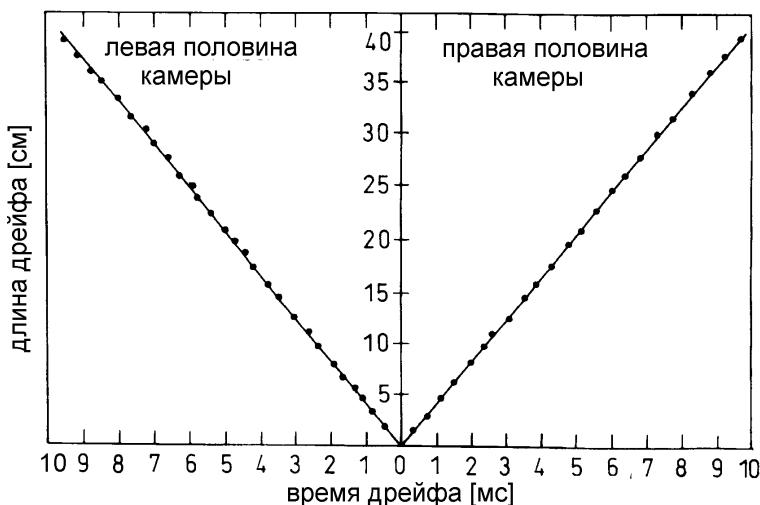


Рис. 4.37: Соотношение между временем и длиной дрейфа в большой дрейфовой камере ( $80 \times 80 \text{ см}^2$ ) с одной анодной проволочкой [227].

В дрейфовой камере большого объема можно добиться образования поля также и путем «закрепления» положительных ионов на изоляционных поверхностях камеры. В этих камерах изоляционная фольга крепится на катод большой площади, который лицевой стороной направлен к дрейфовому пространству (см. Рис. 4.38).

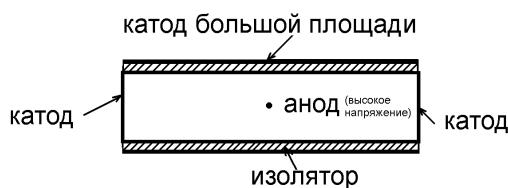


Рис. 4.38: Принцип конструкции безэлектродной дрейфовой камеры.

Вскоре после того, как к анодной проволочке было приложено высокое поло-

жительное напряжение, качество поля недостаточно для того, чтобы получился приемлемый электронный дрейф с хорошим пространственным разрешением по всему объему камеры (Рис. 4.39а). Положительные ионы, рожденные пролетающими частицами, начинают дрейфовать вдоль силовых линий к электродам. Электроны дрейфуют к анодной проволочке, а положительные ионы застрянут на внутренней стороне изоляции катода, тем самым выталкивая силовые линии из этой области. Через некоторое время («время зарядки») силовые линии станут параллельными стенкам камеры, то есть будет создана идеальная конфигурация поля для дрейфа (Рис. 4.39б [228,229]). Если стенки камеры не полностью изолирующие, т. е. их объемное или поверхностное сопротивление сдвинуто (Рис. 4.39в), то некоторые силовые линии все же заканчиваются на стенках камеры (Рис. 4.39с). Хотя в этом случае нельзя достичь идеального качества поля, чрезмерная зарядка катодов не наступает, так как стенки камеры обладают определенной проводимостью или прозрачностью, которые позволяют избавиться от избыточных поверхностных зарядов.

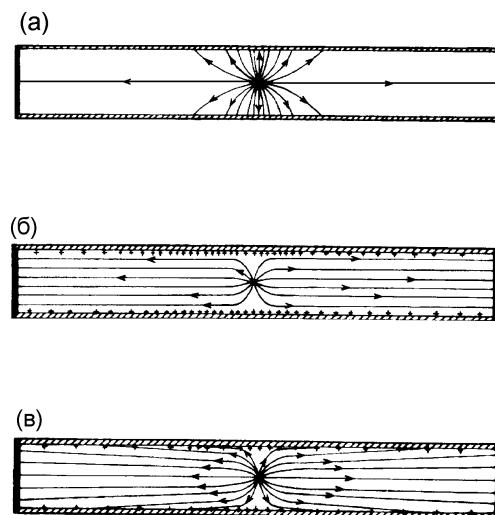


Рис. 4.39: Образование поля в безэлектродной дрейфовой камере путем закрепления ионов [228,229].

Первоначальные трудности с большим временем зарядки ( $\approx 1$  час), а также проблемы чрезмерной зарядки изоляторов при высоких загрузках можно преодолеть соответствующим подбором диэлектриков на катоде [230]. На указанных принципах были созданы камеры с различной геометрией (прямоугольные и цилиндрические камеры, дрейфовые трубы и т. д.) даже с большими дрейфовыми пробегами ( $> 1$  м) [231–234].

Принцип электронного дрейфа в дрейфовой камере может использоваться различными способами. Введение в дрейфовую камеру сетки позволяет отделить чисто дрейфовый объем от области газового усиления.

Выбор подходящих газов и напряжения позволяет добиться очень низких скоростей дрейфа в объеме дрейфа, так что ионизационную структуру трека заряженной частицы можно разрешить электронным способом (принцип камеры с

временным расширением) [235,236]. Использование очень маленьких межпроволочных зазоров также делает возможным достижение высоких скоростей счета на единицу площади, так как скорость счета на проволочку в этом случае остается в разумных пределах.

Индукционные дрейфовые камеры [237–239] за счет использования анодных и потенциальных проволочек с маленькими относительными расстояниями также имеют высокое пространственное разрешение. Образование электронной лавины на аноде индуцирует зарядовые сигналы на соседних следящих электродах (пикалах), что одновременно позволяет определить угол влета частицы, а также разрешить право-левостороннюю неоднозначность. В индукционных дрейфовых камерах зазор между анодами маленький, так что они могут с успехом применяться в экспериментах с высокими уровнями загрузок, в частности для исследования электрон-протонных взаимодействий в накопительном кольце при высоких частотах повторения (например, на HERA). На таких камерах загрузки могут достигать до  $10^6$  Гц на 1 мм<sup>2</sup>.

Конечное время дрейфа можно также с успехом использовать для того, чтобы решить, представляет или нет интерес событие в детекторе. Это преимущество может быть реализовано, например, в многоступенчатой лавинной камере. На Рис. 4.40 показан принцип ее работы [240].

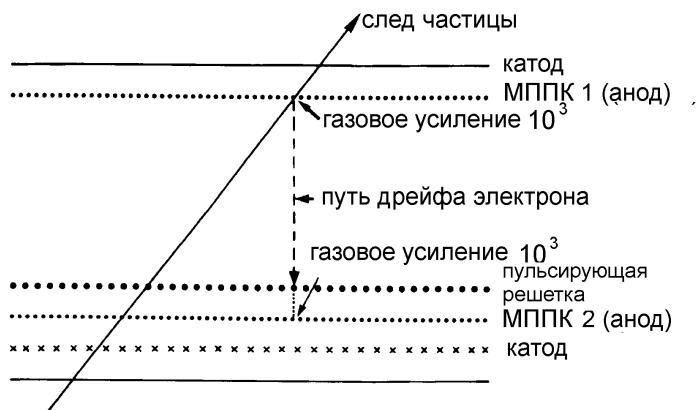


Рис. 4.40: Принцип работы многоступенчатой лавинной камеры [240].

Детектор состоит из двух многопроволочных пропорциональных камер, газовое усиление в которых сравнительно невелико ( $\approx 10^3$ ). Все частицы, попадающие в детектор, дают относительно небольшие сигналы в обеих пропорциональных камерах. Электроны из лавины в первой камере могут переместиться с определенной степенью вероятности в область дрейфа, расположенную между камерами. В зависимости от ширины дрейфового пространства электронам потребуется несколько сот наносекунд для того, чтобы попасть во вторую камеру. Конец дрейфового пространства задается проволочной сеткой, которая «отпирается» импульсом напряжения в том случае, если внешняя логика подсказывает, что наблюдается интересное событие. В этом случае число дрейфующих электронов вновь возрастет в  $10^3$  раз, так что газовое усиление во второй камере составит  $10^6 \epsilon$ , где  $\epsilon$  — средняя вероятность переноса электрона из первой ка-

меры в дрейфовое пространство между камерами. Если значение  $\varepsilon$  достаточно велико (например, больше 0.1), сигнал во второй камере будет достаточно большим для того, чтобы запустить ее считающую электронику. Однако подобные «газовые задержки» в настоящее время реализуются, в основном, в чисто электронных схемах задержки.

В экспериментах на электрон-позитронных накопительных кольцах и в будущих протон-протонных коллайдерах для регистрации мюонов требуются камеры большей площади. В качестве мюонных камер могут использоваться, например, слои стримерных трубок. Для точной реконструкции продуктов распада при поиске, например, частиц Хиггса обязательным условием является высокое пространственное разрешение. Этим условиям отвечают модульные дрейфовые камеры [241, 242].

## 4.8 Цилиндрические проволочные камеры

Для экспериментов на накопительных кольцах были разработаны цилиндрические детекторы, которые удовлетворяют требованию максимального телесного угла (так называемые  $4\pi$ -детекторы). В самых первых экспериментах использовались цилиндрические искровые камеры с большим числом зазоров [104] (см. Раздел 4.15) и многопроволочные пропорциональные камеры. Однако в последнее время в экспериментах по измерению траекторий частиц и определению удельной ионизации заряженных частиц используются практически только дрейфовые камеры.

Существует несколько типов таких детекторов: цилиндрические дрейфовые камеры, в которых слои проволочек образуют цилиндрическую поверхность; струйные камеры, в которых дрейфовое пространство сегментировано в азимутальном направлении, и времязадеяционные камеры (ВПК), чувствительный объем которых практически свободен от каких-либо материалов (за исключением рабочего газа) и где информация о траекториях частиц передается на торцевые детекторы.

Цилиндрические дрейфовые камеры, работающие в магнитном поле, позволяют определять импульсы заряженных частиц. Поперечный импульс  $p$  (в ГэВ/с) заряженных частиц вычисляется по величине аксиального магнитного поля  $B$  (в Тл) и радиуса кривизны трека  $\varrho$  (в метрах) следующим образом:

$$p = 0.3B\varrho .$$

### 4.8.1 Цилиндрические пропорциональные и дрейфовые камеры

На Рис. 4.41 показан принцип устройства цилиндрической дрейфовой камеры. Все проволочки натянуты вдоль направления магнитного поля (ось  $z$ ). Слои анодных проволочек чередуются слоями потенциальных проволочек. В цилиндрических дрейфовых камерах потенциальная проволочка натянута между двумя анодными. Два соседних слоя анодных проволочек разделены цилиндрическим слоем потенциальных. При самой простой конфигурации индивидуальные дрейфующие ячейки являются трапециoidalными там, где 8 потенциальных прово-

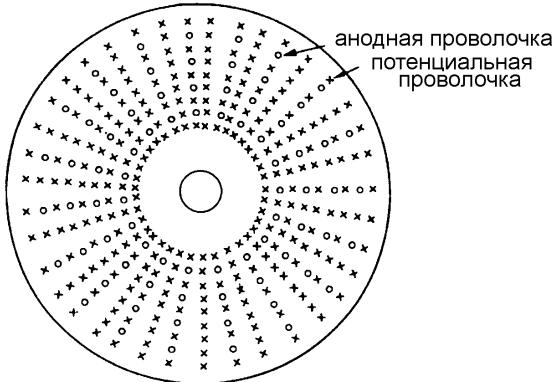


Рис. 4.41: Схематическое изображение цилиндрической дрейфовой камеры. На рисунке показан вид камеры перпендикулярно проволочкам.

лочек формируют границы ячейки. На Рис. 4.41 показана проекция в плоскости  $r\varphi$ , где  $r$  — расстояние от центра камеры, а  $\varphi$  — азимутальный угол. Помимо трапециoidalной используются и другие геометрии дрейфовых ячеек [1].

В так называемых открытых трапециoidalных ячейках на плоскостях потенциальных проволочек пропускается каждая вторая из них (Рис. 4.42).

Качество поля может быть улучшено путем использования закрытых ячеек (Рис. 4.43). Но при этом число проволочек увеличивается. Компромиссным вариантом по отношению к вышеупомянутым конфигурациям дрейфовых ячеек является их гексагональная структура (Рис. 4.44). При всех этих конфигурациях потенциальные проволочки имеют больший диаметр ( $\phi \approx 100$  мкм) по сравнению с анодными проволочками ( $\phi \approx 30$  мкм).

Все проволочки натянуты между двумя торцевыми фланцами, которые должны принимать на себя все проволочное натяжение. У больших цилиндрических проволочных камер с несколькими тысячами анодных и потенциальных проволочек это натяжение может достигать нескольких тонн.

Конфигурации, описанные до сих пор, не позволяют определять координату вдоль проволочки. Так как в данной конфигурации сегментировать катодные проволочки невозможно, были придуманы другие способы определения требуемой координаты. Один из методов определения  $z$ -координаты заключается в измерении токовых сигналов  $I_1$  и  $I_2$  на концах каждой анодной проволочки [243, 244]. Соотношение  $(I_1 - I_2)/(I_1 + I_2)$  определяет положение лавины и тем самым точку прохождения частицы (метод деления заряда). Можно также легко измерить время распространения сигналов по анодным проволочкам на обоих концах. Метод деления заряда позволяет добиваться точности измерения координаты порядка 1% от длины проволочки. Такую же точность можно получить, если использовать быстродействующую электронику в методе «времени распространения».

Другой метод измерения положения лавины вдоль чувствительной проволочки основан на использовании в качестве линий задержки спиральных проволочек диаметром меньше 2 мм, натянутых параллельно чувствительной проволочке [245]. Этот метод, который представляется достаточно сложным с механической точки зрения для больших систем детекторов, позволяет делать измере-

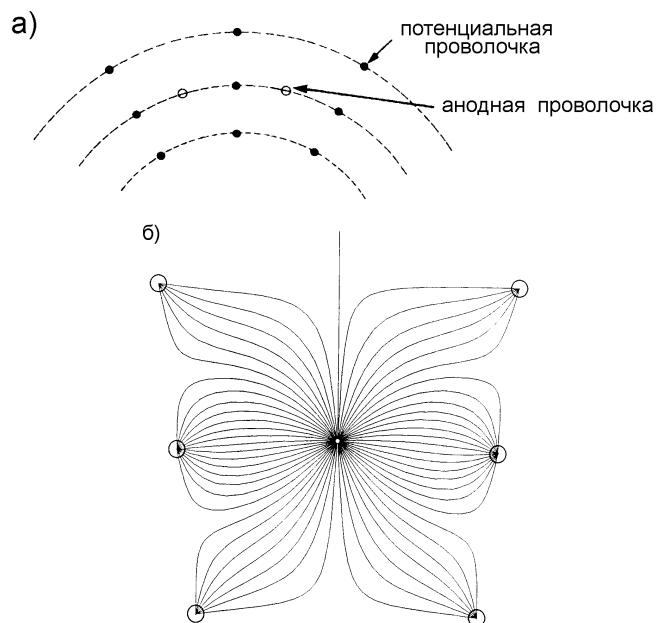


Рис. 4.42: а) Геометрия открытой дрейфовой ячейки. б) Силовые линии в открытой дрейфовой ячейке [184].

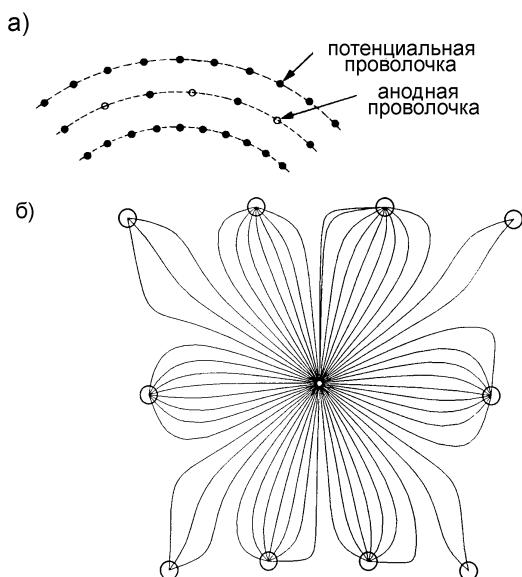


Рис. 4.43: а) Геометрия закрытой дрейфовой ячейки. б) Силовые линии в закрытой дрейфовой ячейке [184].

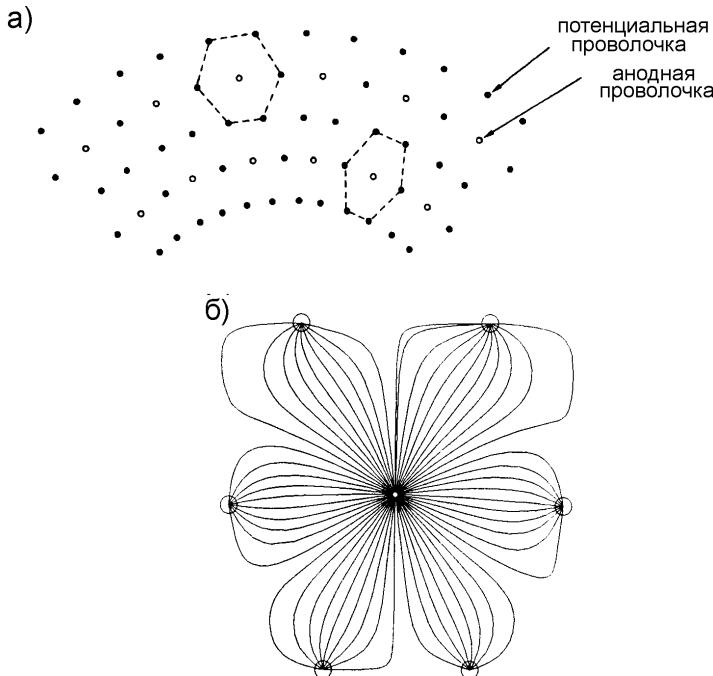


Рис. 4.44: а) Геометрия гексагональной дрейфовой ячейки. б) Силовые линии гексагональной дрейфовой ячейки [184].

ния с точностью до 0.1% вдоль проволочек. Если линия задержки расположена между двумя близко расположенными проволочками, тогда удается избавиться и от лево-правосторонней неоднозначности. Более сложное считывание с линий задержки позволяет достичь еще более высоких пространственных разрешений [246,247].

Однако существует и четвертый способ определения  $z$ -координаты вдоль проволочки. В этом случае некоторые анодные проволочки натянуты не строго параллельно оси, а наклонены на небольшой угол к ней (так называемые «стереопроволочки»). Пространственное разрешение  $\sigma_{r,\varphi}$ , измеренное перпендикулярно анодным проволочкам, затем пересчитывается в разрешение  $\sigma_z$  вдоль анодной проволочки в соответствии со следующим выражением:

$$\sigma_z = \frac{\sigma_{r,\varphi}}{\sin \gamma},$$

где  $\gamma$  — стереоугол (см. Рис. 4.45). При типичных разрешениях  $r\varphi$  в 200 мкм достигается разрешение порядка  $\sigma_z = 3$  мм, если стереоугол составляет  $\gamma \approx 4^\circ$ . В этом случае разрешение по  $z$  не зависит от длины проволочки. Величина стереоугла ограничивается максимально допустимым поперечным размером ячейки. Цилиндрические дрейфовые камеры со стереопроволочками также известны как гиперболические камеры, потому что наклоненные стереопроволочки имеют гиперболический прогиб относительно аксиальных анодных проволочек.

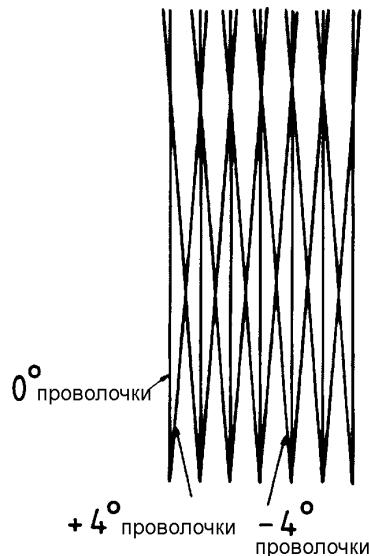


Рис. 4.45: Определение координаты вдоль анодной проволочки с использованием стереопроволочек.

Во всех типах камер, где поле дрейфа перпендикулярно магнитному полю, нужно уделять особое внимание углу Лоренца.

На Рис. 4.46 изображены траектории дрейфа электронов в открытой прямоугольной дрейфовой ячейке с и без аксиального магнитного поля [248, 249].

На Рис. 4.47 показана  $r\varphi$  проекция восстановленных треков частиц при электрон-позитронном взаимодействии (PLUTO) в цилиндрической многопроволочной пропорциональной камере [250].

На Рис. 4.47а видна четко выраженная двухструйная структура в процессе  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$  (рождение кварк-антикварковой пары в  $e^+e^-$  аннигиляции). На Рис. 4.47б показано особенно интересное с эстетической точки зрения событие электрон-позитронной аннигиляции. Восстановление трека в этом случае было выполнено только с помощью сработавших анодных проволочек и катодных полосок без использования информации о времени дрейфа (см. Раздел 4.5). Пространственные разрешения, полученные таким способом, не могут, конечно, сравняться с теми, которые можно получить в дрейфовой камере.

Цилиндрические многопроволочные пропорциональные камеры могут быть также сконструированы из слоев так называемых «соломенных» камер (Рис. 4.48) [195, 251–253]. Такие соломенно-трубчатые камеры очень часто используются в качестве вершинных детекторов в экспериментах на накопительных кольцах [254, 255]. Конструкция этих камер позволяет до минимума снизить риск обрыва проволочек. В цилиндрических камерах обычной конструкции обрыв одной единственной проволочки может сделать нечувствительными большие области детектора [256]. Напротив, в соломенно-трубчатых камерах ущерб наносится только элементу с оборванной проволочкой.

Соломенно-трубчатые камеры изготавливаются из тонкой алюминизированной майларовой фольги. Диаметр соломенных трубочек составляет от 5 до 10 мм,

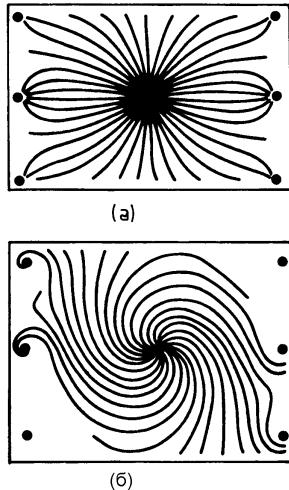


Рис. 4.46: Траектории дрейфа электронов в открытой прямоугольной дрейфовой ячейке а) без и б) с магнитным полем [248,249].

и они часто работают при повышенном давлении. Такие детекторы позволяют добиться пространственного разрешения в 30 мкм.

Из-за своего маленького размера эти камеры могут использоваться в экспериментах с высокими загрузками [257]. Из-за малой величины дрейфа электронов такие камеры могут также использоваться при больших магнитных полях без серьезного ухудшения пространственного разрешения [258].

С помощью многопроволочных дрейфовых модулей (Рис. 4.49) [255,259,260] можно также создавать очень компактные конфигурации с высоким пространственным разрешением.

В приведенном примере 70 дрейфовых ячеек размещены в гексагональной структуре с диаметром лишь 30 мм. На Рис. 4.50 показана структура электрического поля и эквипотенциальные линии индивидуальной дрейфовой ячейки [259]. На Рис. 4.51 показан трек одной частицы в таком многопроволочном дрейфовом модуле [259].

#### 4.8.2 Струйные дрейфовые камеры

В цилиндрических дрейфовых камерах содержится от 10 до 15 слоев анодных проволочек. Если требуется идентифицировать частицы путем измерения удельных энергетических потерь с помощью анодных проволочек, например, отдельить заряженные пионы от К-мезонов, то может оказаться, что измерений только  $dE/dx$  недостаточно.

Идентификация частиц требует точного измерения их импульса

$$p = mv = \gamma m_0 \beta c . \quad (4.21)$$

Из измеренного значения энергетических потерь (при достаточно высокой точности) можно определить скорость частицы, используя для этого формулу Бете-

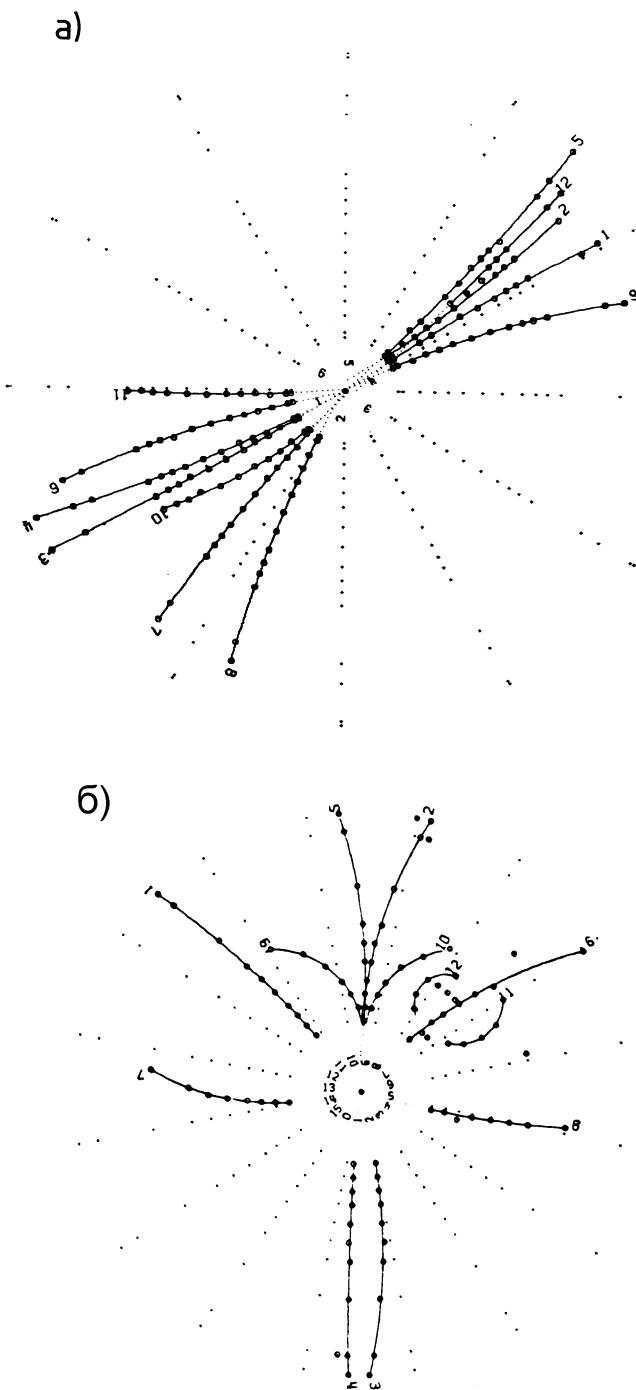


Рис. 4.47: Многотрековые события электрон-позитронного взаимодействия, измеренные в центральном детекторе PLUTO.

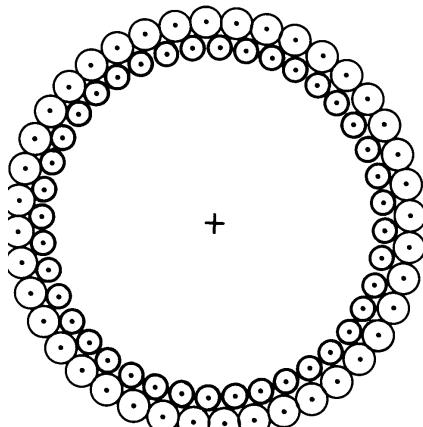


Рис. 4.48: Цилиндрическая конфигурация тонкостенных соломенно-трубчатых камер [251,195] (© 1989 IEEE).

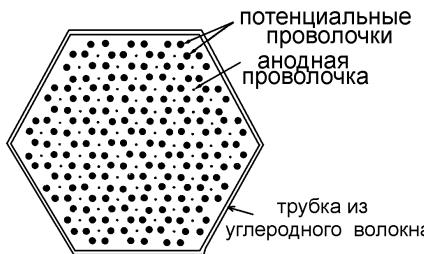


Рис. 4.49: Схематическое изображение многопроволочного дрейфового модуля. В этой гексагональной структуре каждая анодная проволочка окружена шестью потенциальными. В одном контейнере диаметром 30 мм, изготовленном из материала на основе углеродистого волокна, размещено семьдесят дрейфовых ячеек [259].

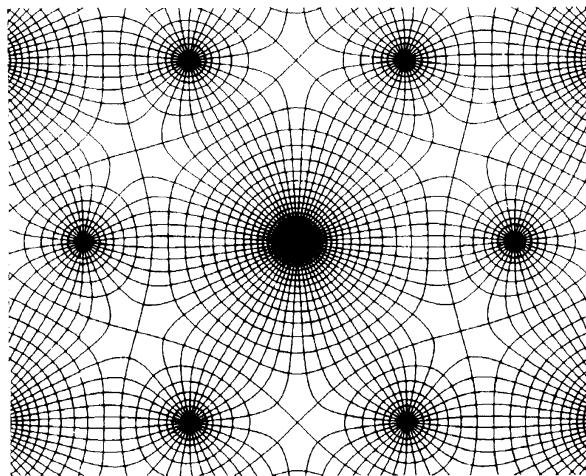


Рис. 4.50: Вычисленное электрическое поле и эквипотенциальные линии в одной индивидуальной гексагональной ячейке многопроволочного дрейфового модуля [259].

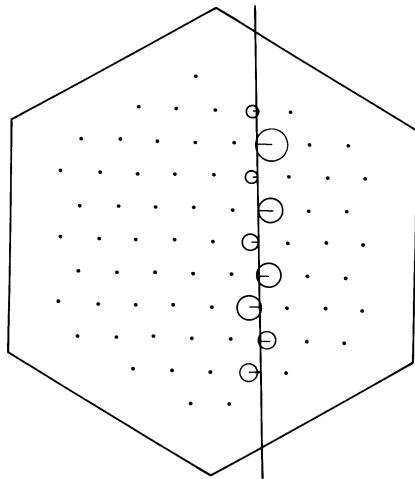


Рис. 4.51: Пример пролета одной частицы через многопроволочный дрейфовый модуль. Кружками обозначены измеренные времена дрейфа для сработавших проволочек. Трек частицы представляет собой общую касательную ко всем дрейфовым кружкам [259].

Блоха:

$$-\frac{dE}{dx} \propto \begin{cases} \frac{1}{\beta^2} & \text{при } \beta\gamma \ll 4; \\ \ln(\alpha\gamma) & \text{при } \beta\gamma \gg 4, \end{cases}$$

где  $\alpha$  — параметр, зависящий от типа частицы и материала мишени. Тем самым, с помощью выражения (4.21) можно определить массу частицы при известном значении импульса. В струйных дрейфовых камерах точное измерение энергетических потерь при ионизации достигается определением удельной ионизации на максимально возможном числе анодных проволочек. Центральный детектор в эксперименте JADE [261,262] на PETRA определяет энергетическую потерю заряженных частиц на 48 проволочках, которые натянуты параллельно магнитному полю. Цилиндрический объем дрейфовой камеры разделен на 24 радиальных сегмента. На Рис. 4.52 схематически показано принципиальное устройство одного из таких секторов, который в свою очередь подразделен на меньшие дрейфовые области по 16 анодных проволочек каждая.

Поле образовано потенциальными полосками на границах между двумя секторами. Электрическое поле перпендикулярно плоскостям проволочек, а также направлению магнитного поля. По этой причине электронный дрейф происходит под углом Лоренца, который определяется из напряженностей электрического и магнитного полей, а также скорости дрейфа. Для соленоидального  $\vec{B}$ -поля (см. Рис. 8.10) величиной в 0.45 Тл на JADE угол Лоренца составит  $\alpha = 18.5^\circ$ . Для того, чтобы достичь максимальной точности при измерении индивидуальных энергетических потерь, камера работает при давлении 4 атмосферы. Избыточное давление подавляет влияние статистики первичных ионов на пространственное разрешение. Однако важно не увеличить давление чрезмерно, так как логарифмическое увеличение энергетических потерь, являющееся основой для разделения частиц, при этом может уменьшиться.

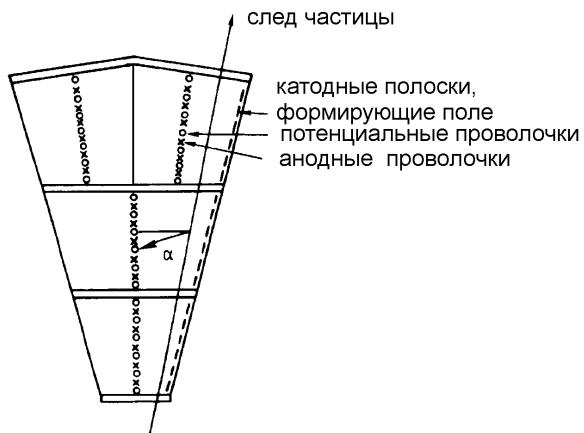


Рис. 4.52: Сегмент струйной дрейфовой камеры (согласно [1,261–263]). Полеобразующие катодные полоски показаны только с одной стороны сегмента. Для простоты и для того, чтобы не перегружать рисунок, на двух внутренних кольцах показано только по 5 анодных проволочек, а на внешнем кольце — только 6.

Определение координаты вдоль проволочки делается методом деления заряда.  $r\varphi$  проекция траекторий частиц в событии электрон-позитронного взаимодействия в дрейфовой камере JADE показана на Рис. 4.53 [261,262]. Изогнутые треки принадлежат заряженным частицам, а треки, показанные пунктиром, — нейтральным частицам, на которые магнитное поле не влияет (и которые не регистрируются камерой). Четко просматриваются 48 координат вдоль каждого из треков, выходящих из точки взаимодействия. Проблема лево-правосторонней неоднозначности в камере решается путем расположения анодных проволочек в шахматном порядке (см. также Рис. 4.54). Еще большая по размеру струйная дрейфовая камера установлена на детекторе OPAL на большом электрон-позитронном накопительном кольце LEP в ЦЕРНе [264].

Устройство новой струйной камеры MARK II (Рис. 4.54) очень сходно с устройством камеры JADE [265,266]. Ионизация, произведенная треками частиц в этом детекторе, собирается на анодных проволочкиах. Потенциальные проволочки между анодами и слоями полеобразующих проволочек создают поле дрейфа. Качество поля на концах дрейфовой ячейки улучшается с помощью дополнительных потенциальных проволочек. Траектории дрейфа в этой струйной камере в присутствии магнитного поля показаны на Рис. 4.55 [255,266].

#### 4.8.3 Времяпроекционные камеры (ВПК)

«Высшее сословие» семейства цилиндрических трековых детекторов (также подходящее и для других геометрий) в настоящее время представлено времяпроекционными камерами [268]. Помимо газа в данном типе детектора нет никаких других конструкционных элементов, поэтому он представляется оптимальным с точки зрения минимизации многократного рассеяния и конверсии фотонов. На Рис. 4.56 показан вид времяпроекционной камеры сбоку, с помощью которого

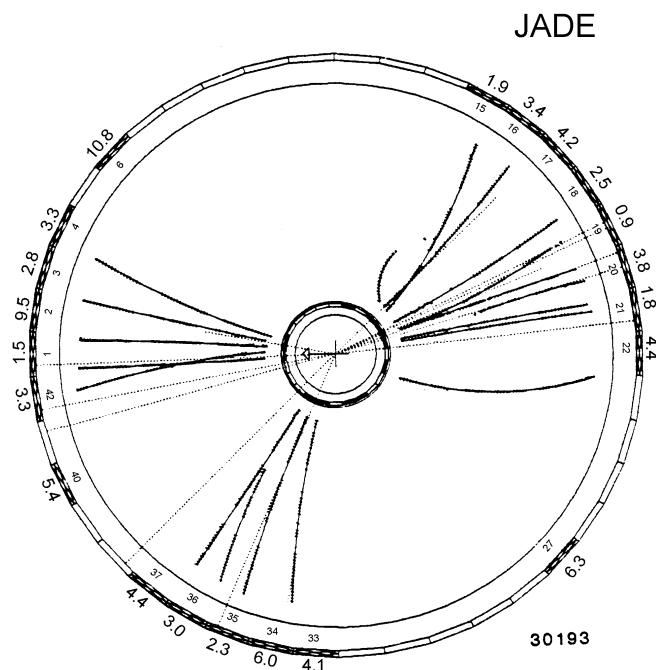


Рис. 4.53:  $r\varphi$  проекция продуктов взаимодействия в событии электрон-позитронного столкновения на центральном детекторе JADE [261,262,267].

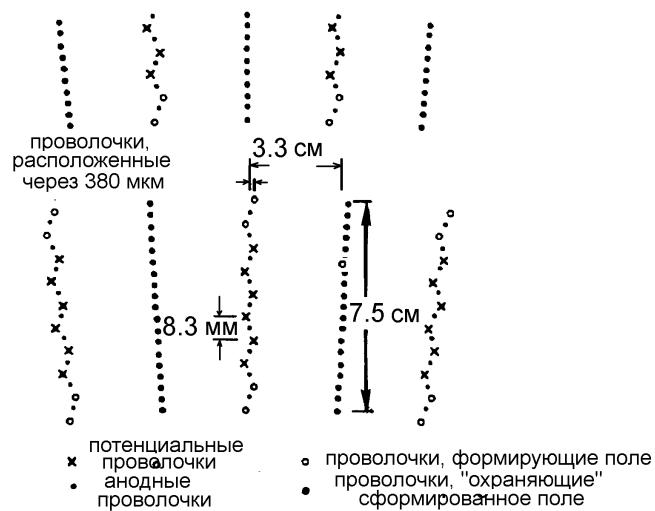


Рис. 4.54: Геометрия дрейфовой ячейки в новой струйной дрейфовой камере детектора MARK II [265,266].

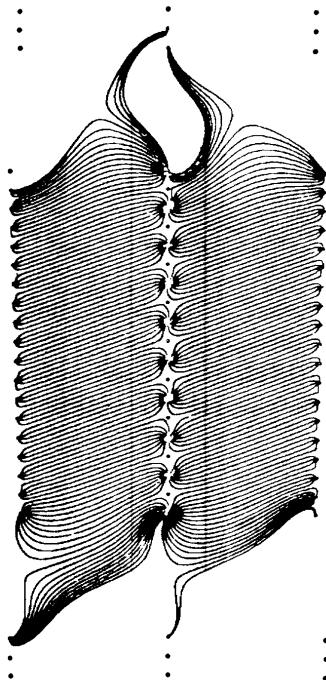


Рис. 4.55: Вычисленные траектории дрейфа в ячейке струйной дрейфовой камеры при наличии магнитного поля [265,266].

можно понять принцип ее устройства.

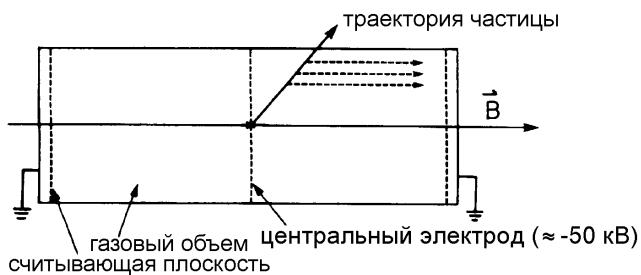


Рис. 4.56: Принцип работы времяпроекционной камеры [268].

Камера разделена на две половины с помощью центрального электрода. Типичным газом счетчика является смесь аргона и метана (90:10).

Первичная ионизация производится дрейфами заряженных частиц в электрическом поле — обычно направленными параллельно магнитному полю — в направлении торцевых пластин камеры, которые в большинстве случаев состоят из многопроволочных торцевых детекторов. Магнитное поле подавляет диффузию, идущую в перпендикулярном полю направлении. Это достигается действием магнитных сил на дрейфующие электроны, которые, как следствие этого, закручива-

ются спиралью вокруг направления магнитного поля. При типичных значениях напряженности электрического и магнитного полей, получаются лармировские радиусы менее 1 мкм. Время прибытия первичных электронов на концевые пластины позволяет найти  $z$ -координату вдоль оси цилиндра. Схема одной торцевой пластины приведена на Рис. 4.57.

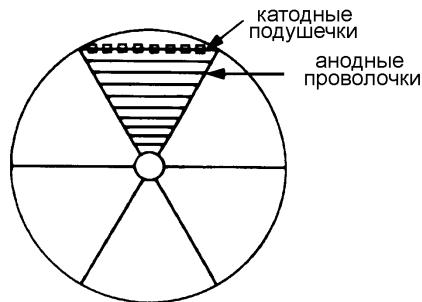


Рис. 4.57: Принцип устройства считывания с подушечки в торцевой многопроволочной пропорциональной камере. Изображены анодные проволочки и несколько катодных подушечек в одном секторе.

Газовое усиление первичной ионизации происходит на анодных проволочках, натянутых в азимутальном направлении. Радиальную координату  $r$  в принципе можно получить из сработавшей проволочки (для коротких проволочек). Для того, чтобы получить трехмерные координаты, катодам сегментов торцевой многопроволочной пропорциональной камеры обычно придается подушечная структура. Таким образом, считывая положение сработавшей подушечки, мы получаем и радиальную координату. Кроме этого, подушечки дают координату вдоль анодной проволочки, в результате чего определяется азимутальный угол  $\varphi$ . Итак, в ВПК можно определить координаты  $r$ ,  $\varphi$  и  $z$ , т. е. точку в трехмерном пространстве для каждого кластера первичных электронов, рожденных в процессе ионизации.

Аналоговые сигналы на анодных проволочках обеспечивают информацию о величине удельных энергетических потерь и могут использоваться, соответственно, для идентификации частиц. Типичная величина магнитного поля составляет  $\approx 1.5$  Тл, а электрического — около 20 кВ/м. Так как в данном случае электрическое и магнитное поля параллельны, то угол Лоренца равен нулю, и электроны дрейфуют параллельно  $\vec{E}$  и  $\vec{B}$ .

Проблема, однако, возникает из-за большого числа производимых в процессе газового усиления на торцевых пластинах положительных ионов, которым нужно совершать длинный дрейф до центрального электрода. Из-за сильного пространственного заряда дрейфующих положительных ионов качество поля ухудшается. Проблему можно разрешить, вставив дополнительную сетку («ворота») между дрейфовым объемом и торцевой многопроволочной пропорциональной камерой (см. Рис. 4.58).

Эти «ворота» обычно закрыты и открываются на короткий период времени в том случае, если внешний триггер сигнализирует о наступлении интересного события. Закрытые «ворота» не дают ионам дрейфовать обратно в дрейфовый

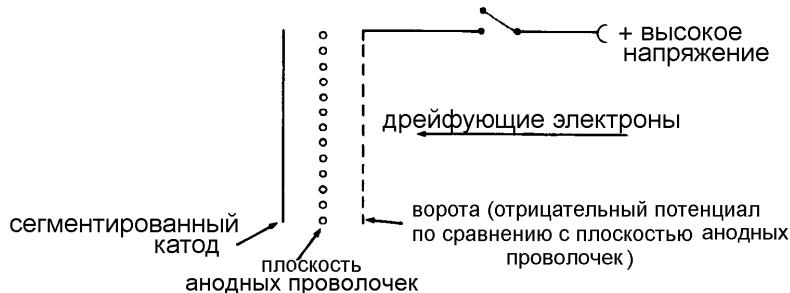


Рис. 4.58: Принцип работы «ворот» для времепроекционной камеры.

объем. Тем самым качество электрического поля в чувствительном объеме детектора остается неизменным [1]. Это значит, что с помощью «ворот» достигаются две цели одновременно. С одной стороны, предотвращается попадание электронов из дрейфового объема в область газового усиления в торцевой многопроволочной пропорциональной камере. А с другой — для интересных событий — предотвращается обратный дрейф положительных ионов в собственно объем детектора. На Рис. 4.59 изображен принцип работы «ворот» времепроекционной камеры детектора ALEPH [270].

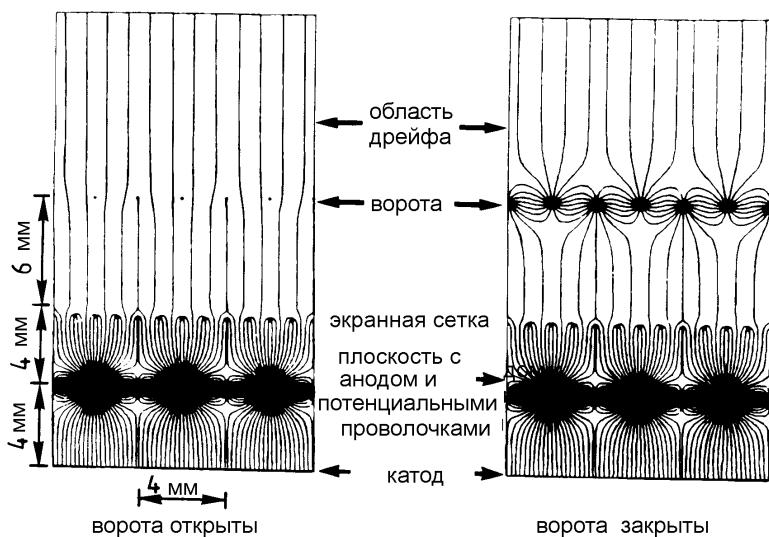


Рис. 4.59: Принцип работы «ворот» времепроекционной камеры детектора ALEPH [270].

При открытых «воротах» попадание ионизирующих электронов в область газового усиления не предотвращается. Закрытые «ворота», однако, заставляют положительные ионы сосредоточиться в области газового усиления. Закрытые «ворота» также предотвращают попадание электронов в область газового усиления из дрейфового объема. Если наступает интересное событие, то ворота от-

крываются, чтобы первичные электроны попали в область газового усиления, а затем закрываются, чтобы помешать дрейфу обратно в объем детектора положительным ионам, рожденным в ходе лавинного процесса.

ВПК могут создаваться большими по размеру (диаметр  $\geq 3$  м, длина  $\geq 5$  м). Они содержат большое число аналоговых каналов считывания (число анодных проволочек  $\approx 5000$ , а катодных подушечек  $\approx 50000$ ). На один трек можно получить несколько сот точек, что гарантирует точное определение радиуса кривизны и точное измерение энергетических потерь, что является необходимым условием для идентификации частиц [270–272]. Недостаток ВПК заключается в том, что они не справляются с высокими загрузками: время дрейфа электронов в объеме детектора составляет 40 мкс (при пути дрейфа в 2 м), а считывание аналоговой информации также требует нескольких микросекунд.

В больших времяпроекционных камерах типичные значения пространственного разрешения составляют  $\sigma_z = 1$  мм и  $\sigma_{r,\varphi} = 160$  м. Следует отметить, что для определения  $z$ -координаты требуется точное знание скорости дрейфа. Однако ее можно прокалибровать и мониторировать по ионизационным трекам, генерированным ультрафиолетовым лазером.

На Рис. 4.60 показана  $r\varphi$  проекция события электрон-позитронной аннигиляции во времяпроекционной камере детектора ALEPH [270,271].

Торцевой детектор состоит из двух колец, выполненных из шести (внутреннее кольцо) и двенадцати (внешнее кольцо) сегментов многопроволочной пропорциональной камеры.

Времяпроекционные камеры могут также работать на жидких инертных газах. Времяпроекционные камеры на жидком аргоне представляют собой электронную замену пузырьковым камерам. Они позволяют получать трехмерное восстановление событий. Помимо этого, они одновременно могут служить в качестве калориметрических детекторов (см. главу 7). Они постоянно готовы к срабатыванию и могут, по сути, подавать запускающий сигнал с помощью сцинтилляционного света, излучаемого жидким инертным газом (см. Раздел 5.2) [273–278]. Электронное разрешение картинок, подобных даваемым пузырьковыми камерами, составляет порядка 100 мкм.

Для работы больших времяпролетных камер на жидком аргоне требуется, однако, сверхчистый аргон (с содержанием примесей  $< 10^{-10}$ ) и низкошумящие предусилители с высокими эксплуатационными характеристиками, так как в рабочей среде счетчика газового усиления не происходит. С помощью многотонных жидкогоаргоновых ВПК можно изучать редкие явления в подземных экспериментах, начиная с нуклонного распада и кончая наблюдениями за солнечными нейтрино [279,280].

Самозапускающиеся времяпроекционные камеры также успешно работают на жидком ксеноне [281,282].

## 4.9 Времяпроекционные камеры с оптическим съемом

Принцип работы времяпроекционной камеры с оптическим съемом во многом схож с принципом работы времяпроекционной камеры. Ее геометрическая

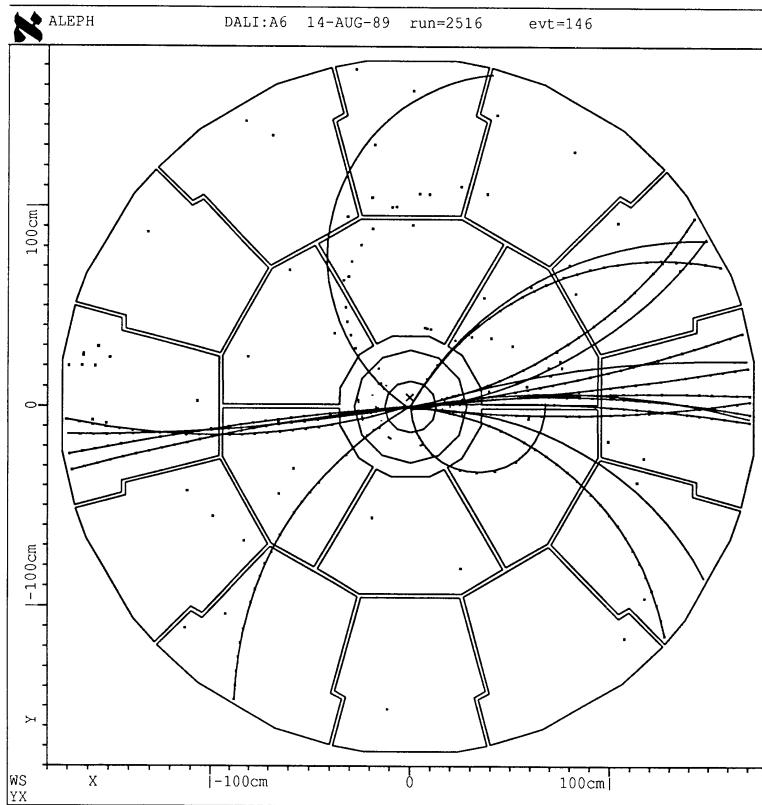


Рис. 4.60:  $r\varphi$  проекция электрон-позитронной аннигиляции во времяпроекционной камере детектора ALEPH [270,271].

форма не обязательно должна быть цилиндрически симметричной. Из-за схожести с ВПК описание камеры с оптическим съемом можно найти под заголовком «Цилиндрические камеры». В конце концов времяпроекционные камеры не обязательно должны иметь цилиндрическую форму. Геометрию многопроволочных дрейфовых камер нужно выбирать таким образом, чтобы наилучшим образом отвечать той цели, для которой используется каждая конкретная камера.

Как и времяпроекционная, камера с оптическим съемом представляет собой детектор большого объема, заполненный газом и работающий в однородном электрическом поле. Треки регистрируются в чувствительном объеме камеры, а ионизация дрейфует, как и в ВПК, на торцах камеры. Информация о дрейфе собирается на торцах, которые могут представлять собой плоские многопроволочные пропорциональные камеры или какой-то другой тип плоских камер с параллельными электродами. Однако, в отличие от ВПК, информация о треках не считывается электронно. При большом газовом усилении, которое приводит при формировании лавины к сильному увеличению числа фотонов, можно получить оптическое изображение трека. Эмиссия фотонов электронными лавинами фотографируется в проекции таким же образом, как это делается и в стримерных

камерах (см. Раздел 4.13). На Рис. 4.61 показан принцип работы такой камеры изображения. Треки ионизации образуются в чувствительном объеме детекто-

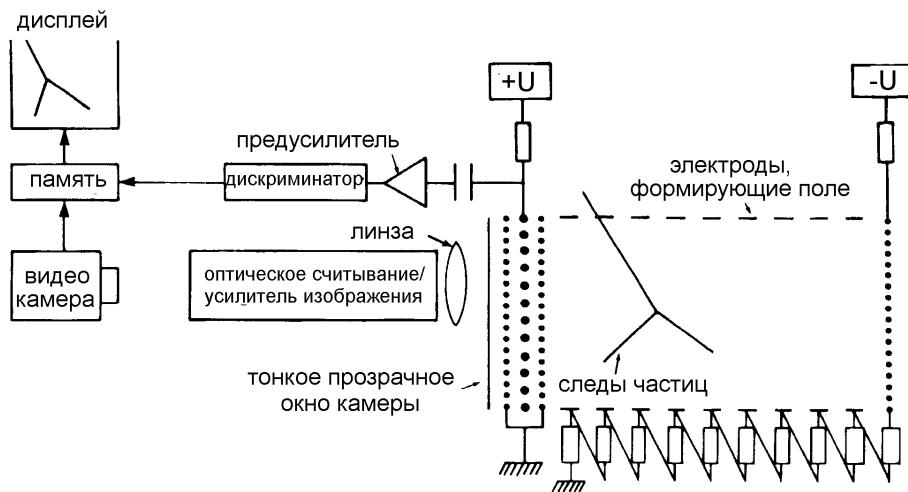


Рис. 4.61: Принцип работы камеры с оптическим съемом

ра и «передаются» на торцы детектора. Система оптического считывания дает проекции треков [265,283].

В процессе формирования лавины происходит множественное рождение фотонов, однако преимущественно с короткими длинами волн, для которых длина поглощения достаточно мала. Газ камеры почти непрозрачен для этих коротковолновых фотонов. Поэтому для успешной работы камеры с оптическим съемом важно подобрать такую газовую смесь, в которой в период образования лавины могло бы рождаться достаточно большое число фотонов в оптическом диапазоне длин волн. Возможно использование газовой смеси, состоящей из аргона, метана и TEA, которая дает максимальную эмиссию на длине волны  $\approx 300$  нм (TEA =  $(C_2H_5)_3N$ ) [283,285].

Если торцевой детектор работает в стримерном режиме, то получается большой световой выход. Однако в этом случае теряется пропорциональность между энергетическими потерями регистрируемой частицы и зарегистрированным светом или зарядом. Если используется газовое усиление такой величины, что пропорциональность сохраняется, то система оптического считывания должна быть обеспечена большим усилением (интенсификатором изображения). Тогда энергетические потери заряженных частиц можно также измерить путем считывания зарядового сигнала на проволочках камеры с помощью аналогово-цифровых преобразователей (АЦП). Если помимо зарядового профиля треков представляют интерес и пространственные координаты треков, то сигналы должны также считываться с помощью время-цифровых преобразователей. В этом случае, как и в случае ВПК, требуется внешний сигнал запуска, поступающий, например, от совпадения срабатывания сцинтилляционных счетчиков.

## 4.10 Эффекты старения в проволочных камерах

Образование лавин в многопроволочных пропорциональных или дрейфовых камерах может также рассматриваться как микроплазменный разряд. В плазме электронной лавины газы, пары и другие возможные примеси частично разлагаются, в результате чего могут образоваться агрессивные радикалы (фрагменты молекул). Эти свободные радикалы могут затем формировать длинные цепочки молекул, т. е. может начаться полимеризация. Образовавшиеся полимеры могут прилипать к электродам проволочной камеры, тем самым уменьшая газовое усиление при фиксированном прилагаемом напряжении: камера стареет. После того, как на анодах отложится определенный заряд, характеристики камеры ухудшаются настолько, что она станет непригодной для точных измерений (например, для измерений энергетических потерь для идентификации частиц).

Какие же процессы представляются важными в настоящее время с точки зрения преждевременного старения дрейфовых камер и какие шаги можно предпринять для увеличения срока их жизни?

Процессы старения представляют собой сложный комплекс явлений. Сравнивать между собой различные экспериментальные результаты, касающиеся старения, чрезвычайно сложно, т. к. явления, о которых идет речь, зависят от большого числа параметров, и в каждом эксперименте мы имеем дело с их различными наборами. Тем не менее, некоторые совершенно конкретные выводы могут быть сделаны, хотя детально понять процессы старения нам еще только предстоит [284–292]. Характеристика основных параметров, относящихся к проволочным камерам, дана ниже [284,286].

Обычно многопроволочная пропорциональная или дрейфовая камера заполнена смесью инертного газа с одной или несколькими примесями. Невозможно полностью избавиться от примесей в газе или предотвратить их попадание в него из-за обезгаживания детекторных компонентов. В электронной лавине, формирующемся в газовой среде в непосредственной близости от анодной проволочки, рождается большое число молекул. Энергия, требуемая для того, чтобы разрушить ковалентные связи, обычно на три порядка ниже ионизационного потенциала. Если электроны или фотоны лавины разрушают связи молекул газа, то образуются радикалы, обычно имеющие достаточно большой дипольный момент. Из-за большой напряженности электрического поля вблизи проволочки эти радикалы притягиваются к аноду, и с течением времени вокруг него может сформироваться слабопроводящее или даже изолирующее покрытие, делающее проволочки шумящими. Анодные отложения, обладающие проводимостью, увеличивают диаметр анода, из-за чего газовое усиление уменьшается. Из-за относительно высокой химической активности радикалов на аноде могут образовываться различные соединения. Ожидаемая скорость полимеризации должна быть пропорциональна плотности радикалов, которая, в свою очередь, пропорциональна плотности электронов в лавине. По этой причине полимеризационные эффекты будут возрастать с увеличением величины заряда, отложившегося на аноде. Однако, воздействию подвергается не только анод. В ходе образования полимеров с положительным зарядом они будут медленно двигаться в направлении катода. Это подтверждается картиной «проводочных теней», которые могут формироваться из отложений на плоских катодах [284,286].

Типичные отложения состоят из углерода, тонких оксидных слоев или соединений кремния. Тонкие слои оксидов металлов являются чрезвычайно фоточувствительными. Если такие слои образуются на катодах, то даже光子 с низкой энергией могут освобождать электроны от катода за счет фотоэлектрического эффекта. Для этих фотоэлектронов работает газовое усиление, что увеличивает накопление заряда на аноде, тем самым ускоряя процесс старения. Отложения на электродах могут образовываться даже в период монтажа камеры, например, от отпечатков пальцев. Используемые газы, даже сверхчистые, могут загрязняться в ходе сборки камеры очень маленькими капельками масла или кремниевой пыли ( $\text{SiO}_2$ ). Эти загрязнители, даже если их относительное содержание всего  $\approx 10^{-6}$ , могут явиться причиной возникновения значительных эффектов старения.

Как только на электродах образуется покрытие из отложений, то между их слоем и электродом сразу становится возможным формирование сильного электрического поля, создаваемого испусканием вторичных электронов из электродного покрытия («эффект Мальтера» [293]). В результате этого, сильные электрические поля могут вызвать полевую эмиссию электронов, что снижает срок жизни камеры.

Какие же параметры на сегодня являются самыми существенными, способными вызывать процесс старения или ускорять его и какие меры предосторожности нужно соблюдать при монтаже камер? Также интересно было бы узнать, существуют ли способы очистки («омолаживания») стареющих проволочек.

В целом можно предположить, что чистые газы, свободные от каких-либо примесей, замедляют процесс старения. Газы должны иметь максимально возможную сопротивляемость к полимеризации. Однако использовать сверхчистые газы имеет смысл только в том случае, если можно гарантировать, что загрязнение в объеме детектора из-за дегазации материалов и газовых трубок может быть предотвращено.

Кроме нежелательных загрязнителей есть и ряд добавок, оказывающих положительное влияние на процесс старения. Поэтому, с одной стороны, важно избегать попадания в газ вредных примесей, которые могут вызвать полимеризацию, а с другой — добавлять примеси, которые могут продлить срок жизни камеры.

«Хорошими» примесями, как показывает опыт, являются атомный кислород и органические соединения, содержащие его, подобные  $-\text{COOH}$ ,  $-\text{CO}-$ ,  $-\text{OCO}-$ ,  $-\text{OH}$ ,  $-\text{O}-$ . Конечными продуктами реакции атомного кислорода с углеводородами являются  $\text{CO}$ ,  $\text{CO}_2$ ,  $\text{H}_2\text{O}$ , и  $\text{H}_2$ , т. е. стабильные и летучие молекулы, которые могут быть легко удалены из объема камеры устойчивым газовым потоком. Кислородосодержащие соединения обладают очень низкой способностью к образованию полимеров. Однако кислород с кремниевыми примесями может давать различные силикаты. «Хорошими» являются примеси  $\text{H}_2\text{O}$ , спиртов (метанола  $\text{CH}_3\text{OH}$ ; этианола  $\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$ ; изопропанола  $(\text{CH}_3)_2\text{CHOH}$ ); эфиров (диметилэфира  $(\text{CH}_3)_2\text{O}$ ) и метилала  $(\text{CH}_2(\text{OCH}_3))_2$ ). Эти соединения имеют большое сечение поглощения ультрафиолетового света, в результате которого подавляется боковое распространение лавины. Если эти кислородосодержащие молекулы разрываются от столкновений с электронами, то очень часто электроотрицательность кислорода помогает восстановлению разорванной связи. Дополнительным же преимуществом воды является то, что она улучшает проводимость уже существующих отложений, что помогает продлить срок жизни камеры.

Наличие примеси водорода, как показывает практика, также имеет положительный эффект, т. к. радикалы типа  $\text{CH}_2$ , рождающиеся в результате разложения молекул, легко приобретают свою первоначальную форму ( $\text{CH}_4$ ).

«Плохими» примесями, которые обычно ускоряют процесс старения камеры, являются углерод, углеродосодержащие полимеры, кремниевые соединения, галоиды и серосодержащие соединения. Очень часто уже бутилированный газ бывает загрязнен галоидными соединениями. Нередко в промышленно произведенных газах находятся следы масел с углеродосодержащими полимерами. Эти соединения могут также попасть в камеру через системы подачи газа, в которых могут присутствовать масла. Многие резиновые изолирующие слои, трубы («кремниевые трубы»), смазки («кремниевая смазка», используемая для изоляции) уже содержат кремниевые соединения. Полихлорвиниловые (ПХВ) трубы содержат хлор, что также способствует ухудшению качества газа.

Неблагоприятные эффекты, связанные с наличием указанных примесей, можно объяснить следующим образом [284,286]: связи в галоидных соединениях ( $\text{CCl}$ ,  $\text{CBr}$ ) слабее связей в углеродных соединениях. По этой причине галоидные углеводороды типа  $\text{CF}_2\text{Cl}_2$ ,  $\text{CH}_3\text{Cl}$ ,  $\text{C}_2\text{H}_3\text{Cl}$ , ..., подвергаются разложению на радикалы легче, чем, например, метан  $\text{CH}_4$ . Даже небольшое количество углеводородных соединений, которые содержат хлор, бром или фториды, могут значительно ускорить скорость полимеризации углеводородов типа  $\text{CH}_4$ ,  $\text{C}_2\text{H}_2$ ,  $\text{C}_2\text{H}_6$  и т. д.

Кремний, как самый часто встречающийся элемент на Земле, содержится во многих материалах, используемых в камерах. Это, например, Г-10 (стекловолоконная эпоксидная смола), различные масла и молекулярные фильтры. Кремний часто содержится в газовых бутылях в форме силана  $\text{SiH}_4$  или тетрафторсилана  $\text{SiF}_4$ . На электродах в первую очередь будет откладываться кремний, а также углеводороды, способные образовывать карбид кремния, который вместе с силикатами, имеющими из-за своей большой массы низкую летучесть, практически невозможно удалить из объема камеры.

Для того, чтобы подавить процесс старения, наряду с мерами, помогающими предотвратить попадание «плохих» примесей в газ камеры, и осторожным подбором элементов конструкции камеры и газовой системы можно использовать некоторые конструкционные особенности.

Чем больше поверхность катода, тем обычно меньше электрические поля вблизи него по сравнению с катодами из слоев проволочек. Поэтому у непрерывных катодов тенденция к накоплению отложений ниже, чем у катодных проволочек. Отложения, совершенно очевидно, оказывают на тонкие анодные проволочки больший эффект, чем на толстые. Тщательный отбор материала электродов также может сильно повлиять на срок жизни камеры. Вольфрамовые золоченные проволочки могут достаточно хорошо противостоять примесям, тогда как проволочки из материалов с высоким сопротивлением ( $\text{Ni}/\text{Cr}/\text{Al}/\text{Cu}$ -сплавы) имеют тенденцию к реагированию с примесями или их производными, что может значительно ускорить процесс старения.

Определенные примеси и отложения могут быть разрушены, по меньшей мере частично, добавлением, например, водяных паров или ацетона. Макроскопические отложения на проволочках могут быть «выжжены» с помощью преднамеренно создаваемых искр. С другой стороны, искры могут также привести к образованию углеродных волокон («усиков»), которые значительно сокращают

срок жизни камер и даже могут вызвать обрыв проволочек [256].

В проволочных камерах, заполненных смесью инертного газа и углеводорода (например, Ar/CH<sub>4</sub>), при отложениях заряда, значительно превышающих 0.05 Кулон на сантиметр анодной проволочки, наблюдаются значительные эффекты старения. Если углеводороды замещаются углекислым газом CO<sub>2</sub>, то срок жизни камеры может быть увеличен в десять раз. Совершенно очевидно, что положительную роль с точки зрения эффектов старения играет низкое газовое усиление.

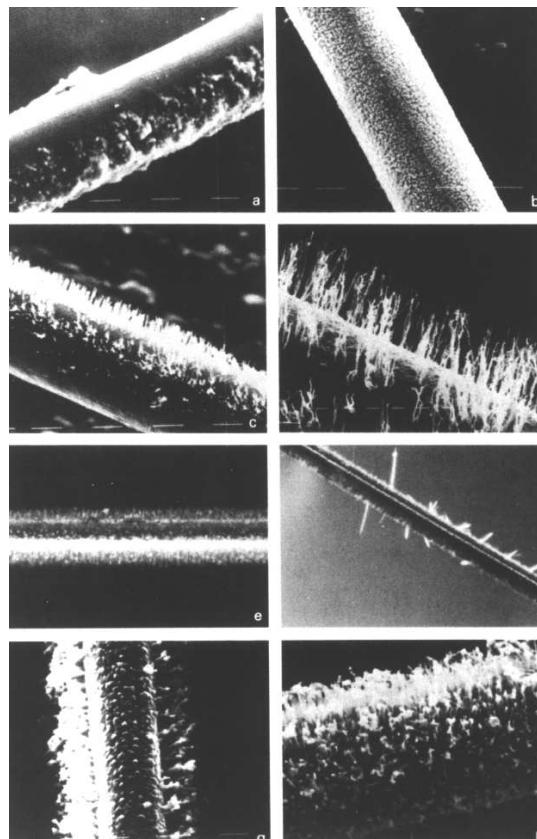


Рис. 4.62: Примеры отложений на анодных проволочках.

На Рис. 4.62 приведены примеры отложений на анодных проволочках [286]. С одной стороны, мы видим, что более или менее непрерывные анодные покрытия могут менять поверхностную проводимость анода. С другой стороны, четко просматриваются нитевидные полимеризационные структуры, которые играют решающую роль в ухудшении качества поля вблизи анодной проволочки. Они также могут вызвать искрение.

На Рис. 4.63а показаны отложения на анодной проволочке толщиной 30 мкм при 880-кратном увеличении, а на Рис. 4.63б показаны гранулированные структуры на катодной проволочке толщиной 100 мкм в дрейфовой камере при 400-кратном увеличении. С помощью методов масс-спектроскопии было показано, что

отложения на анодных проволочках содержат кремний, а на катоде, в дополнение к этому, были зарегистрированы отложения хлора и меди [294].

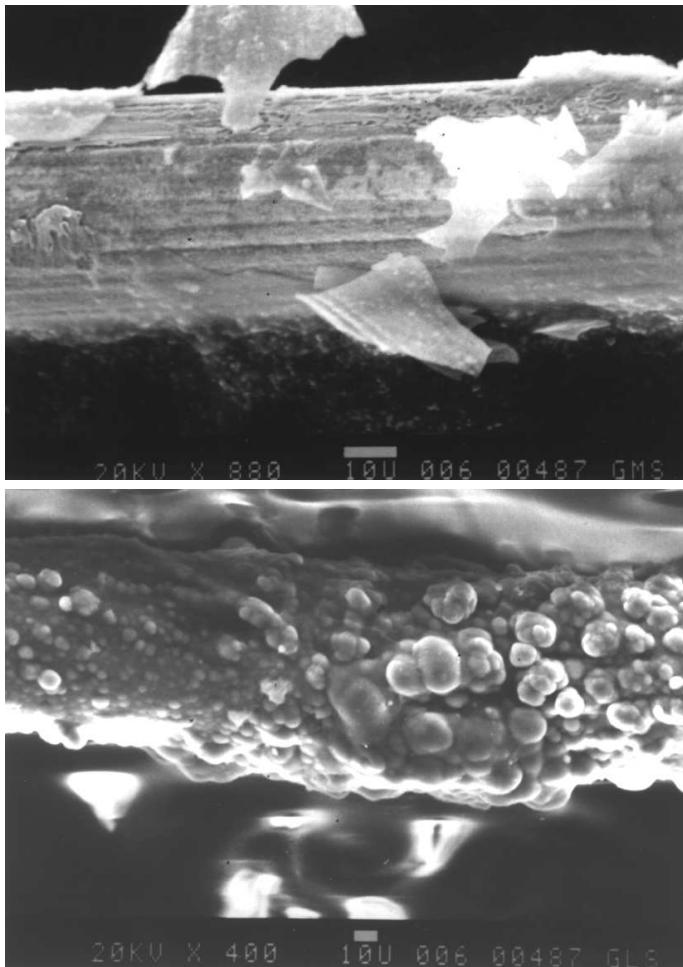


Рис. 4.63: Отложения на проволочках при старении камеры [294]: а) кремниевые на анодной проволочке ( $\phi = 30$  мкм); б) из кремния, хлора и меди на катодной проволочке ( $\phi = 100$  мкм) [294]

## 4.11 Пузырьковые камеры

Пузырьковые камеры [295–300], как и камеры Вильсона, принадлежат к классу визуализирующих детекторов и поэтому требуют оптической регистрации событий. Данный тип наблюдений связан с утомительным анализом фотографий, получаемых в пузырьковых камерах, что, конечно, ограничивает статистические возможности экспериментов. Однако, пузырьковые камеры позволяют регистрировать и реконструировать события повышенной сложности. Кроме того, они

дают высокое пространственное разрешение и поэтому являются незаменимыми для изучения редких событий (например, взаимодействий нейтрино). Вместе с тем, в настоящее время вместо пузырьковых камер все чаще используются детекторы с чисто электронным считыванием.

В пузырьковой камере жидкий газ ( $H_2$ ,  $D_2$ ,  $Ne$ ,  $C_3H_8$ , фреон и т. д.) содержится в контейнере под давлением вблизи точки кипения. Перед ожидаемым событием объем камеры расширяется посредством вытягивания поршня. Расширение объема камеры ведет к тому, что давление уменьшается, что увеличивает температуру кипения жидкости. Если в момент, когда жидкость в камере находится в перегретом состоянии, в камеру влетит заряженная частица, то вдоль трека частицы начинается образование пузырьков.

Положительные ионы, рожденные влетающими частицами, выступают в роли центров образования пузырьков. Время жизни этих центров составляет лишь от  $10^{-11}$  до  $10^{-10}$  с, что очень мало для того, чтобы инициировать расширение камеры входящими в нее частицами. По этой причине состояние перегрева должно наступать до момента влета регистрируемых частиц в камеру. Пузырьковые камеры, однако, могут использоваться на ускорителях, в которых этот момент известен и поэтому можно вовремя организовать расширение объема камеры («синхронизация»).

В перегретом состоянии рост пузырьков происходит до того момента, когда он будет прерван окончанием расширения. В этот момент пузырьки освещаются вспышками света и фотографируются. На Рис. 4.64 показан принцип работы пузырьковой камеры [2]. Внутренние стенки контейнера должны быть чрезвычайно гладкими, для того чтобы жидкость вскипала только в тех местах, где должно происходить образование пузырьков, а именно, вдоль траектории частиц, а не на стенах камеры.

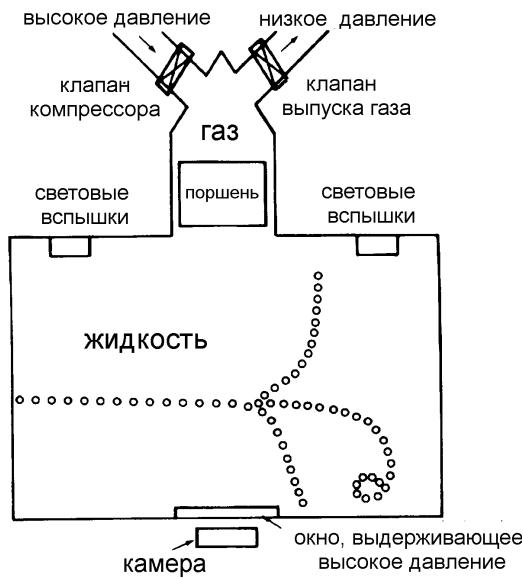


Рис. 4.64: Схематическая конструкция пузырьковой камеры [2].

В зависимости от размеров пузырьковой камеры периоды продолжительности циклов в них могут составлять до 100 мс.

Давление в пузырьковой камере до расширения составляет несколько атмосфер. Для того, чтобы газы перешли в жидкое состояние, обычно их нужно подвергнуть сильному охлаждению. Из-за большого объема используемого газа эксперименты в водородных пузырьковых камерах могут быть потенциально опасными, так как возможно образование взрывоопасной смеси кислорода и водорода, если газ из камеры протекает. Органические жидкости, которые необходимо нагревать для работы, представляют потенциальный риск по причине своей воспламеняемости. Пузырьковые камеры обычно работают в высоком магнитном поле (в несколько Тесла). Величину импульсов заряженных частиц получают с помощью измерения радиусов их кривизны  $\varrho$  в магнитном поле напряженностью  $\vec{B}$  согласно следующим формулам:

$$\begin{aligned} q[\vec{v}\vec{B}] &= \frac{mv^2}{\varrho}, \\ |\vec{p}| &= q\varrho|\vec{B}| \end{aligned} \quad (4.22)$$

в случае, если  $\vec{B} \perp \vec{p}$ . Более того, плотность пузырьков вдоль трека пропорциональна энергетическим потерям  $dE/dx$  при ионизации. Если  $p/m_0c = \beta\gamma \ll 4$ , то энергетические потери приближенно равны следующему выражению (см. уравнение (1.4)):

$$\frac{dE}{dx} \propto \frac{1}{\beta^2}.$$

Если импульс частицы известен и если скорость определена из измеренных энергетических потерь, частицу можно идентифицировать:

$$m_0 = \frac{p}{\gamma\beta c} = \frac{\sqrt{1-\beta^2}}{\beta c} p.$$

На Рис. 4.65 показан спиралевидный трек электрона в маленькой пузырьковой камере в попечном магнитном поле [301]. Прогрессирующие энергетические потери электрона в жидкости пузырьковой камеры приводят к увеличивающемуся отклонению электронного трека, так что он скручивается в вогнутую спираль. Совершенно четко видно, что к концу трека энергетические потери возрастают.

Выбор того или иного наполнителя пузырьковой камеры диктуется физической целью эксперимента. Пузырьковые камеры одновременно являются и мишенью взаимодействия, и детектором (активная мишень).

Для исследования фоторождения на протонах лучше всего воспользоваться наполнителем из чистого водорода. Результаты фоторождения нейтронов могут быть получены при использовании  $^2\text{D}$ -наполнителей, так как не существует чисто нейтронных жидкостей (за исключением, может быть, нейтронных звезд). Фотоядерное сечение на нейтронах можно определить из следующей формулы:

$$\sigma(\gamma, n) = \sigma(\gamma, d) - \sigma(\gamma, p). \quad (4.23)$$

Если, например, нужно исследовать рождение нейтральных пионов, наполнитель камеры должен иметь небольшую радиационную длину  $X_0$ , потому что  $\pi^0$  распадается на два фотона, которые нужно зарегистрировать через образование ими

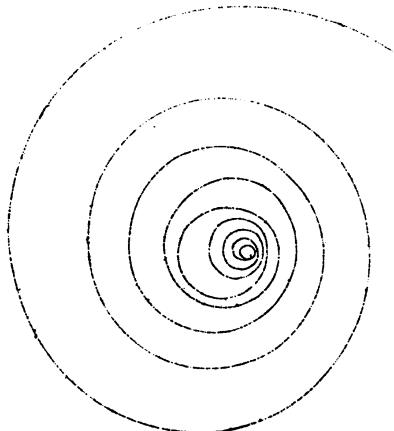


Рис. 4.65: Вогнутый спиралевидный трек электрона в пузырьковой камере [301].

Электромагнитных ливней. В этом случае в качестве рабочего газа в камере можно выбрать ксенон или фреон.

В Табл. 4.1 приведены некоторые из важнейшие газовые наполнители для пузырьковых камер, а также их характерные параметры [1,2].

Таблица 4.1: Характерные свойства жидкостей в пузырьковых камерах [1,2].

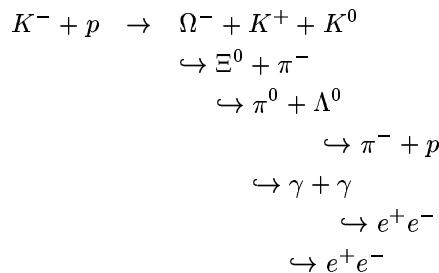
наполнитель камеры	$T$ [К]	давление пара [атм]	плотность $[г/см^3]$	радиационная длина $X_0$ [см]	длина поглощения $\lambda_a$ [см]
$^4\text{He}$	3.2	0.4	0.14	1027	437
$^1\text{H}$	26	4	0.06	1000	887
$^2\text{D}$	30	4.5	0.14	900	403
$^{20}\text{Ne}$	36	7.7	1.02	27	89
$\text{C}_3\text{H}_8$	333	21	0.43	110	176
$\text{CF}_3\text{Br}$ (Фреон)	303	18	1.5	11	73

Если с помощью пузырьковых камер изучают ядерные взаимодействия, то длина поглощения  $\lambda_a$  должна быть настолько малой, насколько это возможно. Подходящими являются тяжелые жидкости типа фреонов.

Пузырьковая камера — незаменимое устройство в том случае, если главной целью эксперимента является анализ сложных и редких событий. Например,  $\Omega^-$ -мезон после первой его регистрации в космических лучах сейчас надежно регистрируется в экспериментах, использующих пузырьковые камеры.

На Рис. 4.66 [302,303] показаны рождение и распад  $\Omega^-$  в  $K^-$ -пучке в резуль-

тате следующей реакции:



Для того, чтобы облегчить распознавание рождения и распада  $\Omega^-$  к фотографии в камере добавляется схематическое изображение цепи реакции.

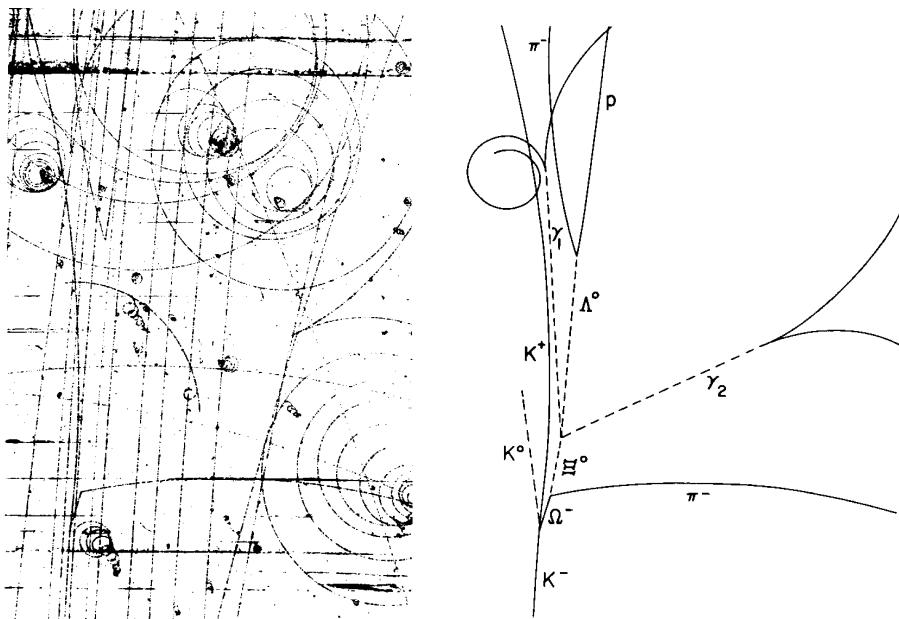


Рис. 4.66:  $\Omega^-$ -рождение в пузырьковой камере. В правой части рисунка приведено схематическое изображение рождения и распада  $\Omega^-$  [302,303].

В последние годы, однако, вместо пузырьковых камер все чаще пользуются другими электронными детекторами. Причины этого заключаются в том, что пузырьковымкамерам присущи следующие серьезные внутренние недостатки:

- пузырьковые камеры нельзя запускать внешним сигналом;
- их невозможно использовать в экспериментах на накопительных кольцах в детекторах с  $4\pi$ -геометрией. Кроме того, для контейнера под давлением требуются «толстые» входные окна, что не позволяет получать хорошее импульсное разрешение из-за многократного рассеяния;
- масса рабочей среды пузырьковых камер недостаточно велика для остановки частиц, рождающихся при высоких энергиях. Это препятствует калори-

метрии электронов и адронов — не говоря уже о трудности и утомительности анализа этих каскадов — потому что ливневые частицы покидают объем детектора;

- идентификация мюонов с импульсом, превышающим несколько Гэв/*c*, в пузырьковой камере становится невозможной, потому что они выглядят почти как пионы в том, что касается удельных потерь энергии, и только благодаря использованию дополнительных детекторов (внешних мюонных счетчиков) можно добиться  $\pi/\mu$ -разделения;
- величина магнитного поля в общем случае является недостаточной для точного определения импульса частиц с большим импульсом;
- эксперименты с большой статистикой практически невозможны, потому что анализ изображений, получаемых в пузырьковой камере, занимает очень много времени.

Однако, пузырьковые камеры все еще используются в экспериментах с фиксированными мишнями. Пузырьковые камеры с характерным высоким пространственным разрешением, составляющим несколько микрон, могут использоваться как вершинные детекторы в этих экспериментах.

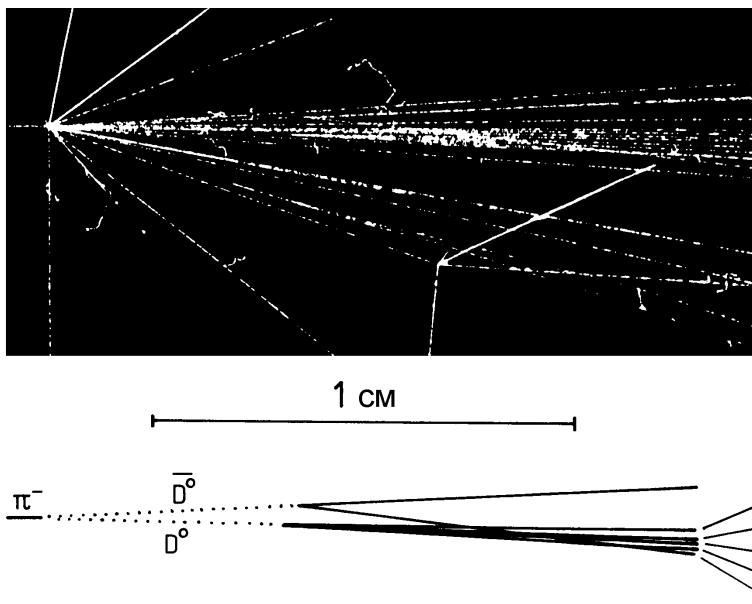


Рис. 4.67: Рождение и распад очарованных мезонов (рождение  $D^0\bar{D}^0-$ ) в пузырьковой камере с высоким разрешением [304].

На Рис. 4.67 показано рождение и распад очарованных мезонов, в очень маленькой пузырьковой камере (BIBC — малая Берновская Пузырьковая Камера), с размерами 6.5 см в диаметре и 3.5 см в длину. Эта камера заполнена тяжелой жидкостью [304].

Вторичные вершины, которые указывают на  $D^0$  и  $\bar{D}^0$ -распады, на фотографии видны нечетко. Однако, руководствуясь схематическим изображением распадов в нижней части рисунка, становится возможным идентифицировать эти вершины. Такие камеры хорошо подходят для изучения короткоживущих частиц [304]. Используя в качестве наполнителей тяжелые жидкости (например, фреон), можно также изучать рождение и взаимодействия очарованных мезонов. Так можно дополнять эксперименты, обычно проводимые в водородных пузырьковых камерах.

Чтобы измерить короткие времена жизни в пузырьковых камерах, необходимо также ограничить размер пузырьков. Это означает, что изучаемое событие нужно сфотографировать через относительно короткий промежуток времени после того, как начнется образование пузырьков, когда их размер относительно невелик, тем самым гарантировав хорошее пространственное разрешение и, как следствие этого, хорошее временное разрешение. В любом случае размер пузырьков должен быть маленьким в сравнении с длиной распада частицы. На Рис. 4.68 показаны «старые» и «новые» треки в камере BIBC, где новые треки характеризуются диаметрами пузырьков в 30 мкм, в то время как старые треки от предыдущих событий выросли до значительных размеров во время цикла расширения [305].

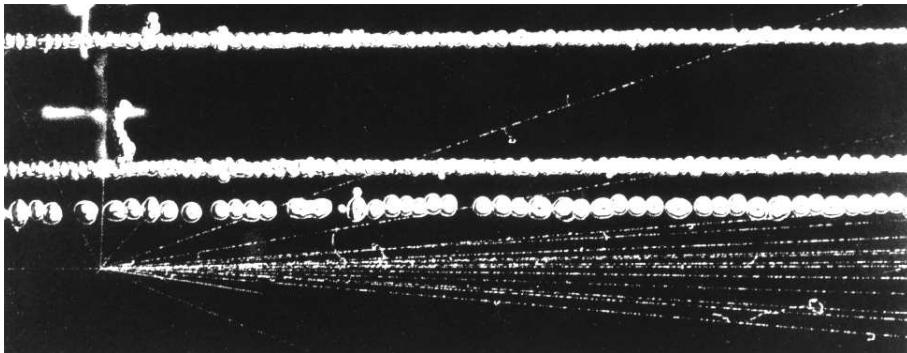


Рис. 4.68: «Старые» и «новые» треки в пузырьковой камере с высоким разрешением [305].

Используя технику голограммической регистрации, можно добиться трехмерной реконструкции события [306]. В пузырьковых камерах с высоким разрешением можно, например, точно определить время жизни короткоживущих частиц. При пространственном разрешении, равном  $\sigma_x = 6$  мкм, ошибка измерения времени  $\sigma_\tau$  может достигать величины

$$\sigma_\tau = \frac{\sigma_x}{c} = 2 \cdot 10^{-14} \text{ с}. \quad (4.24)$$

Пузырьковые камеры внесли заметный вклад в исследования адронных столкновений и взаимодействий нейтрино при высоких энергиях [307].

## 4.12 Камеры Вильсона

Камера Вильсона является одним из старейших типов детекторов для измерения треков и ионизации [308–311]. В 1932 году Андерсон открыл позитроны в космических лучах, используя камеру Вильсона в сильном магнитном поле (2.5 Тл). Через 5 лет Андерсон совместно с Нидермайером открыли мюон, опять же в эксперименте с космическими лучами с применением камеры Вильсона.

Камера Вильсона представляет собой контейнер, заполненный смесью газа и пара (например, воздухом иарами воды, аргоном иарами спирта) под давлением, равным давлению насыщенного пара. Если заряженная частица пролетает через камеру Вильсона, то за ней тянется след ионизации. Время жизни положительных ионов, рожденных в процессе ионизации в газе, относительно велико ( $\approx$  мс). Поэтому после пролета частицы может формироваться запускающий сигнал, например, из-за совпадения срабатываний сцинтилляционных счетчиков. Этот сигнал инициирует быстрое расширение объема камеры. Посредством адиабатического расширения температура газовой смеси понижается, а пар становится перенасыщенным. Он конденсируется на ядрах, которые представлены положительными ионами, дающими капельки, маркирующими траекторию частиц. Трек, состоящий из капелек, освещается и фотографируется. Полный цикл расширения в камере Вильсона показан на Рис. 4.69 [2].

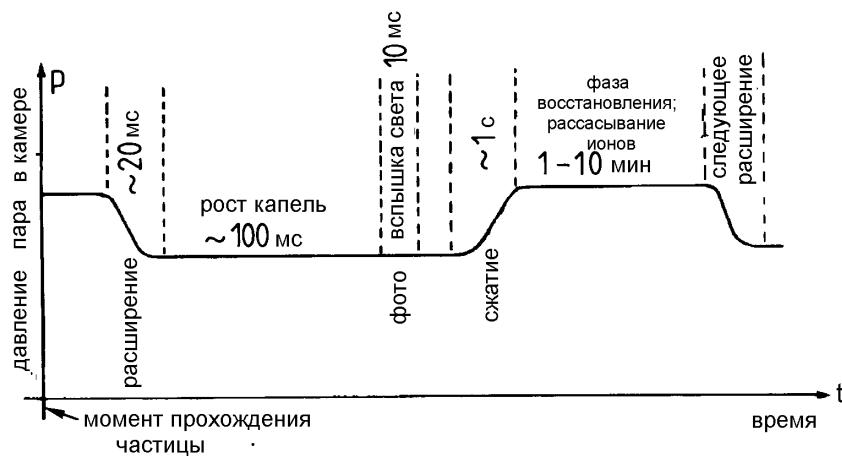


Рис. 4.69: Циклы расширения в камере Вильсона [2].

Характерными временами, определяющими длину цикла, являются время жизни ядер, рожденных в результате ионизации ( $\approx 10\text{ мс}$ ), время, требуемое для того, чтобы капельки выросли до размера, когда их уже можно фотографировать ( $\approx 100\text{ мс}$ ), и время, которое должно пройти от момента регистрации события до того, как камера вновь готова для следующего цикла. Последнее время может быть очень долгим, т. к. чувствительный объем камеры должен быть очищен от медленно движущихся положительных ионов. Помимо этого, камера Вильсона должна быть приведена в первоначальное состояние, что достигается повторным сжатием смеси газа и пара.

В общем, время цикла может составлять от 1 до 10 минут, что ограничивает использование данного типа камер только регистрацией редких событий в потоке космических лучей.

На Рис. 4.70 показаны два электронных каскада, инициированных мюонами в космических лучах в многопластинчатой камере Вильсона [312,313].

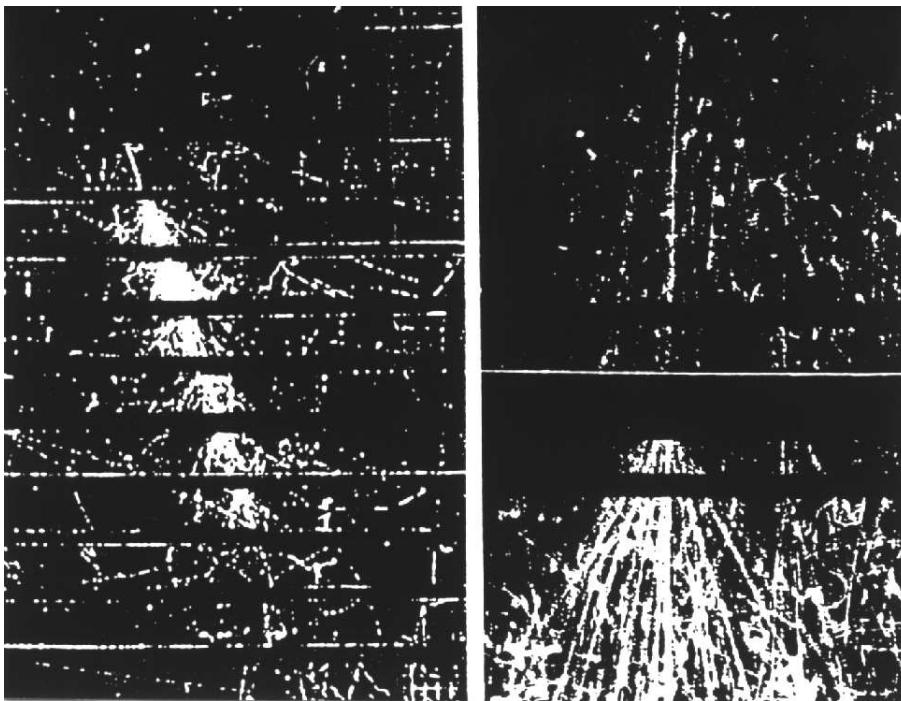


Рис. 4.70: Два электромагнитных каскада, инициированных мюонами космических лучей в многопластинчатой камере Вильсона [312,313].

Многопластиночная камера Вильсона по существу представляет собой сэмплинг калориметр с фотографическим считыванием (см. Раздел 7). Введение свинцовых пластин в камеру Вильсона, которая в этом случае использовалась в эксперименте с мюонными ливнями в воздухе (см. Раздел 11.8), позволяет провести разделение электрон – адрон – мюон за счет того, что эти элементарные частицы ведут себя по-разному в процессе взаимодействия.

Диффузная камера, в отличие от обычной камеры Вильсона является чувствительной все время. На Рис. 4.71 схематически показано устройство диффузной камеры [2,314–316]. Как и камера Вильсона, она заполнена смесью газ-пар. Постоянный температурный градиент позволяет образовать область, где пар постоянно находится в перенасыщенном состоянии. Заряженные частицы, попадающие в эту область, автоматически образуют треки — для этого не требуется дополнительного запуска. Ширина зон (т. е. областей, где могут образовываться треки) перенасыщенного пара может достигать от 5 до 10 см. Очищающее поле удаляет из камеры положительные ионы.

Преимущество постоянной готовности камеры достигается за счет малень-

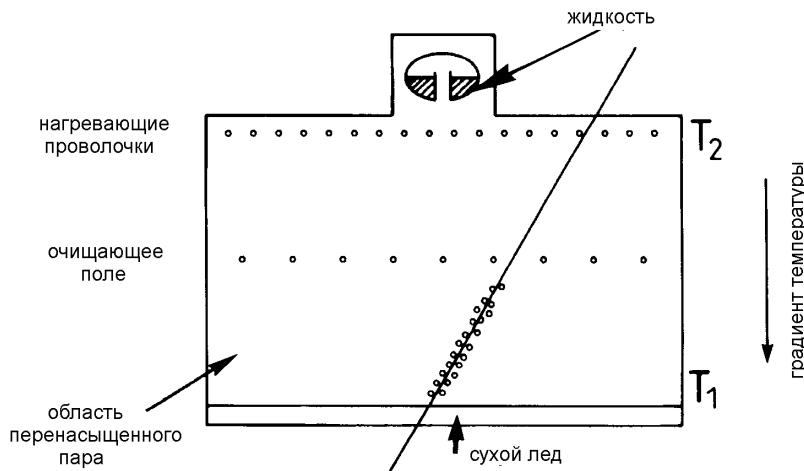


Рис. 4.71: Схематическое изображение устройства диффузной камеры Вильсона [2].

кого чувствительного объема. Так как внешний запуск камеры невозможен, то регистрируются все события, даже фоновые, которые не представляют интереса.

В настоящее время данный тип камер практически не используется из-за большой длительности цикла у камер Вильсона с триггером и недостатков, связанных с фотографической регистрацией.

### 4.13 Стримерные камеры

В отличии от стримерных трубок, которые представляют собой специальные цилиндрические счетчики, работающие в особом режиме, стримерные камеры — это большие по объему детекторы, в которых события обычно регистрируются фотографическим способом [4,317]. В стримерных камерах объем между двумя плоскими электродами заполняется газом. После пролета заряженной частицы к электродам прилагается высокое напряжение большой амплитуды с быстрым временем нарастания и ограниченной длительностью. На Рис. 4.72 показан принцип работы данного типа детектора.

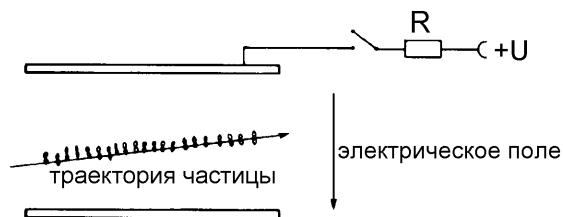


Рис. 4.72: Принципиальное устройство стримерной камеры.

В чаше всего используемом режиме работы частицы влетают в камеру при-

близительно перпендикулярно электрическому полю. От каждого отдельного ионизирующего электрона образуется лавина в очень сильном однородном электрическом поле, направленном в сторону электродов. Так как электрическое поле зависит от времени (амплитуда импульса высокого напряжения составляет  $\approx 500$  кВ; время нарастания и спада  $\approx 1$  нс, длительность импульса несколько наносекунд), то образование лавины прерывается по окончанию момента спада импульса высокого напряжения. Большая амплитуда импульса напряжения приводит к большому газовому усилению ( $\approx 10^8$ ) как и в стримерной трубке; однако, стримеры могут распространяться только на очень небольшую длину. Естественно, что в ходе роста лавины большое число атомов газа сначала возбуждается, а затем возбуждение снимается, в результате чего происходит испускание света и формируются светящиеся стримеры. Обычно эти стримеры фотографируют не сбоку, как показано на Рис. 4.72, а через электрод, который можно сделать из прозрачной проволочной сетки. В данной проекции длинные стримеры выглядят как светящиеся точки, характеризующие трек заряженной частицы (Рис. 4.73).

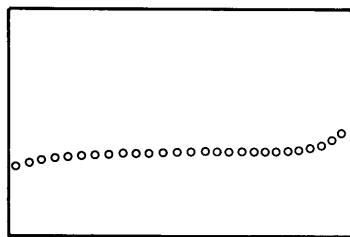


Рис. 4.73: Принцип фотографирования в стримерной камере.

Искусство управления стримерной камерой заключается в формировании сигнала высокого напряжения с требуемыми характеристиками. Время нарастания должно быть чрезвычайно коротким (наносекунды), иначе передний фронт импульса сместит ионизирующие электроны с первоначального трека, где напряженность поля ниже критической величины поля, требуемого для начала газового усиления. Медленный передний фронт импульса будет выступать в качестве очищающего поля, что приведет к смещению трека частицы. Струйный рост будет продолжаться в очень большом электрическом поле ( $\approx 30$  кВ/см). Однако этот рост через короткое время необходимо прервать для того, чтобы стримеры не выросли до слишком больших размеров или не достигли электродов. Слишком большие стримеры приводят к плохому пространственному разрешению. Подходящий импульс высокого напряжения можно получить, используя генератор Маркса, соединенный подходящей передающей линией (линия Блумлейна с искровыми зазорами) со стримерной камерой, давая короткие сигналы высокой амплитуды [4,318]. В генераторах Маркса (разрядных искровых генераторах) батарея, состоящая из  $n$  параллельно соединенных конденсаторов, заряжается до напряжения  $U_0$  через цепочку резисторов. Запуск искровых зазоров конденсаторы соединяются последовательно так, что в их цепочке создается напряжение  $nU_0$ . В задачу линии Блумлейна входит передача сигнала высокого напряжения от разрядного искрового генератора к стримерной камере таким образом, чтобы

не произошло никаких потерь, например, в форме отражений.

Из-за больших скоростей повторения циклов в процессе образования стримеров рождается большое число электронов, что представляет определенную проблему. Удаление этих электронов из объема камеры с помощью очищающего поля заняло бы слишком много времени. Поэтому в газ добавляются электроотрицательные компоненты, к которым прилипают электроны. Как показала практика, хорошими электроотрицательными гасителями являются  $SF_6$  или  $SO_2$ . При их использовании время цикла может достигать порядка нескольких 100 мс. Положительные ионы, рожденные в процессе образования стримера, такой проблемы не представляют, потому что из-за своей низкой подвижности они никогда не смогут вызвать разряда нового стримера.

С помощью стримерной камеры можно получить фотографии превосходного качества. Кроме этого, в камере можно установить мишень, чтобы вершина взаимодействия оказалась в чувствительном объеме детектора. На Рис. 4.74 показано взаимодействие  $^{32}S$ -иона с неподвижной золотой мишенью при энергии пучка, равной 200 ГэВ на нуклон или 6400 ГэВ на ядро серы соответственно [319,321]. Приводить значение энергии на ядро имеет смысл только в том случае, если экс-

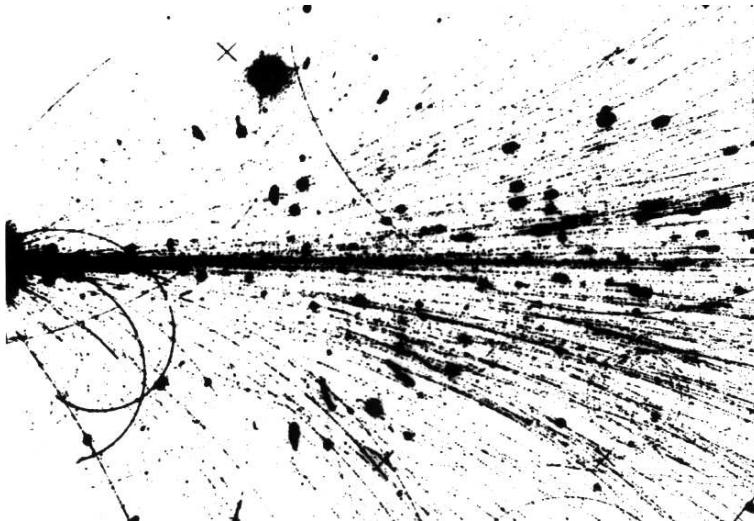


Рис. 4.74: Фотография взаимодействия тяжелых ионов  $^{32}S$  с неподвижной золотой мишенью при энергии пучка 6400 ГэВ [319,321].

перименты, проводимые на ускорителе, необходимо сравнить с исследованиями, проводимыми с космическими лучами, когда величина энергии определяется калориметрическими методами и ядра очень часто — по крайней мере при очень высоких энергиях — не идентифицированы.

На Рис. 4.75 приведен пример стереофотографии протон-антинпротонного взаимодействия в стримерной камере длиной 7.5 м в UA5-эксперименте при энергии в системе центра масс, равной  $\sqrt{s} = 900$  ГэВ [320].

Пространственное разрешение в стримерной камере существенно ограничено за счет диффузии первично рожденных носителей заряда. С помощью некоторой уловки [323] можно добиться существенного подавления диффузии электронов в

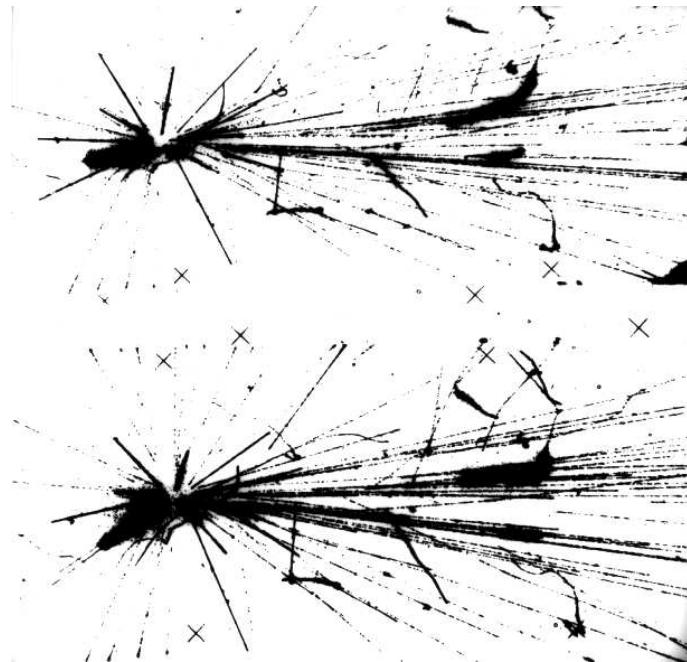


Рис. 4.75: Стереографическое изображение протон-антипротонного взаимодействия с энергией в системе центра масс 900 ГэВ (UA5-эксперимент) [320,322].

период между пролетом частицы и импульсом высокого напряжения. Это достигается добавлением определенного количества кислорода в газ стримерной камеры. Так как кислород является сильно электроотрицательным, его молекулы, в зависимости от концентрации, притянут ионизирующие электроны в процессе образования  $O_4^-$ . Можно легко добиться того, чтобы время прилипания составляло порядка 20 нс. Согласно уравнению (1.37) определяемая диффузией ширина трека пропорциональна корню квадратному из времени прилипания. Теперь трек ионизации имеет форму практически неподвижных ионов  $O_4^-$ . В пределах задержки запуска, составляющей 3 мкс, эти ионы смещаются электрическим полем из точки первоначального рождения на расстояние менее 1 мкм. Для того, чтобы скрытый трек стал вновь видимым, электроны нужно отделить от молекул  $O_4^-$  с помощью ультрафиолетового лазерного излучения посредством фотоэлектрического эффекта. Время задержки между лазерным импульсом и сигналом высокого напряжения должно быть коротким по сравнению со временем прилипания ( $<20$  нс) для того, чтобы из электронов могли вырасти стримеры. На Рис. 4.76 показано подавление диффузии на примере электронного трека в стримерной камере. В верхнем треке диффузия не подавлена. В пределах задержки запуска (1.2 мкс) ионизационные электроны в значительной мере мигрировали из точки первоначального рождения. В нижнем треке диффузия была подавлена с помощью добавления кислорода под парциальным давлением, равным 275 мбар. В стримерных камерах пространственное разрешение может достигать величины  $\approx 30$  мкм.

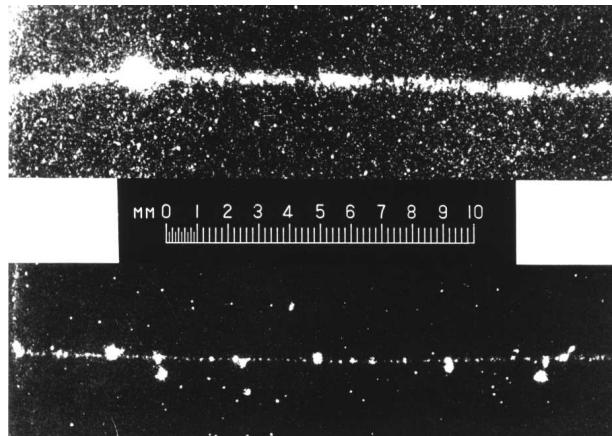


Рис. 4.76: Пример подавления диффузии в электронном треке в стримерной камере. В верхнем треке диффузия не подавлена. Она была зарегистрирована в неон-гелиевой смеси под давлением 33 атмосферы. В нижнем треке диффузия была подавлена с помощью добавления кислорода ( $\approx 275$  мбар) [323].

При работе стримерной камеры в другом режиме частицы влетают в детектор под углом  $\pm 30^\circ$  относительно направления электрического поля. В этом случае очень быстро образуются короткие стримеры точно так, как описано выше, которые, однако, теперь сольются друг с другом и образуют плазменный канал вдоль трека частицы (этот тип стримерной камеры также называется трековой искровой камерой [104,324]). Из-за того, что импульс высокого напряжения очень краток, искры между электродами не образуются. Вследствие этого электроды дают очень малый токовый сигнал [2,4,104].

Стримерные камеры хорошо подходят для регистрации сложных событий; однако их недостаток состоит в том, что это сопряжено с анализом, занимающим много времени.

#### 4.14 Камеры на разрядных трубках

Камера на разрядных трубках также является примером разрядной камеры [300], [325–328]. Между двумя металлическими электродами помещаются заполненные неоном или неоном/гелием стеклянные трубы, стеклянные сферы («трубы Конверси») или полипропиленовые экструдированные пластиковые трубы прямоугольного сечения (см. Рис. 4.77).

После пролета заряженной частицы через стопку разрядных трубок к электродам прилагается импульс высокого напряжения, инициирующий газовый разряд в тех трубках, через которые пролетела частица. Газовый разряд распространяется по всей длине трубы, что приводит к появлению тлеющего разряда во всей трубке. Типичная длина трубы составляет около 2 м при ее диаметре от 5 до 10 мм. Тлеющий разряд можно усилить с помощью импульса высокого напряжения так, что становится возможным сфотографировать разрядные трубы из конца в конец. Однако можно воспользоваться и чисто электронным считы-

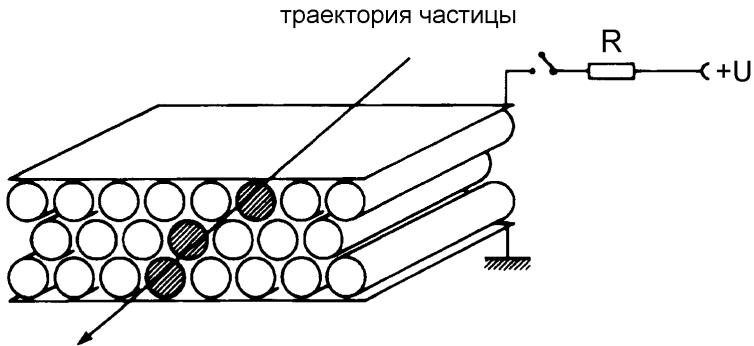


Рис. 4.77: Принцип действия камеры на разрядных трубках.

ванием с помощью сигнальных следящих электродов, установленных на лицевой поверхности разрядных трубок («метод Эйре-Томпсона», см. Рис. 4.78 [329,330]). Сигнальные следящие электроды подают большие сигналы, которые можно обрабатывать напрямую без дополнительного предусилителя.

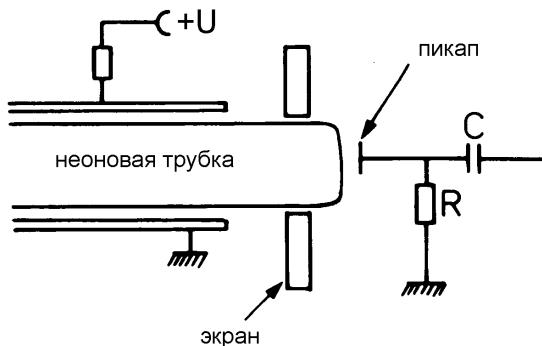


Рис. 4.78: Электронное считывание с камеры на разрядных трубках [329].

В зависимости от диаметра трубок пространственное разрешение может достигать нескольких миллиметров. Время памяти детектора лежит в пределах 20 мкс; мертвое же время, однако, достаточно велико и составляет от 30 до 1000 мс.

По причинам, связанным с геометрией стенок трубы, эффективность одного слоя камер на разрядных трубках ограничивается значением  $\approx 80\%$ . Для получения трехмерных координат необходимы поперечные слои таких камер.

Из-за относительного большого мертвого времени данного типа детекторов он, в основном, используется в экспериментах с космическими лучами, для поиска распада нуклонов или в экспериментах с нейтрино. На Рис. 4.79 показан ливень параллельных мюонов космических лучей в камере на разрядных трубках [329, 332].

Вариантом камеры на разрядных трубках является сферическая трубка Кон-



Рис. 4.79: Ливень параллельных мюонов в камере на разрядных трубках [329,332].

верси [326,327]. Это сферические разрядные трубы с диаметром около 1 см. На Рис. 4.80 приведена фотография широкого атмосферного ливня (см. Раздел 11.8), пересекающего горизонтальный слой трубок Конверси [333]. Неоновые трубы вставлены в матрицу, установленную между двумя электродами, один из которых выполнен в виде прозрачной сетки. После прохождения широкого атмосферного ливня через эту систему на камеру подается сигнал высокого напряжения, что вызывает вспышку в тех трубках, через которые пролетели ливневые частицы.

## 4.15 Искровые камеры

До изобретения многопроволочных и дрейфовых камер, наиболее часто используемыми типами трековых детекторов с внешним запуском, были искровые камеры ([300,334–338] и ссылки в этих работах).

В искровой камере несколько параллельных пластин устанавливаются в газонаполненном объеме. Обычно используется смесь гелия с неоном. В качестве альтернативы пластины либо заземляются, либо подсоединяются к источнику высокого напряжения (Рис. 4.81). Импульс высокого напряжения обычно подается на каждый второй электрод при совпадении сигналов от двух сцинтилляционных счетчиков, размещенных под и над искровой камерой. Газовое усиление подбирается так, чтобы искровой разряд происходил в точке пролета частицы. Этого удается достичь при газовом усилении от  $10^8$  до  $10^9$ . При меньшем газовом усилении искры не будут образовываться, тогда как при большем образование искр может происходить в нежелательных местах (например, на прокладках, раз-

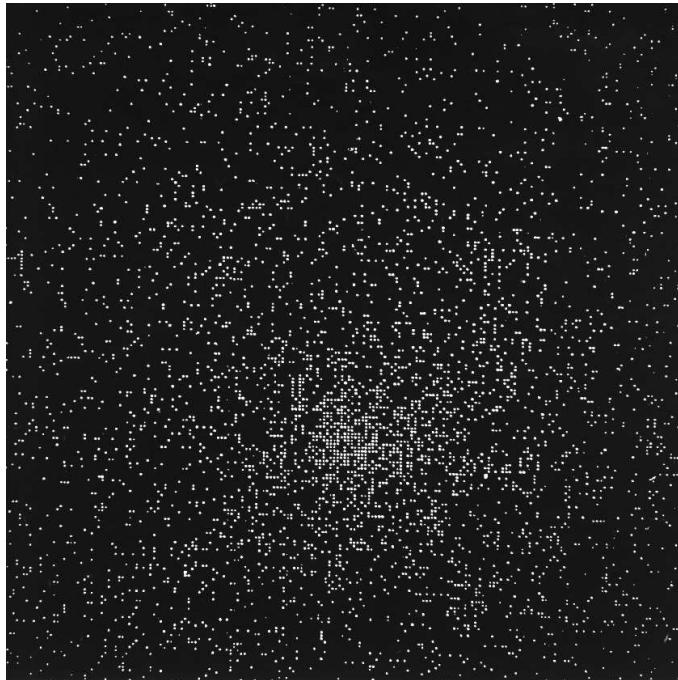


Рис. 4.80: Фотография широкого атмосферного ливня в большой матрице из трубок Конверси [333]. Широкий атмосферный ливень налетает перпендикулярно слою разрядных камер. Каждая сработавшая камера фиксирует пролет частицы.

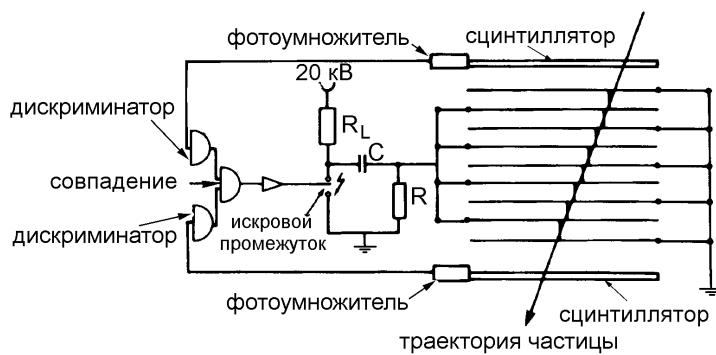


Рис. 4.81: Принципиальное устройство многопластинчатой искровой камеры.

деляющих пластины). Разрядный канал ориентирован вдоль направления электрического поля. Однако до угла в  $30^\circ$  проводящий плазменный канал может повторять траекторию частицы [104], как это происходит в искровой камере (см. Раздел 4.13).

В период между двумя разрядами рожденные ионы удаляются из объема детектора с помощью очищающего поля. Если время задержки между пролетом частицы и сигналом высокого напряжения меньше времени памяти (примерно 1 мс), то эффективность искровой камеры приближается к 100%. Конечно, очищающее поле также удаляет первичную ионизацию из объема детектора. По этой причине, чтобы достичь максимальной эффективности, время задержки между пролетом частицы и подачей сигнала высокого напряжения должно быть настолько коротким, насколько это возможно. Кроме этого время нарастания (передний фронт) импульса высокого напряжения также должно быть коротким, потому что иначе передний фронт начнет вести себя как очищающее поле еще до того момента, как будет достигнута критическая напряженность поля для образования искр.

На Рис. 4.82 показан трек космического мюона в многопластинчатой искровой камере [2,339]. На Рис. 4.83 изображена останавливающаяся частица в многопластинчатой искровой камере. Здесь можно четко увидеть возрастание ионизации к концу пробега частицы, выраженное увеличивающейся яркостью искры (видимую здесь за счет большей ширины искры) [340].

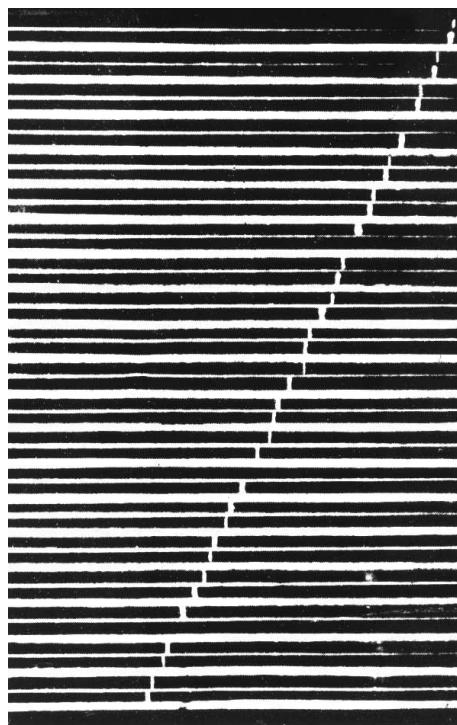


Рис. 4.82: Трек космического мюона в многопластинчатой искровой камере [339].

Если в камеру одновременно попадет несколько частиц, то вероятность того,

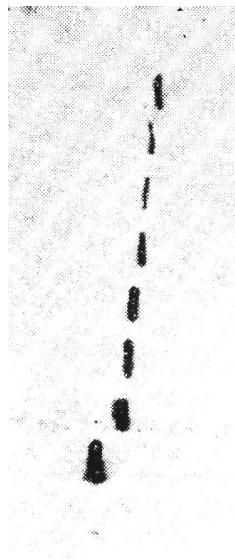


Рис. 4.83: Останавливающаяся частица в многопластинчатой искровой камере [340].

что все частицы дадут искровой трек, резко уменьшается с увеличением числа частиц. Это происходит потому, что первая искра в значительной степени разряжает зарядный конденсатор и для дальнейшего образования искр остается меньше напряжения или энергии соответственно. Данную проблему можно разрешить, ограничив ток искры, инициированной частицей. В искровых камерах ограниченного тока перед металлическими электродами устанавливаются стеклянные пластины, которые предотвращают большой ток искрового разряда. В таких стеклянных искровых камерах можно добиться высокой многотрековой эффективности [341,342]. На Рис. 4.84 представлено фотографическое изображение электронного каскада в многопластинчатой искровой камере с ограничением тока [343–345]. В данном случае совершенно четко видно, что искры следуют за

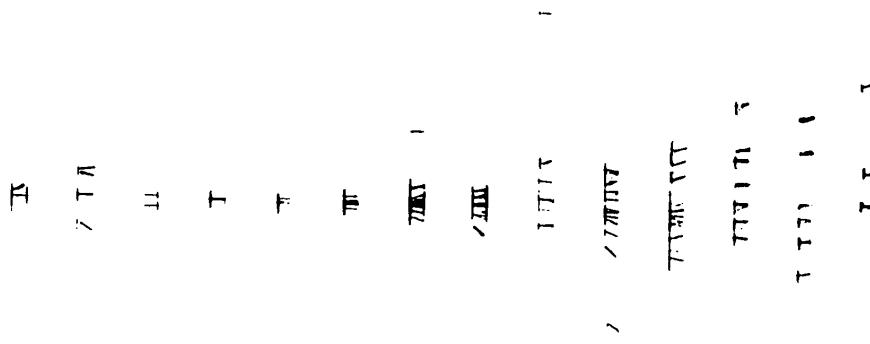


Рис. 4.84: Фотография электронного каскада в многопластинчатой стеклянной искровой камере [343–345].

треками ливневых частиц до определенного угла ( $30^\circ$ ). Одна часть такого каскада (Рис. 4.85) с треками четырех частиц демонстрирует высокую многотрековую эффективность. Плазменные разряды («искры» в стеклянной искровой камере отличны от стримерных разрядов тем, что они, в отличие от обычно очень коротких стримеров, соединяют два электрода, как в трековой искровой камере (см. Рис. 4.85). Легко различимые «ноги» разрядов создаются отражением и расщеплением света на стеклянных пластинах.

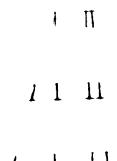


Рис. 4.85: Четырехтрековое событие в стопке из трех стеклянных искровых камер [345].

Помимо фоторегистрации в искровых камерах, которая должна быть стереоскопической для получения трехмерного восстановления, возможно чисто электронное считывание.

Если электроды сделаны из слоев проволочек, то координаты трека можно получить, идентифицировав разряженную проволочку подобно тому, как это делается в многопроволочной пропорциональной камере. Однако для получения высокого пространственного разрешения этим способом потребуется большое количество проволочек. С другой стороны, реконструкцию трека можно упростить с помощью магнитострикционного считывания. Принцип работы в соответствии с этим методом изображен на Рис. 4.86.

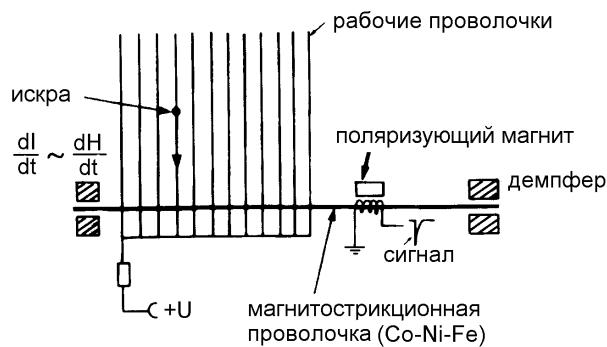


Рис. 4.86: Принцип магнитострикционного считывания в проволочной искровой камере [104,346].

Искровой разряд представляет собой зависящий от времени ток  $dI(t)/dt$ . Сигнал тока распространяется вдоль проволочки камеры и достигает магнитострикционной линии задержки, натянутой перпендикулярно к проволочкам камеры. Эта магнитострикционная линия задержки расположена непосредственно на проволочках камеры, не имея, однако, с ними электрического контакта. Сигнал тока

вместе с сопряженным с ним зависящим от времени магнитным полем  $d\vec{H}(t)/dt$  дает в магнитострикционную линию задержки импульс магнитострикции, т. е. локальное изменение длины, которое распространяется по линии с характерной скоростью звука. В сигнальной катушке механический сигнал магнитострикции преобразуется вновь в зависящий от времени сигнал магнитного поля  $d\vec{H}(t)/dt$ , что дает следующий импульс напряжения

$$U = -\frac{d\phi}{dt} = -\mu_0 \cdot \frac{d}{dt} \int_S \vec{H} \cdot d\vec{S}, \quad (4.25)$$

где  $\phi$  — магнитный поток через область  $\vec{S}$ ,  $\mu_0$  — проницаемость вакуума. Измерение времени распространения звуковой волны в магнитострикционной линии задержки можно использовать для определения номера разрядившейся проволочки, а, следовательно, ее пространственной координаты. Типичная скорость звука, составляющая  $\approx 5$  км/с, дает пространственные разрешения порядка 200 мкм [104]. Звуковая скорость сигнала зависит от модуля упругости  $E$  и плотности  $\varrho$  материала, используемого для магнитострикционной линии задержки согласно следующему соотношению:

$$v = \sqrt{E/\varrho}.$$

Для типичных сплавов (например, Fe - Ni или Cu - Fe) модуль упругости  $E$  принимает значения порядка  $2 \cdot 10^5$  Н/мм<sup>2</sup>.

Очищающее поле, необходимое для удаления положительных ионов из детектора, создает мертвое время продолжительностью в несколько миллисекунд.

Магнитострикционные линии задержки в основном делаются из сплавов кобальта с никелем. Для магнитострикционных линий задержки характерна высокая чувствительность к юстировке по отношению к проволочкам камеры.

В несколько более старом методе идентификации разряженных проволочек в проволочных искровых камерах для их локализации используются ферритовые сердечники (см. Рис. 4.87) [104]. Каждая проволочка проходит через небольшой ферритовый сердечник. Магнитное поле в ферритовом сердечнике находится в точно установленном состоянии. Разряжающаяся проволочка искровой камеры

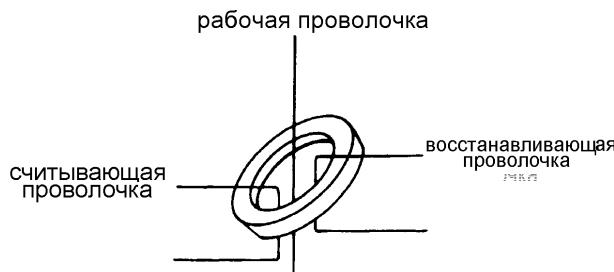


Рис. 4.87: Принцип считывания с ферритового сердечника в проволочной искровой камере [104].

вызывает переворот направления поля в сердечниках. Состояние магнитного поля ферритовых катушек регистрируется считающей проволочкой. После считывания события перевернутые поля ферритовых сердечников возвращаются в

первоначальное направление с помощью специальной восстановливающей проволочки.

## 4.16 Ядерные эмульсии

Треки заряженных частиц в ядерных эмульсиях могут регистрироваться с помощью фотографического метода [347–351]. Ядерные эмульсии состоят из мелкозернистых кристаллов галоидного серебра ( $\text{AgBr}$  и  $\text{AgCl}$ ), которые помещаются в желатиновый субстрат. Заряженная частица создает в эмульсии скрытое отображение (Рис. 4.88). Из-за свободных носителей заряда, высвобожденных в процессе ионизации, некоторые атомы галоидного серебра восстанавливаются в эмульсии до металлического.



Рис. 4.88: Принцип измерений в ядерной эмульсии.

В ходе последующего процесса проявления кристаллы галоидного серебра восстанавливаются химически. Это воздействие оказывается преимущественно на те микрокристаллы (ядра), которые уже находятся в состоянии возмущения и частично восстановлены. Именно они преобразуются в элементарное серебро. Процесс фиксации растворяет оставшееся галоидное серебро и удаляет его. Тем самым отображение трека, которое трансформировалось в частицы металлического серебра, становится видимым.

Анализ эмульсии обычно делается визуально с помощью микроскопа, но его можно сделать, используя камеру на основе ПЗС-структуры и полуавтоматическое распознавающее устройство. Разработаны также и системы полностью автоматизированного анализа эмульсий [352].

Чувствительность ядерной эмульсии должна быть такой, чтобы энергетических потерь минимальных ионизирующих частиц хватало для рождения микрокристаллов галоидного серебра вдоль трека частицы. Промышленно производимые фотоэмulsionии этим свойством не обладают. Более того, зерна серебра, образующие трек, а также микрокристаллы галоидного серебра должны быть достаточно маленькими, чтобы создавались условия для достижения высокого пространственного разрешения [2,63]. Требования высокой чувствительности и маленького размера зерен находятся в некотором противоречии друг с другом, поэтому необходим поиск компромисса. В большинстве ядерных эмульсий размер зерен серебра составляет от 0.1 до 0.2 мкм, т. е. гораздо меньше, чем в промышленно произведенных пленках (1 ÷ 10 мкм). Доля массы галоидного серебра (в основном  $\text{AgBr}$ ) в эмульсии составляет приблизительно 80%.

Из-за высокой плотности эмульсии ( $\rho = 3.8 \text{ г}/\text{см}^3$ ) и связанной с этим малой радиационной длины ( $X_0 = 2.9 \text{ см}$ ) стопки ядерных фотоэмulsionий прекрасно подходят для регистрации электромагнитных каскадов. С другой стороны, адронные

каскады в таких стопках практически не образуются из-за гораздо большей длины поглощения ( $\lambda_a = 35$  см).

Эффективность эмульсий при пролете одной или множества частиц близка к 100%. Эмульсии постоянно чувствительны, однако для них невозможен внешний запуск. Они использовались раньше и до сих пор используются во многих экспериментах с космическими лучами [350]. Однако они также пригодны для использования в ускорительных экспериментах в качестве вершинных детекторов, имеющих высокое пространственное разрешение ( $\sigma_x \approx 2$  мкм), для изучения распадов короткоживущих частиц.

На Рис. 4.89 [27] показана регистрация в эмульсии взаимодействия нейтральной космической частицы, которая рождает «звезду», состоящую из вторичных частиц. Удельную ионизацию частицы можно определить по черноте трека. Для

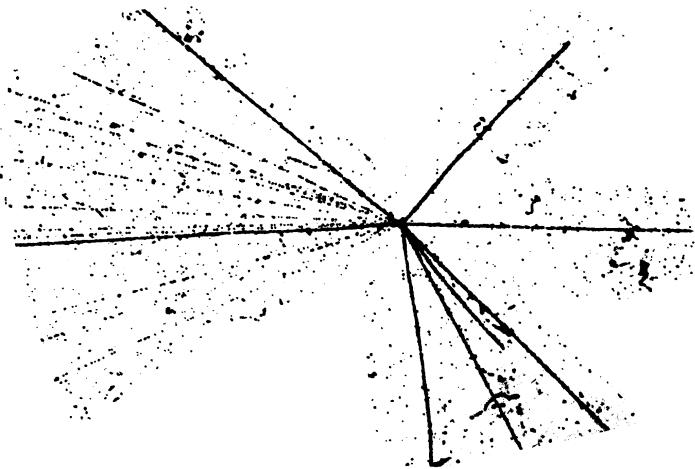


Рис. 4.89: Нейтральная космическая частица рождает «звезду» с 8 сильно и 11 слабо ионизирующими частицами.

частиц низких энергий наблюдаемое многократное рассеяние дает возможность также определить импульс и, тем самым, идентифицировать саму частицу (см. уравнение (1.15)).

На Рис. 4.90 показаны  $\alpha$ -частицы, выходящие из зерна соли радия, которая была помещена на ядерную эмульсию. Центральная темная область имеет диаметр около 100 мкм ([351,353], приведено в [301]).

На Рис. 4.91 показано взаимодействие иона серы с энергией 6.4 ТэВ с ядром в фотографической эмульсии.

Помимо слабо ионизирующих частиц можно также распознать и фрагменты распада сильно ионизирующих частиц [354]. Кроме этого, четко видна множественность налетающих фрагментов и фрагментов мишени при взаимодействии в ядерной эмульсии ядра урана с энергией 228.5 ГэВ (Рис. 4.92) [355].

На Рис. 4.93 показано взаимодействие космического ядра углерода с протоном в ядерной эмульсии ([351], приведено в [301]). Ядро углерода распадается на три вылетающие вперед  $\alpha$ -частицы. Протон мишени получает поперечный импульс и рассеивается влево.

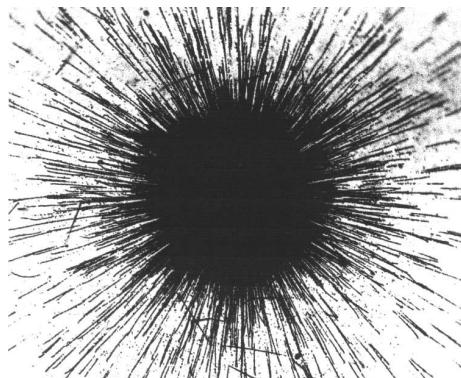


Рис. 4.90: Треки  $\alpha$ -частиц в ядерной эмульсии, которые выходят из зерна соли радия ([351,353], приведено в [301]).

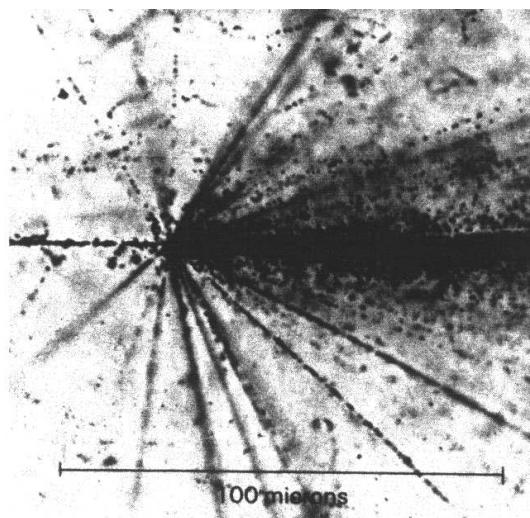


Рис. 4.91: Взаимодействие иона серы с энергией 6.4 ТэВ с ядром в фотографической эмульсии [354].

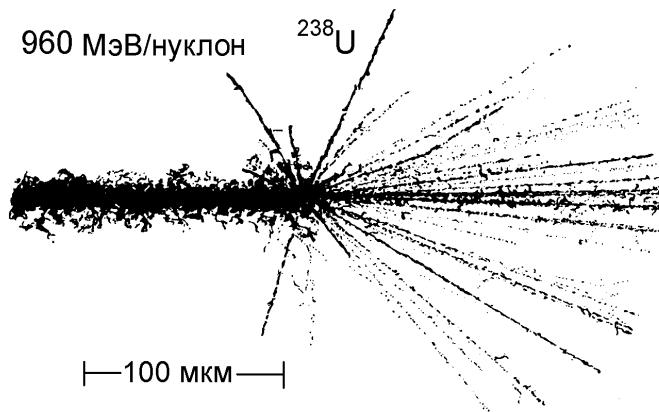


Рис. 4.92: Взаимодействие ядра урана с энергией 228.5 ГэВ в ядерной эмульсии [355].

Наконец, на Рис. 4.94 изображены треки ядер различного заряда в эмульсии ([351], приведено в [301]). Плотность ионизации увеличивается квадратично при увеличении ядерного заряда.

Как уже упоминалось выше, иногда ядерные эмульсии используются в ускорительных экспериментах в качестве вершинных детекторов. Другие детекторы, задействованные в эксперименте (например, дрейфовые камеры), обеспечивают определение координат со средней степенью точности. Обратная экстраполяция этих треков в эмульсию позволяет определить вершины взаимодействия. Их можно соотнести с треками, измеренными в остальных системах детектора. Знание этих соотношений упрощает анализ эмульсии, так как тогда нужно анализировать только область вершины, определенную в других системах детектора. На Рис. 4.95 приведена схема такого эксперимента.

Однако в таких гибридных экспериментах требуется рассматривать события, которые зарегистрированы электронно в дрейфовых камерах. Их нужно правильно «привязать» к трекам в ядерных эмульсиях, экспонированных в течение определенного промежутка времени.

Техника эмульсий, наряду с другими, внесла за последние десятилетия значительный вклад в физику космических лучей, столкновений тяжелых ионов высокой энергии, физики гиперядер, осцилляций нейтрино и в изучение очарованных и прелестных частиц [356].

## 4.17 Кристаллы галоидного серебра

Недостатком ядерных эмульсий является то, что чувствительный объем детектора обычно бывает очень маленьким. С недавних пор стало возможным образование кристаллов  $\text{AgCl}$  большой площади. Это позволяет конструировать другой тип пассивных детекторов, подобный эмульсиям. Заряженные частицы рождают вдоль своего трека в кристаллах  $\text{AgCl}$   $\text{Ag}^+$ -ионы и электроны. Подвижность ионов  $\text{Ag}^+$  в решетке очень ограничена. Они обычно занимают места между обычными атомами решетки, тем самым в решетке образуется дефект. Свобод-

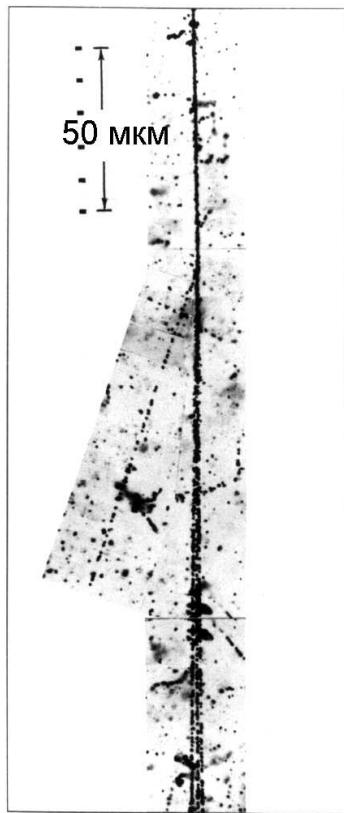


Рис. 4.93: Космическое ядро углерода сталкивается с протоном в ядерной эмульсии. Ядро углерода распадается на три  $\alpha$ -частицы. Протон отдачи рассеивается влево ([351], приведено в [301]).

ные электроны из области проводимости восстанавливают ионы  $\text{Ag}^+$  до металлического серебра. Эти атомы Ag начинают дальнейшее присоединение ионов  $\text{Ag}^+$ , тем самым начинается образование кластеров серебра. Для того, чтобы стабилизировать эти серебряные кластеры, кристалл необходимо осветить во время или в короткий промежуток времени после пролета частицы, в результате чего будут получены свободные электроны, необходимые для восстановления ионов  $\text{Ag}^+$  (накопление или сохранение треков частиц). Это очень часто делается с помощью использования света с длиной волны около 600 нм [357]. Если засветка не будет произведена в период сбора данных, треки исчезнут. В принципе, эту засветку можно запустить с помощью внешнего сигнала, что позволит отделить интересные события от фоновых. В отличие от ядерных эмульсий или пластиковых детекторов (см. Раздел 4.21) в кристаллах  $\text{AgCl}$  может быть реализован именно такой метод регистрации событий.

Даже в необлученном состоянии некоторое число ионов  $\text{Ag}^+$  занимают места между обычными атомами решетки. Добавление небольшого количества хлорида кадмия уменьшает нежелательную концентрацию серебра. Это ведет к уменьше-

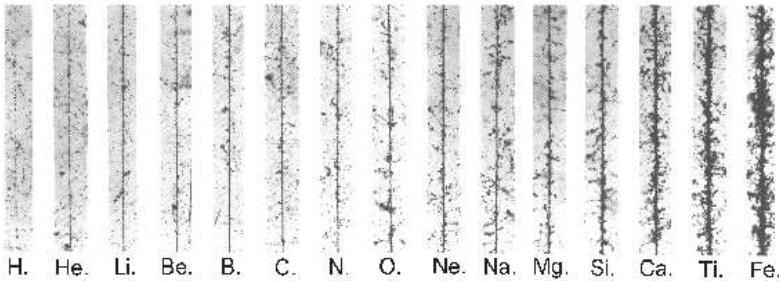


Рис. 4.94: Треки ядер в ядерных смесях. Плотность ионизации треков квадратично возрастает при увеличении ядерного заряда ([351], приведено в [301]). «Ворсистость» треков вызвана эмиссией  $\delta$ -электронов.

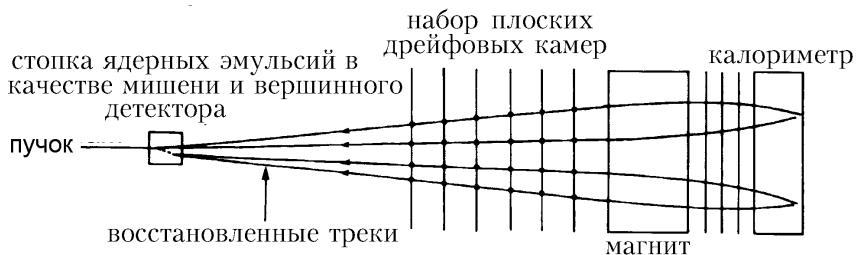


Рис. 4.95: Стопка ядерных эмульсий в качестве вершинного детектора в ускорительных экспериментах. Первичные и, возможно, вторичные вершины определены приближенно экстраполяцией треков из дрейфовых камер. Точное определение положения этих вершин достигается аккуратным анализом эмульсионных данных.

нию образования фоновых ядер серебра на дефектах решетки и, тем самым, к снижению «шума» в кристаллах AgCl.

Чтобы кластеры Ag могли вырасти до размеров, видимых в микроскоп, кристалл AgCl облучается коротковолновым светом в период развития процесса. Это обеспечивает получение новых свободных электронов в зоне проводимости, что, в свою очередь, помогает восстановить ионы  $\text{Ag}^+$ , так как они «прилипают» к уже существующим кластерам.

Процесс усиления трека позволяет получить надежный трек, анализ которого можно делать под микроскопом.

Детекторы на хлориде серебра указывают, подобно пластиковым детекторам, на наличие определенного порогового эффекта. Энергетические потери релятивистских протонов слишком малы, чтобы образовались треки, которые могли бы разрастись в кристалл. Однако AgCl-детектор хорошо подходит для измерений треков тяжелых ядер ( $Z \geq 3$ ).

Утомительное изучение ядерных треков под микроскопом можно заменить методами автоматической реконструкции, которые подобны тем, что используются в случае ядерных эмульсий или пластиковых детекторов [358–360]. Пространственное разрешение, которого можно добиться в кристаллах AgCl, сравнимо с получаемым в ядерных эмульсиях.

## 4.18 Рентгеновские пленки

Эмульсионные камеры, т. е. стопки ядерных эмульсий, когда они используются в экспериментах с космическими лучами, очень часто оснащаются дополнительными рентгеновскими пленками большой площади [361–363]. Промышленные рентгеновские пленки позволяют регистрировать электромагнитные каскады высоких энергий (см. главу 7) и с помощью фотометрических методов определять энергию электронов или фотонов, инициирующих эти каскады. Это делается путем создания стопки рентгеновских пленок, между которыми прокладываются тонкие свинцовые листы. О продольном и поперечном развитии электромагнитных каскадов можно судить по структуре почернения рентгеновских пленок.

У рентгеновских пленок в экспериментах с космическими лучами размер зерен маленький, поэтому они используются преимущественно для регистрации фотонов и электронов в ТэВном диапазоне. Адронные каскады в стопках рентгеновских пленок зарегистрировать труднее. Однако это можно сделать по доле  $\pi^0$  в адронном ливне ( $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ ). Это связано с тем, что фотоны и электроны инициируют узко коллимированные каскады, дающие темные пятна на рентгеновской пленке, тогда как адронные каскады из-за относительно больших поперечных импульсов вторичных частиц распространяются на большей площади пленки и поэтому не превышают порога, необходимого для почернения пленки.

Эффекты насыщения в областях максимального развития ливня (центральное почернение) приводят к тому, что отношение между поглощенной энергией  $E$  и измеренным почернением  $D$  становится нелинейным [364]. Для типичных рентгеновских пленок, используемых в ТэВном диапазоне, получается следующее выражение:

$$D \propto E^{0.85}. \quad (4.26)$$

Радиальное распределение почернения позволяет определять точку пролета частицы с высокой степенью точности.

## 4.19 Термолюминесцентные детекторы

Термолюминесцентные детекторы используются при дозиметрии излучения [365–367], а также в экспериментах с космическими лучами.

Регистрация частиц в термолюминесцентных детекторах основана на том, что в некоторых кристаллах ионизирующее излучение заставляет электроны перемещаться из валентной зоны в зону проводимости, где они могут занять устойчивые по энергии состояния [65]. Для запоминания информации о полученной дозе при дозиметрии излучения используются кристаллы фторида кальция ( $\text{CaF}_2$ ) или фторида лития ( $\text{LiF}$ ), активированные марганцем или титаном. Накопленная в результате облучения кристаллов энергия пропорциональна поглощенной дозе. Нагревание термолюминесцентного дозиметра до температур от 200 до 400°C высвобождает эту энергию за счет эмиссии фотонов. Число рожденных фотонов пропорционально поглощенной дозе.

В экспериментах с космическими лучами термолюминесцентные пленки (сходные с рентгеновскими) используются для измерения электромагнитных каскадов

высоких энергий. Термolumинесцентный детектор можно создать, покрыв стеклянную или металлическую поверхность слоем термolumинесцентного порошка. Чем меньше размер зерен микрокристаллов на пленке, тем лучшее пространственное разрешение можно получить. Ионизирующие частицы в электронном каскаде дают стабильные термolumинесцентные центры. Определить, где на пленке выделилась энергия, можно путем сканирования пленки инфракрасным лазером. Во время процесса сканирования интенсивность испущенных фотонов нужно измерить с помощью фотоумножителя. Если пространственное разрешение не ограничено радиальным размером лазерного пятна, то можно получить пространственное разрешение порядка мкм [368].

Помимо кристаллов фторида кальция или лития, используемых для дозиметрии излучения, в экспериментах с космическими лучами в качестве термolumинесцентных агентов в основном находят применение  $\text{BaSO}_4$ ,  $\text{Mg}_2\text{SiO}_4$  и  $\text{CaSO}_4$ . С помощью термolumинесцентных дозиметров измеряют интегральную дозу поглощенной энергии, тогда как в экспериментах с космическими лучами требуются измерения индивидуальных событий.

В таких экспериментах термolumинесцентные пленки складывают в стопку подобно рентгеновским пленкам или эмульсиям, прокладывая между ними поглощающие свинцовые слои. Регистрируемые адроны, фотоны или электроны инициируют в термolumинесцентном калориметре адронные или электромагнитные каскады. Нейтральные пионы, рожденные в адронных каскадах (см. Раздел 7.3), распадаются относительно быстро (за  $\approx 10^{-16}$  с) на два фотона, тем самым инициируя электромагнитные каскады (см. Раздел 7.2).

В отличие от адронных каскадов с относительно большой поперечной шириной, энергия электромагнитных каскадов скапливается в относительно небольшой области, что делает возможным регистрацию этих ливней. По этой причине электромагнитные каскады измеряются в таком типе детектора напрямую, а адронные каскады регистрируются по содержанию  $\pi^0$ . Для термolumинесцентных детекторов характерно наличие энергетического порога, необходимого для регистрации частиц. Этот порог составляет примерно 1 ТэВ на событие в  $\text{BaSO}_4$  пленках с примесью европия [368].

## 4.20 Радиофотолюминесцентные детекторы

Фосфатное стекло, активированное серебром, после воздействия на него ионизирующего излучения, испускает флуоресцентное излучение в определенном диапазоне частот, если подвергнуть его ультрафиолетовому облучению. Интенсивность флуоресцентного излучения является мерой поглощенной энергии ионизирующего излучения. Ионы  $\text{Ag}^+$ , рожденные ионизирующими частицами в стекле, представляют собой стабильные центры фотолюминесценции. Считывание величины накопленной энергии с помощью ультрафиолетового излучения не уничтожает информацию об энергетических потерях частиц в детекторе [65]. В этих детекторах из фосфатного стекла используется, в основном, стекло Йокота. Оно состоит из 45%  $\text{AlPO}_3$ , 45%  $\text{LiPO}_3$ , 7.3%  $\text{AgPO}_3$  и 2.7%  $\text{B}_2\text{O}_3$ , и его типичная плотность составляет 2.6 г/см<sup>3</sup> при массовой доле серебра, составляющей 3.7%. Этот тип детектора применяется, в основном, для дозиметрических измерений.

Путем сканирования двухмерного радиофотолюминесцентного листа с помощью ультрафиолетового лазера можно определить пространственную зависимость поглощения энергии, измеряя выход флуоресцентного излучения. Если регистрируются индивидуальные события, то, как и в термolumинесцентных детекторах, требуется превзойти энергетический порог порядка 1 ТэВ. Возможное пространственное разрешение и в этом случае ограничено разрешающей способностью системы сканирования.

## 4.21 Пластиковые детекторы

Частицы с высоким электрическим зарядом разрушают локальную структуру твердого тела вдоль своих треков. Это локальное разрушение можно интенсифицировать травлением, благодаря чему оно становится видимым. Для этих целей можно использовать твердые тела типа неорганических кристаллов, стекол, пластмасс, минералов и даже металлов [369–371]. Поврежденные части материала реагируют с травяющим агентом более интенсивно, чем неповрежденные; в результате этой реакции образуются характерные конусы травления. На Рис. 4.96 показано развитие во времени конусов травления в пластиковой фольге.

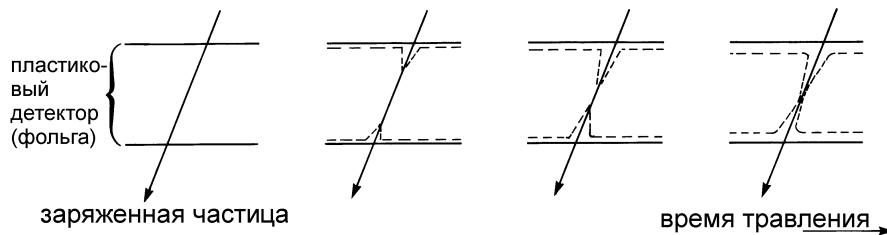


Рис. 4.96: Развитие во времени конусов травления в пластиковом детекторе.

Если процесс травления не прервать, то конусы травления сливаются, начиная с поверхности пластика, и образуют отверстие в начальной точке трека частицы. Процедура травления позволяет также удалять некоторую часть поверхностного материала.

На Рис. 4.97 [372] изображен конус травления, образование которого было вызвано наличием ядра железа в поликарбонатной фольге (лексан) толщиной 1 мм.

При наклонном влете ионизирующей частицы у конусов травления бывает эллиптическая форма, а часть трека, находящаяся ниже, имеет размытые края. На Рис. 4.98 [372] показаны треки фрагментов деления в лексановой фольге. Эта фольга была протравлена в NaOH при температуре 70 °С. Ширина отдельного трека составляет примерно 3 мкм.

Энергия тяжелых ионов часто определяется с помощью стопок, содержащих большое число слоев фольги (см. Рис. 4.99). Радиационное повреждение материала, как и энергетические потери заряженных частиц, пропорционально квадрату их заряда и зависит также от скорости частиц.

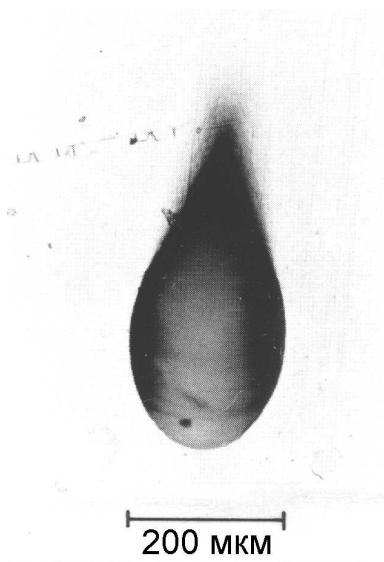


Рис. 4.97: Конус травления, порожденный ядром железа в пластиковом детекторе [372]. Ширина трека составляет 193 мкм.

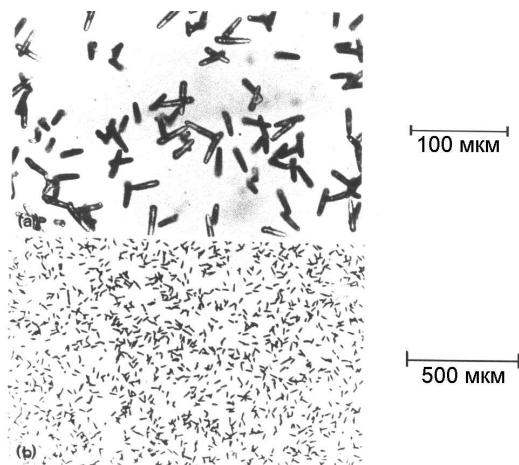


Рис. 4.98: Треки фрагментов деления в пластиковом детекторе [372]: а) 180-кратное, б) 40-кратное увеличение.

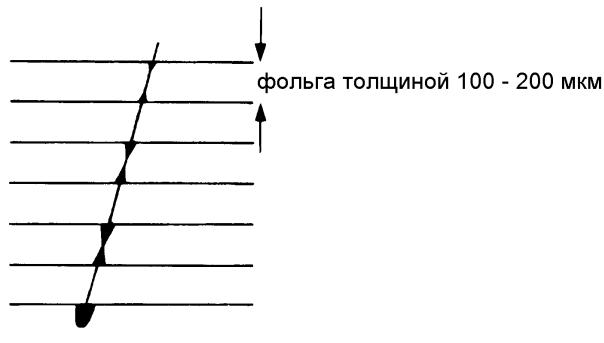


Рис. 4.99: Схематическое изображение стопки, состоящей из пластиковых детекторов.

В пластиковых детекторах проявляется пороговый эффект: минимального радиационного повреждения, вызванного протонами и  $\alpha$ -частицами, часто бывает недостаточно для образования конусов травления. Следовательно, регистрация и измерение тяжелых ионов, например, в первичных космических лучах, не будет нарушаться высоким фоном протонов и  $\alpha$ -частиц. Размер конусов травления (при фиксированном времени травления) является мерой энергетических потерь частиц. Если скорость частиц известна, то можно определить заряд ядер. Стопка пластиковых детекторов, поднятых на воздушном шаре на высоту с остаточной атмосферой плотностью в несколько грамм на квадратный сантиметр, позволяет определять распространенность элементов в первичных космических лучах.

Пластиковые детекторы также используются при поиске магнитных монополей, которые, согласно теории, должны вызывать сильную ионизацию. Подобные эксперименты могут также проводиться на протонных накопительных кольцах, потому что высокий фон однозарядных частиц не мешает поиску монополей из-за порогового поведения пластикового материала.

Минералы, подобно пластиковым детекторам, накапливают локальные радиационные повреждения в течение длительного периода времени. Это дает возможность датировать минералы, содержащие уран, путем подсчета числа событий спонтанного деления. Если минералы откалиброваны по времени, то число треков, инициированных космическим излучением в них, указывает на то, что интенсивность космических лучей сильно не менялась ( $\leq 10\%$ ) за последние  $10^6$  лет.

Изучать пластиковые детекторы под микроскопом очень утомительно. Информацию о треках частиц на пластиковом листе можно, однако, перевести в цифровую форму при помощи ПЗС-камеры, рассматривая фольгу через микроскоп. Преобразованное в цифровую форму событие обрабатывается с помощью программы автоматической реконструкции треков [373–376].

С помощью небольшой пластинки из  $\text{MoS}_2$  можно получить ядерный детектор со сверхвысоким пространственным разрешением. Ядро с высокой энергией, проникающее в образец  $\text{MoS}_2$ , образует кратеры на его поверхности из-за локального повреждения излучением. При анализе этих кратеров с помощью сканирующей тунNELьной микроскопии, можно добиться пространственного разрешения порядка  $10 \text{ \AA}$  для одиночного трека и разрешения  $\approx 30 \div 50 \text{ \AA}$  для двухтрековых событий [377].

## 4.22 Сравнение детекторов для ионизационных и трековых измерений

Для ионизационных и трековых измерений должны применяться разные типы детекторов в зависимости от их приложения. В физике высоких энергий используются быстрые детекторы типа многопроволочных пропорциональных и дрейфовых камер. В настоящее время наблюдается тенденция к уменьшению продолжительности цикла регистрации события. Между тем, на будущих протон-протонных накопительных кольцах ставится задача обработки событий со скоростями счета  $\approx 10^9$  Гц. И только будущее покажет, могут или нет газовые детекторы использоваться при таких коротких продолжительностях цикла — 1 нс, что соответствует длине дрейфа в 50 мкм. Возможным кандидатом для использования в этом случае являются микрополосковые газовые камеры (см. Раздел 4.5). Для экспериментов на электрон-позитронных накопительных кольцах с низкой скоростью счета событий идеально подходят цилиндрические дрейфовые камеры, в особенности времяпроекционные камеры.

В наши дни детекторы, в которых применяется оптическая регистрация, типа камер Вильсона, пузырьковых и искровых камер, используются очень редко. Даже если ведется автоматический анализ событий, периоды повторения циклов в этих детекторах очень велики. Они, однако, позволяют получить очень наглядное представление о частицах и их взаимодействиях в демонстрационных экспериментах.

Искровые камеры и в особенности стримерные камеры являются источником нежелательных шумовых сигналов, т. к. в них используются импульсы высокого напряжения с очень высокой амплитудой и очень краткой длительностью. Это шумовые сигналы, которые могут оказывать вредное влияние на другие детекторы, задействованные в эксперименте. Пассивные детекторы типа ядерных эмульсий и пластиковых детекторов, которые в большей или меньшей степени требуют ручного анализа, применяются только в особых случаях. Однако из-за своей массивности и малой чувствительности к шумам они обладают целым рядом достоинств, необходимых в экспериментах, проводимых в космосе и с воздушными шарами.

Тем не менее было бы преждевременным говорить о том, что какие-то типы детекторов полностью уступили место каким-то другим, потому что всегда есть место для совершенствования, что может открыть новые сферы применения и для старых типов детекторов. Голографмное считывание в пузырьковых камерах служит тому ярким примером.

В Таблице 4.2 перечислены различные типы детекторов, которые используются для ионизационных и трековых измерений, а также их некоторые параметры [1,104]. В ней приведены типичные значения пространственного разрешения, мертвого времени, времен чувствительности и считывания. Может оказаться, что индивидуальные характеристики конкретных детекторов будут совершенно отличными от приведенных. «Время чувствительности» для многопроволочной пропорциональной, микрополосковой и дрейфовой камер относится к электронным воротам для этих камер. Приведенные времена считывания обусловлены, в основном, электроникой и не зависят от принципа работы детектора.

Таблица 4.2: Сравнительные характеристики некоторых детекторов для ионизационных и трековых измерений [1,104].

трековый детектор	разрешение трека [мкм]	мертвое время [мкс]	время чувствительности [мс]	время считывания [мкс]	комментарии
многопроволочная пропорциональная камера	200	$< 10^{-5}$	50	10	высокое временное разрешение
микрополосковая газовая камера	30	$< 10^{-5}$	20	5	высокие скорости счета жесткого излучения
дрейфовая камера	100	$< 10^{-5}$	500	10	высокое пространственное разрешение, экономичность эксплуатации
пузырьковая камера	20	100	$10^6$	$10^4$	внешний запуск невозможен, анализ сложных событий
стримерная камера	30	10	$10^3$	$10^4$	возможен внешний запуск, многотрековое разрешение
камера на разрядных трубках	1000	10	$10^3$	$10^3$	низкая стоимость
искровая камера	200	5	$10^3$	$10^4$	простое устройство
камера Вильсона	300	$10^5$	$10^7$	$10^6$	простое устройство, демонстрация множества деталей
ядерная эмульсия	3	0	$\infty$	$10^9$	высокое пространственное разрешение
пластиковые детекторы	5	0	$\infty$	$10^9$	низкая стоимость, высокое пространственное разрешение
спинтилляционные волоконные системы (см. главу 5)	35	$< 10^{-5}$	20	1	высокие скорости счета
кремниевые микрополосковые детекторы (см. главу 7)	10	$< 10^{-5}$	50	1	высокое пространственное разрешение

## Глава 5

# Временные измерения

Основные детекторы, которые будут описаны в этой главе — это сцинтиляционные счетчики, считывание с которых осуществляется с помощью светочувствительных систем. Использование сцинтиляционных счетчиков является распространенным, например, в качестве запускающих (триггерных) счетчиков для запуска сложных детекторных систем или в качестве устройств для измерения времени. Высокое временное разрешение может также достигаться с помощью плоских искровых счетчиков или полосковых резистивных камер.

Сначала в главе будут рассмотрены фотоэлектронные умножители (ФЭУ) или вторичные электронные умножители — основные системы считывания для сцинтиляторов.

### 5.1 Фотоумножители

Фотоумножители являются наиболее часто используемым устройством для регистрации быстрых световых сигналов. Свет в видимой или ультрафиолетовой области — например, из сцинтилятора — выбивает электроны из щелочного металла фотокатода посредством фотоэлектрического эффекта. В большинстве фотоумножителей фотокатод находится под большим отрицательным потенциалом. Фотоэлектроны фокусируются в специально созданном электрическом поле на первом диноде, являющемся частью системы усиления. Анод обычно находится при нулевом потенциале. Напряжение между фотокатодом и анодом делится на цепочке сопротивлений (делитель напряжения), которые подключены к системе динодов таким образом, что приложенное высокое отрицательное напряжение между фотокатодом и анодом меняется линейно (см. Рис. 5.1).

Важным параметром фотоумножителя является квантовая эффективность фотокатода, то есть среднее число фотоэлектронов, выбитых из фотокатода на один фотон. Для бишлочных катодов (калий-цезиевых с сурьмой) квантовая эффективность достигает величины  $\approx 25\%$  для длин волн  $\approx 400$  нм. На Рис. 5.2 представлена квантовая эффективность бишлочных катодов для различных длин волн [378].

В области малых длин волн квантовая эффективность снижается из-за уменьшения прозрачности входного окна фотоумножителя по мере уменьшения длины волны света. Область высокой квантовой эффективности может быть расширена для коротковолновой области света применением прозрачных для ультрафиолета кварцевых входных окон. Диноды должны иметь высокий коэффициент вторич-

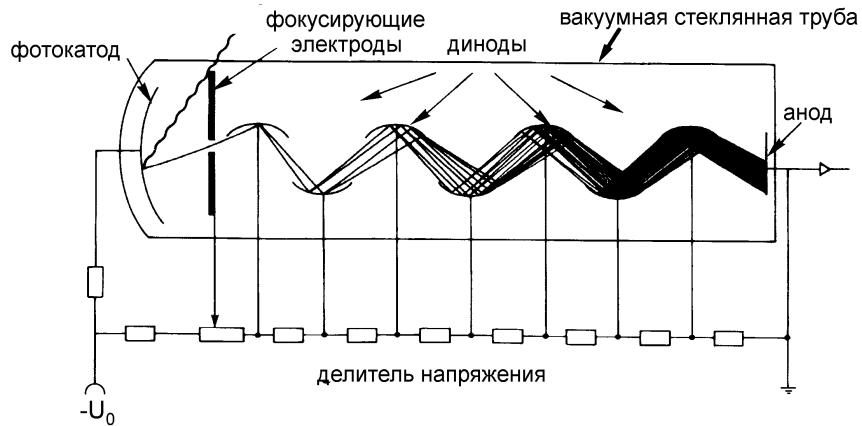


Рис. 5.1: Принцип работы фотоумножителя. Система электродов смонтирована в откаченной стеклянной трубке. Для защиты от рассеянных магнитных полей (например, от магнитного поля Земли) фотоумножитель обычно помещается в металлический цилиндр, выполненный из материала с высокой магнитной проницаемостью («магнитный экран»).

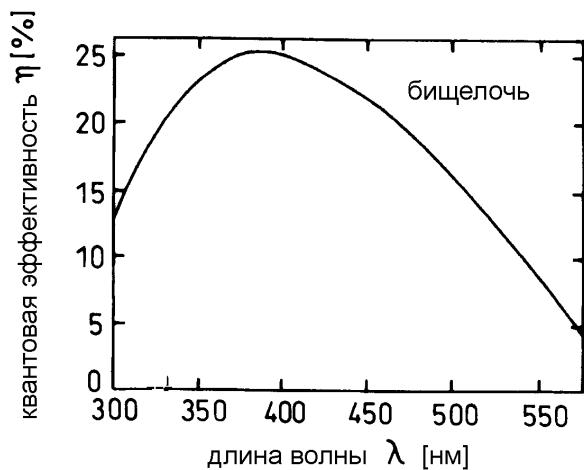


Рис. 5.2: Зависимость квантовой эффективности бишлельчика от длины волны света [378].

ной электронной эмиссии, для чего они изготавливаются из BeO или из Mg-O-Cs. При этом электроны с энергией от 100 до 200 эВ, соответствующей типичному значению ускоряющего напряжения между двумя динодами, испускают из динода от трех до пяти вторичных электронов [1].

Для  $n$ -ступенчатого фотоумножителя (то есть имеющего  $n - 1$  динодов) с коэффициентом вторичной эмиссии каждого из них  $p$  усиление тока составляет

$$A = p^{n-1}$$

Для типичных значений  $p = 4$  и  $n = 14$  получаем, что  $A = 4^{13} \approx 7 \cdot 10^7$ .

Заряд, собираемый на аноде, равен

$$Q = eA = 1.1 \cdot 10^{-11} \text{ кулон}$$

и это происходит за время  $\approx 5$  нс, что соответствует току

$$i = \frac{dQ}{dt} = 2.3 \text{ мА} .$$

Если фотоумножитель включен в цепь через сопротивление  $R = 50 \Omega$ , то сигнал с него составит

$$\Delta U = R \frac{dQ}{dt} = 110 \text{ мВ} .$$

Длительность сигнала фотоумножителя обычно составляет  $\approx 2$  нс и отличается от величины, требуемой электрону для «пролета» через фотоумножитель. Последняя зависит от типа ФЭУ и равна  $\approx 40$  нс.

Разброс в величине времени достижения анода электронами затрудняет получение высокого временного разрешения. Этот разброс происходит, например, из-за различия в скоростях фотоэлектронов. С другой стороны — в зависимости от типа ФЭУ — длина пролета от точки рождения первичного фотоэлектрона до первого динода также может сильно флуктуировать.

Разброс времен, связанный с различными скоростями фотоэлектронов, может быть легко рассчитан [1]. Предположим, что два электрона стартуют от фотокатода к первому диноду. Один из них пусть имеет нулевую скорость, а для второго она равна  $v$  (соответственно его кинетическая энергия  $T$ ). Оба электрона ускоряются фокусирующим электрическим полем  $E$ . Электрон с нулевой начальной скоростью пролетит расстояние  $s$  до динода за время  $t_1$ , определяемое соотношением

$$s = \frac{1}{2} \ddot{x} t_1^2 = \frac{1}{2} \frac{eE}{m} t_1^2 .$$

Электрон с начальной кинетической энергией  $T_{\text{нач}}$  достигнет первого динода за несколько меньшее время  $t_2$  такое, что:

$$s = \frac{1}{2} \frac{eE}{m} t_2^2 + vt_2 .$$

Так как скорость  $v$  легко находится из начальной кинетической энергии из соотношения

$$v = \sqrt{2T_{\text{нач}}/m} ,$$

то получаем, что

$$\begin{aligned}\frac{1}{2} \frac{eE}{m} t_1^2 &= \frac{1}{2} \frac{eE}{m} t_2^2 + \sqrt{\frac{2T_{\text{нач}}}{m}} t_2 , \\ t_1^2 - t_2^2 &= (t_1 + t_2)(t_1 - t_2) = \frac{\sqrt{2T_{\text{нач}}/m}}{eE/2m} t_2 .\end{aligned}$$

В приближении  $t_1 + t_2 \approx 2t_2$  и  $t_1 - t_2 \approx \delta t$  сразу находим разброс  $\delta t$  во времени достижения первого динода этими электронами:

$$\delta t = \frac{\sqrt{2mT_{\text{нач}}}}{eE} .$$

Для  $T_{\text{нач}} \approx 1$  эВ и  $E \approx 200$  В/см разброс времен составит  $\delta t \approx 0.17$  нс.

Разброс времен, связанный с разницей длин пролета электронов, сильно зависит от размера и формы фотокатода. Для фотоумножителей XP2041 с плоским фотокатодом диаметром 100 мм он составляет около 1 нс [379]. Для больших ФЭУ достижимое временное разрешение ограничено в существенной степени именно разницей путей. Фотоумножители с 20-ти дюймовым диаметром катода ( $\approx 48$  см), используемые в эксперименте KamiokaNDE по поиску распада протона и в нейтринном эксперименте [380,381], имеют разницу пути, соответствующую разбросу времен до 5 нс. В этих ФЭУ расстояние от фотокатода до первого динода столь велико, что магнитное поле Земли должно быть хорошо заэкранировано — иначе фотоэлектроны даже не смогут достичь первого динода. На Рис. 5.3 представлена фотография 8-ми дюймового ( $\approx 20$  см) фотоумножителя.



Рис. 5.3: Фотография 8-ми дюймового ( $\approx 20$  см) фотоумножителя (тип R 4558) [382].

На Рис. 5.4 приведена спектральная чувствительность бишлочного фотокатода в фотоумножителе с окном из силиката бора [379].

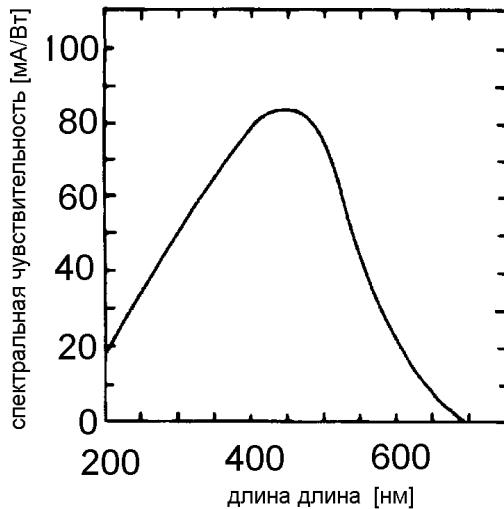


Рис. 5.4: Спектральная чувствительность бишлочного фотокатода в фотоумножителе с окном из силиката бора [379].

Для длин волн вблизи 450 нм достигается максимальная чувствительность порядка 85 мА/Вт. Для такого фотоумножителя спектральная чувствительность также снижается для малых длин волн из-за уменьшения прозрачности входного окна для ультрафиолета. Использование кварцевых окон позволяет детектировать фотоны с длиной волны до 200 нм.

Влияние флюктуаций в длине пути может быть значительно уменьшено в микроканальных фотоумножителях, то есть при использовании канальных пластин.

Принцип действия таких пластин показан на Рис. 5.5 [383].

Напряжение порядка 1000 В приложено к тонкой стеклянной трубочке диаметром от 10 до 50 мкм и длиной от 5 до 10 мм, покрытой изнутри резистивным слоем. Попадающие в фотоумножитель фотоны выбивают фотоэлектроны из фотокатода или из внутренних стенок канальных трубочек. Последние действуют подобно обычному фотоумножителю с непрерывным динодом. Канальная пластина содержит обычно от  $10^4$  до  $10^7$  таких трубочек и выглядит как дырчатая пластинка из свинцового стекла. На Рис. 5.6 показана микрофотография среза таких каналов диаметром 12.5 мкм [384].

Так как длины пробега электронов в продольном электрическом поле невелики, то разброс этих длин существенно меньше по сравнению со стандартными фотоумножителями. Для фотоумножителей на основе микроканальных пластин с коэффициентом усиления от  $10^5$  до  $10^6$  разброс времен пролета уменьшен до величины  $\leq 100$  пкс.

В то время как карманные ФЭУ практически не могут работать в магнитном поле (или должны быть сильно заэкранированы), влияние магнитных полей на канальные пластины сравнительно невелико. Это связано с тем фактом, что в них расстояние между катодом и анодом гораздо меньше. Тем не менее, недавно разработаны традиционные фотоумножители с прозрачными сеточными динодами, которые могут работать в умеренных магнитных полях.

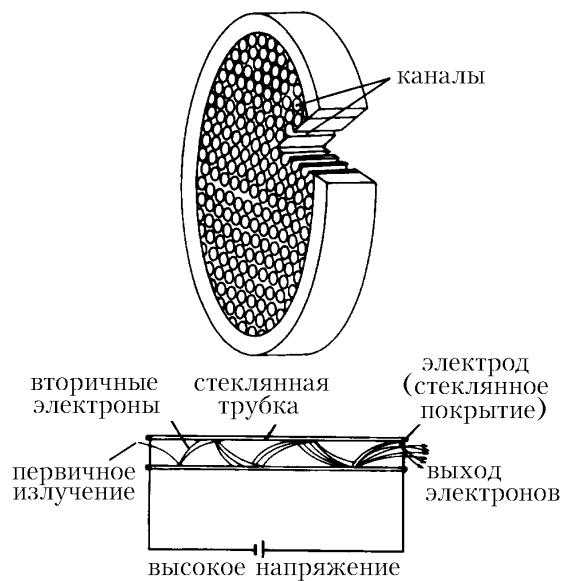


Рис. 5.5: Принцип работы канальной пластины [383].

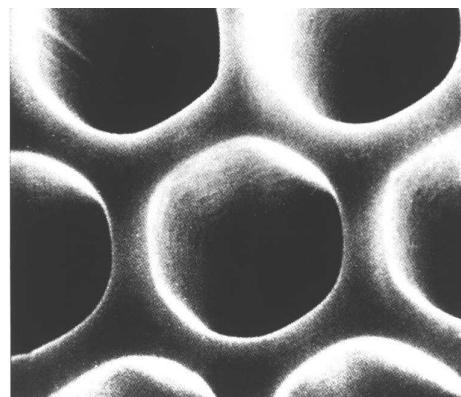


Рис. 5.6: Микрофотография микроканалов [384].

При использовании канальных пластин существует проблема, связанная с потоком положительных ионов, рождающихся при столкновении электронов с атомами остаточного газа внутри трубы и мигрирующих к фотокатоду. Время жизни фотоумножителей на основе микроканальных пластин очень мало, если не защищаться от положительных ионов, достигающих фотокатода. Его можно защитить от ионной бомбардировки, размещая между фотокатодом и канальной пластиной тонкую алюминиевую фольгу толщиной  $\approx 7$  мкм, прозрачную для электронов и поглощающую положительные ионы.

На Рис. 5.7 показан принцип работы фотоумножителя с трехступенчатой канальной пластиной.

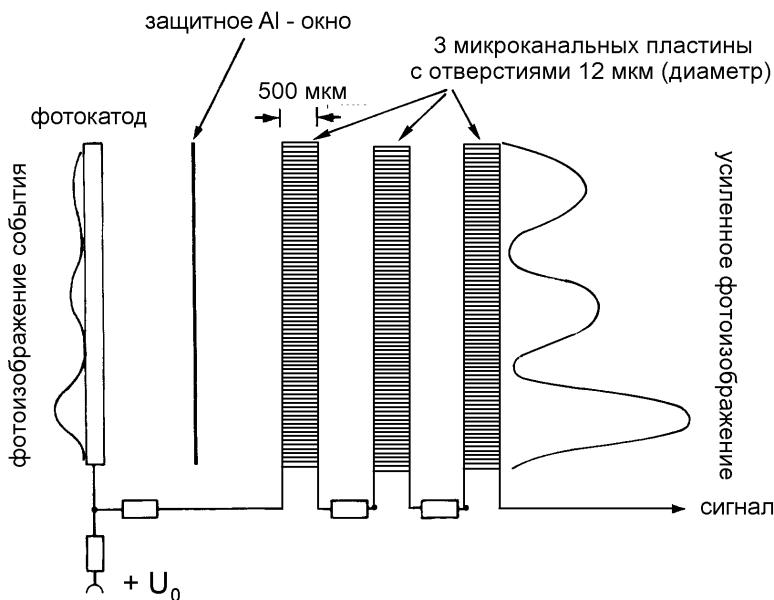


Рис. 5.7: Принцип работы фотоумножителя с трехступенчатой канальной пластиной.

В экспериментах на больших высотах или на спутниках используются также «открытые» канальные пластины без фотокатода. Обычно применяются одиночные пластины, которые изогнуты так, чтобы увеличить коэффициент усиления и избежать случайного прямого пролета регистрируемых частиц через канал. Такие одиночные канальные умножители (см. Рис. 5.8) могут использоваться для регистрации низкоэнергетичных заряженных частиц, в них достигнут коэффициент усиления порядка  $10^8$ .

Благодаря использованию канальных пластин часто достигается усиление изображения: например, специальный фотоаппарат, совмещенный с канальными пластинами, способен точно запечатлеть картину блеска звезд в безлунную ночь.

В случае, когда имеется большое количество света, могут использоваться фоточувствительные детекторы с малым усилением, подобные фотодиодам или фототранзисторам.

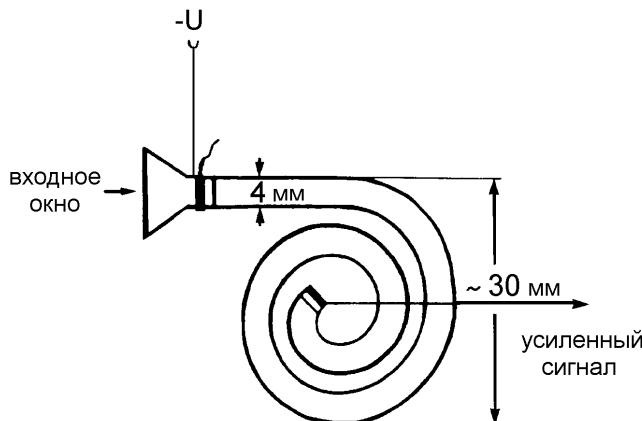


Рис. 5.8: Одиночный канальный электронный умножитель [379].

## 5.2 Сцинтилляционные счетчики

Сцинтилляторы являются одними из наиболее давно используемых детекторов ядерного излучения. Прежде заряженные частицы регистрировались по вспышкам света, возникающим в момент удара частицы в экран из сульфида цинка. Этот свет регистрировался невооруженным глазом. Сообщалось, что чувствительность человеческого глаза может быть существенно улучшена чашкой крепкого кофе, возможно с небольшой дозой стрихнина.

После длительного периода аккомодации в полной темноте человеческий глаз способен зарегистрировать приблизительно 15 фотонов, если они испущены в течение десятой доли секунды и их длина волны приходится на максимум спектральной чувствительности глаза.

Время порядка десятой доли секунды грубо соответствует времени фиксируемого визуального ощущения [63]. Чэдвик [385] ссылается на Генри и Банцелса [386], указывающих, что глаз может зарегистрировать выделение энергии порядка 3 эВ, что соответствует одному «зеленому» фотону [387].

Принципы регистрации в сцинтилляционных счетчиках остались практически неизменными. Функция сцинтиллятора двояка. Во-первых, он должен конвертировать возбуждение кристаллической решетки, связанное с энергетическими потерями частицы, в видимый свет. Во-вторых, он должен передать этот свет непосредственно или через какой-либо световод на оптический преобразователь (фотоумножитель, канальную пластину, фототранзистор, фотодиод и т. п.) [388–390].

В качестве сцинтилляционных материалов могут выступать неорганические кристаллы, органические соединения и газы. Механизмы сцинтилляции в этих материалах принципиально разные.

Неорганические сцинтилляторы представляют чаще всего кристаллы ( $\text{NaI}(\text{Tl})$ ,  $\text{CsI}(\text{Tl})$ ,  $\text{LiI}(\text{Eu})$  и т. п.), активированные специальными примесями (цветовые центры, центры активации), в то время как органические сцинтилляторы — это полимеры, жидкости и иногда тоже кристаллы.

Механизм сцинтилляции неорганических сред может быть понят, если рассмотреть энергетические зоны кристаллов. Наиболее часто используемые галоидные кристаллы являются изоляторами. Их валентные зоны полностью заполнены, но зоны проводимости обычно пусты (Рис. 5.9 [2]). Разница энергий между обеими зонами составляет от 5 до 10 эВ. Примеси, которые действуют как активационные центры, специально вводятся в кристаллическую решетку. Эти примеси энергетически локализуются между валентной зоной и зоной проводимости, создавая тем самым дополнительные энергетические уровни.

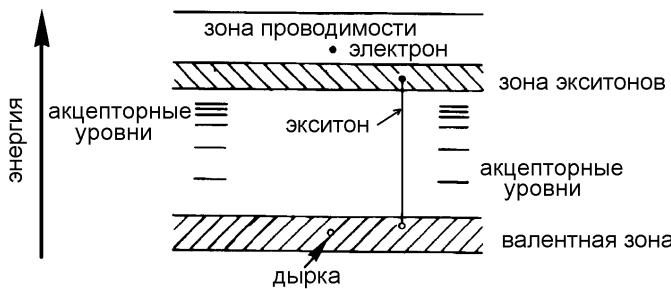


Рис. 5.9: Энергетические зоны в кристаллах.

Электроны переходят из валентной зоны в зону проводимости за счет энергии, потерянной налетающей заряженной частицей. Находясь в зоне проводимости, они могут свободно перемещаться через кристаллическую решетку. При этом в валентной зоне кристалла появляются «дырки». Образованные благодаря этому электрон-дырочные пары создаются в кристалле электрическую проводимость. При рекомбинации электрона с «дыркой» энергия может высвободиться в виде фотона.

Однако, может случиться так, что электрон, поглотивший часть энергии налетающей частицы, не достигнет зоны проводимости. В этом случае он электрически связывается с дыркой. Такое электрон-дырочное связанное состояние (экспонент) перемещается по кристаллу подобно свободному электрону или дырке до тех пор, пока оно не столкнется с активационным центром, которому и будет передана энергия связи экспонента. Энергия возбуждения активационного центра передается затем кристаллической решетке в виде ее колебаний (фононов) или же высвечивается. Таким образом, некоторая часть энергии кристалла высвобождается в виде люминесцентного излучения. Это излучение может преобразовываться в сигнал напряжения с помощью фоточувствительного детектора. Время высвечивания сцинтиллятора зависит от времени жизни уровней возбуждения.

В табл. 5.1 приведены параметры некоторых неорганических сцинтилляторов [1,3,392]. Они имеют характерные времена высвечивания в микросекундном диапазоне и являются поэтому относительно медленными. Только фторид церия ( $\text{CeF}_3$ ) и силикат гадолиния с добавкой церия ( $\text{GSO}(\text{Ce})=\text{Gd}_2\text{SiO}_5$ ) имеют меньшие времена высвечивания. Эти два неорганических кристалла, а также фторид бария (имеющий также компоненту с быстрым высвечиванием в субнаносекундном диапазоне) к тому же еще и радиационно стойкие [392–394].

Органические сцинтилляторы имеют гораздо меньшие времена высвечивания, как правило, в наносекундном диапазоне. Механизм сцинтилляции в этом случае

Таблица 5.1: Характеристики некоторых неорганических сцинтилляторов [1,3,392].

сцинтиллятор	плотность $\rho$ , [г/см <sup>3</sup> ]	время высвечивания, [мкс]	фотонов на МэВ	радиационная длина $X_0$ , [см]	$-\frac{dE}{dx} \Big _{min}$ [МэВ/см]
NaI(Tl)	3.67	0.23	$4.0 \cdot 10^4$	2.59	4.8
LiI(Eu)	4.06	1.3	$1.4 \cdot 10^4$	2.2	5.1
CsI(Tl)	4.51	1.0	$5.5 \cdot 10^4$	1.86	5.6
$\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$	7.13	0.35	$2.8 \cdot 10^3$	1.12	9.2
BaF <sub>2</sub>	4.9	0.62	$6.5 \cdot 10^3$	2.1	6
GeF <sub>3</sub>	6.16	0.03	$\approx 5 \cdot 10^3$	1.7	7.7
GSO(Ce)	6.71	$\approx 0.05$	$\approx 10^4$	1.38	8.3

не связан с решеткой. Органические сцинтилляторы обычно представляют собой трехкомпонентные смеси. Первичные центры флуоресценции возбуждаются за счет потери энергии налетающими частицами. При распаде этих возбужденных состояний излучается свет в ультрафиолетовом диапазоне длин волн. Длина поглощения этого ультрафиолета, однако, весьма мала: центры флуоресценции непрозрачны для их собственного излученного света. Вывод света осуществляется добавлением к сцинтиллятору второго компонента, поглощающего первично излученный свет и переизлучающего его изотропно с большими длинами волн (так называемого сместителя спектра — СС). Эмиссионный спектр второй компоненты обычно согласуется со спектральной чувствительностью фотокатода [1]. Две активных компоненты в органических сцинтилляторах или растворяются в органической жидкости или смешиваются с органическим материалом так, чтобы образовать полимерную структуру. При такой технологии можно производить жидкий или пластиковый сцинтиллятор любой геометрической формы. В большинстве случаев изготавливаются листы сцинтиллятора толщиной от 1 до 30 мм. В табл. 5.2 приведены некоторые первичные флуоресцентные компоненты и СС-материалы. На Рис. 5.10 приведены эмиссионные спектры первично флуоресцирующих и СС-материалов и типичные спектральные чувствительности фотокатодов для обычно используемых фотоумножителей [1,395].

Газовые сцинтилляционные счетчики используют свет, излученный атомами, которые возбуждаются в процессе взаимодействия с ними заряженных частиц и затем возвращаются в основное состояние [388,396–399]. Времена жизни возбужденных уровней лежат в наносекундном диапазоне. Световой выход в газовых сцинтилляторах в силу их низких плотностей сравнительно невысок. Однако в качестве газовых сцинтилляторов могут также применяться сжиженные инертные газы [400].

Газовые сцинтилляционные счетчики можно комбинировать с дрейфовыми камерами. В этом случае электроны первичной ионизации дрейфуют к анодным проволочкам, причем газовое усиление вблизи проволочки приводит к возрастанию числа электронов и, соответственно, к возрастанию числа сцинтилляционных фотонов. Интенсивность этого вторичного сцинтилляционного света, конечно, существенно превышает интенсивность первичного. Последний может быть

Таблица 5.2: Первичные органические флуоресцентные компоненты и СС-материалы. Световойход нормирован на его значение для NaI и отнесен к равным энергетическим потерям во всех материалах [1].

флуоресцентная компоненты	$\lambda_{max}$ [нм] эмиссии	время высвечивания, [нс]	световойход из NaI
нафталин	348	96	0.12
антрацен	440	30	0.5
<i>p</i> -терфенил	440	5	0.25
PBD	360	1.2	
СС-материалы			
POPOP	420	1.6	
bis-MSB	420	1.2	

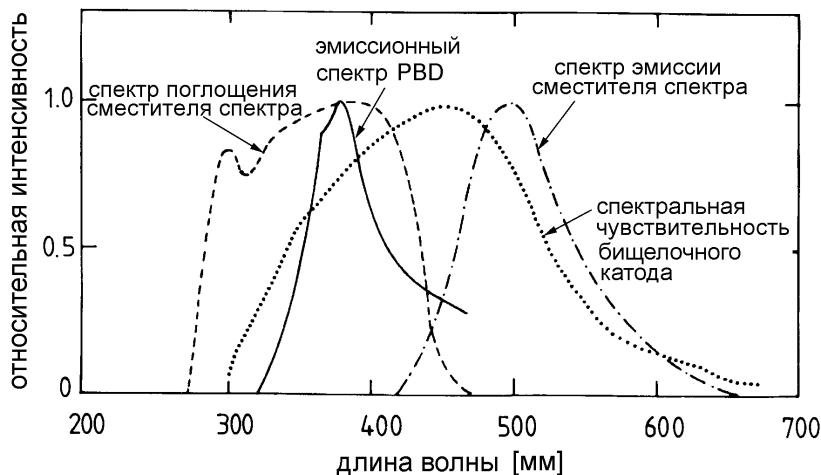


Рис. 5.10: Эмиссионные спектры первично флуоресцирующего материала (PBD) и смеcителя спектра (BBQ) в сравнении с спектральными чувствительностями фотокатодов для обычно используемых фотоумножителей [1,395].

использован для самозапуска такой газовой сцинтилляционной дрейфовой камеры (иногда называемой электролюминесцентной дрейфовой камерой). К тому же интенсивности первично и вторично излученного света пропорциональны энергетическим потерям регистрируемой частицы для камер, работающих в пропорциональном режиме.

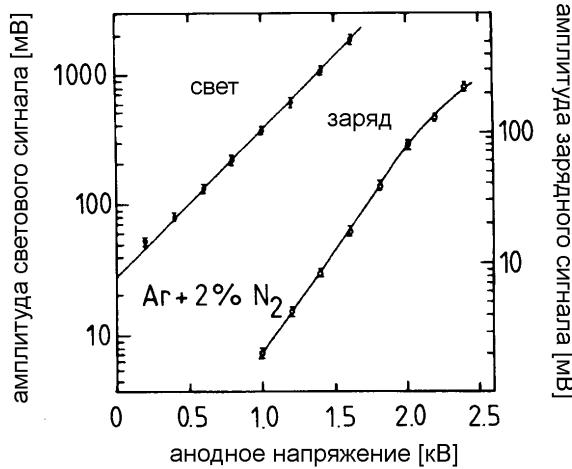


Рис. 5.11: Световой и зарядовый сигналы в газовой сцинтилляционной дрейфовой камере, заполненной аргоном с 2%-ной добавкой азота ( $N_2$ ), при облучении ее  $\alpha$ -частицами из  $^{241}\text{Am}$ -источника [401]. Абсолютные амплитуды светового и зарядового сигналов несопоставимы, так как получены с использованием различных электронных систем считываания.

На Рис. 5.11 показаны световой и зарядовые сигналы как функции приложенного анодного напряжения [401], измеренные в газовой сцинтилляционной дрейфовой камере. Интенсивность света измерена фотоумножителем, обеспечивающим разумный сигнал уже при очень низких анодных напряжениях. При нулевом анодном напряжении детектировался только первично излученный свет.

Сцинтилляционные счетчики большой площади широко применяются для запуска других детекторов, обеспечивающих более детальную информацию. Одно из наиболее важных применений сцинтилляционных счетчиков — это элементы калориметров. В этих системах (см. главу 7) важным является то, что сцинтилляционные счетчики должны иметь высокую однородность, означающую независимость световых выхода от места пролета регистрируемой частицы. Однако, высокая однородность труднодостижима из-за конечной длины поглощения света ( $\lambda$ ) в сцинтилляторах, смеcителях спектра и световодах: для всех них  $\lambda \simeq 1$  м. Поглощение света преимущественно происходит в коротковолновой части спектра. На Рис. 5.12 [402] показано поглощение света в BBQ смеcителе спектра, имеющем форму стержня толщиной 3 мм.

Однородность сбиrания света при детектировании коротковолновой компоненты спектра может быть значительно улучшена за счет установки перед фо-

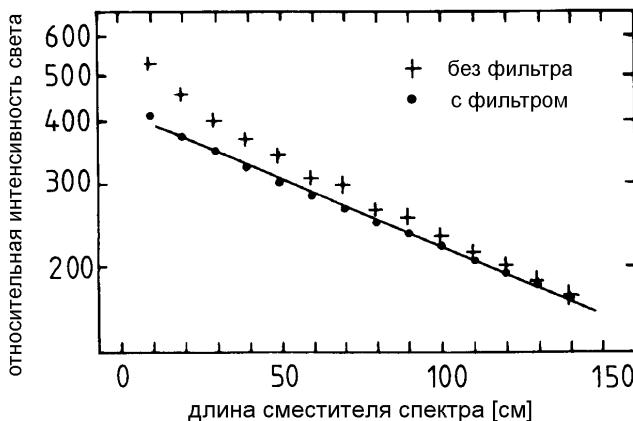


Рис. 5.12: Поглощение света в смеcтителе спектра (BBQ; стержень толщиной 3 мм) [402].

токатодом фильтров, обычно желтых.

Для считывания света в сцинтилляторах большой площади применяется, как правило, несколько ФЭУ. Относительные уровни сигналов этих фотоумножителей могут быть использованы для определения точки пролета регистрируемой частицы и появляющейся благодаря этому возможности коррекции эффектов поглощения при измерении светосбора.

Сцинтилляторы, используемые как элементы калориметров, обычно имеют форму пластин. Свет от сцинтилляционных вспышек выходит через торцы этих пластин и передается к фотоумножителям с помощью световодов. Кроме того, световоды предназначены для согласования формы сцинтилляционных пластин. В простейшем случае (см. Рис. 5.13) свет передается к фотокатоду фотоумножителя по треугольному световоду (так называемый «рыбий хвост»).

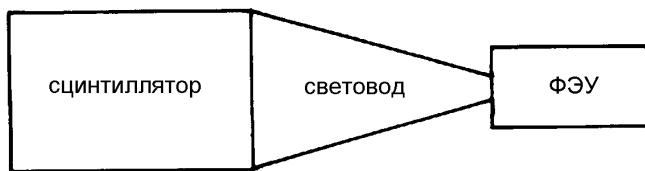


Рис. 5.13: Собирание света с помощью световода типа «рыбий хвост».

Для полной передачи света, то есть передачи без потерь, применение «рыбьего хвоста» невозможно. Только использование сложной системы световодов позволяет перенести весь свет от торца сцинтилляционной пластины до фотокатода («адиабатический световод»). На Рис. 5.14 показан принцип работы адиабатиче-

ского световода ( $dQ = 0$ , то есть потери света отсутствуют). Отдельные части системы световодов могут быть изогнуты только умеренно, иначе свет, распространяющийся по световоду благодаря эффекту полного внутреннего отражения, будет потерян на этих изгиба.

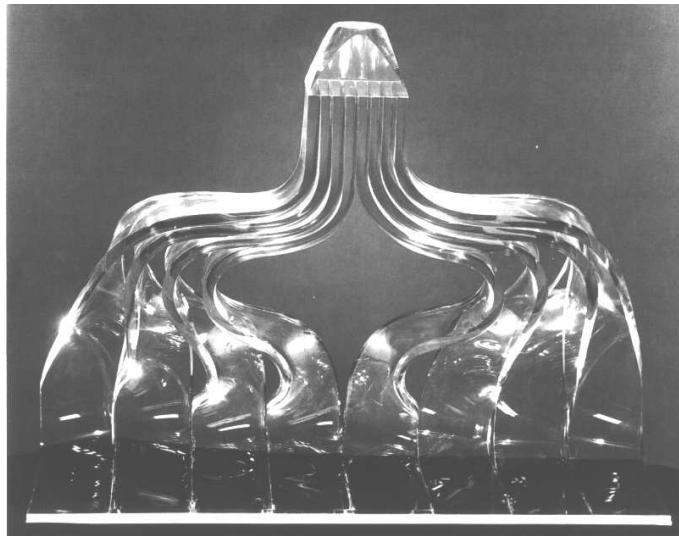


Рис. 5.14: Адиабатический световод [403].

Изображение торца сцинтилляционной пластины не может быть сфокусировано на фотокатод малой площади без потерь света из-за теоремы Лиувилля, гласящей, что «произвольный объем в фазовом пространстве может менять свою форму в процессе своего временного и пространственного преобразования, сохраняя при этом свою величину».

Временное разрешение больших сцинтилляционных счетчиков ограничено не столько времененным разрешением фотоумножителей, сколько разницей во времени прохождения света внутри самого сцинтиллятора (1 м эквивалентен 5 нс). Для длинных сцинтилляторов со специальной считающей электроникой получено временное разрешение порядка 200 пс.

В калориметрах, однако, при достаточном светосборе свет, выходящий через торец сцинтилляционной пластины, может быть поглощен во внешнем сместителе спектра, имеющем форму стержня. Там поглощенный свет переизлучается изотропно с большей длиной волны и передается к фоточувствительному устройству (см. Рис. 5.15).

Очень важным является небольшой воздушный зазор, остающийся между торцом сцинтилляционной пластины и сместителем спектра. В противном случае происходит сдвиг частоты световой волны и изотропно переизлученный свет не будет удерживаться в стержневом сместителе спектра за счет эффекта полного внутреннего отражения. Этот метод передачи света обычно сопряжен с заметными потерями света; типичное значение коэффициента конверсии составляет от 1 до 5%.

Поглощение электромагнитных каскадов в калориметрах часто приводит к

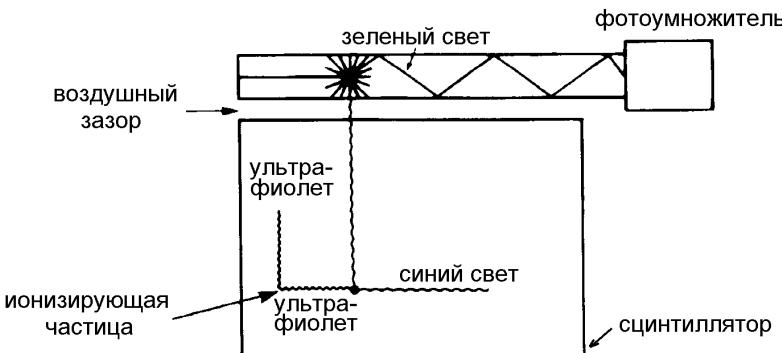


Рис. 5.15: Считывание сигнала из сцинтиллятора с помощью сместителя спектра.

настолько большому выходу света, что может использоваться метод двухступенчатого преобразования длин волн. Это очевидным образом приводит к уменьшению световыххода. Компактность модулей калориметра может быть значительно улучшена (см. Рис. 5.16). Для этого сцинтилляторы и сместители спектра конструируются так, что спектры излучения и поглощения оказываются очень хорошо согласованными.

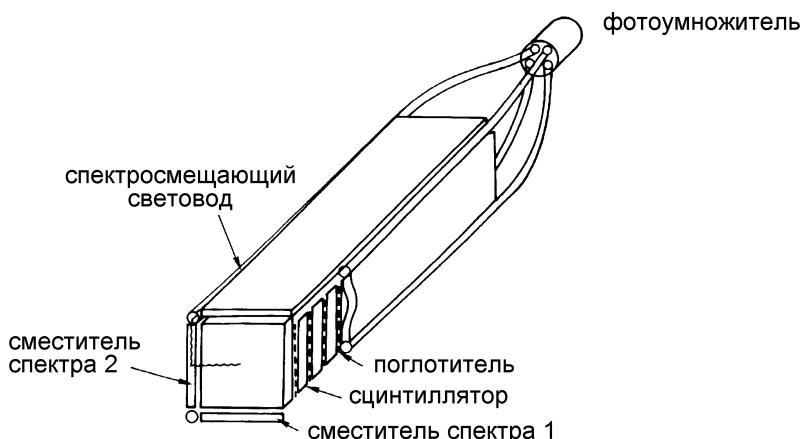


Рис. 5.16: Считывание в калориметре с помощью двухступенчатого сместителя спектра.

Типичные органические сцинтилляторы используют первично флуоресцирующий материал, такой как нафталин (1%), смешанный со сместителем спектра бутилом PBD (1%) и растворенный в полимере типа PMMA (полиметил метакрилата ≡ «плексиглас»). Общепринятой практикой является использование BBQ-поглотителя, растворенного в плексигласе. В этом случае сместители спектра изготавливаются в виде внешних стержней. Многоступенчатое преобразование длин волн переводит первично излученный свет в длинноволновую часть спек-

тра. При этом соответственно согласуется и спектральная чувствительность фотокатодов.

Раздельное считывание, например, с помощью четырех смеcтителей спектра (см. Рис. 5.16) грубо дает пространственное разрешение путем сравнения относительных уровней сигналов с отдельных смеcтителей спектра. Эта методика определяет место первичного излучения света в сцинтилляторе с разрешением порядка нескольких сантиметров.

В обычных калориметрах, состоящих из поглощающих слоев и сцинтилляционных пластин, считывание может осуществляться стержнями спектросмесителями или волокнами, проходящими перпендикулярно сцинтилляционным пластинам [404–406].

Сцинтилляционные счетчики, применяемые в калориметрах, не обязательно должны иметь форму пластин, чередующихся слоями поглотителя. Например, они также могут представлять собой сцинтилляционные волокна, включенные в свинцовую матрицу [407–409]. В этом случае считывание сильно упрощается, так как волокна могут быть сильно изогнуты без потерь света. При этом, считывание осуществляется либо непосредственно с волокон, либо через фотоумножители (калориметр «спагетти»). Раздельное считывание отдельных сцинтилляционных волокон обеспечивает прекрасное пространственное разрешение, которое может даже превосходить пространственное разрешение дрейфовых камер [407, 410–413]. Аналогичным образом, тонкие капилляры («макароны»), заполненные жидким сцинтиллятором, могут использоваться для определения координат заряженных частиц [414, 415]. Такие сцинтилляционные волоконные калориметры или, в общем случае, световолоконные системы, могут также рассматриваться как трековые детекторы. Кроме того, в силу меньшего времени высвечивания они являются реальной альтернативой газоразрядным детекторам, более медленным из-за значительного времени дрейфа электронов. Рис. 5.17 показывает трек заряженной частицы в стопке сцинтилляционных волокон. Диаметр волокна в этом случае около 1 мм [416].

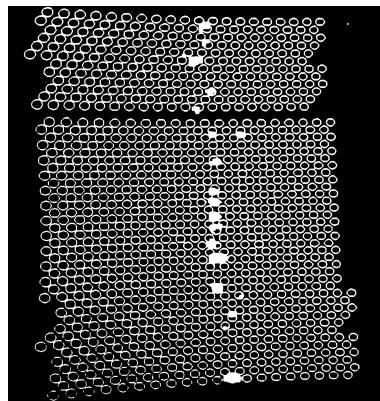


Рис. 5.17: Трек заряженной частицы в стопке сцинтилляционных волокон. Диаметр волокна до 1 мм [416].

Сцинтилляционные волокна могут иметь и меньший диаметр. Рис. 5.18 демонстрирует микрофотографию блока, состоящего из сцинтилляционных воло-

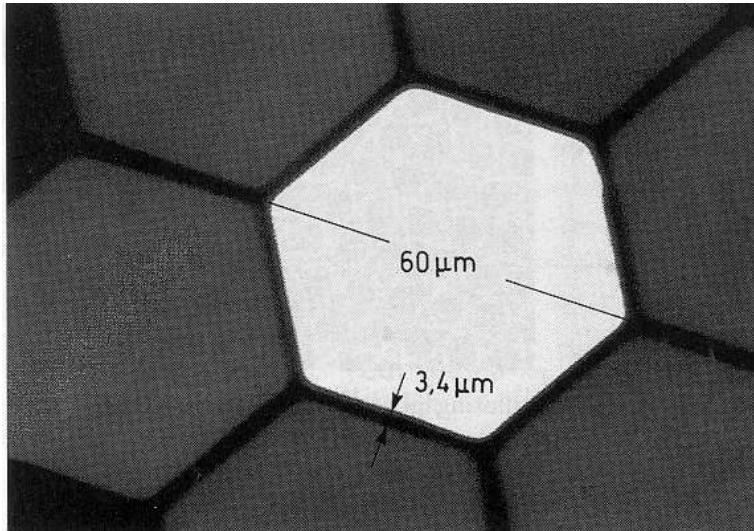


Рис. 5.18: Микрофотография блока, состоящего из семи сцинтилляционных волокон диаметром 60 мкм каждое.

кон диаметром 60 мкм. Освещено только центральное волокно. Очень маленькие порции света рассеиваются в соседних волокнах [417,418], разделенных тонкой лакировкой (светоизоляцией) толщиной 3.4 мкм. Система считывания должна соответствовать гранулированной структуре световолокон — например, она может быть оптической системой пикселей [419].

Совокупность таких блоков из волокон может оказаться отличным трековым детектором для экспериментов, где при больших скоростях счета требуется высокое временное и пространственное разрешение. Рис. 5.19 демонстрирует различные образцы таких блоков из сцинтилляционных волокон, изготовленных различными компаниями [420].

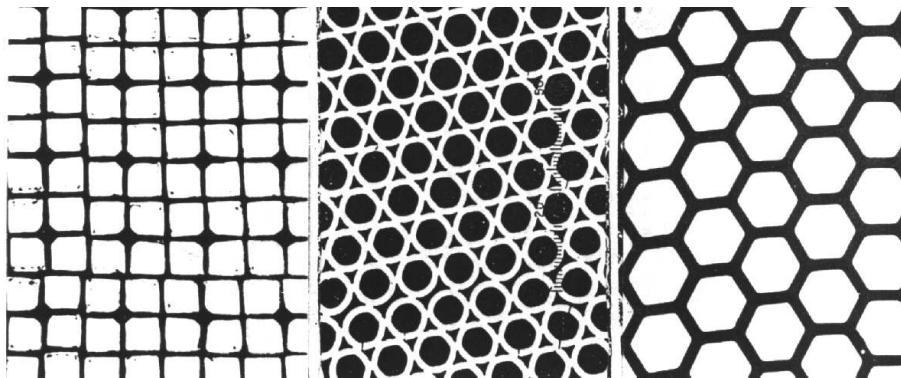


Рис. 5.19: Блоки сцинтилляционных волокон, изготовленные различными компаниями. Слева:  $\phi = 20$  мкм (Шотт, Майнц); в центре:  $\phi = 20$  мкм (Шотт, Майнц); справа: пластиковое волокно  $\phi = 30$  мкм (Kyowa Gas, Япония) [420].

На Рис. 5.20 показано пространственное разрешение треков заряженных частиц, достигнутое в стопке, состоящей из 8000 волокон диаметром 30 мкм каждое — для одиночного трека разрешение составляет 35 мкм, а для двойного — 83 мкм [421].

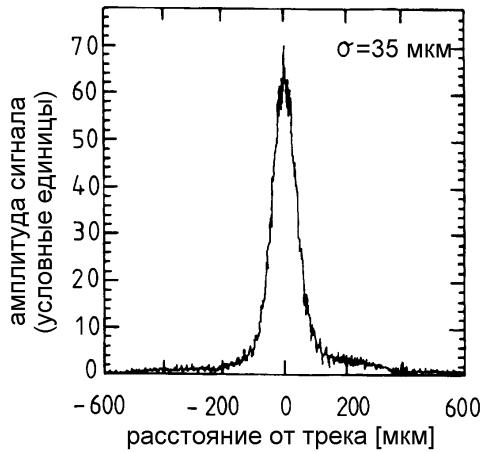


Рис. 5.20: Поперечное распределение сигнала заряженной частицы в стопке из 8000 сцинтилляционных волокон диаметром 30 мкм каждое [421].

Прозрачность сцинтилляторов может деградировать под воздействием радиации высокой интенсивности [422]. Однако, существуют материалы с высокой радиационной стойкостью [423,424].

### 5.3 Плоские искровые счетчики

Плоские искровые счетчики состоят из двух плоских электродов, к которым приложено постоянное напряжение, превышающее напряжение пробоя при рабочем давлении газа. Камера обычно находится при давлении, незначительно превышающем нормальное. Следовательно, плоский искровой счетчик представляет собой по существу искровую камеру, в которой отсутствует запуск. Так же, как и в искровой камере, ионизация пролетевшей заряженной частицей вызывает лавину, развивающуюся в проводящий плазменный канал, закорачивающий электроды. Быстрое возрастание анодного тока может быть использовано для генерации быстро нарастающего во времени сигнала. Этот импульс напряжения может рассматриваться как временной сигнал, очень точно соответствующий моменту времени попадания заряженной частицы в счетчик.

Рис. 5.21 демонстрирует принцип работы плоского искрового счетчика [1,425].

Если в нем используются металлические электроды, то разряд емкости, которую представляет собой камера, будет происходить при образовании искры по всей их поверхности. Это может привести к разрушению электродов и вызывать низкую многотрековую эффективность. Если, однако, электроды выполнены из материала с высоким удельным объемным сопротивлением [426], то разряд емко-

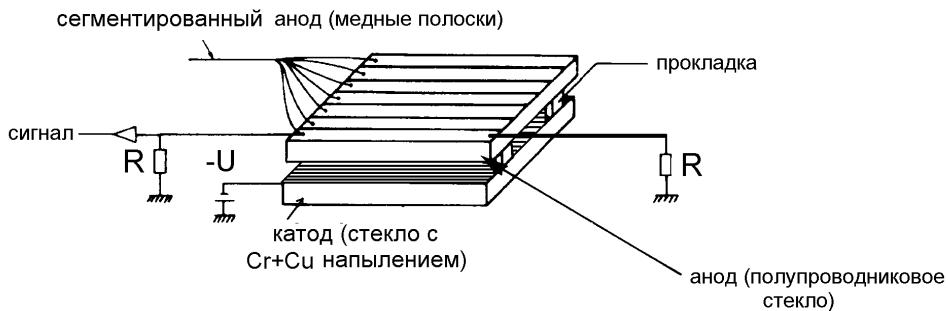


Рис. 5.21: Принцип работы плоской искровой камеры [1,425]. Во многих случаях катод покрыт либо полупроводящим материалом, либо веществом с высоким удельным объемным сопротивлением.

сти при образовании искры будет происходить только на малой части поверхности электрода вблизи искрового разряда. Разрядный ток через камеру уменьшится и разрушения электродов при этом не произойдет; будет также достигнута и высокая многотрековая эффективность — такая же, как в стеклянных искровых камерах.

Камеры применяются не только для определения времени пролета заряженных частиц, но и для грубого измерения координат в случае использования в них сегментированных анодов. В качестве наполнителя камер применяются инертные газы с добавками, которые препятствуют образованию вторичных искр.

Хорошо сконструированные плоские искровые счетчики характеризуются очень высоким временным разрешением  $\sigma_t \leq 30$  пкс. Для этого, однако, межэлектродные зазоры должны быть порядка 200 мкм. Поэтому при производстве искровых счетчиков большой площади необходимо одновременно соблюдать параллельность электродов и высокое качество их поверхности [427,428].

Искровые счетчики, в которых поверхности электродов, обращенных к рабочему газу, покрыты бором, могут использоваться для детектирования нейтронов (см. раздел 6.1) [429].

Плоские искровые счетчики могут работать в режиме низкого газового усиления (в этом случае они называются камерами с резистивными пластинами — КРП). Для этого вместо полупроводящих материалов для электродов используются, например, стеклянные пластины, покрытые графитом, или другие материалы с подходящей поверхностной проводимостью. Наиболее распространенный режим работы таких камер — стримерный или лавинный [427–432]. Эти КРП-камеры используют очень быстрые сигналы и, как и сцинтилляционные счетчики, могут применяться для запуска с высоким временным разрешением. Если электроды таких камер сегментировать, то они обеспечивают и измерение координат частиц.

Плоские искровые счетчики и камеры с резистивными пластинами обычно не допускают высоких скоростей счета. Если коэффициент газового усиления уменьшить до значения порядка  $10^5$ , то ни стример, ни искра не могут развиться. Та-

ким режимом работы характеризуются лавинные камеры с плоскопараллельными пластинами (ЛКПП) [433–437]. Для них типичное межэлектродное расстояние составляет около 1 мм, а временное разрешение  $\approx 500$  пкс. При работе в пропорциональном режиме ЛКПП характеризуются также и отличным энергетическим разрешением [438]. Их дополнительным достоинством по сравнению с искровыми счетчиками и КРП является то, что они могут работать при больших загрузках за счет того, что используется низкое газовое усиление. Это справедливо и для стеклянных искровых счетчиков [439], и для стеклянных искровых камер, у которых разрядный ток мал (см. раздел 4.15). При определенных условиях КРП могут работать и при высоких скоростях счета [440].

Для всех вышерассмотренных типов камер общим является то, что благодаря малым межэлектродным зазорам они обеспечивают высокое временное разрешение.

## Глава 6

# Идентификация частиц

Одна из стандартных задач при регистрации элементарных частиц, помимо измерения их характеристик типа импульса и энергии, — определение типа частицы. Это подразумевает определение ее массы и заряда. Вообще говоря, это достигается путем использования информации с различных детекторов.

Например, радиус кривизны  $\rho$  заряженной частицы в магнитном поле дает информацию об импульсе  $p$  и заряде  $z$  посредством соотношения

$$\rho \propto \frac{p}{z} = \frac{\gamma m_0 \beta c}{z}. \quad (6.1)$$

Скорость  $\beta = v/c$  можно получить измерением времени пролета из уравнения

$$\tau \propto \frac{1}{\beta}. \quad (6.2)$$

Величина потерь энергии на ионизацию и возбуждение приблизительно описывается соотношением

$$-\frac{dE}{dx} \propto \frac{z^2}{\beta^2} \ln(a\gamma\beta), \quad (6.3)$$

где  $a$  — константа, зависящая от материала. Поскольку обычно измеряется лишь кинетическая, а не полная энергия, то ее измерение дает

$$T = (\gamma - 1)m_0c^2. \quad (6.4)$$

Уравнения (6.1)-(6.4) содержат три неизвестных величины, а именно  $m_0$ ,  $\beta$  и  $z$ ; Лоренц-фактор  $\gamma$  связан со скоростью  $\beta$  известным соотношением  $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ . Трех из упомянутых выше четырех измерений в принципе достаточно для определения типа частицы. В физике элементарных частиц преимущественно имеют дело с однократно заряженными частицами ( $z = 1$ ). В этом случае для идентификации частицы достаточно двух различных измерений. Однако для частиц высокой энергии определения скорости недостаточно, так как для всех релятивистских частиц (независимо от их массы)  $\beta$  очень близка к 1 и поэтому разделить частицы разной массы не удается.

Почти все детекторы используют либо ионизацию заряженными частицами, либо испускание ими света. Поэтому частицы, которые не ионизируют среду и не испускают свет в сцинтилляторах, должны быть сперва превращены в заряженные частицы. Процессы превращения для фотонов (конверсионные процессы)

были описаны в главе 1. К ним относятся фотоэлектрический эффект, комптоновское рассеяние и рождение электрон-позитронных пар. Другие нейтральные частицы типа нейтронов или нейтрино следует рассмотреть отдельно.

## 6.1 Нейтронные счетчики

В зависимости от энергии нейтронов следует применять различные методы регистрации. Общим для всех методов является то, что при взаимодействии нейтронов должны образовываться заряженные частицы, которые затем наблюдаются в детекторе посредством «нормальных» процессов взаимодействия типа, например, ионизации или образования света в спинтилляторах [65,441,442].

Для нейтронов низкой энергии ( $E_n^{\text{kin}} < 20 \text{ МэВ}$ ) можно использовать следующие реакции конверсии:



Сечения этих реакций сильно зависят от энергии нейтронов. Они изображены на Рис. 6.1 [442].

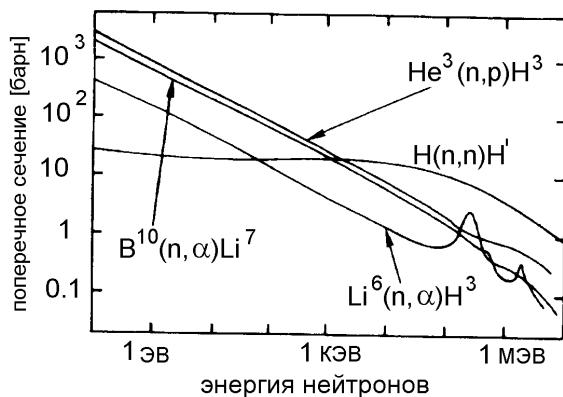


Рис. 6.1: Зависимость сечения реакций, индуцированных нейтронами, от их энергии ( $1 \text{ барн} = 10^{-24} \text{ см}^2$ ) [442].

Для энергий в диапазоне  $20 \text{ МэВ} \leq E_n \leq 1 \text{ ГэВ}$  для регистрации нейтронов может быть использовано рождение протонов отдачи через упругое ( $n, p$ ) рассеяние (уравнение (6.8)). Нейтроны высокой энергии ( $E_n > 1 \text{ ГэВ}$ ) рождаются в неупругих взаимодействиях адронные каскады, которые легко идентифицировать.

Чтобы отличить нейтроны от других частиц, нейтронный счетчик в сущности всегда состоит из счетчика антисовпадений, который накладывает вето на заряженные частицы, и собственно нейтронного детектора.

Тепловые нейтроны ( $E_n \approx 0.02 \text{ эВ}$ ) легко регистрируются ионизационными камерами или пропорциональными счетчиками, заполненными газообразным

трифторидом бора ( $\text{BF}_3$ ). Чтобы зарегистрировать в этих счетчиках нейтроны более высокой энергии, их следует сперва замедлить, поскольку в противном случае сечение взаимодействия нейтронов будет слишком малым (см. Рис. 6.1). Замедление нетепловых нейтронов лучше всего осуществить на веществах, содержащих много протонов, так как нейтроны могут передать большое количество энергии партнерам по столкновению с той же массой. При взаимодействиях с тяжелыми ядрами преимущественно происходит лишь упругое рассеяние с малыми передачами энергии. Предпочтительными замедлителями являются паракин или вода. Поэтому нейтронные счетчики нетепловых нейтронов окружают этими материалами. С  $\text{BF}_3$ -счетчиками можно достигнуть вероятности регистрации нейтронов порядка 1%.

Тепловые нейтроны можно также регистрировать посредством реакции деления ( $n, f$ ) ( $f$  = деление). На Рис. 6.2 показаны два специальных пропорциональных счетчика, которые изнутри покрыты либо тонким слоем бора, либо ураном, чтобы индуцировать ( $n, \alpha$ ) или ( $n, f$ )-реакции [65]. Для замедления быстрых нейтронов эти счетчики смонтированы внутри паракинового цилиндра.

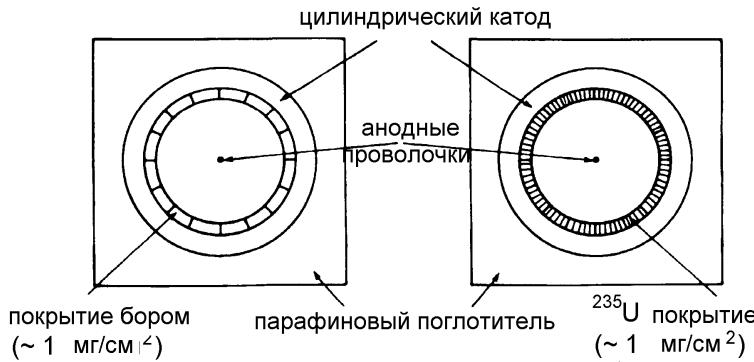


Рис. 6.2: Регистрация нейтронов пропорциональными счетчиками [65].

Тепловые или квазитетловые нейтроны можно также регистрировать твердотельными детекторами. Для этой цели фторид лития ( ${}^6\text{LiF}$ ) напыляется на поверхность полупроводникового счетчика, в котором согласно уравнению (6.5) образуются  $\alpha$ -частицы и тритоны. Последние легко регистрируются твердотельным детектором.

Столь же хорошо для их регистрации можно использовать сцинтилляционные счетчики на основе иодистого лития, активированного европием ( $\text{LiI}(\text{Eu})$ ), так как образующиеся  $\alpha$ -частицы и тритоны могут быть зарегистрированы по их сцинтилляционному свету. Нейтроны с энергией в МэВном диапазоне можно регистрировать с помощью реакции (6.7) в многопроволочных пропорциональных камерах, заполненных газовой смесью  ${}^3\text{He}$  и Kr при высоком давлении. Упругая реакция отдачи (уравнение (6.8)) может быть использована в многопроволочных пропорциональных камерах, содержащих компоненты, богатые водородом (например,  $\text{CH}_4 + \text{Ar}$ ). Размер нейтронного счетчика должен быть большим по сравнению с максимальным пробегом протонов отдачи  $\approx 10$  см в типичных газах [37] (см. Рис. 6.3). В твердых телах пробег протонов сокращается приблизительно обратно пропорционально плотности (см. Рис. 6.4).

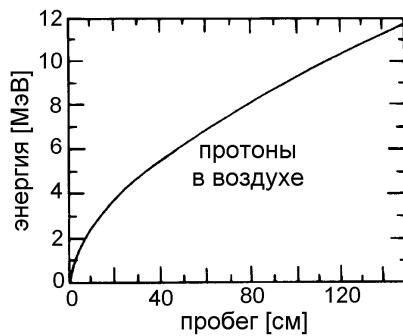


Рис. 6.3: Пробег протонов в воздухе [37].

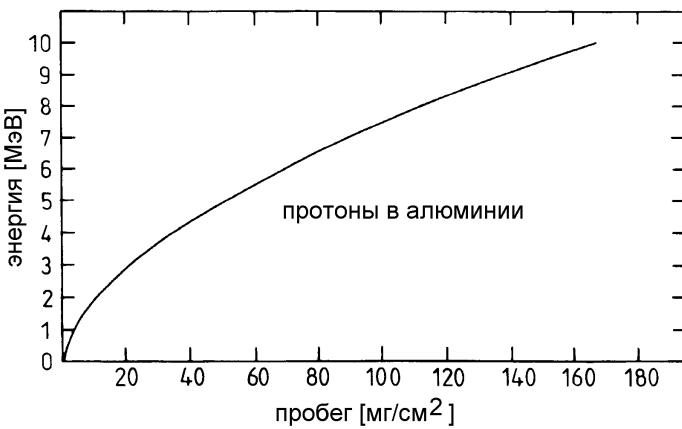


Рис. 6.4: Пробег протонов в алюминии [37].

Нейтроны в диапазоне энергии  $1 \div 100$  МэВ можно также регистрировать в органических сцинтилляторах путем рождения протонов отдачи согласно уравнению (6.8). Однако, сечение  $(n, p)$ -реакции быстро падает с ростом энергии нейронов, что уменьшает вероятность регистрации нейронов.

Если  $\sigma$  — сечение  $(n, p)$ -процесса, то сечение на единичную массу  $\phi$  (в  $\text{см}^2/\text{г}$ ), иногда неправильно называемое «вероятностью взаимодействия», для  $(n, p)$ -реакции дается соотношением

$$\phi[\text{см}^2/\text{г}] = \sigma[\text{см}^2] \cdot N_A [\text{г}^{-1}],$$

где  $N_A$  — число Авогадро <sup>1</sup>.

Для нейронов с энергией 10 МэВ и сечением около 1 барн получим  $\phi = 0.60$  на  $\text{г}/\text{см}^2$  (сравни Рис. 6.1; кривая  $H(n, n)H'$ ). Для органического сцинтиллятора толщиной 1 см (предполагается плотность  $\rho = 1.2 \text{ г}/\text{см}^3$ ) с 30% долей свободных протонов достигаются вероятности регистрации нейронов порядка 20%. Вооб-

<sup>1</sup> Но не на моль вещества, а на его грамм. *Примеч. пер.*

ше говоря, можно утверждать, что вероятность регистрации нейтронов растет с произведением плотности и толщины как  $\rho \cdot dx$ .

В некоторых приложениях — например, в области радиационной защиты — измерение энергии нейтронов играет важную роль, поскольку относительная биологическая эффективность нейтронов сильно зависит от энергии. Энергию нейтронов часто измеряют пороговыми детекторами. Такой детектор состоит из фольги, покрытой изотопом, который реагирует на нейтроны, имеющие энергию только выше определенного порогового значения. Частицы или заряженные ядра, освобождающиеся в этих реакциях, можно регистрировать, например, пластиковыми детекторами (фольга из нитрата или ацетата целлюлозы) методом их последующего травления, и исследованием под микроскопом или с использованием методов автоматического распознавания образов (см. параграф 4.21). В Табл. 6.1 перечислены различные пороговые реакции, используемые для регистрации нейтронов.

Таблица 6.1: Пороговые реакции для измерения энергии нейтронов [65].

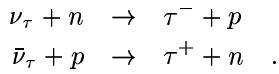
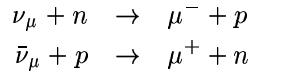
Реакция	Пороговая энергия, МэВ
Деление $^{234}\text{U}$	0.3
Деление $^{236}\text{U}$	0.7
$^{31}\text{P} (n, p) ^{31}\text{Si}$	0.72
$^{32}\text{S} (n, p) ^{32}\text{P}$	0.95
Деление $^{238}\text{U}$	1.3
$^{27}\text{Al} (n, p) ^{27}\text{Mg}$	1.9
$^{56}\text{Fe} (n, p) ^{56}\text{Mn}$	3.0
$^{27}\text{Al} (n, \alpha) ^{24}\text{Na}$	3.3
$^{24}\text{Mg} (n, p) ^{24}\text{Na}$	4.9
$^{65}\text{Cu} (n, 2n) ^{64}\text{Cu}$	10.1
$^{58}\text{Ni} (n, 2n) ^{57}\text{Ni}$	12.0

Чтобы охватить различные энергетические диапазоны нейтронов в одной экспозиции, используют стопки пластмассовых фольг, покрытых различными изотопами. По скоростям счета в каждой отдельной фольге, характеризующейся своим энергетическим порогом, можно грубо определить спектр энергии нейтронов [65].

## 6.2 Детекторы нейтрино

Нейтриновые детекторы должны быть чрезвычайно большими, так как сечение взаимодействия нейтрино очень мало. В зависимости от вида нейтрино (электронное, мюонное или тау-лептонное) можно рассматривать следующие реакции для их регистрации:





При более высоких энергиях можно также использовать неупругие нейтринные реакции на нуклонах или ядрах. Поскольку для нейтрино с энергией несколько МэВ сечение реакции (уравнение (6.9)) составляет порядка  $10^{-43}$  см<sup>2</sup> на нуклон, то вероятность реакции, а, следовательно, и эффективность регистрации нейтрино для детектора с произведением длины на плотность  $1000$  г/см<sup>2</sup> (для железа примерно 1.3 м) всего лишь порядка  $6 \cdot 10^{-17}$ . Поэтому детекторы нейтрино требуют массивных мишеней и больших потоков нейтрино, чтобы получить заметные скорости счета.

В экспериментах с образованием нейтрино (например, в электрон-позитронной аннигиляции или взаимодействии протонов с антипротонами) возможно, однако, зарегистрировать их косвенным образом. Если детектор охватывает полный телесный угол вокруг места встречи («герметичность»), и если полная энергия реакции (энергия в системе центра масс) известна, а энергии и импульсы всех родившихся частиц кроме нейтрино измерены, то характеристики незарегистрированных нейтрино можно извлечь из недостающей энергии и направления недостающего импульса. Такой метод «недостающей энергии» применялся при открытии лептонных распадов  $W$  бозонов — заряженных носителей электрослабого взаимодействия [443,444].

### 6.3 Счетчики времени пролета

Идентификация частиц с помощью измерения времени пролета требует отличного временного разрешения. Рабочий принцип счетчика времени пролета схематично показан на Рис. 6.5.

После того, как частица проходит через левый детектор (например, сцинтилляционный счетчик), она запускает преобразователь времени в амплитуду (ВАП). Он останавливается вторым счетчиком, когда в него попадает частица. Информация о времени, которую запомнил ВАП, считывается многоканальным амплитудным анализатором (МКА) или обрабатывается компьютером.

Если, например, импульс пучка частиц с неизвестным составом уже был определен в магнитном спектрометре, то измерение времени пролета можно использовать для идентификации частиц различной массы, поскольку при одном и том же импульсе у них будут разные скорости [1].

Две частицы с массами  $m_1$  и  $m_2$  имеют при одинаковом импульсе и пролетном расстоянии  $L$  разницу времен пролета

$$\Delta t = L \left( \frac{1}{v_1} - \frac{1}{v_2} \right) = \frac{L}{c} \left( \frac{1}{\beta_1} - \frac{1}{\beta_2} \right).$$

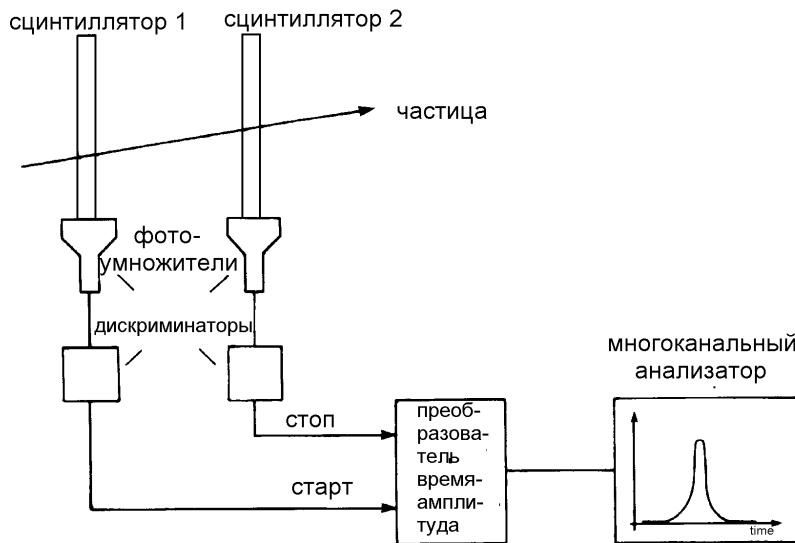


Рис. 6.5: Принцип работы времяпролетного счетчика.

Используя  $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$ , получаем, что

$$\Delta t = \frac{L}{c} \left\{ \sqrt{\frac{\gamma_1^2}{\gamma_1^2 - 1}} - \sqrt{\frac{\gamma_2^2}{\gamma_2^2 - 1}} \right\}.$$

Подставляя в это уравнение  $\gamma = E/m_0 c^2$ , получим

$$\Delta t = \frac{L}{c} \left\{ \sqrt{\frac{1}{1 - \left(\frac{m_1 c^2}{E_1}\right)^2}} - \sqrt{\frac{1}{1 - \left(\frac{m_2 c^2}{E_2}\right)^2}} \right\}.$$

Для релятивистской частицы ( $E \gg m_0 c^2$ ) имеем, таким образом,

$$\Delta t = \frac{L}{c} \left\{ \sqrt{1 + \left(\frac{m_1 c^2}{E_1}\right)^2} - \sqrt{1 + \left(\frac{m_2 c^2}{E_2}\right)^2} \right\}.$$

Поскольку в этом случае  $E \approx pc$ , то разложение квадратного корня приведет к соотношению

$$\Delta t = \frac{Lc}{2p^2} (m_1^2 - m_2^2).$$

Предположим, что для разделения масс требуется достоверность  $\Delta t = 4\sigma_t$ , то есть требуется разность времен пролета в четыре раза больше, чем временное разрешение. В этом случае разделение пионов и каонов может достигаться до импульсов 1 ГэВ/с при пролетном расстоянии 3 м и разрешении по времени

$\sigma_t = 300$  пс, чего можно достичнуть, например, со сцинтилляционными счетчиками [1]. При более высоких импульсах системы времени полета становятся все более длинными, так как  $\Delta t \propto 1/p^2$ .

Из-за отличного временного разрешения искровых счетчиков ( $\sigma_t \approx 30$  пс) времяпролетные системы на таких детекторах могут быть соответственно короче ( $L = 30$  см при разделении пинов и каонов до импульсов  $p = 1$  ГэВ/ $c$ ).

Разницы времен пролета различных пар заряженных частиц при пролетном расстоянии 1 м показаны на Рис. 6.6. Для ультраквантитативистских частиц разницы времен пролета стремятся к нулю. Поэтому метод времени имеет смысл применять для частиц, у которых скорости не слишком близки к скорости света.

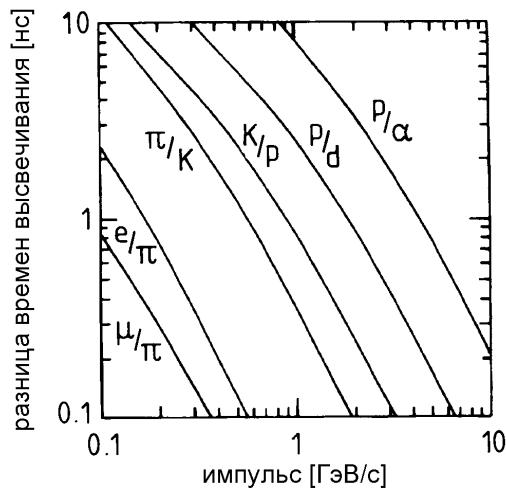


Рис. 6.6: Разница времени пролета для различных пар частиц при пролетном расстоянии 1 м [1].

## 6.4 Черенковские счетчики

Заряженная частица, пересекающая среду с показателем преломления  $n$  со скоростью  $v$ , превышающей скорость света  $c/n$  в этой среде, испускает характерное электромагнитное излучение, называемое черенковским излучением [445, 446]. Оно испускается потому, что заряженная частица поляризует атомы вдоль своего пути, так что они становятся электрическими диполями. Временное изменение поля диполя приводит к испусканию электромагнитного излучения. Пока  $v < c/n$ , диполи симметрично расположены вокруг пути частицы, так что поле диполя, проинтегрированное по всем диполям, исчезает и излучения нет. Если, однако, частица движется с  $v > c/n$ , симметрия нарушается, так что возникает отличный от нуля дипольный момент, что и приводит к испусканию излучения. На Рис. 6.7 показана разница поляризаций для случаев  $v < c/n$  и  $v > c/n$  [68].

Вклад черенковского излучения в потери энергии по сравнению с потерями на ионизацию и возбуждение (уравнение (1.4)) мал даже для минимально ионизиру-

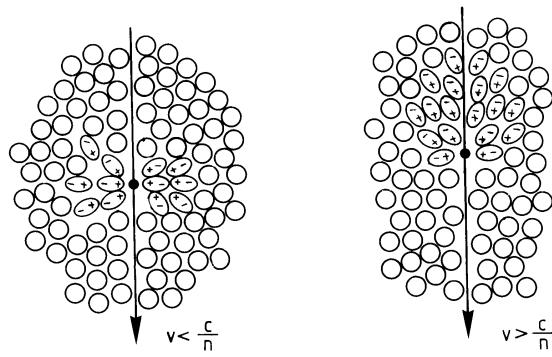


Рис. 6.7: Иллюстрация эффекта Черенкова [68].

юющих частиц. Для газов с  $Z \geq 7$  потери энергии на черенковское излучение дают меньше, чем 1% ионизационных потерь минимально ионизирующих частиц. Для легких газов (He, H) эта доля составит 5% [5,6].

Угол между испущенными черенковскими фотонами и треком заряженной частицы можно получить из простых соображений (Рис. 6.8).

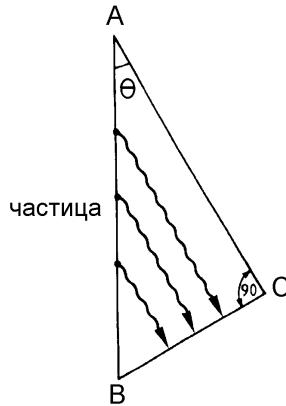


Рис. 6.8: Простое геометрическое определение черенковского угла.

Пока частица пролетит расстояние  $AB = t\beta c$ , фотон продвинется на  $AC = t \cdot c/n$ . Поэтому получаем

$$\cos \theta_c = \frac{c}{n\beta c} = \frac{1}{n\beta}. \quad (6.10)$$

В принципе испускание черенковского фотона приводит к отдаче заряженной частицы, которая несколько изменяет направление своего движения. Принимая это во внимание, точный учет кинематики даст

$$\cos \theta_c = \frac{1}{n\beta} + \frac{\hbar k}{2p} \left( 1 - \frac{1}{n^2} \right),$$

где  $k$  — волновой вектор фотона ( $k = 2\pi/\lambda$ ;  $\lambda$  — длина волны),  $\hbar k$  — импульс фотона, а  $p$  — импульс заряженной частицы.  $\theta_c$  — это угол между вектором

импульса налетающей частицы и направлением испущенного фотона. Так как  $\hbar k \ll p$ , то уравнение (6.10) представляет из себя отличное приближение во всех практических случаях.

При испускании черенковского излучения имеется пороговый эффект. Излучение испускается лишь в том случае, если  $\beta > \frac{1}{n}$ . На пороге черенковское излучение испускается в направлении вперед. Черенковский угол растет, пока не достигнет максимума при  $\beta = 1$ , а именно

$$\theta_c = \arccos \frac{1}{n} .$$

Следовательно, черенковское излучение испускается только если среда и частота  $\nu$  таковы, что  $n(\nu) > 1$ .

Пороговая скорость для испускания излучения соответствует пороговой энергии, которая дается следующим соотношением:

$$E_{\text{пор}} = \gamma_{\text{пор}} m_0 c^2 ,$$

где

$$\gamma_{\text{пор}} = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta_{\text{пор}}^2}} = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{1}{n^2}}} = \frac{n}{\sqrt{n^2 - 1}} .$$

При заданной энергии пороговый лоренц-фактор зависит от массы частицы. Поэтому измерение черенковского излучения идеально подходит для целей идентификации частиц.

На Рис. 6.9 [71] показана зависимость черенковского угла от скорости частицы для различных показателей преломления.

Число черенковских фотонов, испущенных на единицу длины с длинами волн в интервале от  $\lambda_1$  до  $\lambda_2$ , дается выражением

$$\frac{dN}{dx} = 2\pi\alpha z^2 \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \left(1 - \frac{1}{n^2\beta^2}\right) \frac{d\lambda}{\lambda^2} , \quad (6.11)$$

для  $n(\lambda) > 1$ , где  $z$  — электрический заряд излучающей частицы, а  $\alpha = \frac{1}{137}$  — постоянная тонкой структуры.

Пренебрегая дисперсией среды (т. е. полагая, что  $n$  не зависит от  $\lambda$ ), получим

$$\frac{dN}{dx} = 2\pi\alpha z^2 \cdot \sin^2 \theta_c \cdot \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{\lambda_1 \lambda_2} .$$

В оптическом диапазоне ( $\lambda_1 = 400$  нм и  $\lambda_2 = 700$  нм) для частиц с единичным зарядом ( $z = 1$ ) получим

$$\frac{dN}{dx} = 490 \sin^2 \theta_c [\text{см}^{-1}] . \quad (6.12)$$

На Рис. 6.10 показано число черенковских фотонов, испущенных на единицу длины для различных материалов как функция скорости частицы [71].

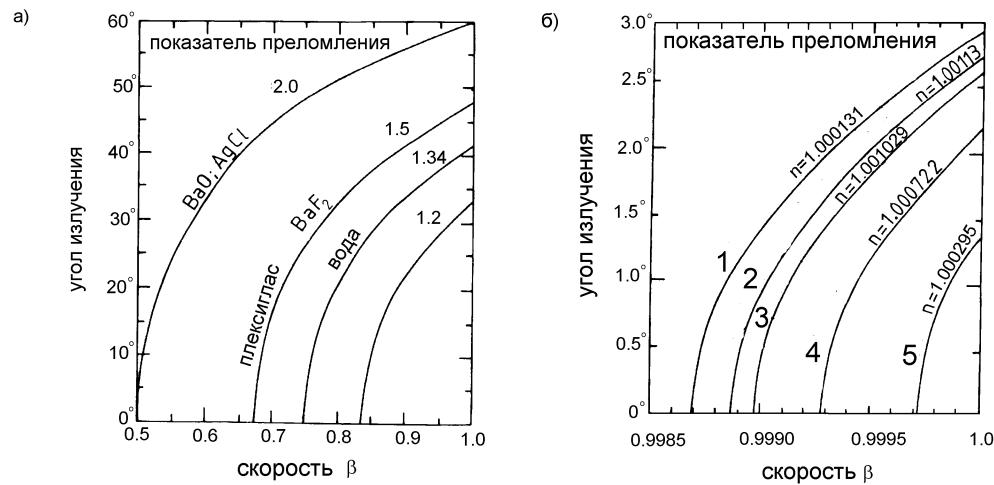


Рис. 6.9: Зависимость черенковского угла от скорости частицы в а) различных материалах и б) газах при различных показателях преломления [71]: 1 — изобутан, 2 — фреон (газообразный при 26°C и 760 мм рт. ст.), 3 — пропан, 4 — этан, 5 — воздух.

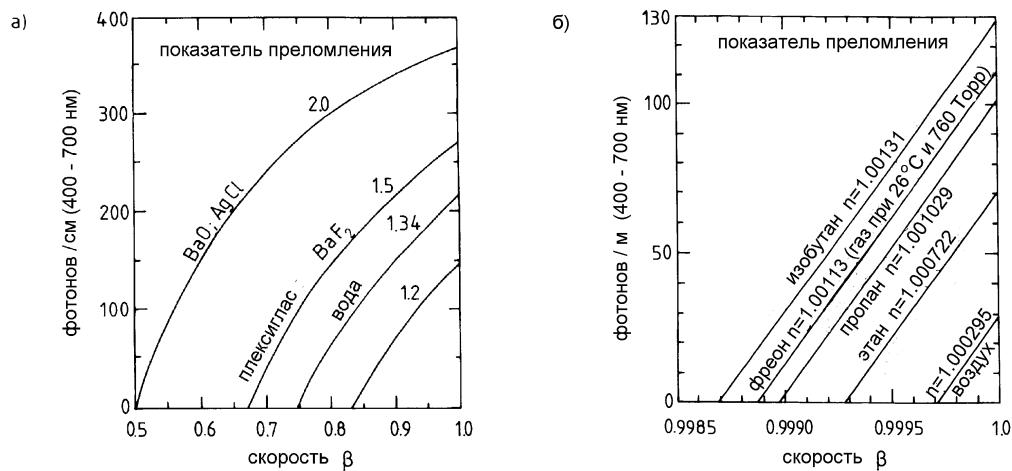


Рис. 6.10: Зависимость числа испущенных черенковских фотонов на единицу длины среды от скорости частицы в а) различных материалах и б) газах при различных показателях преломления [71].

Выход фотонов может быть увеличен в два или три раза, если регистрируются также фотоны, испущенные в ультрафиолетовом диапазоне, хотя число испущенных черенковских фотонов обратно пропорционально квадрату длины волны (см. уравнение (6.11)), черенковские фотоны не испускаются в рентгеновском диапазоне, так как в этой области показатель преломления  $n = 1$ , и поэтому условие испускания черенковских фотонов не выполняется.

Чтобы получить правильное число фотонов, испущенных в черенковском счетчике, уравнение (6.11) должно быть проинтегрировано по области, в которой  $\beta \cdot n(\nu) \gg 1$ . Кроме того, чтобы получить число фотонов, попадающих в детектор, следует учесть функцию отклика системы сбиения света.

В принципе в качестве рабочей среды (радиатора) в черенковском счетчике можно использовать любой материал. В частности, черенковское излучение испускается во всех сцинтилляторах и световодах, которые используются для считывания. Сцинтилляционный свет, однако, примерно в 100 раз интенсивнее черенковского. Большой диапазон показателей преломления достигается путем использования твердых, жидких или газообразных черенковских сред (см. Табл. 6.2).

Обычные жидкости имеют показатели преломления больше, чем  $\approx 1.33$  (вода), а у газов  $n$  меньше:  $\approx 1.002$  (пентан). Хотя газовые черенковские счетчики могут работать и при высоком давлении, повышая тем самым показатель преломления, но существенный зазор между  $n = 1.33$  и  $n = 1.002$  таким способом преодолеть нельзя.

Использование кремниевых аэрогелей, однако, позволило охватить и этот недостающий диапазон показателей преломления. Аэрогели — это фазовые смеси от  $m$  ( $\text{SiO}_2$ ) и  $2m$  ( $\text{H}_2\text{O}$ ), где  $m$  — целое число. Они образуют пористую структуру с воздушными пузырьками. Их диаметр в аэрогеле мал по сравнению с длиной волны света, так что свет «видит» средний показатель преломления между воздухом и твердым телом, образующим структуру аэрогеля. Кремниевые аэрогели можно производить с плотностями от 0.1 до 0.3  $\text{г}/\text{см}^3$  [1,34,35].

Требуемая толщина черенковских сред для эффективной идентификации частиц может быть получена из порогового условия для эффекта Черенкова.

Рассмотрим две частицы с различными массами  $m_1$  и  $m_2$  и одинаковым импульсом [1]. Чтобы различить их в пороговом черенковском счетчике, необходимо чтобы более легкая частица с массой  $m_1$  испускала черенковское излучение; при этом предполагается, что более тяжелая с массой  $m_2$  находится точно на пороге и не излучает. При этих условиях получим:

$$\beta_2 = \frac{1}{n} \quad (6.13)$$

или

$$\gamma_2 = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{1}{n^2}}} .$$

Переписав последнее уравнение, имеем:

$$n^2 = \frac{\gamma_2^2}{\gamma_2^2 - 1} .$$

Более легкая частица испускает  $490 \cdot \sin^2 \theta_c$  фотонов на сантиметр длины пробега (см. уравнение (6.12)), где

$$\sin^2 \theta_c = 1 - \cos^2 \theta_c = 1 - \frac{1}{(\beta_1 n)^2} = 1 - \frac{1}{\beta_1^2 \frac{\gamma_2^2}{\gamma_2^2 - 1}} = 1 - \frac{1}{\frac{\gamma_1^2 - 1}{\gamma_1^2} \frac{\gamma_2^2}{\gamma_2^2 - 1}} = \frac{\gamma_1^2 - \gamma_2^2}{(\gamma_1^2 - 1)\gamma_2^2}.$$

Поскольку обычно  $\gamma_1^2 \gg 1$ , отсюда следует, что

$$\sin^2 \theta_c = \frac{1}{\gamma_2^2} - \frac{1}{\gamma_1^2} = \frac{m_2^2 c^4}{E_2^2} - \frac{m_1^2 c^4}{E_1^2}.$$

Если  $\gamma_1^2 \gg 1$ , то и  $E_1 \approx p_1 c$ ; так как  $p_1 = p_2 = p$ , то, предполагая, что и для тяжелой частицы с массой  $m_2$  энергия  $E_2 \approx p_2 c$ , получим, что

$$\frac{dN}{dx} = 490 \cdot \sin^2 \theta_c [\text{см}^{-1}] = 490 \cdot \frac{c^2}{p^2} (m_2^2 - m_1^2) [\text{см}^{-1}].$$

При толщине слоя среды  $L$  (в см) и квантовой эффективности фотоумножителя для черенковских фотонов  $q$  легко найти, что число фотоэлектронов для полного светосбора равно

$$N = 490 \frac{c^2}{p^2} (m_2^2 - m_1^2) \cdot L \cdot q.$$

Если эффективная регистрация быстрых частиц требует  $N_0$  фотоэлектронов, то необходимую толщину слоя радиатора можно вычислить из соотношения

$$L = \frac{N_0 p^2}{490 \cdot c^2 (m_2^2 - m_1^2) \cdot q} [\text{см}].$$

Для разделения каонов и протонов ( $m_K = 494 \text{ МэВ}/c^2$ ,  $m_p = 938 \text{ МэВ}/c^2$ ) при импульсах  $10 \text{ ГэВ}/c$  в предположении, что  $N_0 = 10$  и квантовая эффективность  $q = 0.25$ , минимальная требуемая толщина радиатора  $L = 12.8 \text{ см}$  [1]. На Рис. 6.11 показана необходимая длина детектора при разделении пар частиц при упомянутых условиях как функция импульса.

Заметим, что показатель преломления должен быть выбран точно, чтобы частица с большей массой не излучала. Поэтому, например, для разделении каонов и пионов (при  $p = 10 \text{ ГэВ}/c$ ) показатель преломления должен быть равен  $n = 1.005$ ; это значение можно получить, например, с помощью пентана при повышенном давлении.

Общепринято использовать комбинацию нескольких пороговых черенковских счетчиков. Таким образом можно достичь разделения пионов, каонов и протонов в пучках частиц с заданным импульсом (см. Рис. 6.12).

При  $p = 10 \text{ ГэВ}/c$  заряженный пion ( $m_\pi \approx 0.14 \text{ ГэВ}/c^2$ ) находится выше порога для всех черенковских счетчиков. Заряженный каон дает сигнал в аэрогелевых и неопентановых, но не в аргон-неоновом счетчиках, в то время как протон находится выше порога лишь в аэрогелевом счетчике. Таким образом, требование совпадений  $C1 \cdot C2 \cdot C3$ ,  $C1 \cdot C2 \cdot \bar{C3}$  и  $C1 \cdot \bar{C2} \cdot \bar{C3}$  выбирает пионы, каоны и протоны

Таблица 6.2: Характеристики черенковских радиаторов [1,34,35,122]. Показатель преломления для газов указан при 0°C и 1 атм. Твердый натрий прозрачен для длин волн ниже 2000 Å [447,448].

Материал	$n - 1$	$\beta$ -порог	$\gamma$ -порог
Твердый натрий	3.22	0.24	1.029
Сульфид свинца	2.91	0.26	1.034
Алмаз	1.42	0.41	1.10
Сульфид цинка (ZnS(Ag))	1.37	0.42	1.10
Хлорид серебра	1.07	0.48	1.14
Стекло флинт (SFS1)	0.92	0.52	1.17
Фторид свинца	0.80	0.55	1.20
Раствор Клеричи	0.69	0.59	1.24
Стекло свинцовое с формиатом таллия	0.67	0.60	1.25
Таллия формиат	0.59	0.63	1.29
Сцинтиллятор	0.58	0.63	1.29
Плексиглас (люсит)	0.48	0.66	1.33
Пирекс (стекло из силиката бора)	0.47	0.68	1.36
Вода	0.33	0.75	1.52
Кремниевые аэрогели	0.025 ÷ 0.075	0.93 ÷ 0.976	4.5 ÷ 2.7
Пентан	$1.7 \cdot 10^{-3}$	0.9983	17.2
Углекислый газ ( $\text{CO}_2$ )	$4.3 \cdot 10^{-4}$	0.9996	34.1
Воздух	$2.93 \cdot 10^{-4}$	0.9997	41.2
Водород ( $\text{H}_2$ )	$1.4 \cdot 10^{-4}$	0.99986	59.8
Гелий ( $\text{He}$ )	$3.3 \cdot 10^{-5}$	0.99997	123

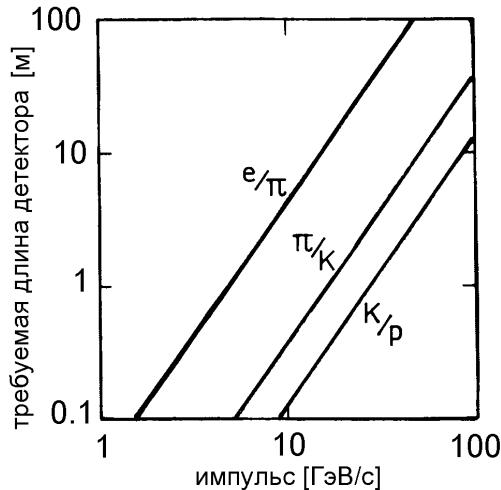


Рис. 6.11: Длина детектора, требуемая для разделения пар частиц пороговым черенковским счетчиком, как функция импульса ( $N_0 = 10$ ,  $q = 0.25$ ) [1,449].

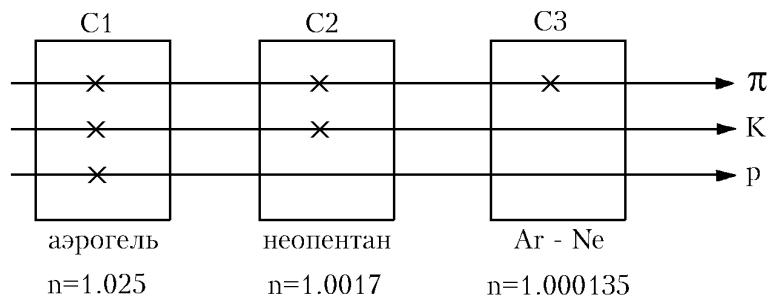


Рис. 6.12: Принцип идентификации частиц с помощью пороговых черенковских счетчиков (х обозначает рождение черенковских фотонов).

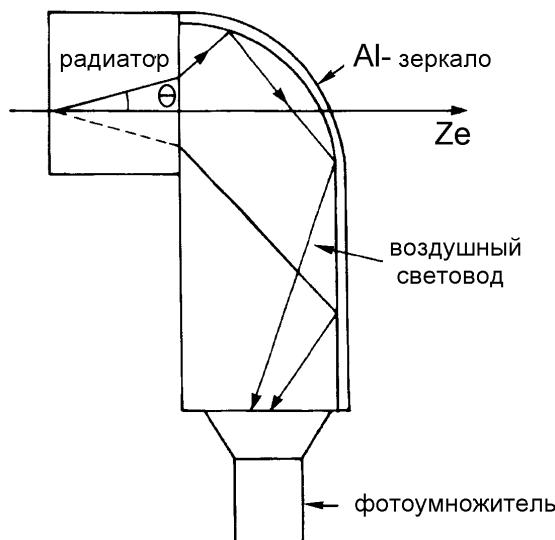


Рис. 6.13: Принцип работы дифференциального черенковского счетчика [2].

соответственно. Меняя давление газа в газовых черенковских счетчиках, можно непрерывно подбирать черенковские пороги. Вплоть до примерно  $20 \div 30 \text{ ГэВ}/c$  такая комбинация пороговых черенковских счетчиков дает точную идентификацию частиц.

Дополнительную информацию можно получить путем измерения черенковского угла. Дифференциальные черенковские счетчики (ЧСД) дают на самом деле прямое измерение скорости частицы. Рабочий принцип дифференциального черенковского счетчика, который регистрирует частицы лишь в определенном интервале скоростей, показан на Рис. 6.13 [2].

Регистрируются все частицы со скоростями выше  $\beta_{\min} = 1/n$ . С ростом скорости растет черенковский угол, достигая в конце концов угла полного внутреннего отражения  $\theta_t$  в радиаторе, так что свет не может попасть в воздушный световод. Угол полного внутреннего отражения может быть вычислен из закона преломления и составляет

$$\sin \theta_t = \frac{1}{n} .$$

Так как

$$\cos \theta = \sqrt{1 - \sin^2 \theta} = \frac{1}{n\beta} ,$$

то максимальная регистрируемая скорость равна

$$\beta_{\max} = \frac{1}{\sqrt{n^2 - 1}} .$$

Для алмаза ( $n = 2.42$ )  $\beta_{\min}$  равно 0.413, а  $\beta_{\max}$  равно 0.454. Таким образом, подобный дифференциальный черенковский счетчик выбирает окно скоростей  $\Delta\beta = 0.04$ . Оптическая система дифференциального черенковского счетчика оптимизирована так, чтобы были исправлены хроматические aberrации. В этом случае может быть получено разрешение по скорости  $\Delta\beta/\beta = 10^{-7}$ . С такими дифференциальными черенковскими счетчиками пионы и каоны разделяются до импульсов в несколько сот  $\text{ГэВ}/c$  [1,450].

Дифференциальные черенковские счетчики, однако, могут быть использованы лишь в случае, если начальные частицы влетают параллельно оптической оси счетчика. Это означает, что направление движения частиц должно быть известно точно, что справедливо только для экспериментов с фиксированной мишенью на ускорителях. В экспериментах на встречных пучках, где частицы могут рождаться в полном телесном угле, использовать дифференциальные черенковские счетчики не удается. Это область применения черенковских счетчиков с кольцевым изображением (RICH) [451,452]. В системе RICH сферическое зеркало радиуса  $R_S$ , чей центр кривизны совпадает с точкой взаимодействия, проецирует конус черенковского света, образующегося в радиаторе счетчика, на кольцо на поверхности сферического детектора радиуса  $R_D$  (см. Рис. 6.14, [450]).

Радиатор счетчика заполняет объем между сферическими поверхностями с радиусами  $R_S$  и  $R_D$ . Вообще говоря, берут  $R_D = R_S/2$ . Фокусное расстояние  $f$  сферического зеркала равно  $R_S/2$ . Черенковские фотоны испускаются под углом

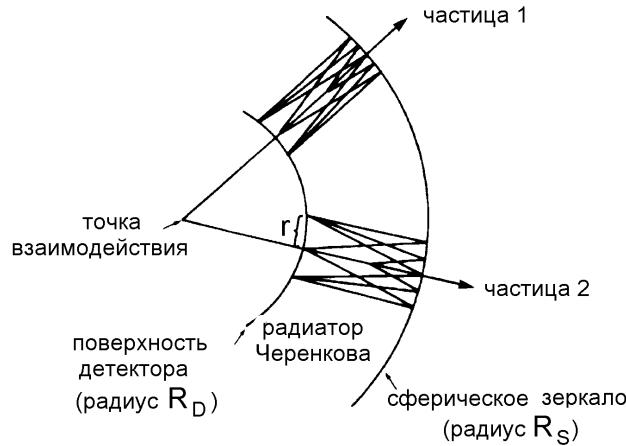


Рис. 6.14: Принцип работы черенковского счетчика кольцевого изображения (RICH) [450].

$\theta_c$ . Из него можно вычислить радиус черенковского кольца на поверхности детектора

$$r = f \cdot \theta_c = \frac{R_S}{2} \cdot \theta_c . \quad (6.14)$$

Измерение  $r$  позволяет вычислить скорость частицы из

$$\cos \theta_c = \frac{1}{n\beta} \Rightarrow \beta = \frac{1}{n \cos \left( \frac{2r}{R_S} \right)} . \quad (6.15)$$

Ошибка измерения скорости  $\Delta\beta$  складывается, в основном, из экспериментальных неопределенностей в определении радиуса  $r$  черенковского кольца. Неопределенность  $\Delta\beta$  соответствует неопределенности  $\Delta\gamma$  лоренц-фактора:

$$\Delta\gamma = \beta\gamma^3\Delta\beta .$$

Если масса, т. е. сорт частицы известен, последнее уравнение позволяет определить импульс частицы  $p = \gamma m_0 \beta c$ . Действительно, так как

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

или

$$\beta\gamma = \sqrt{\gamma^2 - 1} ,$$

то ошибка импульса составит

$$\Delta p = \frac{m_0 c \gamma}{\sqrt{\gamma^2 - 1}} \Delta\gamma = \frac{m_0 c}{\beta} \Delta\gamma ,$$

а относительное разрешение по импульсу

$$\frac{\Delta p}{p} = \frac{\Delta \gamma}{\beta^2 \gamma} = \gamma^2 \frac{\Delta \beta}{\beta},$$

что означает для быстрых частиц ( $\beta \approx 1$ ):

$$\frac{\Delta p}{p} = \frac{\Delta \gamma}{\gamma}.$$

Для частиц высокой энергии ( $E \approx pc$ ) этот результат можно получить проще

$$\frac{\Delta p}{p} = \frac{\Delta (pc)}{pc} = \frac{\Delta E}{E} = \frac{\Delta (\gamma m_0 c^2)}{\gamma m_0 c^2} = \frac{\Delta \gamma}{\gamma}.$$

Если, однако, импульс заряженной частицы уже известен, например, из отклонения в магнитном поле, то частицу можно идентифицировать (т. е. определить ее массу  $m_0$ ) по размеру черенковского кольца  $r$ . Измерение  $r$  дает из уравнения (6.15) скорость частицы  $\beta$ , и, используя соотношение

$$p = \gamma m_0 \beta c = \frac{m_0 c \beta}{\sqrt{1 - \beta^2}},$$

можно определить массу  $m_0$ , если известен импульс.

Наиболее критический аспект счетчиков RICH — регистрация черенковских фотонов с высокой эффективностью на поверхности детектора. Поскольку интерес представляет не просто регистрация фотонов, а также измерение их координат, необходим координатный детектор. Обычно используются многопроволочные пропорциональные камеры, у которых в рабочий газ камеры подмешивается фоточувствительный пар. Добавки паров, таких как триэтиламин (ТЭА:  $(C_2H_5)_3N$ ) с ионизационной энергией 7.5 эВ и тетраксидиметиламиноэтилен (ТМАЭ:  $[(CH_3)_2N]_2C = C_5H_{12}N_2$ ) с  $E_{\text{ион}} = 5.4$  эВ являются наиболее интересными кандидатами. Дополнительные проблемы возникают из того обстоятельства, что черенковское кольцо обычно определяется лишь несколькими фотоэлектронами — для обычных черенковских счетчиков однократно заряженные частицы рождают лишь от 3 до 5 фотоэлектронов. На Рис. 6.15 показано разделение пионов и каонов в счетчике RICH при 200 ГэВ/с. Черенковские фотоны регистрировались многопроволочной пропорциональной камерой, заполненной гелием (83%), метаном (14%) и триэтиламином (ТЭА; 3%). В качестве входного окна использовались кристаллы фторида кальция ( $CaF_2$ ) с высокой прозрачностью в ультрафиолетовом диапазоне [453]. При одном и том же импульсе каоны медленнее, чем пионы и, следовательно, приводят к (см. уравнения (6.14, 6.15)) черенковским кольцам с меньшими радиусами.

Дополнительные проблемы возникают, если необходимо разделять струи частиц с перекрывающимися черенковскими кольцами, что обычно имеет место в экспериментах на встречных пучках. Черенковские кольца лучшего качества получаются от быстрых тяжелых ионов, потому что число рожденных фотонов пропорционально квадрату заряда налетающей частицы.

На Рис. 6.16 [454] показано черенковское кольцо, образованное релятивистским тяжелым ионом. Также показан центр кольца, поскольку ионизационные потери

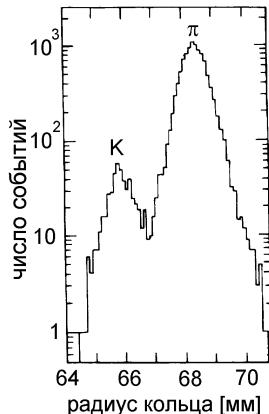


Рис. 6.15: Распределение радиусов черенковских колец в пучке пионов и каонов с импульсом 200 ГэВ/с [453].

в фотонном детекторе приводят к большому энерговыделению в центре кольца (см. Рис. 6.14). Ложные сигналы, обычно не лежащие на черенковском кольце, вызваны  $\delta$ -электронами, рождающимися при взаимодействиях тяжелых ионов с газом камеры.



Рис. 6.16: Черенковское кольцо релятивистского тяжелого иона в счетчике RICH [454].

На Рис. 6.17 [455] показан пример черенковских колец, полученных при наложении 100 коллинеарных событий от монохроматического пучка коллинеарных частиц. Четыре контура квадрата показывают размер кристаллов фторида кальция ( $10 \times 10 \text{ см}^2$  каждый), служащих входным окном фотонного детектора. В центре черенковских колец также видны ионизационные потери частиц.

На Рис. 6.18 показан восстановленное на ЭВМ черенковское кольцо однократно заряженной частицы (справа) и результат наложения 10 коллинеарных событий (слева). Черенковские кольца были зарегистрированы микроканальной пластиной (МКП) диаметром 40 мм после усиления с помощью усилителя изображения. Кольца с увеличенной таким образом яркостью считывались матрицей фотодиодов, состоящей из 80 000 пикселей [456].

Можно получить и черенковские кольца от электромагнитных каскадов, ини-

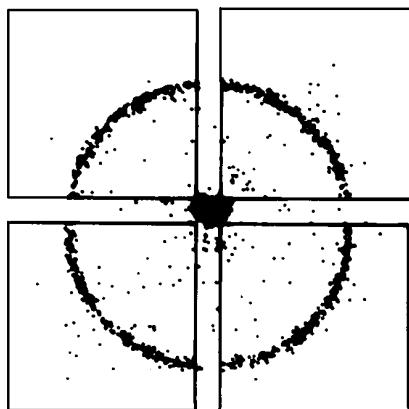


Рис. 6.17: Наложение черенковских колец от 100 коллинеарных событий в счетчике RICH. Квадратные контуры указывают входное окно фотонного детектора, изготовленного из фторида кальция [455].

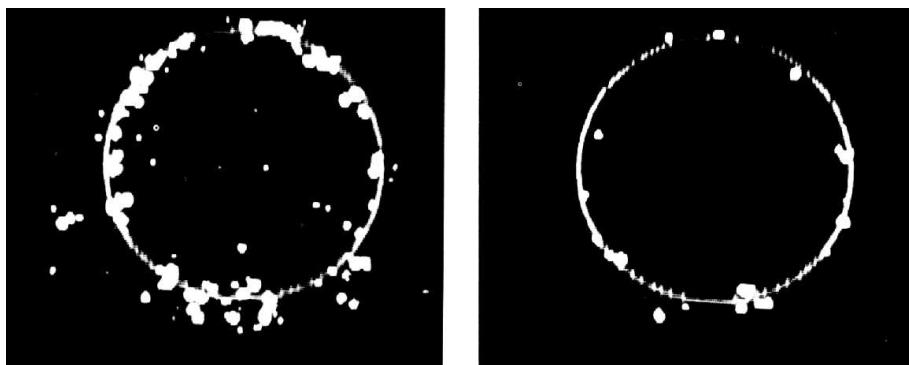


Рис. 6.18: Компьютерное восстановление черенковского кольца от одной заряженной частицы (справа) и наложение 10 коллинеарных событий (слева). Кольца были зарегистрированы с помощью микроканальной пластины [456].

цированных электронами и фотонами высоких энергий. Вторичные частицы, рождающиеся во время развития каскада в веществе, следуют весьма близко к направлению налетающей частицы. Все они чрезвычайно релятивистские и потому порождают концентрические кольца черенковского света с равными радиусами, лежащими одно поверх другого. На Рис. 6.19 показано отчетливое черенковское кольцо, образованное электроном с энергией 5 ГэВ [457]. Большое число образованных черенковских фотонов может быть зарегистрировано благодаря фотоэлектрическому эффекту в координатночувствительном детекторе.

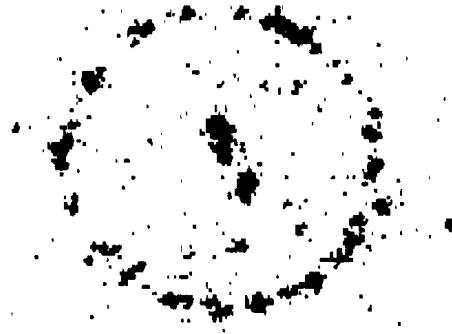


Рис. 6.19: Черенковское кольцо, образованное электроном с энергией 5 ГэВ [457].

Форма и положение таких черенковских колец (эллиптически искаженных при влете под углом) могут быть использованы для определения первоначального направления гамма-лучей высокой энергии в гамма-астрономии.

## 6.5 Детекторы переходного излучения (ДПИ)

Ниже черенковского порога заряженные частицы также могут испускать электромагнитное излучение. Это происходит в тех случаях, когда заряженные частицы пересекают границу сред с различными диэлектрическими свойствами [458], например, когда заряженная частица входит в диэлектрик через границу из вакуума или воздуха. Потери энергии на переходное излучение представляют лишь пренебрежимо малую часть от полной потери энергии заряженных частиц. Заряженная частица, движущаяся к границе вместе со своим зеркальным изображением, образует электрический диполь, напряженность поля которого меняется со временем, т. е. при движении частицы (см. Рис. 6.20). Напряженность поля зануляется, когда частица входит в среду. Зависящее от времени дипольное электрическое поле вызывает испускание электромагнитного излучения.

Испускание на границах можно понять так: хотя электрическое смещение  $\vec{D} = \epsilon\epsilon_0\vec{E}$  меняется непрерывно при прохождении через границу, напряженность электрического поля ведет себя не так [459–461].

Число фотонов переходного излучения может возрасти, если заряженная частица пересекает большое число границ, например, в пористых средах или периодических структурах из фольг и зазоров воздуха.

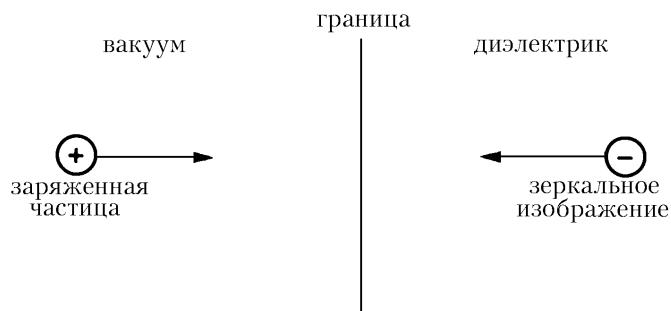


Рис. 6.20: Иллюстрация образования переходного излучения на границе сред.

Привлекательная черта переходного излучения состоит в том, что излученная при этом энергия растет с Лоренц-фактором  $\gamma$ , (т. е. энергией) частицы, а не просто пропорциональна ее скорости [462,463]. Поскольку большинство процессов, используемых для идентификации частиц (ионизационные потери энергии, время пролета, черенковское излучение, и т. д.), зависят от скорости, и поэтому обладают весьма умеренными возможностями для идентификации релятивистических частиц ( $\beta \rightarrow 1$ ), зависимость переходного излучения от  $\gamma$  оказывается чрезвычайно ценна для идентификации частиц при высоких энергиях.

Еще одним достоинством является то, что фотоны переходного излучения испускаются в рентгеновском диапазоне [464]. Возрастание количества излученной энергии при переходном излучении, пропорциональное Лоренц-фактору, прежде всего обусловлено ростом средней энергии рентгеновских фотонов и в гораздо меньшей степени ростом интенсивности излучения. На Рис. 6.21 показана средняя энергия фотонов переходного излучения как функция импульса электронов для типичного радиатора [450].

Угол испускания фотонов переходного излучения обратно пропорционален Лоренц-фактору:

$$\theta = \frac{1}{\gamma} .$$

Для периодических структур из фольг и зазоров имеются интерференционные эффекты, которые приводят к эффективно пороговому поведению при значении  $\gamma \approx 1000$  [465,466], т. е. для частиц с  $\gamma < 1000$  фотоны переходного излучения почти не испускаются.

Типичная схема детектора переходного излучения (ДПИ) приведена на Рис. 6.22. Такой детектор собирается из набора фольг из материала с минимально возможным атомным номером  $Z$ . Из-за сильной зависимости сечения фотопоглощения от  $Z$  ( $\sigma_{\text{фп}} \propto Z^5$ ) фотоны переходного излучения иначе не смогли бы покинуть радиатор. Фотоны переходного излучения должны регистрироваться в детекторе с высокой эффективностью для рентгеновских фотонов. Это требование выполнено в многопроволочной пропорциональной камере, заполненной для эффективного поглощения рентгеновских лучей криптоном или ксеноном, т. е. газами с большим атомным номером.

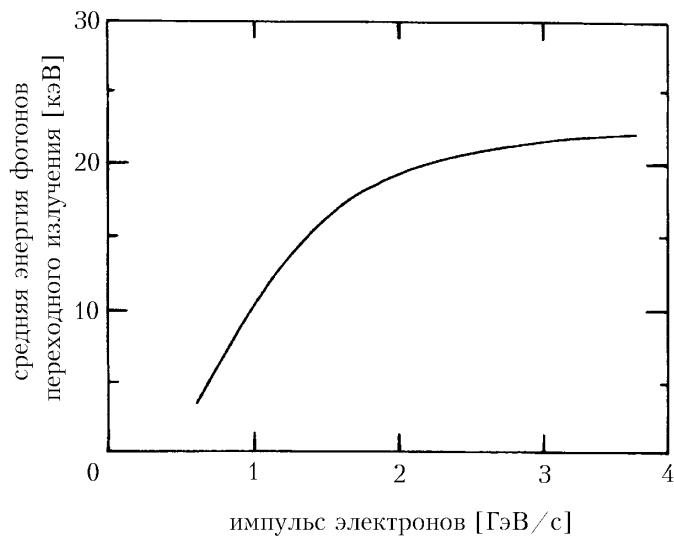


Рис. 6.21: Типичная зависимость средней энергии фотонов переходного излучения от импульса электрона для типичного радиатора [450].

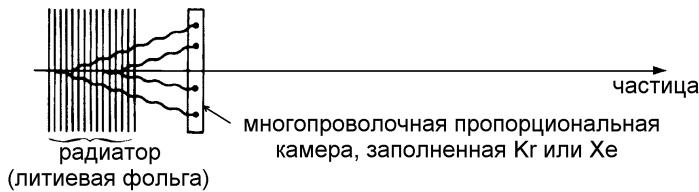


Рис. 6.22: Принцип работы детектора переходного излучения.

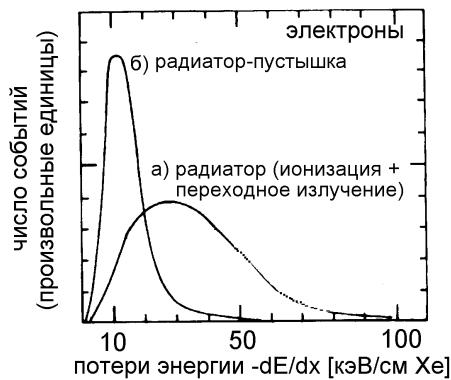


Рис. 6.23: Типичное распределение потерь энергии для электронов высокой энергии в детекторе переходного излучения с а) реальным радиатором и б) радиатором-пустышкой [450].

В установке, схематически показанной на Рис. 6.22, заряженная частица также пересекает фотонный детектор, приводя к дополнительному энерговыделению за счет ионизации и возбуждения. Такие потери энергии накладываются на энерговыделение из-за переходного излучения. На Рис. 6.23 показано распределение потерь энергии в детекторе переходного излучения для ультраквантитативистских электронов для случая, когда а) радиатор имеет зазоры и б) радиатор не имеет зазоров (пустышка). В обоих случаях количество вещества в радиаторах одинаково. В первом случае из-за зазоров испускаются фотоны переходного излучения, что приводит к повышенным средним потерям энергии электронов, в то время как во втором случае измеряются лишь ионизационные потери электронов [450].

При методических работах, касающихся переходного излучения, можно исключить неудобные эффекты ионизационных потерь путем отклонения заряженных частиц в магнитном поле, так что они не достигают детектора фотонов (см. Рис. 6.24). Для приложений в экспериментах по физике элементарных частиц это, однако, невозможно.

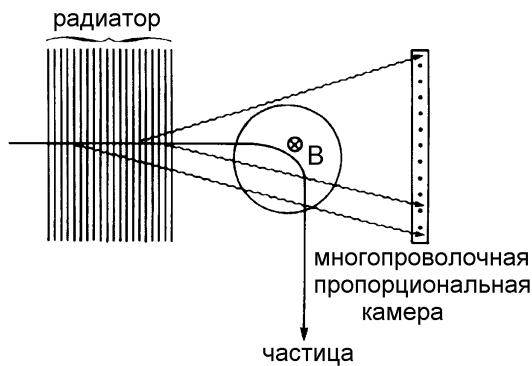


Рис. 6.24: Изучение эффекта образования переходного излучения без помех от налетающей частицы путем отклонения ее в магнитном поле.

Поскольку эффективный порог для образования переходного излучения в периодических структурах составляет примерно  $\gamma \approx 1000$ , пионы с энергией ниже порядка 140 ГэВ не образуют фотонов переходного излучения, а лишь выделяют в детекторе энергию из-за ионизации и возбуждения. Это дает способ разделения электронов и пионов. На Рис. 6.25 [467] показано распределение потерь энергии для электронов с энергией 15 ГэВ ( $\gamma_e \approx 30\,000$ ) и пионов с такой же энергией ( $\gamma_\pi \approx 110$ ) в детекторе переходного излучения. Этот рисунок показывает, что обрезание по измеренной потере энергии позволяет до определенной степени отделять электроны от пионов. Эффективное разделение сигнала переходного излучения от хвоста Ландау ионизационных потерь, однако, встречается с большими проблемами. Их можно уменьшить, если рассмотреть различную природу потерь энергии на ионизацию с одной стороны и на переходное излучение с другой. Идея эффективного разделения заключается в том, что измеряется не только полный заряд, выделившийся в пропорциональной камере, но и его пространственное распределение.

Полная потеря энергии на ионизацию и возбуждение связана с большим числом малых потерь энергии при передаче электронам. Лишь очень редко рожда-

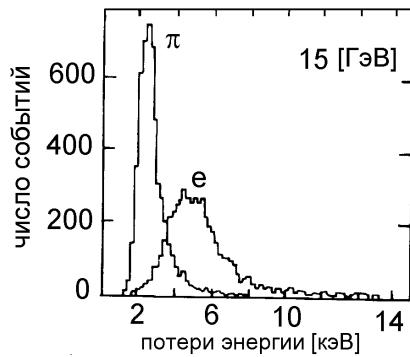


Рис. 6.25: Распределение энергетических потерь электронов и пионов с энергией 15 ГэВ в детекторе переходного излучения [467].

ются несколько более энергичные  $\delta$ -электроны. В противоположность к этому, потери энергии на переходное излучение складываются из очень немногих локальных энерговыделений, обусловленных поглощеннымными фотонами переходного излучения. Эта особенность представлена на Рис. 6.26. Если измерять лишь локально выделившуюся энергию выше некоторого заранее выбранного заряда  $Q_{\text{порог}}$ , можно эффективно подавить более или менее непрерывные потери энергии на ионизацию.

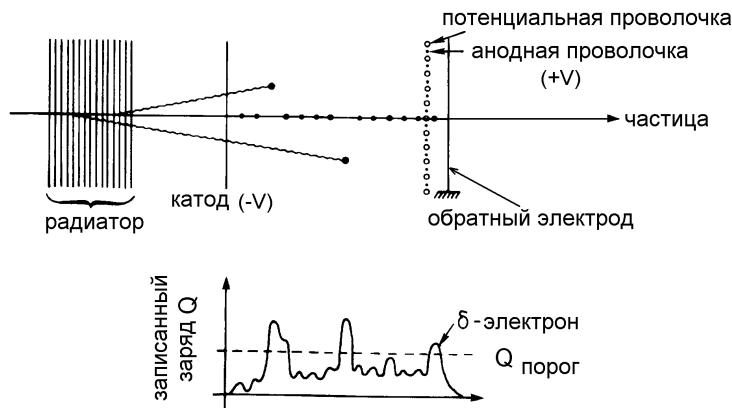


Рис. 6.26: Принцип разделения ионизационных потерь и энергетических потерь на переходное излучение.

Метод подсчета кластеров применялся к данным, распределение потерь энергии для которых показано на Рис. 6.25. В результате (Рис. 6.27, [467]) разделение электронов и пионов становится заметно лучше. Чтобы сделать этот эффект количественным, введем обрезание по числу зарегистрированных кластеров. Это, конечно, сократит эффективность регистрации электронов. Некоторое количество пионов превысит величину обрезания, так что они будут неправильно идентифицированы как электроны. Следует всегда искать компромисс между макси-

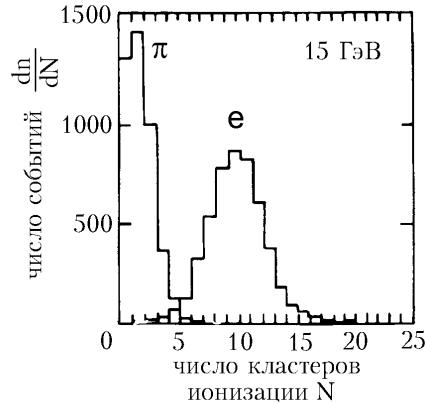


Рис. 6.27: Распределение по числу кластеров для пионов и электронов в детекторе переходного излучения [467].

мально высокой эффективностью к электронам и малой примесью пионов. На Рис. 6.28 показана примесь пионов как функция электронного аксептанса для двух методов разделения на основе полных потерь энергии или подсчета кластеров [467]. В последнем методе удается подавить пионы в  $10^3$  раз при аксептансе электронов 90%, что явно лучше результатов первого метода. Данные на Рис. 6.28 были получены для электронов и пионов с энергией 15 ГэВ в радиаторе из литиевой фольги. Вероятность регистрации электронов можно, в принципе, сделать очень большой. Однако, из-за сокращения примеси пионов не все электроны регистрируются. Соответственно, эффективность регистрации электронов называется электронным аксептантом. Вместо литиевых фольг могут также применяться радиаторы из углеродных волокон малого диаметра ( $\phi < 20 \mu\text{м}$ ), тонких майларовых фольг или пористых пен [468].

Так же как электроны можно отделять от пионов, пионы можно отделять от каонов при соответственно более высоких энергиях. Для импульсов, превышающих  $140 \text{ ГэВ}/c$  ( $\gamma_\pi = 1000$ ), пионы дают переходное излучение, а каоны ( $\gamma_K = 280$ ) — нет. При длинном литиевом радиаторе каоны можно подавить до уровня 10% при пионном аксептансе 99% [1,467]. Если, наоборот, нужно выделять каоны, можно подавить энергичные пионы в  $10^2$  раз, потребовав наличие переходного излучения, в то время как каоны, не испускающие фотонов переходного излучения, идентифицируются с вероятностью 90% благодаря их низким энергетическим потерям, связанным с ионизацией.

В Тэвном диапазоне с помощью детекторов переходного излучения становится возможным даже  $\pi/K/p$  разделение. Расчеты методом Монте-Карло показывают, что детекторы переходного излучения в рентгеновском диапазоне могут использоваться до значений Лоренц-фактора от  $10^4$  до  $10^5$  с возможными приложениями на Тэватроне (лаборатория Ферми), LHC и CLIC (Черновский линейный коллайдер) [469].

Для радиатора длиной 1 м, выполненного из 100 мкм литиевых фольг (зазоры тоже 100 мкм), потребуется 5000 фольг. Изготовление чрезвычайно тонких

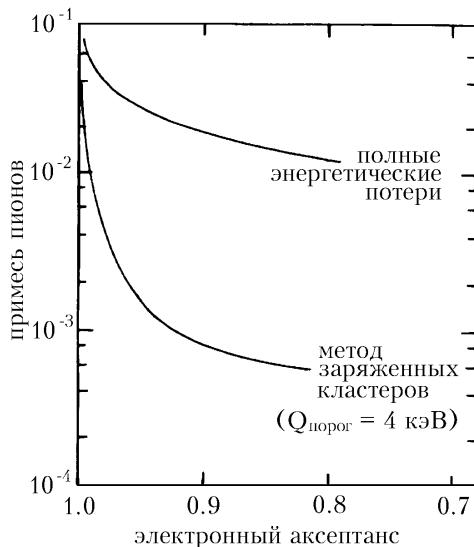


Рис. 6.28: Разделение электронов и пионов, основанное на методе полных потерь энергии и методе подсчета кластеров [467].

литиевых фольг является довольно трудным делом.

Настоящий детектор переходного излучения с таким большим числом фольг можно сделать, используя камеры для измерения фотонов, вставленные в пачку фольг с регулярным интервалом. Это сократит эффект поглощения фотонов в самих радиаторных фольгах до минимально возможного уровня.

## 6.6 Разделение по энергетическим потерям

В экспериментах по физике элементарных частиц часто желательно охватить различными методами идентификации частиц широкий диапазон энергий.

Измерение времени пролета неприменимо, если разница скоростей разделяемых частиц становится слишком малой. Этот метод позволяет проводить разделение пионов и каонов до импульсов  $2 \text{ ГэВ}/c$  ( $\gamma_\pi = 14$ ). С пороговыми черенковскими счетчиками удается достичь разделения пионов и каонов до  $p = 20 \text{ ГэВ}/c$  ( $\gamma_\pi = 140$ ). Дифференциальные черенковские счетчики (ДЧС) можно лишь включать в специальные конфигурации, позволяющие идентификацию пионов и каонов до импульсов  $200 \text{ ГэВ}/c$  ( $\gamma_\pi = 1400$ ). Черенковские счетчики с кольцевым изображением (RICH) охватывают сравнимый диапазон импульсов, но требуют сложной конструкции и считывания. Методы, основанные на испускании переходного излучения, могут быть использованы лишь для очень энергичных частиц ( $\gamma = 1000$ ). Если отбросить на время ДЧС из-за их весьма ограниченного применения и сложные RICH, то все еще остается зазор для идентификации частиц в диапазоне энергии  $100 \leq \gamma \leq 1000$ . Этот зазор удается ликвидировать измерением релятивистского роста ионизационных потерь заряженных частиц. Измерение потерь энергии должно быть весьма точным, чтобы позволить на-

дежную идентификацию частиц в этом диапазоне энергий.

Средние потери энергии электронов, мюонов, пионов, каонов и протонов в диапазоне импульсов между 0.1 и 100 ГэВ/с в слое аргон-метановой смеси (80  $\div$  20%) толщиной 1 см показаны на Рис. 6.29 [1,470]. Из него сразу же ясно, что разделение мюонов и пионов на основе измерения потерь энергии практически невозможно. Эти две частицы слишком близки по массе ( $m_\mu = 105.7 \text{ МэВ}/c^2$ ;  $m_\pi = 139.6 \text{ МэВ}/c^2$ ), что соответствует почти равным  $\beta$  при одинаковом импульсе. Однако, разделение  $\pi/K/p$  возможно. Логарифмический рост потерь энергии в газах ( $\propto \ln \gamma$ , см. уравнение (1.4)) составляет 50  $\div$  60% по сравнению с потерями энергии минимально ионизирующих частиц при давлении 1 атм [5,6].

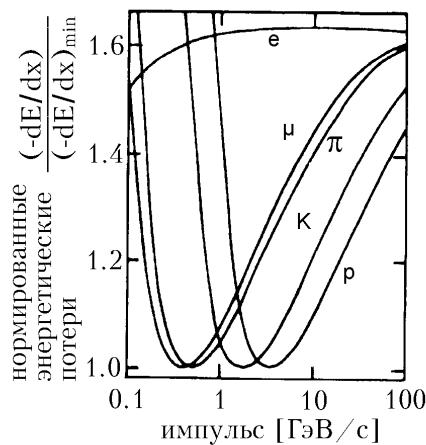


Рис. 6.29: Средние потери энергии электронов, мюонов, пионов, каонов и протонов, нормированные на значение для минимально ионизирующих частиц [1,470].

Измерение средних потерь энергии  $dE/dx$  можно использовать для идентификации в пучке частиц с известным импульсом и неизвестным составом. Одна из проблем вызвана тем, что кривые на Рис. 6.29 показывают лишь средние потери энергии; потери энергии в индивидуальном измерении флюктуируют согласно распределению Ландау. Длинные хвосты асимметричных распределений потерь энергии делают на самом деле разделение частиц значительно более трудным, чем в случае симметричного относительно среднего распределения.

Обычно измерения потерь энергии делаются в газовых детекторах, но их можно выполнить, например, в твердотельных счетчиках. На Рис. 6.30 показаны спектры потерь энергии для пионов и протонов с энергией 600 МэВ/с в кремний-литиевом дрейфовом счетчике толщиной 3 мм (кремниевый счетчик с продифундировавшим в него литием). Счетчик был установлен на неразделенном пучке частиц [471].

Здесь также видны асимметричные распределения потерь энергии с хвостами в сторону больших передач энергии, затрудняющими идентификацию. В этом примере разница в потерях энергии при импульсах ниже ионизационного минимума используется для разделения частиц. Пионы с импульсом 600 МэВ/с уже минимально ионизирующие, в то время как протоны при том же импульсе из-за их

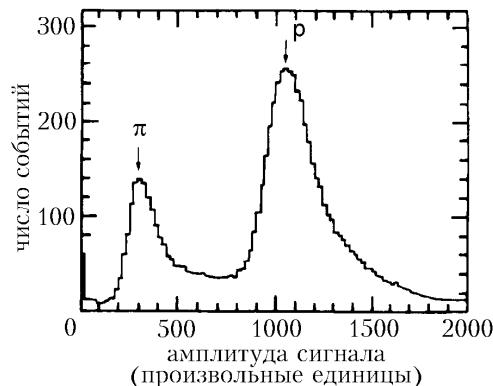


Рис. 6.30: Распределение потерь энергии для пионов и протонов с энергией 600 МэВ/с в кремний-литиевом дрейфовом счетчике [471].

меньшей скорости и  $1/\beta^2$  зависимости от потерь энергии дают большие сигналы (см. Рис. 6.29).

Флуктуации Ландау можно эффективно подавить путем многократных измерений потерь энергии с использованием лишь тех измерений, в которых измеренное значение находится ниже определенного обрезания (обычно включая 40÷60% всех индивидуальных измерений потерь энергии). Этот метод исключает большие передачи энергии, вызванные случайным рождением  $\delta$ -электронов. События с ограниченными потерями энергии используются в методе «усеченного среднего», применяемого для идентификации частиц. При примерно 100 измерениях  $dE/dx$  можно достичь разрешения по потерям энергии на уровне

$$\frac{\sigma(dE/dx)}{(dE/dx)} = 2\%$$

для пионов, каонов и протонов при 50 ГэВ [1]. Разрешение можно улучшить увеличив число  $N$  индивидуальных измерений в соответствии с законом  $1/\sqrt{N}$ ; что означает, что для улучшения разрешения по  $dE/dx$  в два раза, нужно сделать в четыре раза больше измерений этой величины. Для фиксированной полной длины детектора существует, однако, оптимальное количество измерений. Если детектор подразделить на слишком большое число слоев  $dE/dx$ , потери энергии на слой станут в конце концов слишком малыми, увеличивая тем самым свои флуктуации.

Разрешение должно также улучшаться при росте давления газа в детекторе как  $1/\sqrt{p}$ . Однако следует быть осторожным и не слишком увеличивать давление, иначе логарифмический рост потерь энергии, который является основой для идентификации частиц, уменьшится из-за эффекта плотности. Рост потерь энергии по сравнению с минимумом ионизации при 1 атм достигает около 55%. При 7 атм он сокращается до 30%. В целом, хотя рост давления приводит к улучшению точности измерения потерь энергии, возможность разделения двух гипотез о массе не улучшается.

Альтернативный метод, более изощренный по сравнению с использованием метода усеченного среднего для большого числа измерений, также дающий более точные результаты, будет обсуждаться далее.

На Рис. 6.31 показаны распределения энергетических потерь пионов и каонов с энергией 50 ГэВ в слое аргона-метана (80 : 20%) толщиной 1 см в линейном и логарифмическом масштабах.

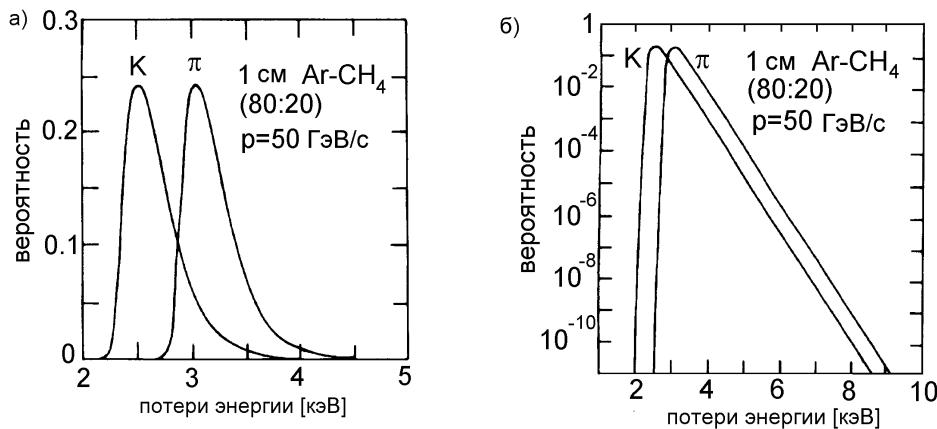


Рис. 6.31: Потери энергии пионов и каонов с импульсом 50 ГэВ/с в аргон-метановом слое толщиной 1 см в а) линейном и б) полулогарифмическом масштабах.

Распределения Ландау можно интерпретировать как распределения вероятности того, что пион или каон дает сигнал заданной величины. Пусть  $P_\pi^i(x)$  — вероятность того, что пион даст сигнал величины  $x$  в детекторе. Каждая частица дает набор сигналов  $x_i (i = 1, 2, \dots, N)$ . Вероятность того, что этот набор вызван пионом, равна

$$P_1 = \prod_{i=1}^N P_\pi^i(x_i).$$

Соответственно, каон даст такой же набор сигналов с вероятностью

$$P_2 = \prod_{i=1}^N P_K^i(x_i).$$

Следовательно, в пучке пионов и каонов с постоянным (известным) импульсом вероятность идентифицировать частицу как пион есть

$$P = \frac{P_1}{P_1 + P_2}.$$

В качестве примера рассмотрим пятикратное измерение потерь энергии как это показано на Рис. 6.32. Каонная гипотеза при пяти измерениях  $dE/dx$  даст набор вероятностей (0.124; 0.061; 0.025; 0.013; 0.006) с  $P_2 = 1.5 \cdot 10^{-8}$ ; соответственно

пионная гипотеза ( $0.031; 0.236; 0.192; 0.108; 0.047$ ) даст значение  $P_1 = 7.1 \cdot 10^{-6}$ , так что частица, которая дала такой набор значений потерь энергии, является пионом с вероятностью

$$P = \frac{P_1}{P_1 + P_2} = 99.8\%. \quad (6.16)$$

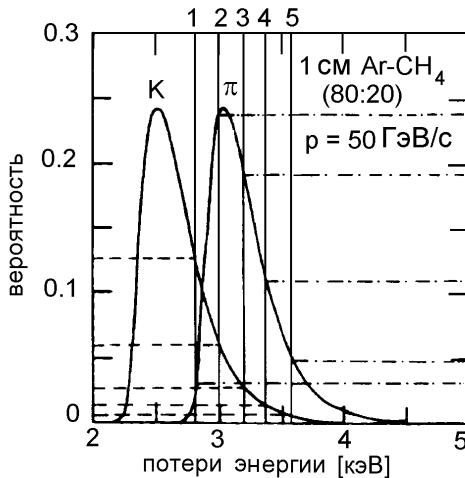


Рис. 6.32:  $\pi/K$ -разделение, основанное на распределении Ландау, проиллюстрированное пятикратным измерением потерь энергии. Указаны пять измерений  $dE/dx$  с соответствующими вероятностями  $P_\pi^i$  и  $P_K^i$ .

Этот метод интерпретации распределений потерь энергии как распределений вероятности требует довольно много времени, но дает заметно лучшие результаты по сравнению с одним лишь методом усеченного среднего.

Можно, однако, объединить оба метода идентификации частиц, основываясь на логарифмическом росте потерь энергии, применяя метод распределения вероятности к ограниченному набору данных по потерям энергии. Выигрыш в надежности идентификации, который может быть достигнут таким комбинированным методом, зависит от обрезания в распределении потерь энергии, но в большинстве случаев он незначителен.

На Рис. 6.33 показаны результаты измерений потерь энергии в смешанном пучке частиц [455,472,473]. Из рисунка очень четко видно, что метод разделения частиц путем многократного измерения  $dE/dx$  работает лишь ниже ионизационного минимума ( $p < 1 \text{ ГэВ}/c$ ) либо в области релятивистского роста.

## 6.7 Сравнение методов идентификации частиц

На основе описанных методов, таких как измерение ионизации, определение  $dE/dx$ , измерение времени пролета, а также регистрация черенковского и переходного излучения, успешная идентификация частиц может быть достигнута при практически любых импульсах.

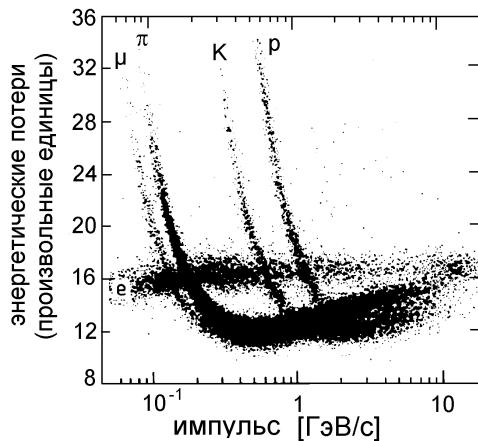


Рис. 6.33: Измерение потерь энергии в смешанном пучке частиц [455,472,473].

Диапазоны импульсов, позволяющие разделять пионы и каоны в реалистическом детекторе, схематически показаны на Рис. 6.34.

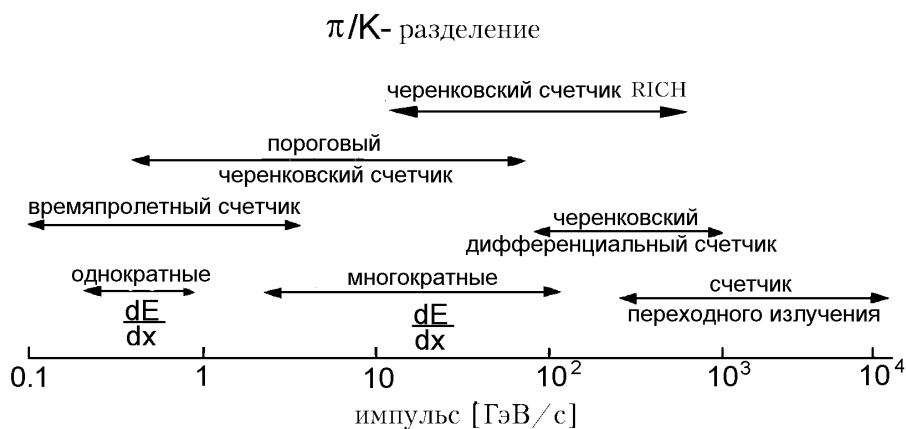


Рис. 6.34: Иллюстрация различных методов идентификации для разделения пионов и каонов вместе с характерными диапазонами импульсов.

Специализированный детектор для идентификации частиц схематически показан на Рис. 6.35. В реальном эксперименте, однако, такой детектор станет очень громоздким, так как, вообще говоря, различные подсистемы должны быть большими, чтобы дать надежные результаты.

Методы идентификации частиц, описанные до сих пор, являются неразрушающими, что означает, что потери энергии заряженными частицами сравнительно невелики по сравнению с их энергией. Многие методы идентификации опираются на знание импульса частицы. По этой причине магнитные спектрометры (см. главу 8) являются важным инструментом для идентификации частиц.

Существуют и другие методы надежной идентификации, например, электро-

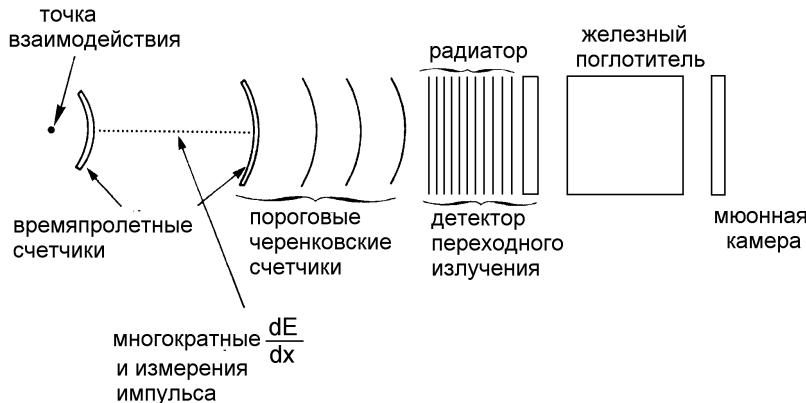


Рис. 6.35: Схема специализированного детектора для идентификации частиц.

нов высокой энергии. Электроны вызывают каскады в электромагнитных калориметрах (см. главу 7), развитие которых существенно отличается от картины, которую дают другие заряженные частицы. Проблема разделения мюонов и пионов может быть решена, если воспользоваться высокой вероятностью проникновения мюонов сквозь массивные поглотители, в которых пионы останавливаются из-за ядерных взаимодействий, приводящих к адронным каскадам. Заметим, однако, что калориметрический метод идентификации частиц требует полного их поглощения (за исключением мюонов), так что никакие дальнейшие измерения характеристик этих частиц невозможны.

Идентификация частиц калориметрами описана в главе 7.4.

Представленные здесь методы идентификации частиц могут быть использованы лишь в том случае, когда частицы достаточно долго живут и описанные методы можно применить. Для короткоживущих частиц следует использовать другие методы идентификации.

Стандартный метод идентификации в этом случае — измерение продуктов их распада описанными методами и определение инвариантной массы системы частиц — продуктов распада. Это требует точного измерения импульса и энергии продуктов распада. Комбинаторный фон в событиях с высокой множественностью из-за неправильного выбора комбинации частиц обычно приводит к гладкому распределению по массе. На этот фон накладывается распределение от сигнала. Ширина сигнала дается экспериментальным разрешением по инвариантной массе (вызванного конечным разрешением по импульсу и энергии) и временем жизни (шириной) нестабильной частицы.

Исследуя инвариантную массу двух противоположно заряженных пионов в многоадронных распадах  $Z^0$ -частицы, можно, например, найти подъемы в спектре при массах  $498 \text{ МэВ}/c^2$  и  $768 \text{ МэВ}/c^2$ , соответствующие распадам  $K_S^0$  и  $\varrho^0$ . В ширине распределения для сигнала  $\varrho^0$  доминирует короткое время жизни  $\varrho^0$  (ширина  $\Gamma = 152 \text{ МэВ}$ ), в то время как для сравнительно долгоживущего  $K_S^0$  (время жизни  $\tau = 8.9 \cdot 10^{-11} \text{ с}$ ) в распределении доминирует вклад экспериментального распределения по инвариантной массе. В этом методе короткоживущие частицы идентифицируют по их восстановленной инвариантной массе.

## Глава 7

# Измерение энергии

Для измерения энергии может использоваться множество различных детекторов. Например, энергию рентгеновских фотонов можно определить с помощью пропорциональных счетчиков. Любое устройство, полностью поглощающее налетающую частицу, одновременно измеряет ее энергию, если она выделяется в чувствительном объеме детектора. При высоких энергиях ( $\geq 1 \text{ ГэВ}$ ) используются калориметрические методы; в зависимости от типа частицы это происходит в электромагнитных калориметрах для фотонов и электронов и в адронных калориметрах для сильно взаимодействующих частиц [474,475]. При этих энергиях  $E \approx p \cdot c$ , так что спектрометры, измеряющие импульс (см. Главу 8), при высоких импульсах одновременно обеспечивают и измерение энергии.

При более низких энергиях (МэВ-ный диапазон) прецизионные измерения энергии можно осуществлять с помощью твердотельных счетчиков. Такие детекторы можно также использовать для прецизионных трековых измерений [124, 476,477]. С другой стороны, калориметры электронов и адронов также дают информацию о треках.

Современные методы измерения энергии элементарных частиц должны охватывать большой динамический диапазон (более 20 порядков по энергии). Регистрация сверхмалых энергий (миллиэлектронвольты) чрезвычайно важна для астрофизики, если ведется поиск следов Большого Взрыва. На другом конце спектра в космических лучах измеряют энергию частиц до  $10^{20} \text{ эВ}$ , такие частицы предположительно имеют внегалактическую природу [478].

## 7.1 Твердотельные детекторы

Твердотельные детекторы — это в сущности ионизационные камеры с твердым телом в качестве чувствительной среды. Из-за своей высокой плотности по сравнению с газовыми детекторами они могут поглощать частицы соответственно большей энергии.

Заряженные частицы или фотоны образуют в полупроводящем материале электрон-дырочные пары. Электрическое поле, приложенное к полупроводниковому кристаллу, позволяет собирать образовавшиеся носители заряда.

Главное достоинство твердотельных детекторов состоит в том, что средняя энергия, необходимая для образования электрон-дырочной пары, мала по сравнению с аналогичной энергией в газах. Для кремния (германия) для образования электрон-дырочной пары необходимо 3.6 эВ (2.8 эВ), в то время как в газе эта

величина составит приблизительно 30 эВ. Для сравнения: энергетический зазор между валентной зоной и зоной проводимости при комнатной температуре равен 1.14 эВ (0.67 эВ) в кремнии (германии) соответственно. Из-за малого зазора в германии такие детекторы обычно охлаждают, чтобы уменьшить тепловые шумы. Из-за малого значения  $W$  (см. раздел 1.1.2) твердотельные счетчики дают прекрасное энергетическое разрешение. Твердотельные детекторы (ДТТ) можно сравнить со сцинтилляционными счетчиками (СС), в которых для рождения одного фотоэлектрона требуется энергия от 400 до 1000 эВ. Можно получить грубое представление об отношении энергетических разрешений для этих типов детекторов из следующей формулы

$$\frac{\sigma_{\text{ДТТ}}(E)/E}{\sigma_{\text{СС}}(E)/E} = \frac{\sqrt{N_{\text{СС}}}}{\sqrt{N_{\text{ДТТ}}}} = \frac{\sqrt{E/700 \text{ эВ}}}{\sqrt{E/3 \text{ эВ}}} = 6 \cdot 10^{-2},$$

где  $N_{\text{ДТТ}}$  ( $N_{\text{СС}}$ ) — число образовавшихся носителей заряда в твердотельном детекторе (системе сцинтиллятор-фотоумножитель). Конечно, следует позаботиться о том, чтобы прекрасное разрешение твердотельных детекторов не было испорчено шумом предуслителяй.

Энергетическое разрешение твердотельных детекторов обычно в  $10 \div 50$  раз выше, чем у сцинтилляторов. На Рис. 7.1 [479] показан результат измерения энергии фотона от источника  $^{60}\text{Co}$  твердотельным германиевым детектором по сравнению с ее измерением в сцинтилляционном счетчике на основе NaI(Tl). Линии фотонов на 1.17 МэВ и 1.33 МэВ разрешаются в твердотельном детекторе с полной шириной на полувысоте 1.9 кэВ ( $\sigma(E) = 0.80$  кэВ), а в NaI(Tl)-сцинтилляторе — с 90 кэВ ( $\sigma(E) = 38$  кэВ).

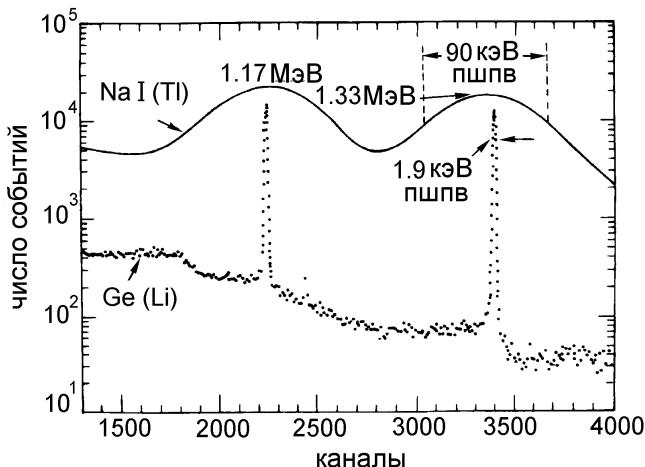


Рис. 7.1: Сравнение измерений спектра фотонов от источника  $^{60}\text{Co}$ , полученных с помощью NaI(Tl)-сцинтиллятора и Ge(Li)-твёрдотельного детектора [479].

Принцип работы твердотельных детекторов легче всего понять, если рассмотреть структуру зон твёрдых тел. Кристалл германия или кремния становится  $n$ -проводящим (т. е. проводящим для отрицательных носителей заряда, электронов), когда в решётку вводятся электронные донорные примеси. У германия и

кремния во внешней оболочке четыре электрона. Атомы с пятью электронами во внешней оболочке действуют как электронные донорные примеси. Аналогично, германий и кремний становятся *p*-проводящими (т. е. проводящими для дырок), если в кристаллическую решетку вводятся трехвалентные атомы, которые выступают в роли электронных акцепторных примесей.

На Рис. 7.2 показана структура зон твердотельного детектора. Фосфор и мышьяк служат донорами электронов. Соседние атомы кремния (германия) могут связывать лишь четыре электрона. Пятый электрон из электрон-донорной примеси связан слабо и легко достигает зону проводимости. Донорные уровни расположены примерно на 0.05 эВ ниже края зоны проводимости.

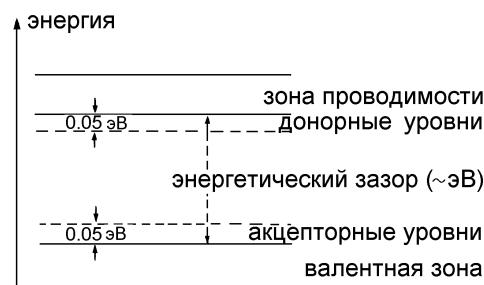


Рис. 7.2: Структура зон твердотельного детектора.

Если трехвалентные электрон-акцепторные примеси (такие, как бор или индий) вводятся в решетку, то одна из кремниевых связей остается незаполненной. Этот акцепторный уровень, который примерно на 0.05 эВ выше края полосы валентности, старается притянуть один электрон из соседнего атома кремния. Как следствие, состояние недостающего электрона (дырка) мигрирует через кристалл. Если добавить небольшое количество энергии, то дырки будут переноситься в валентную полосу, вызывая тем самым дырочный ток. Литий служит донором электронов, так как в его наружной оболочке имеется лишь один слабо связанный электрон.

Если заряженная частица пересекает *n*- или *p*-проводящий кристалл, то она образует вдоль своего пути электрон-дырочные пары. Первичные электроны могут образовывать вторичные электронные пары или возбуждать вибрации решетки (фононы). Вдоль трека частицы с концентрацией носителей заряда от  $10^{15}$  до  $10^{17}$  в  $\text{см}^3$  образуется плазменный канал [1]. Принцип работы твердотельного детектора состоит тем самым в сортировании свободных носителей заряда во внешнем поле дрейфа до того, как они рекомбинируют с дырками. Если это удается, измеренный зарядовый сигнал пропорционален потере энергии частицы или, если частица выделяет всю свою энергию в чувствительном объеме детектора, он пропорционален энергии частицы.

Полупроводниковые счетчики должны работать с обратным напряжением смещения для того, чтобы образовать достаточно большое электрическое поле в кристалле и собрать электроны. Обычно используют диоды с (*p* – *n*)-переходами — поверхностно барьерные детекторы — или (*p* – *i* – *n*)-структуры (см. Рис. 7.3 – 7.6) [480–482].

Чтобы образовать (*p* – *n*)-переход, два полупроводника *p*- и *n*-типа соединяют

вместе. Электроны из полупроводника *n*-типа диффундируют в *p*-тип, а дырки из *p*-типа в область *n*-типа. Это приводит к рекомбинации носителей заряда вблизи границы. В этой области образуется обедненный слой без свободных носителей заряда, даже если на полупроводник не подается внешнее напряжение. На Рис. 7.3 изображен принцип действия (*p* – *n*)-полупроводникового счетчика. В каждом случае показаны свободные носители заряда в *n*- или *p*-областиах. Неподвижные ионы обладают положительным зарядом в *n*-области (это доноры электронов) и отрицательным в *p*-области (акцепторы электронов). Заряженные ионы приводят к разности потенциалов в обедненном слое.

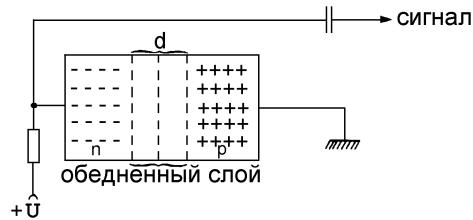


Рис. 7.3: Принцип действия (*p* – *n*)-полупроводникового счетчика (показаны лишь свободные носители заряда).

(*p* – *n*)-переход обладает свойствами диода. Внешнее положительное напряжение, приложенное к *n*-проводящей области, увеличивает обедненный слой. Таким образом можно получить обедненные слои толщиной до 1 мм. Поскольку области кристалла, прилегающие к обедненному слою, имеют относительно хорошую проводимость, приложенное обратное напряжение эффективно создает поле в обедненном слое. Свободные электроны, которые образуются в этом объеме заряженными частицами или фотонами, могут быть собраны таким полем до того, как они рекомбинируют.

Типичные ширины обедненных слоев составляют  $d = 300$  мкм. При напряженности поля  $E = 10^3$  В/см и подвижностях носителей заряда  $\mu = 10^3$  см<sup>2</sup>/В достигаются времена сбора

$$t_{\text{сбора}} = \frac{d}{\mu E} \approx 3 \cdot 10^{-8} \text{ с}$$

Для спектроскопии  $\alpha$ -частиц и электронов необходимо, чтобы обедненные слои в полупроводниковых счетчиках находились около поверхности. Эти поверхностно-барьерные детекторы делают из *n*-проводящего кристалла кремния. Обедненный слой на его поверхности образуется при контакте с *p*-проводящим кристаллом кремния. (В реальности, конечно, можно получить обедненный слой, легируя кристалл кремния различным образом с каждой стороны.) Тонкий испаряющийся золотой слой толщиной в несколько микронов служит в качестве контакта высокого напряжения. Эта сторона также используется как входное окно для заряженных частиц (см. Рис. 7.4). Таким способом могут быть получены обедненные слои с толщинами

$$d = 0.309 \sqrt{U \cdot \rho_p} \text{ мкм}$$

для  $p$ -легированного кремния и

$$d = 0.505 \sqrt{U \cdot \rho_n} \text{ мкм}$$

для  $n$ -легированного кремния [1,2].  $U$  — обратное напряжение смещения (в В),  $\rho_p$ ,  $\rho_n$  — удельное сопротивление в  $p$ - и  $n$ -легированном кремнии в ом·см, а  $d$  — толщина обедненного слоя в мкм. Для типичных значений  $\rho_p = 3 \cdot 10^3$  ом·см достигаются толщины обедненных слоев 170 мкм при напряжениях смещения 100 В.

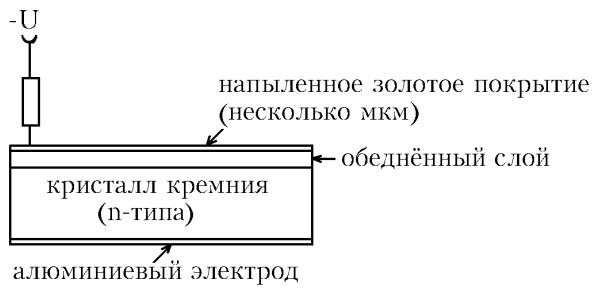


Рис. 7.4: Принцип работы поверхностно-барьерного детектора.

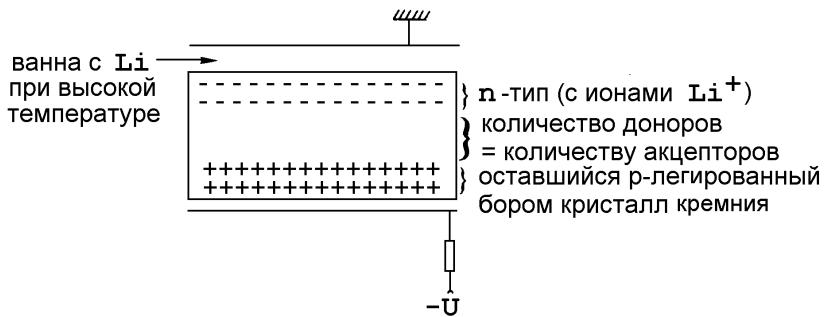


Рис. 7.5: Принцип конструкции твердотельного  $(p - i - n)$ -детектора. Зона, в которой число доноров равно числу акцепторов, соответствует области внутренней проводимости.

Большие толщины обедненных слоев можно достичь с  $(p - i - n)$ -структурами. Это устройства, в которых область внутренней проводимости образуется между  $p$ - и  $n$ -проводящим слоем. Такие  $(p - i - n)$ -структуры можно создать, обогащая  $p$ -проводящий кремний (например, легированный бором) продиффундировавшим в него литием (см. Рис. 7.5). Литий имеет три электрона во внешней оболочке и поэтому является электронным донором, так как его внешний электрон лишь слабо связан. Атомы лития могут диффундировать в  $p$ -проводящий кристалл при температуре около 400 °С. Из-за их малого размера получаются разумные скорости диффузии. После того, как процесс диффузии завершился, внешнее электрическое поле используется для дрейфа положительных ионов лития дальше в

кристалл. Образуется область, в которой число литиевых ионов компенсируется оставшимися ионами бора. Таким путем достигается удельное сопротивление  $3 \cdot 10^5$  ом·см в обедненном слое, которое примерно соответствует внутренней проводимости кремния без примесей. Приложенное внешнее напряжение смещения преобразует обедненный слой в барьерный, служащий рабочим объемом детектора. Таким способом можно получать  $(p - i - n)$ -структуры с относительно тонкими  $p$ - и  $n$ -областями и с  $i$ -зонами до 5 мм.

Пространственный заряд (образованный положительными и отрицательными ионами), напряженность электрического поля и потенциал на твердотельном детекторе с  $(p - i - n)$ -структурой показаны на Рис. 7.6 [2,63]. Пространственные заряды, ограниченные сравнительно тонкими  $p$ - и  $n$ -областями, образуют постоянное электрическое поле во внутренней области. Разность потенциалов между  $n$ - и  $p$ -проводящей зоной состоит из внешнего напряжения смещения  $V_0$  и диффузного напряжения  $V_D$ .

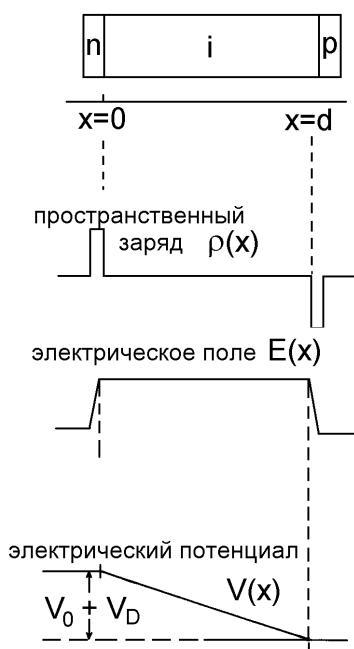


Рис. 7.6: Пространственный заряд, напряженность электрического поля и потенциал как функция положения в полупроводниковой  $(p - i - n)$ -структуре ( $V_D$  — это диффузное напряжение) [2].

Такие Si(Li) или Ge(Li) твердотельные детекторы хорошо приспособлены для задач  $\gamma$ - и электронной спектроскопии в МэВ-ном диапазоне, где они обладают отличным разрешением. Чтобы избежать темновых токов, вызванных температурой, германиевые детекторы следует охлаждать из-за их низкого энергетического зазора (0.67 эВ).

Поскольку стало возможным выращивать большие германиевые кристаллы без примесей, Ge(Li) детекторы в настоящее время часто заменяют сверхчистыми

германиевыми. Последние обладают дополнительным преимуществом, поскольку требуют охлаждения лишь во время работы, в то время как Ge(Li) детекторы должны постоянно охлаждаться, чтобы предотвратить диффузию литиевых ионов из внутренней проводящей области.

Твердотельные устройства на арсениде галлия (GaAs) также являются отличными кандидатами для регистрации частиц в ядерной физике и физике частиц [483–486].

На Рис. 7.7 и Рис. 7.8 показаны пробеги электронов, протонов, дейtronов,  $\alpha$ -частиц и некоторых тяжелых ионов в кремнии [487]. Кремниевый полупроводниковый счетчик с литиевым дрейфом толщиной 5 мм будет останавливать  $\alpha$ -частицы с энергией до 120 МэВ, протоны до — 30 МэВ и электроны — до примерно 3 МэВ при перпендикулярном начальном влете.

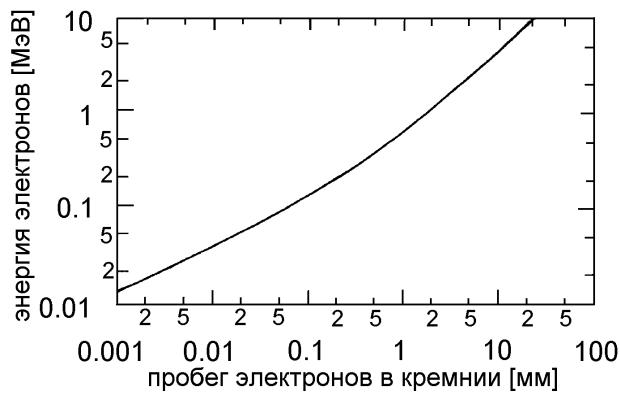


Рис. 7.7: Соотношение энергия-пробег для электронов в кремнии [487].

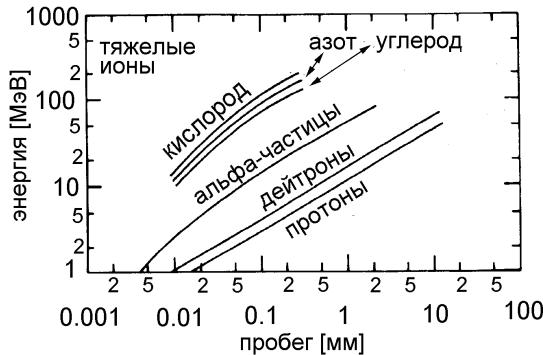


Рис. 7.8: Соотношение энергия-пробег для протонов, дейtronов,  $\alpha$ -частиц и некоторых тяжелых ионов в кремнии [487].

На Рис. 7.9 показана конверсионная часть спектра для изотопа  $^{207}\text{Bi}$ , распадающегося с электронным захватом в свинец, и регистрируемого Si(Li) детектором. Ясно видны две пары K- и L-линий, соответствующие переходам с ядерных уровней 570 кэВ и 1064 кэВ. Линия конверсии 976 кэВ разрешается с относитель-

ной шириной в 1.4% ПШПВ. Самые лучшие Si(Li) полупроводниковые счетчики позволяют даже разделить М-электроны от К- и L-электронов. На Рис. 7.10 показана часть линейчатого спектра конверсии изотопа  $^{207}\text{Bi}$  в области перехода 570 кэВ. Явно просматривается линия, которую можно проследить до рождения электрона конверсии с К-оболочки с последующим поглощением характерной L $_{\alpha}$ -линии (К + L $_{\alpha}$ ) [488].

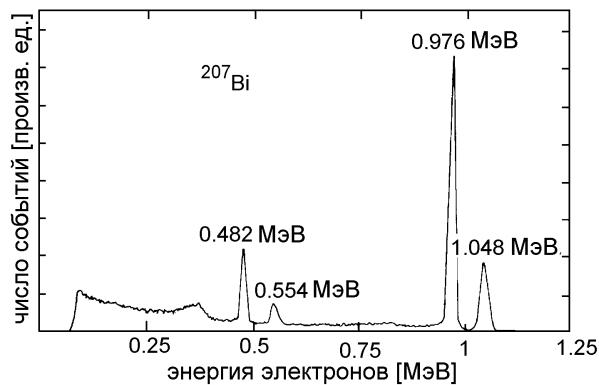


Рис. 7.9: Линейчатый спектр конверсии изотопа  $^{207}\text{Bi}$ , зарегистрированный Si(Li) детектором [489].

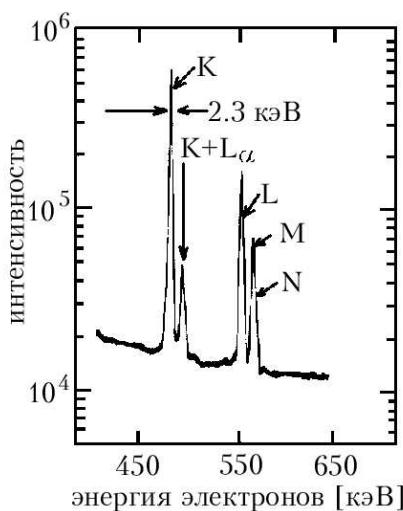


Рис. 7.10: Часть линейчатого спектра конверсии изотопа  $^{207}\text{Bi}$  в области перехода 570 кэВ [488].

Для сравнения свойств твердотельных детекторов с другими счетчиками на Рис. 7.11 и Рис.7.12 показаны энергетические спектры изотопа  $^{207}\text{Bi}$ , зарегистрированные жидкогоаргоновой и жидкоксеноновой ионизационными камерами. Жид-

коаргоновая камера довольно неплохо разделяет K- и L-электроны и позволяет достичь разрешения  $\sigma_E = 11$  кэВ. Из-за высокого атомного номера ксенона ( $Z = 54$ ) он также регистрирует фотоны с энергией 570 кэВ и 1064 кэВ, испускаемые с высокой вероятностью изотопом  $^{207}\text{Bi}$ . K- и L-линии конверсии больше не удается разделить с помощью такой камеры. В обоих счетчиках рассеянные комптоновские фотоны приводят к заметному фону [421].

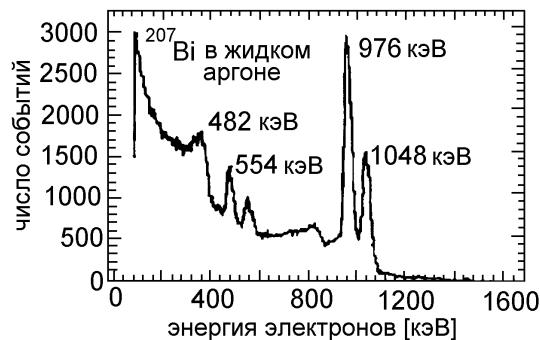


Рис. 7.11: Энергетический спектр конверсионных электронов от изотопа  $^{207}\text{Bi}$  в жидкоаргоновой камере [421].

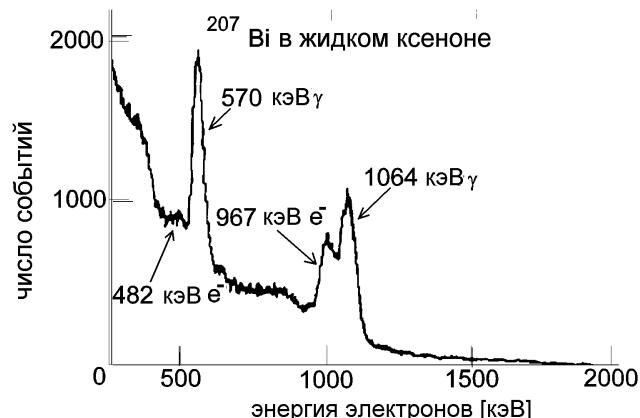


Рис. 7.12: Энергетический спектр конверсионных электронов и  $\gamma$ -лучей от изотопа  $^{207}\text{Bi}$  в жидкоксеноновой камере [421].

В жидкоксеноновом детекторе с добавкой  $20 \cdot 10^{-6}$  ТЭА ( $(\text{C}_2\text{H}_5)_3\text{N}$ ) было получено разрешение 30 кэВ ПШПВ для фотонной линии 570 кэВ [490].

Для твердотельных счетчиков, так же как и для газовых детекторов, статистические флуктуации числа родившихся носителей заряда меньше, чем пуассоновские флуктуации, которые пропорциональны  $\sqrt{n}$ . Форма моноэнергетического пика несколько асимметрична и уже, чем распределение Гаусса. Фактор Фано  $F$  (для кремния 0.16; см. раздел 1.1.2) модифицирует гауссовскую дисперсию  $\sigma^2$

до  $\sigma^2 = F\sigma^{*2}$ , так что разрешение по энергии (поскольку  $E \propto n$ ) может быть представлено как

$$\frac{\sigma(E)}{E} \propto \frac{\sqrt{F\sigma^{*2}}}{n} = \frac{\sqrt{n}\sqrt{F}}{n} = \frac{\sqrt{F}}{\sqrt{n}}.$$

Используя  $n = E/W$ , где  $W$  — средняя энергия, необходимая для рождения одной пары носителей заряда, получим

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{\sqrt{F \cdot W}}{\sqrt{E}}.$$

В результате энергетическое разрешение линии 976 кэВ спектра конверсии изотопа  $^{207}\text{Bi}$ , зарегистрированного счетчиком Si(Li), может достигнуть теоретического значения  $8 \cdot 10^{-4}$ . Аналогично 1.33 МэВ-ый пик  $\gamma$ -лучей спектра изотопа  $^{60}\text{Co}$  может быть в принципе разрешен с относительной точностью  $9 \cdot 10^{-4}$  (фактор Фано для германия  $F = 0.4$ ), что достигается с помощью самых лучших детекторов.

Обработка сигналов от твердотельных детекторов требует использования малошумящих зарядочувствительных усилителей.

Германиевые и кремниевые твердотельные детекторы предпочтительнее используются для спектроскопии  $\alpha$ -,  $\beta$ - и  $\gamma$ -лучей. Такие полупроводниковые счетчики характеризуются квантовыми переходами в диапазоне нескольких эВ. Разрешение по энергии может быть далее улучшено, если поглощение энергии происходит более мелкими порциями, как, например, при разрушении куперовских пар в сверхпроводниках. На Рис. 7.13 показано амплитудное распределение импульсов тока, вызванных рентгеновскими  $K_{\alpha}$ - и  $K_{\beta}$ -линиями марганца в переходном слое  $\text{Sn}/\text{SO}_x/\text{Sn}$  при  $T = 400$  мК. Достигнутые в этом случае разрешения уже заметно лучше, чем для самых лучших Si(Li) полупроводниковых счетчиков [491].

При еще более низких температурах ( $T = 80$  мК) для  $K_{\alpha}$ - линии марганца было получено разрешение 17 эВ ПШПВ, используя болометр, выполненный из Hg Cd Te-поглотителя в сочетании с Si/Al-калориметром (см. Рис. 7.14) [492,493].

В болометре выделившаяся энергия 5.9 кэВ-ных рентгеновских  $K_{\alpha}$ - лучей регистрируется с помощью роста температуры. Эти микрекалориметры должны обладать чрезвычайно низкой теплоемкостью, так что они используются при криогенных температурах (см. также раздел 7.6). В большинстве случаев они состоят из поглотителя с относительно большой поверхностью (диаметр несколько миллиметров), связанного с полупроводниковым термистором. Выделившаяся энергия собирается в поглотителе, который вместе с термисторным считыванием образует калориметр полного поглощения. Такие двухкомпонентные болометры позволяют достичь отличного разрешения по энергии, но не могут в настоящее время справиться с высокими загрузками, так как время затухания тепловых сигналов порядка 20 мкс. По сравнению со стандартными калориметрическими методами, основанными на образовании и сборе ионизационных электронов, болометры имеют большое преимущество, так как они могут также, в принципе, регистрировать такие слабоионизирующие или неионизирующие частицы, как медленные магнитные монополи или астрофизические нейтрино, например, нейтринное реликтовое излучение от Большого Взрыва с энергией около 0.2 МэВ

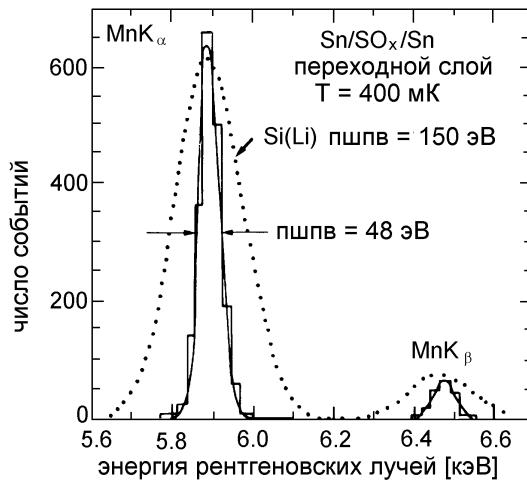


Рис. 7.13: Амплитудное распределение рентгеновских  $K_\alpha$ - и  $K_\beta$ -линий (марганец) в переходном слое  $\text{Sn}/\text{SO}_x/\text{Sn}$ . Для сравнения пунктирной линией показано самое лучшее разрешение, достигнутое на  $\text{Si}(\text{Li})$  полупроводниковом счетчике [491].

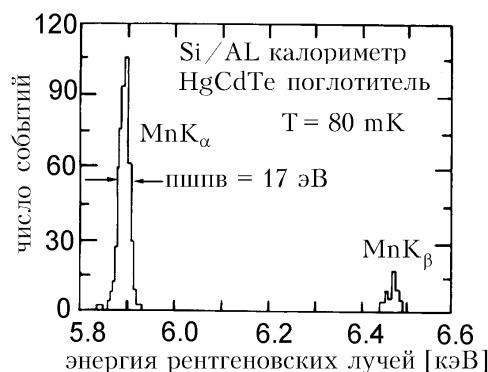


Рис. 7.14: Амплитудное распределение рентгеновских лучей с энергией 5.9 кэВ и 6.47 кэВ от  $K_\alpha$ - и  $K_\beta$ -линий (марганец) в болометре, состоящем из  $\text{HgCdTe}$ -поглотителя и  $\text{Si}/\text{Al}$ -калориметра.  $K_\alpha$ -линия соответствует переходу с L- на K-оболочку,  $K_\beta$ -линия — переходу с M- на K-оболочку [493].

( $\approx 1.9$  K), соответствующее микроволновому фоновому излучению с температурой 2.7 K (см. раздел 7.6). Отличное разрешение по энергии для рентгеновских лучей было также получено с использованием сверхпроводящих переходных слоев Nb/Al—AlO<sub>x</sub>/Al/Nb большой площади [494].

В экспериментах по физике высоких энергий твердотельные детекторы можно также использовать как активную мишень, которая запускает более сложный детектор. На Рис. 7.15 показана схема такого эксперимента. Считывание со сложного детектора происходит лишь в том случае, если налетающая частица взаимодействует в мишени, в данном случае твердотельном детекторе. Заряд, зарегистрированный в мишени, позволяет решить, произошло или нет взаимодействие. Если выставить порог запуска  $Q \geq k \cdot Q_{\min}$  с  $k > 1$ , где  $Q_{\min}$  — это заряд, выделенный минимально ионизирующей частицей в твердотельном счетчике, то можно подавить фоновые события.

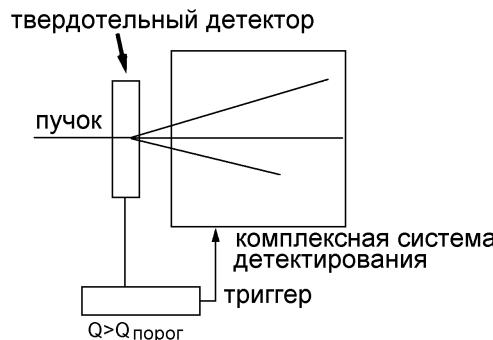


Рис. 7.15: Твердотельный детектор в качестве активной мишени в сложном эксперименте.

Твердотельные детекторы можно также использовать для трековых измерений, если электроды сегментированы в форме полосок или подушечек [477]. Распределение заряда на считающих полосках позволяет достичь пространственного разрешения порядка 10 мкм или даже лучше [476,495]. Такие кремниевые микростриповые счетчики часто используют как вершинные детекторы в экспериментах на накопительных кольцах, в частности для определения времен жизни нестабильных адронов в пикосекундном диапазоне и для мечения короткоживущих мезонов в сложных конечных состояниях (см. Раздел 11.12). Этот метод использования кремниевых микростриповых детекторов вблизи от места встречи имитирует такие приборы высокого разрешения как пузырьковые камеры (см. Раздел 4.11, Рис. 4.67) или ядерные эмульсии (см. Раздел 4.16, Рис. 4.95), но с чисто электронным считыванием. Из-за высокого пространственного разрешения микростриповых детекторов вторичные вершины можно сравнительно легко восстанавливать и отделять от первичного взаимодействия.

Кремниевые микростриповые детекторы могут работать также как твердотельные дрейфовые камеры [480,496]. Однако они дают лишь проекции события. Двухмерное считывание можно получить, если считывание с детектора осуществляется с обеих сторон кремниевой пластины по перпендикулярным полоскам.

На Рис. 7.16 изображен принцип работы кремниевого микрострипового детек-

тора с последовательным считыванием с катода [481]. На Рис. 7.17 схематически показано считывание с ортогонально сегментированными анодами и катодами. Считывание с двух сторон позволяет восстановить три пространственные координаты с помощью *одного* детектора.

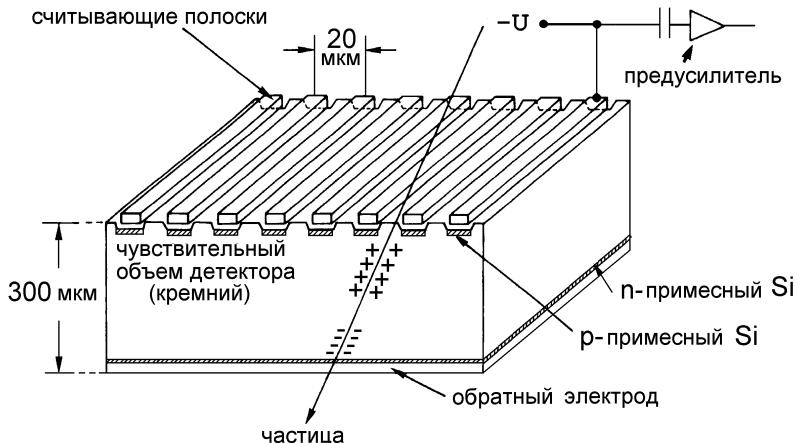


Рис. 7.16: Схема кремниевого микрострипового детектора. Каждая считающая полоска находится под отрицательным потенциалом. Полоски емкостно связаны (не в масштабе; из [481]).

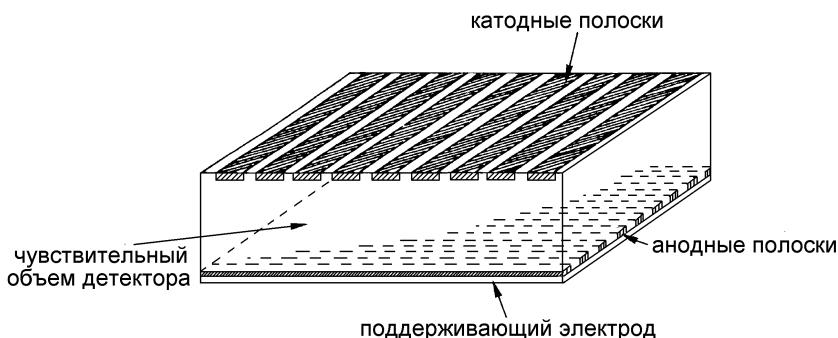


Рис. 7.17: Схема двухстороннего считывания с кремниевого микрострипового детектора (нижний слой анодных полосочек показан штрих-пунктирными линиями).

Если кремниевую микросхему разбить словно матрицу на много подушечек, которые электронным образом экранированы друг от друга потенциальными ямами, величины энерговыделения от сложных событий в катодных подушечках считаются полоска за полоской. Время считывания весьма велико из-за последовательной обработки. Однако оно позволяет получить двухмерную картину в плоскости, перпендикулярной направлению пучка. При размере пикселя  $20 \times 20 \text{ мкм}^2$  можно получить пространственное разрешение 5 мкм. Из-за зарядо-

вой связи подушечек этот тип кремниевого детектора называют также прибором с зарядовым сдвигом (ПЗС). Коммерчески доступные ПЗС детекторы с наружным размером  $1 \times 1 \text{ см}^2$  имеют около  $10^5$  пикселей [1,497–499].

Микростриповые детекторы заряженных частиц можно также изготавливать не из кремния, а из арсенида галлия [483–486].

Все полупроводниковые счетчики проявляют эффекты старения при больших радиационных нагрузках, что приводит к повышенному току утечки [500,501]. Например, в типичном кремниевом микростриповом детекторе ток утечки возрастает в десять раз при дозе поглощения  $1 \text{ кГр}$  ( $= 100 \text{ крад}$ ) [502]. Поэтому, твердотельные детекторы с их чувствительными высоконтегрированными предусилителями удается использовать при больших радиационных нагрузках лишь ограниченное время. Радиационностойкие детекторы требуются, например, для экспериментов на LHC или HERA (электрон-протонное накопительное кольцо в DESY, Гамбург).

## 7.2 Калориметры электронов и фотонов

Доминирующими процессами взаимодействия для спектроскопии в МэВ-ной области энергий являются фотоэффект и эффект Комptonа для фотонов, а также ионизация и возбуждение для заряженных частиц. При высоких энергиях (больше нескольких ГэВ) электроны теряют свою энергию почти исключительно на излучение, а фотоны — на рождение электрон-позитронных пар (см. Рис. 7.18 и Рис. 7.19 [34,35]). При этом образуется электромагнитный ливень, развитие которого схематически показано на Рис. 7.20.

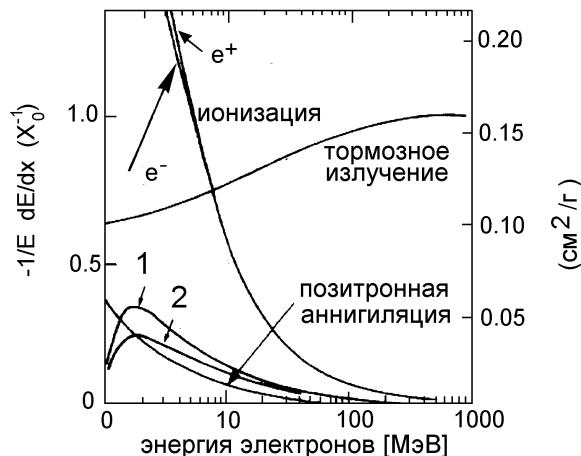


Рис. 7.18: Механизмы потерь энергии электронами как функция их энергии ( $e^-e^- \rightarrow e^-e^-$  — Мольеровское рассеяние;  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$  — Баба рассеяние;  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$  — аннигиляция) [27,34,35,503].

Продольное и поперечное развитие ливней, инициируемых электронами или фотонами, можно описать либо аналитическими методами, либо моделированием методом Монте-Карло. Полная длина трека  $T$  это есть суммарная длина всех

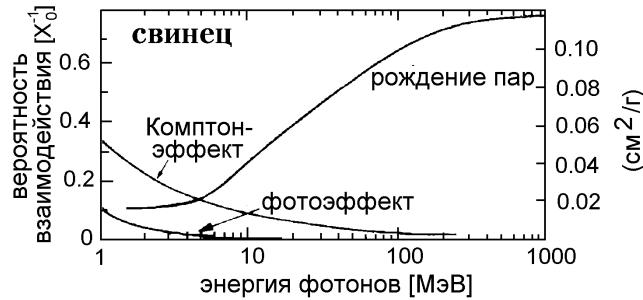


Рис. 7.19: Сечения взаимодействия фотонов в свинце как функция их энергии [27,34,35, 503].

индивидуальных треков заряженных частиц в ливне, пропорциональная энергии  $E_0$  первичной частицы:

$$T \propto \frac{E_0}{E_{\text{кр}}} ,$$

где  $E_{\text{кр}}$  — критическая энергия материала, в котором развивается ливень (см. Главу 1.1.4). Если  $\eta(\xi)$  — минимальная энергия отдельных частиц ливня, которая может быть зарегистрирована в калориметре, то измеряемая длина трека дается следующим соотношением [58]:

$$T_{\text{изм}} = F(\xi) \cdot \frac{E_0}{E_{\text{кр}}} \cdot X_0 [\text{г}/\text{см}^2] , \quad (7.1)$$

где  $T_{\text{изм}} \leq T$  и  $\xi = \xi(\eta)$ . Полное число частиц в ливне, конечно, зависит от параметра обрезания  $\eta$ . Эта зависимость, однако, не слишком выражена, если выбрать  $\eta$  достаточно малым ( $\approx$  МэВ). Функция  $F(\xi)$  учитывает влияние параметра обрезания на полную измеренную длину трека для электромагнитных ливней, полностью содержащихся в калориметре.  $F(\xi)$  можно параметризовать следующим образом [58]:

$$F(\xi) = \left( 1 + \xi \ln \frac{\xi}{1.53} \right) e^\xi ,$$

где

$$\xi = 2.29 \cdot \frac{\eta}{E_c} .$$

Продольное распределение потерь энергии можно представить в виде

$$\frac{dE}{dt} = \text{const} \cdot t^a e^{-b \cdot t} ,$$

где  $t = x/X_0$  — глубина ливня в единицах радиационной длины  $X_0$ ,  $a$  и  $b$  — подгоняемые параметры [504,505].

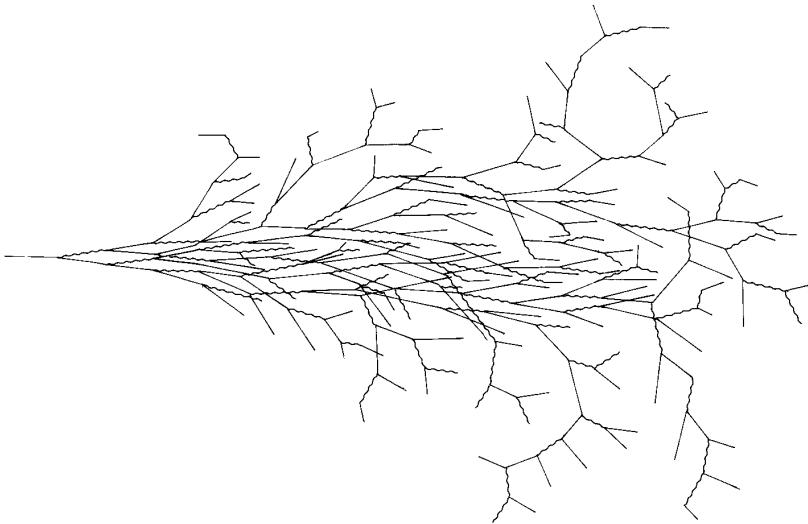


Рис. 7.20: Схематическая картина развития электромагнитного ливня. Волнистыми линиями показаны фотоны, а сплошными — электроны или позитроны.

Такая параметризация мотивирована физическими процессами образования ливня. Для малых глубин ливня  $t$  число вторичных частиц возрастает как  $t^\alpha$ . Возрастание числа частиц в ливне сопровождается уменьшением их средней энергии. Полное число частиц, наконец, достигает максимального значения. За пределами максимума ливня доминируют процессы поглощения, которые описываются экспоненциальной функцией  $e^{-bt}$  (см. также Рис. 7.21).

Более точное рассмотрение продольного профиля электромагнитных ливней, основанное на Монте-Карловской программе EGS [34,35,506,507], дает параметризацию

$$\frac{dE}{dt} = E_0 \cdot f \cdot \frac{(f \cdot t)^{g-1} e^{-ft}}{\Gamma(g)}, \quad (7.2)$$

где  $\Gamma(g)$  — функция Эйлера, причем гамма-функция определена как

$$\Gamma(g) = \int_0^\infty e^{-x} x^{g-1} dx$$

и характеризуется тем, что  $\Gamma(g+1) = g\Gamma(g)$ . Параметры  $g$  и  $f$  из выражения (7.2) получают подгонкой экспериментальных данных, а  $E_0$  — энергия начальной частицы. При такой параметризации максимум размера ливня достигается при

$$t_{\max} = \frac{g-1}{f}. \quad (7.3)$$

При проектировании калориметра продольное и поперечное развитие ливня играют важную роль; при начальных энергиях от 10 до 1000 ГэВ 98% энергии ливня содержится на длине [508]

$$L(98\%) = 2.5 t_{\max}[X_0]$$

Глубина в радиационных длинах,  $t_{\max}$ , описывает положение максимального числа частиц при развитии ливня. Оно равно [34,35]

$$t_{\max}^e = \ln \left( \frac{E_0}{E_c} \right) - 0.5$$

для электронов и

$$t_{\max}^\gamma = \ln \left( \frac{E_0}{E_c} \right) + 0.5 \quad (7.4)$$

для начальных фотонов, что с использованием уравнения (7.3) дает

$$t_{\max} = \frac{g-1}{f} = \ln \left( \frac{E_0}{E_c} \right) + C_i \quad (7.5)$$

с  $C_\gamma = +0.5$  и  $C_e = -0.5$  для ливней, инициированных фотонами и электронами соответственно.

Продольное развитие электронного ливня в веществе показано на Рис. 7.21 [503, 509] для различных начальных энергий. Продольные профили ливня зависят, вообще говоря, от материала поглотителя. Эта зависимость учитывается на Рис. 7.21 измерением начальной энергии в единицах критической энергии материала и глубины ливня в единицах радиационных длин.

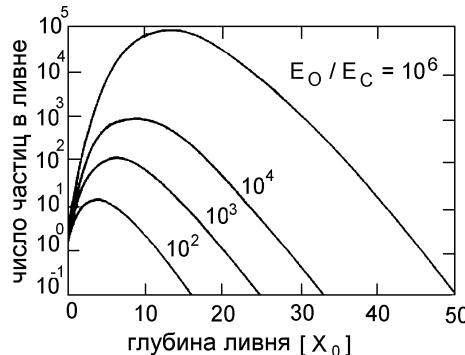


Рис. 7.21: Продольное развитие электромагнитного ливня ( $E_c$  — критическая энергия) [503,509].

При очень высоких энергиях на развитие электромагнитных ливней в плотных средах влияет эффект Ландау–Померанчука–Мигдала (ЛПМ) [510,511]. Этот эффект предсказывает, что в плотной среде рождение фотонов низкой энергии электронами высокой энергии подавлено. Когда электрон взаимодействует с ядром, испуская фотон, продольная передача импульса между электроном и ядром очень мала. Поэтому из соотношения неопределенностей Гейзенберга следует, что взаимодействие идет на большом расстоянии, которое называется зоной формирования. Если на электрон, пока он проходит это расстояние, действует некоторое возмущение, то испускания фотона не происходит. Это может произойти в очень плотных средах, в которых расстояние между центрами рассеяния

мало по сравнению с пространственной протяженностью волновой функции. Эффект Ландау-Померанчука-Мигдала предсказывает, что в плотных средах много-кратного рассеяния электронов достаточно для подавления испускания фотонов на низкоэнергетическом конце спектра излучения. Справедливость этого эффекта была продемонстрирована недавним экспериментом на различных мишнях в СЛАКе с помощью электронов с энергией 25 ГэВ. Величина подавления испускания фотонов согласуется с предсказанием эффекта ЛПМ [512,513].

Эффект ЛПМ играет существенную роль для экспериментов с космическими лучами сверхвысоких энергий и должен приниматься во внимание при проектировании калориметров для ускорителей высоких энергий и накопительных колец, таких как LHC.

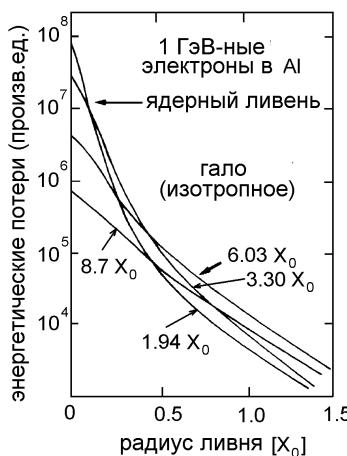


Рис. 7.22: Поперечные ширины электромагнитных ливней как функция их глубины [505,508,514].

Поперечная ширина электромагнитного ливня обусловлена главным образом многократным рассеянием и лучше всего характеризуется мольеровским радиусом

$$R_m = \frac{21 \text{ МэВ}}{E_c} X_0 [\text{г}/\text{см}^2].$$

С ростом продольной глубины ливня растет и его поперечная ширина. На Рис. 7.22 [505,508,514] показаны радиальные профили ливня от электронов с энергией 1 ГэВ в алюминиевом поглотителе для различных продольных глубин ливня. Наибольшая часть энергии выделяется в относительно узком ядре ливня. Вообще говоря, можно сказать, что 95% энергии ливня содержится в цилиндре вокруг оси ливня, радиус которого равен

$$R(95\%) = 2R_m = \frac{42 \text{ МэВ}}{E_c} X_0. \quad (7.6)$$

Зависимость такого радиуса от материала учитывается в критической энергии и радиационной длине, появляющихся в уравнении (7.6).

На Рис. 7.23 показаны продольное и поперечное развитие ливня от электрона с энергией 6 ГэВ в свинцовом калориметре (взято из [504,505]).

Наиболее важные свойства электронных ливней можно понять из упрощенной модели [1,515,516]. Пусть  $E_0$  — энергия фотона, попадающего в калориметр полного поглощения (Рис. 7.24).

После одной радиационной длины фотон рождает  $e^+e^-$  пару; электроны и позитроны через еще одну радиационную длину испускают по фотону, которые вновь превращаются в электрон-позитронные пары. Предположим, что на каждом шаге размножения энергия делится симметрично между частицами. Число частиц в ливне (электронов, позитронов и фотонов вместе) на глубине  $t$  равно

$$N(t) = 2^t, \quad (7.7)$$

где энергия отдельных частиц в поколении  $t$  дается выражением

$$E(t) = E_0 \cdot 2^{-t}.$$

Размножение частиц ливня продолжается до тех пор, пока  $E_0/N > E_c$ . Если энергия частиц ливня становится меньше критической энергии, начинают доминировать процессы поглощения, такие как ионизация для электронов, фотоэффект и Комптон-эффект для фотонов. Ливень медленно вымирает.

Максимум ливня достигается на последнем шаге размножения, когда энергия частиц ливня становится равной критической энергии

$$E_c = E_0 \cdot 2^{-t_{\max}}.$$

Отсюда

$$t_{\max} = \frac{\ln E_0/E_c}{\ln 2} \propto \ln E_0/E_c$$

в качественном согласии с уравнением (7.4). Полное число частиц в ливне дается, таким образом, следующим выражением:

$$S = \sum_{t=0}^{t_{\max}} N(t) = \sum_{t=0}^{t_{\max}} 2^t = 2^{t_{\max}+1} - 1 \approx 2^{t_{\max}+1} \quad (7.8)$$

или

$$S = 2 \cdot 2^{t_{\max}} = 2 \cdot \frac{E_0}{E_{kp}} \propto E_0.$$

Сегменты трека частицы, подсчитываемые через равные шаги  $t$  в единицах  $X_0$ , дают полную длину трека в ливне

$$S^* = 2 \cdot \frac{E_0}{E_{kp}} \cdot \frac{1}{t}.$$

Для сэмплинга калориметра, в котором сегменты трека считаются лишь на фиксированных расстояниях  $t$  в активных слоях детектора, можно ожидать, что будет достигнуто следующее разрешение по энергии:

$$\frac{\sigma}{E_0} = \frac{\sqrt{S^*}}{S^*} = \frac{1}{\sqrt{S^*}} = \frac{\sqrt{t}}{\sqrt{2E_0/E_c}} \propto \frac{\sqrt{t}}{\sqrt{E_0}}.$$

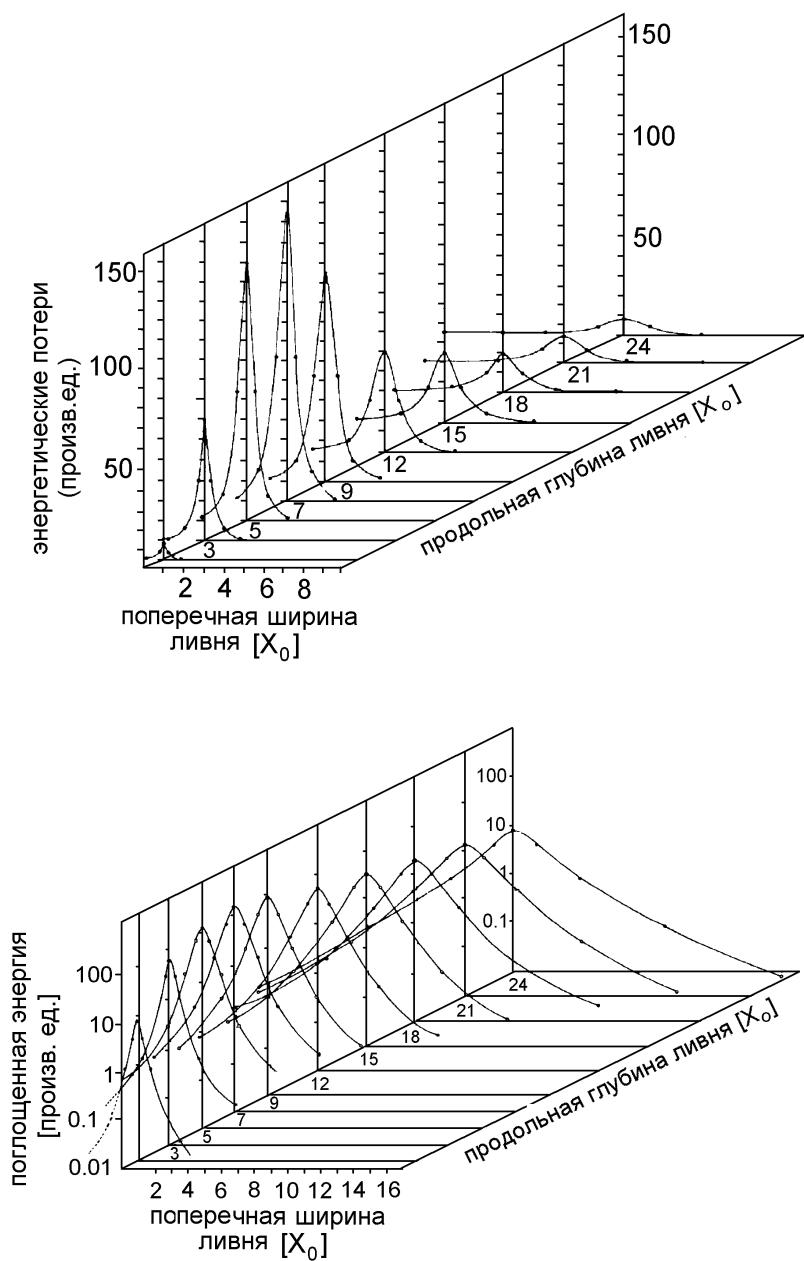


Рис. 7.23: Продольное и поперечное развитие ливня, вызванного электроном с энергией 6 ГэВ в свинце в линейном и логарифмическом масштабах (взято из [504,505]).

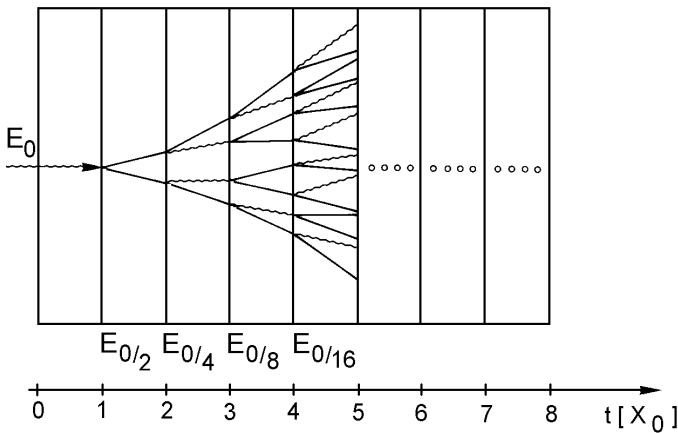


Рис. 7.24: Простая модель параметризации ливня

Эта очень простая модель правильно описывает наиболее важные качественные характеристики электромагнитных ливней.

Выражение для поперечной ширины электромагнитного ливня из уравнения (7.6) справедливо лишь для калориметров полного поглощения (т. е. полностью поглощающих ливень в своей активной среде). Если используются сэмплинг калориметры, состоящие из перемежающихся слоев детектора и поглотителя, поперечная ширина возрастает. Это, например, имеет место для газовых сэмплинг калориметров, в зависимости от пространства, занимаемого газовыми детекторами. Если  $y = \sum y_i$  — сумма толщин газовых детекторов, а  $x = \sum x_i$  — полная толщина поглотителя, в котором почти исключительно развивается ливень, то поперечная ширина возрастает в  $\frac{x+y}{x}$  раз по сравнению с однородным калориметром, что дает:

$$R(95\%) = 2R_m \cdot \frac{x+y}{x} .$$

Из этого уравнения следует, что эффективный радиус для 95% поперечного содержания определяется в сэмплинг калориметре усреднением по толщинам его детекторов и поглотителей.

Рассмотрим более подробно различные флуктуации, которые ограничивают разрешение по энергии сэмплинг калориметров [1,504,505,517–519]. В них регистрируется лишь та часть энергии электромагнитного ливня, которая выделяется в активных слоях. Потери энергии в слоях поглотителя и активных слоях, конечно, варьируют от события к событию, что приводит к так называемым флуктуациям энерговыделения, которые оказывают значительное влияние на разрешение по энергии. Если энергия определяется в детекторах, у которых регистрируются лишь сегменты треков частиц ливня, число точек пересечения со слоями детектора дается выражением

$$N = \frac{T_{\text{изм}}}{d} ,$$

где  $T_{изм}$  — полная измеренная длина трека (см. уравнение (7.1)), а  $d$  — толщина детектирующего слоя. Если взять измеренную длину трека из (7.1), то число сегментов трека равно

$$N = F(\xi) \cdot \frac{E_0}{E_{kp}} \cdot \frac{X_0}{d} .$$

Если использовать статистику Пуассона, то флуктуации потерь, ограничивающие разрешение по энергии, описываются следующим выражением:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{\sqrt{N}}{N} = \sqrt{\frac{E_{kp} \cdot d}{F(\xi) \cdot E_0 \cdot X_0}} . \quad (7.9)$$

В этом случае не учтено, что из-за многократного рассеяния частицы ливня имеют определенный угол  $\theta$  по отношению к его оси. Эффективная толщина, на которой происходит энерговыделение, поэтому равна не  $d$ , а скорее  $d/\cos\theta$ . Тогда уравнение (7.9) принимает вид

$$\left( \frac{\sigma(E)}{E} \right)_{сэмплинг} = \sqrt{\frac{E_{kp} \cdot d}{F(\xi) \cdot E_0 \cdot X_0 \cdot \cos\theta}} . \quad (7.10)$$

Углы рассеяния  $\theta$ , естественно, варьируют для частиц ливня, поэтому следует усреднить выражение (7.10) по  $\theta$ . Однако, для электромагнитных ливней углы рассеяния довольно малы (см. Рис. 4.70 и Рис. 4.84). Среднее значение  $\cos\theta$  в уравнении (7.10) зависит от энергии начальной частицы  $E_0$ . Его можно определить из моделирования методом Монте-Карло или калибровкой.

Как можно видеть из уравнения (7.10), разрешение по энергии сэмплинг-калориметра для фиксированного материала улучшается с уменьшением  $\sqrt{d/E_0}$ .

Энерговыделение в детекторе, обусловленное большими передачами энергии в ионизационных процессах, может приводить к дальнейшему ухудшению разрешения по энергии. Такие флуктуации Ландау особенно важны для тонких слоев детектора. Если  $\delta$  — средняя потеря энергии на слой детектора, то флуктуации Ландау ионизационных потерь дают следующий вклад в разрешение по энергии [58, 508, 520]:

$$\left( \frac{\sigma(E)}{E} \right) \propto \frac{1}{\sqrt{N} \ln(k \cdot \delta)} ,$$

где  $k$  — константа, а  $\delta$  пропорциональна плотности вещества в слое детектора. Может случиться, что калориметр недостаточно велик, чтобы ливень полностью в нем поместился, так что могут иметь место продольные и поперечные утечки.

Влияние подобных утечек проиллюстрировано на Рис. 7.25 [521]. В то время как поперечные утечки слабо влияют на разрешение по энергии, продольные утечки заметно ухудшают разрешение. При фиксированных размерах калориметра вклад утечек в энергетическое разрешение логарифмически растет с энергией [517], т. е.

$$\left( \frac{\sigma(E)}{E} \right)_{утеч} \propto \ln E .$$

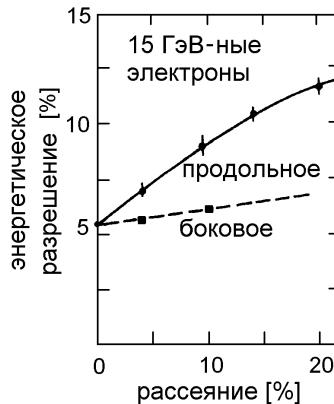


Рис. 7.25: Влияние продольных и поперечных утечек на энергетическое разрешение [9, 521].

Длина калориметра не должна быть чрезмерно большой, так как неиспользуемые слои детектора будут ухудшать разрешение из-за дополнительных шумов.

Весьма важно прокалибровать калориметр как целое, а также отдельные слои детектора по отношению друг к другу. Относительную калибровку можно выполнить, например, с помощью минимально ионизирующих мюонов, которые проходят через весь калориметр. Для абсолютной калибровки следует, например, учесть, что электроны и мюоны при одной и той же полной поглощенной энергии не обязательно дадут одинаковый сигнал в калориметре, так как в электронных ливнях образуется много фотонов малой энергии, которые не дают вклада в «видимую» энергию. Измеренные продольные профили ливня в электромагнитном калориметре на стримерных трубках со слоем меди толщиной  $0.8 X_0$  показаны на Рис. 7.26 для различных энергий электронов [518,522]. Экспериментально измеренное влияние продольных утечек на энергетическое разрешение такого калориметра можно видеть из Рис. 7.27 [518,522].

В калориметрах на стримерных трубках регистрация треков происходит до тех пор, пока частицы летят не под слишком большим углом по отношению к оси ливня (предполагается, что она перпендикулярна плоскостям детектора). Для каждого ионизационного трека формируется ровно один стример — независимо от ионизации, произведенной вдоль трека. По этой причине флюктуации Ландау практически не оказывают влияния на энергетическое разрешение такого типа детекторов. Измеренные распределения по амплитуде для электронов с энергией 5, 25, 50 и 100 ГэВ в железном калориметре на стримерных трубках со слоем железа толщиной 2 см показаны на Рис. 7.28 [523].

Так же, как и для других калориметров, разрешение по энергии может быть представлено в виде суммы двух слагаемых, первое из которых постоянно, а второе зависит от энергии

$$\frac{\sigma(E)}{E} = a \oplus \frac{b}{\sqrt{E}}, \quad (7.11)$$

где  $\oplus$  означает, что оба вклада складываются квадратично. Постоянный член

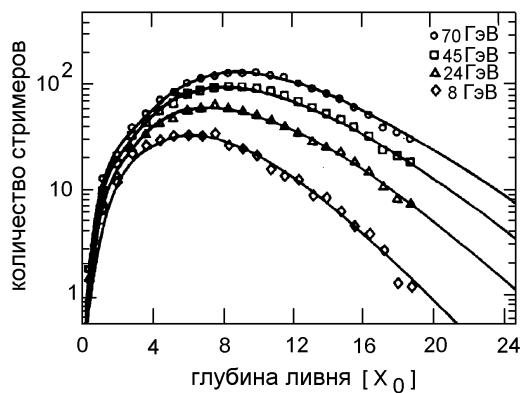


Рис. 7.26: Продольные профили ливня в электромагнитном калориметре на стримерных трубках со слоем меди толщиной  $0.8 X_0$  [518,522].

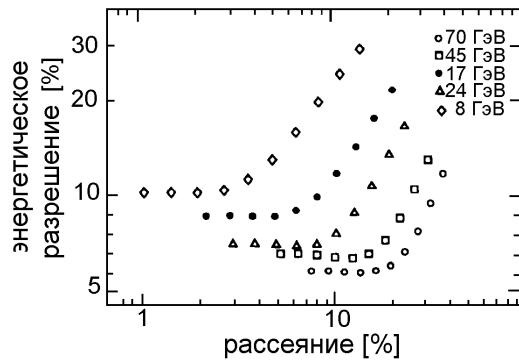


Рис. 7.27: Влияние продольных утечек на разрешение по энергии в электромагнитном калориметре [518,522].

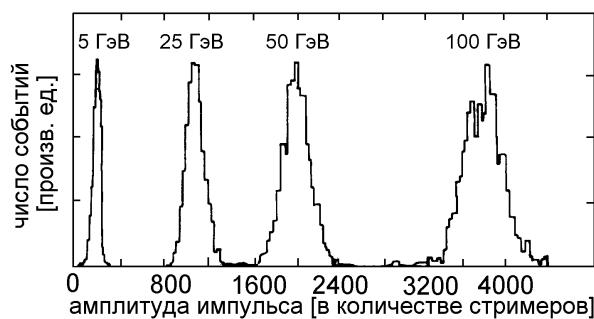


Рис. 7.28: Распределения по амплитуде для электронов с энергией 5, 25, 50 и 100 ГэВ в железном калориметре на стримерных трубках [523].

обусловлен не флуктуациями в развитии ливня, а систематическими ошибками, например, в системе считывания калориметра. Он может быть также вызван вкладом шумов от сэмплинг детекторов или дрейфом параметров калибровки, зависящим от времени.

На Рис. 7.29 [522] показано разрешение по энергии для электронов в медном калориметре на стримерных трубках при считывании с анодных проволочек и при измерении сигналов, индуцированных на катодных подушечках.

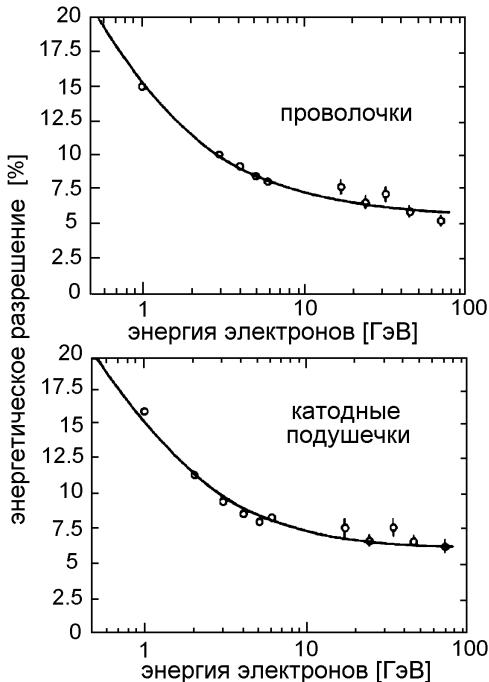


Рис. 7.29: Разрешение по энергии для электронов в медном калориметре на стримерных трубках [522].

Энергетическое разрешение сцинтиляционного или жидкогоаргонового сэмплинг калориметра лучше, чем то, которое можно достичнуть на газовых детекторах [524,525]. При толщине активного слоя 1 мм свинцовые сцинтилляторы или свинцовые жидкогоаргоновые калориметры позволяют добиться следующего разрешения по энергии:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{7\%}{\sqrt{E}} \oplus 1\% ; \quad E \text{ в ГэВ} . \quad (7.12)$$

Для свинцовых жидкогоаргоновых или жидкоксеноновых калориметров можно добиться разрешения  $\sigma(E)/E \approx 3\%/\sqrt{E}$  [526]. Прекрасные результаты могут быть получены и в жидкокриптоновых калориметрах [527,528].

Подобные и даже лучшие результаты могут быть получены для калориметров полного поглощения (то есть однородных) [529]. В больших гадоскопах из

калориметров на NaI(Tl) типичные значения разрешения составляют

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{2.5\%}{\sqrt{E}} \quad E \text{ в ГэВ.}$$

Наилучшие значения параметров отдельных элементов калориметра позволяют достичь разрешения [1,532]

$$\sigma(E)/E = \frac{0.9\%}{\sqrt{E}} \quad E \text{ в ГэВ.}$$

Сравнимое разрешение можно получить на германате висмута (BGO).

У счетчиков полного поглощения на свинцовом стекле, которые регистрируют черенковский свет от частиц ливня, несколько худшие характеристики, так как интенсивность черенковского света заметно ниже, чем у сцинтилляционного [531]. При использовании черенковских счетчиков на свинцовом стекле было получено разрешение по энергии [1,532]

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{5.3\%}{\sqrt{E}} \oplus 1.2\% ; \quad E \text{ в ГэВ.}$$

Сравнимое разрешение было достигнуто для радиаторов из фторида свинца [533].

Очень важным критерием применимости черенковских ливневых счетчиков в экспериментах с высокой загрузкой является их радиационная стойкость. Например, радиаторы на BaYb<sub>2</sub>F<sub>8</sub> показывают отличную радиационную стойкость [534].

В черенковских ливневых счетчиках полного поглощения могут также применяться тяжелые жидкости. Водные растворы формиата таллия (HCOOTl; плотность  $\varrho = 3.3 \text{ г/см}^3$ , показатель преломления  $n = 1.59$ ) или раствора Клеричи (смесь формиата и малоната таллия ( $\text{CH}_2(\text{COOTl})_2$ ;  $\varrho = 4.21 \text{ г/см}^3$ ,  $n = 1.69$ ) [535,536] — отличные кандидаты в тяжелые жидкости. Раствор Клеричи известен также своим применением в горной промышленности, где минералы различной плотности разделяют гравиметрическими методами.

Если калориметры конструируют из отдельных модулей или если считывание сегментировано, то возможно определение пространственных координат начальных электронов или фотонов.

В калориметре, составленном из  $3 \times 3 \text{ см}^2$  модулей, получено пространственное разрешение порядка 1 мм для электронных энергий выше 20 ГэВ. Такое измерение основано на разделении энергии ливня в различных модулях калориметра [270].

В относительно больших калориметрических модулях со сцинтилляторами в качестве активного слоя можно достичь пространственного разрешения порядка 10% ширины калориметра путем сравнения светodelения на двух сторонах калориметра. Из-за затухания света и эффектов телесного угла такое деление света зависит от точки входа частицы.

Детали считывания для калориметров со сцинтилляционной ячейкой, а также для «спагетти»-калориметров уже обсуждались в Главе 5.2. Считывание с калориметров на сцинтилляционных волокнах имеет дополнительные преимущества, так как имеется точная информация о треках ([537–539], а также ссылки в Главе 5.2).

### 7.3 Адронные калориметры

Функционирование адронных калориметров основано, в основном, на тех же принципах, что и у электрон-фотонных калориметров. Единственное отличие состоит в том, что для адронных калориметров продольное развитие ливня определяется средней длиной ядерного поглощения. Для нормальных материалов эта величина много больше, чем радиационная длина  $X_0$ , описывающая поведение электромагнитных ливней. Вот почему адронные калориметры должны иметь много большие размеры, чем электронные ливневые счетчики. Часто электромагнитный и адронный калориметры совмещают в одном детекторе. Например, на Рис. 7.30 [540] показан калориметр на железе и сцинтилляторе с раздельным считыванием для электронов и адронов с использованием спектросместителей. Глубина электронной части равна 14 радиационным длинам, а адронная часть соответствует 3.2 длиnam поглощения.

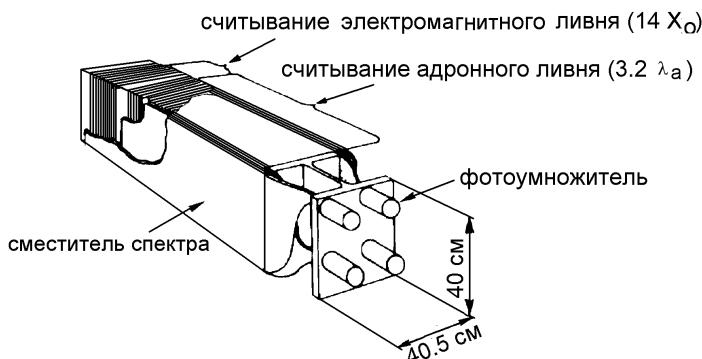


Рис. 7.30: Типичная схема калориметра на железе и сцинтилляторе со считыванием с помощью спектросместителей [540].

На Рис. 7.31 показан электромагнитно-адронный калориметр со стримерной трубкой в качестве активного слоя [523]. В этом случае информация с отдельных слоев детектора считывается с анодных проволочек и катодных подушечек.

Помимо большого продольного развития адронных каскадов их поперечная ширина также заметно превышает аналогичную величину для электромагнитных ливней. В то время как поперечная ширина электромагнитных ливней определяется, главным образом, многократным рассеянием, в адронных каскадах она обусловлена большими передачами поперечного импульса в ядерных взаимодействиях. Типичные процессы в адронном каскаде показаны на Рис. 7.32. Рис. 7.33 демонстрирует индуцированный нейтрино адронный ливень в сэмплинг калориметре [517,541].

Различные структуры ливней, индуцированных фотоном и протоном с энергией 250 ГэВ в земной атмосфере, ясно видны из Рис. 7.34 [542]. Результаты получены с помощью моделирования Монте-Карло.

Рождение вторичных частиц в адронном ливне вызвано неупругими адронными процессами. В основном рождаются заряженные и нейтральные пионы, с меньшей множественностью образуются также каоны, нуклоны и другие адроны. Множественность частиц при взаимодействии слабо растет с энергией

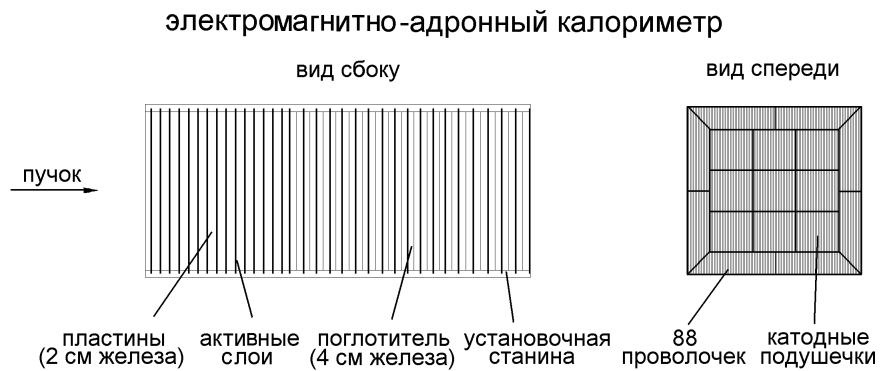


Рис. 7.31: Типичная схема электромагнитно-адронного калориметра со стримерной трубкой в качестве активного слоя [540].

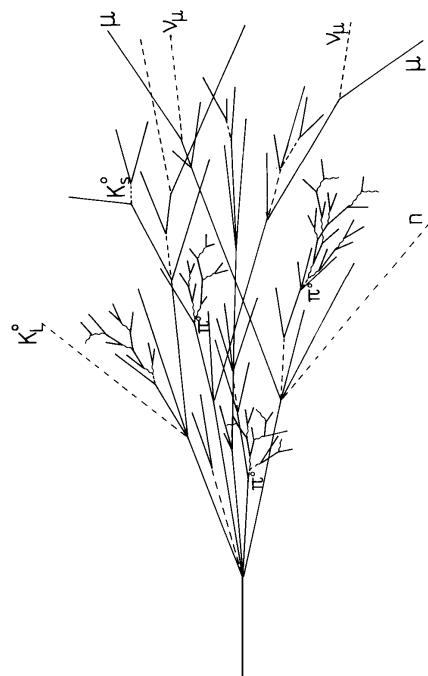


Рис. 7.32: Схема адронного каскада в поглотителе.

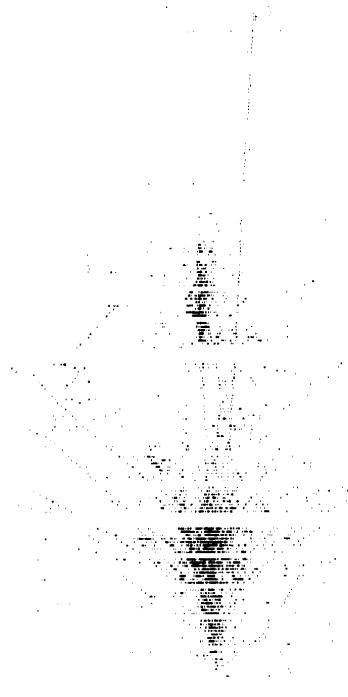


Рис. 7.33: Картина адронного ливня, индуцированного нейтрино, в калориметре на разрядных камерах [517,541].

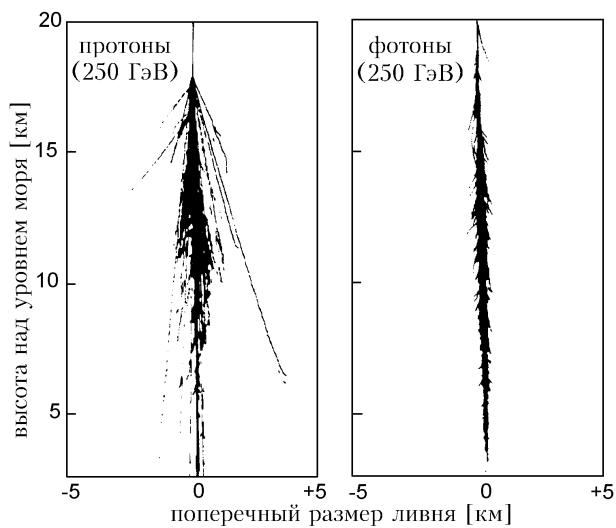


Рис. 7.34: Моделирование Монте-Карло различного развития адронных и электромагнитных ливней в земной атмосфере, индуцированных протонами и фотонами с энергией 250 ГэВ [542].

ей ( $\propto \ln E$ ). Средний поперечный импульс вторичных частиц дается формулой  $\langle p_{\perp} \rangle \approx 0.35$  ГэВ/с. Средняя неупругость, т. е. доля энергии, которая передается вторичным частицам при взаимодействии, составляет около 50%.

Заметную часть вторичных частиц в адронных ливнях составляют нейтральные пионы; на них приходится примерно одна треть рождающихся пионов. Доля нейтральных пионов растет с энергией начального адрона. Нейтральные пионы довольно быстро распадаются (за  $\approx 10^{-16}$  с) в два энергичных фотона, инициируя тем самым электромагнитные ливни в адронном ливне.

Рождение  $\pi^0$  подвержено большим флуктуациям, которые определяются в основном свойствами первого неупругого взаимодействия.

В отличие от электронов и фотонов, электромагнитная энергия которых полностью регистрируется в детекторе, заметная часть энергии в адронном каскаде остается «невидимой». Связано это с тем, что какая-то часть энергии адрона идет на разрыв ядерных связей. Эта энергия ядерной связи происходит от первичных и вторичных адронов и не дает вклада в видимую энергию. Доля невидимой энергии составляет порядка 20% от полной энергии. Более того, при разрыве ядерных связей образуются ядерные фрагменты с чрезвычайно малым пробегом. В сэмплинг калориметрах эти фрагменты не дают вклада в сигнал, так как они поглощаются еще до того, как попадают в чувствительный слой. Кроме того, долгоживущие или стабильные нейтральные частицы типа нейтронов,  $K_L^0$  или нейтрино могут не попасть в калориметр, уменьшая тем самым видимую энергию. Мюоны, возникающие как продукты распада пионов и каонов, в большинстве случаев выделяют в калориметре лишь очень малую часть своей энергии. Все эти эффекты приводят к заметному ухудшению энергетического разрешения адронов по сравнению с электронами из-за разных взаимодействий и свойств образования частиц.

На Рис. 7.35 представлены результаты моделирования [58,543–546] того, как энергия первичного адрона делится между различными процессами потерь энергии [517]. Ясно видно, что различные варианты моделирования приводят к совершенно различным результатам для относительной доли энергии.

Важно помнить, что лишь электромагнитная энергия и потери энергии заряженных частиц могут быть зарегистрированы в калориметре. Следовательно, сигнал от адрона при одной и той же энергии частицы будет, как правило, меньшее, чем от электрона.

Различный отклик калориметров на адроны и электроны — серьезный недостаток, если измеряется полная энергия в событии, содержащем адроны и электроны с неизвестным соотношением. Можно, однако, вернуть часть невидимой энергии в адронном ливне, уравнивая тем самым отклик на электроны и адроны. Такая компенсация в адронном калориметре основана на следующих физических принципах [520,547,548].

Если в качестве поглотителя использовать уран, то в ядерном взаимодействии также образуются нейтроны. Эти нейтроны могут индуцировать деление ядер мишени, которые образуют другие нейтроны, а также энергичные  $\gamma$ -лучи от ядерных переходов. Вторичные нейтроны и  $\gamma$ -лучи могут увеличить амплитуду сигнала адронного ливня, если зарегистрировать их энергию. Нейтроны и  $\gamma$ -лучи могут образовываться также в других поглотителях, в которых процессы деления эндотермичны.  $\gamma$ -лучи могут давать вклад в видимую энергию

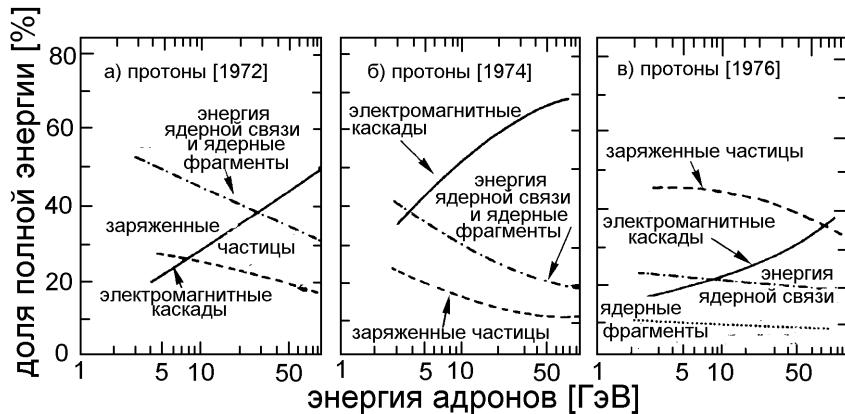


Рис. 7.35: Относительные доли энергии в адронном каскаде как функция энергии адрона [58,543–546].

при подходящем выборе сэмплинг детекторов, а нейтроны могут рождать низкоэнергичные протоны отдачи в  $(n, p)$ -реакциях в слоях детектора, содержащих водород. Эти протоны отдачи также увеличивают адронный сигнал. Возвращение энергии связи ядер или ее частей критическим образом зависит от таких параметров, как плотность, атомный номер и толщина активного слоя детектора. Для газовых детекторов эти параметры можно оптимизировать относительно легко путем подходящего выбора газовой смеси и давления. Конечно, материал пассивного поглотителя (уран, свинец, железо) также играет важную роль. Заметное влияние на видимую энергию может также оказывать время, в течении которого измеряется энерговыделение [520,548]. Связано это с тем, что образование протонов и нейтронов в ядерных процессах может задержаться на время, характерное для используемого поглотителя.

На Рис. 7.36 показано отношение амплитуд от ливней, индуцированных электронами и адронами в различных структурах калориметра, как функция энергии частицы ([549,550] и ссылки в этих работах). Для энергии ниже 1 ГэВ даже в урановых сэмплинг калориметрах нельзя восстановить энергию, потерянную в адронном каскаде. Специальными средствами можно достичь компенсации (уран/жидкий аргон; уран/меди-цинтиллятор) при энергиях выше нескольких ГэВ. Для очень высоких энергий ( $\geq 100$  ГэВ) может иметь место чрезмерная компенсация. Ее можно избежать, ограничивая время измерения энерговыделения. Она может быть также вызвана уменьшением электронного сигнала из-за эффектов насыщения в слоях детектора. Эти эффекты по-разному влияют на электромагнитный и адронный сигналы из-за различной поперечной структуры электромагнитных и адронных каскадов.

Делались также попытки достичь компенсации в Fe/TМП и Pb/TМП сэмплинг калориметрах. Другой способ достижения компенсации ( $e/\pi = 1$ , т. е. равный отклик на пионы и электроны) в адронных калориметрах дается эффектом фильтрования [552,553]. Величина энергии электрона, ниже которой ионизационные потери начинают доминировать над потерями от излучения, — это крити-

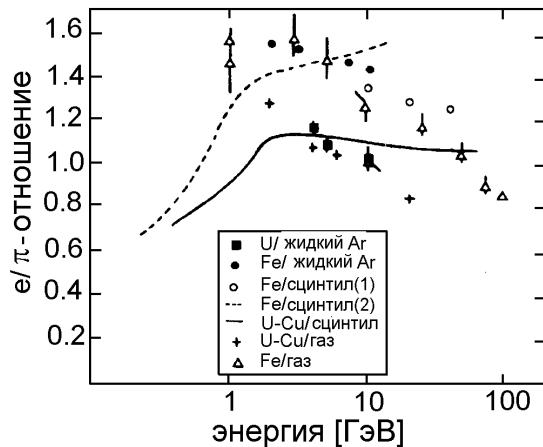


Рис. 7.36: Отношение электромагнитного сигнала к адронному в различных структурах калориметра как функция энергии начальной частицы (взято из [549,550] и цитируемой там литературы).

ческая энергия  $E_{kp}$ . Поэтому чем меньше критическая энергия поглотителя, тем мягче энергетический спектр частиц в электромагнитных вторичных ливнях в адронном каскаде при выходе из поглотителя с высоким  $Z$  и на входе в поглотитель с низким  $Z$ . В результате распределение по энергии в ливне преобразуется, и отклик калориметра на входящий ливень может существенно модифицироваться. Величина эффекта очевидно зависит от доли материалов с низким и высоким  $Z$  в поглотителе.

Хотя радиационные длины  $X_0$  весьма сильно различаются для поглотителей с низким и высоким  $Z$ , длины взаимодействия или поглощения могут быть сравнимы. В таком случае, даже если пассивная среда калориметра состоит из поглотителя с низким  $Z$  с толщиной, меньшей или равной толщине материала с высоким  $Z$  в единицах  $X_0$ , то материал с низким  $Z$  вполне может иметь самую большую толщину в единицах длин взаимодействия.

На Рис. 7.37 и Рис. 7.38 показано продольное развитие ливня, вызванного пионами различных энергий в калориметрах из железа и вольфрама [505,554–558]. Поперечные профили ливня от пионов с импульсом 10 ГэВ/с в железе и протонов с импульсом 10 ГэВ/с в алюминии показаны на Рис. 7.39 и Рис. 7.40 [559].

Так называемая длина адронного каскада зависит от того, как именно ее определить. Независимо от определения длина возрастает с энергией начальной частицы. На Рис. 7.41 показана длина ливня для двух различных определений [555]. Одно возможное определение дается требованием, чтобы длина ливня достигалась, если в среднем на глубине  $t$  регистрируется не более одной частицы. Согласно этому определению пионный ливень с энергией 50 ГэВ в сцинтилляционном калориметре с железом имеет длину приблизительно 120 см железа. При альтернативном определении за длину принимается глубина, перед которой выделяется определенная доля первичной энергии (например, 95%). Содержание 95% энергии даст для пионного ливня при 50 ГэВ длину 70 см железа. Продольный центр

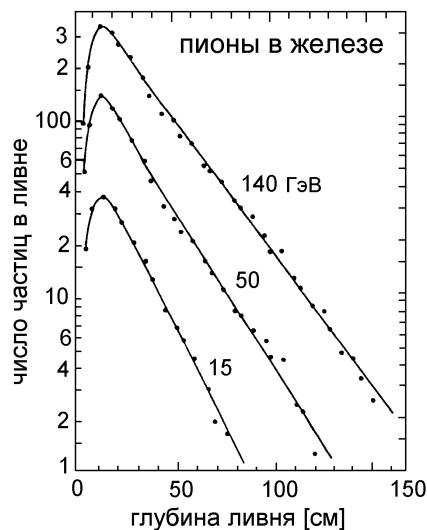


Рис. 7.37: Продольное развитие ливня от пионов в железе [555].

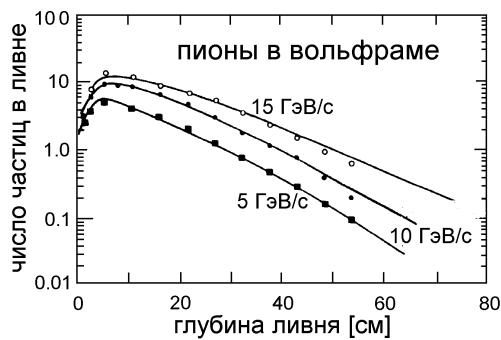


Рис. 7.38: Продольное развитие ливня от пионов в вольфраме [556,557]. Сплошными линиями представлены результаты моделирования методом Монте-Карло [558].

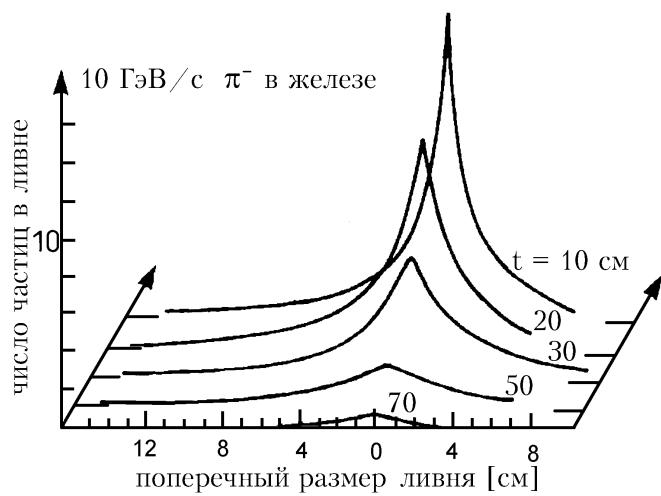


Рис. 7.39: Поперечный профиль ливня от пионов с импульсом 10 ГэВ/с в железе [559].

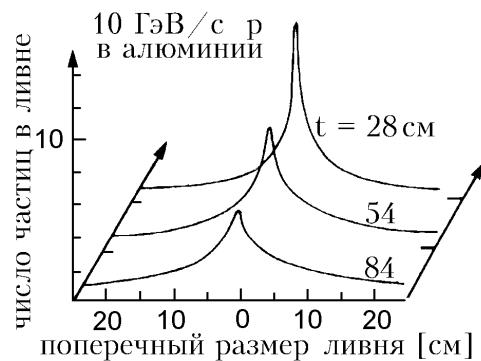


Рис. 7.40: Поперечный профиль ливня от протонов с импульсом 10 ГэВ/с в алюминии [559].

тяжести ливня растет с энергией лишь логарифмически. Положение центра тяжести ливня также показано на Рис. 7.41.

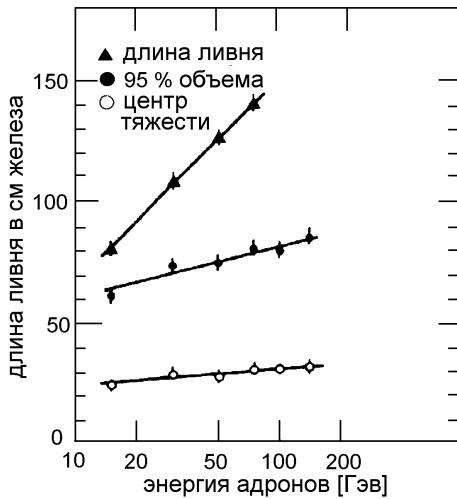


Рис. 7.41: Длины ливня и центры тяжести адронных каскадов при различных определениях длины ливня [555].

Поперечное распределение адронного ливня сперва очень узкое, но становится шире при увеличении глубины калориметра (см. Рис. 7.39 и Рис. 7.40).

На Рис. 7.42а показано развитие адронных каскадов с энергией 20 ГэВ и 30 ГэВ, которое с одной стороны демонстрирует трудность определения длины ливня, а с другой — иллюстрирует наличие больших флуктуаций для индивидуальных ливней [560,561]. При более высоких энергиях (Рис. 7.42б) ясно проявляются эффекты насыщения калориметра на разрядных камерах [560]. Из приводимых данных становится понятным, что даже разделение между адронными каскадами с энергией 50 ГэВ и 300 ГэВ оказывается сложной задачей.

Для поглощения адронов с энергией в несколько сот ГэВ требуется примерно 2 м железа с поперечным размером  $60 \times 60 \text{ см}^2$ . Длина, соответствующая 95% продольному содержанию, может быть аппроксимирована следующим выражением [1]:

$$L(95\%) = (9.4 \ln E + 39) [\text{см}] , \quad (7.13)$$

где  $E$  измеряется в ГэВ. Аналогично продольное распределение каскадов можно характеризовать радиальной длиной.

Требуемый радиус калориметра для 95% содержания как функция продольной глубины ливня показан на Рис. 7.43 для пионов двух различных энергий в железе [555].

В экспериментах, где мюоны следует отличать от адронов, важной величиной является вероятность выхода заряженных частиц из поглотителя. Мюоны большой энергии легко проходят сквозь массивную защиту (например, ярмо магнита). Адроны, влетающие в подобную защиту, обычно развиваются в ней адронные

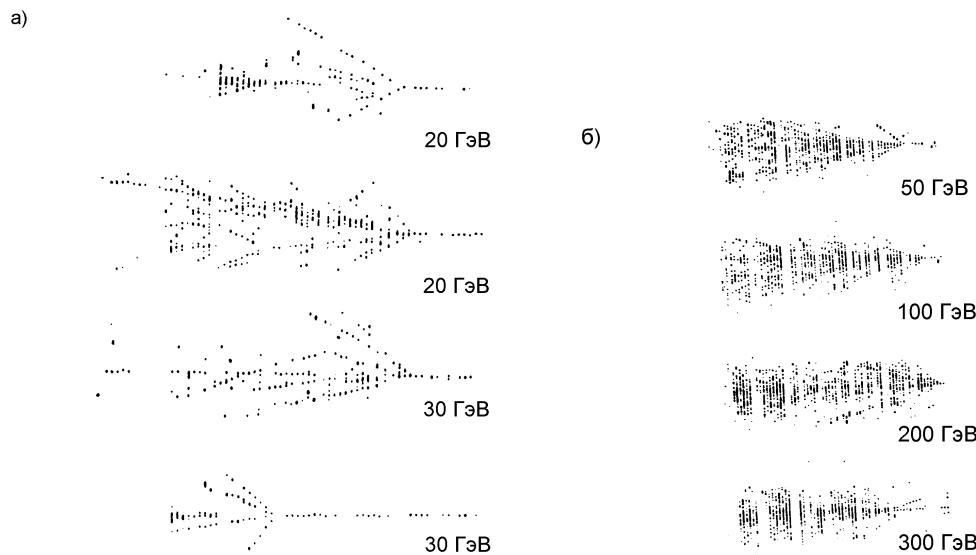


Рис. 7.42: Картина отдельных адронных каскадов с энергией 20 и 30 ГэВ (а), и 50÷300 ГэВ (б) в калориметре на разрядных камерах [560,561].

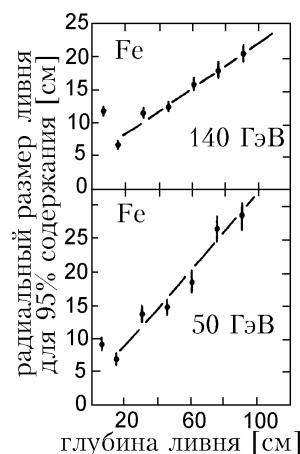


Рис. 7.43: Радиус адронных ливней для 95% содержания как функция глубины в железе [555]. Соответствующая полная ширина адронного ливня в два раза больше радиуса.

Таблица 7.1: Вероятности выхода заряженных частиц для пионов различного импульса в железных поглотителях различной толщины [562].

Толщина железа, м	Импульс пиона, ГэВ/с	Вероятность выхода
1	50	0.53
2	50	0.03
3	50	0.004
4	50	0.0016
5	50	0.0008
1	300	0.96
2	300	0.24
3	300	0.028
4	300	0.008
5	300	0.004

каскады. Если в защите нет никаких детекторов, то частица ливня, вышедшая из защиты, может проимитировать мюон. Частота этого эффекта характеризуется вероятностью выхода. У частиц, выходящих наружу, есть две компоненты: адронная и «хвост», состоящий преимущественно из мюонов от распада пионов и каонов. В Таблице 7.1 приведены вероятности выхода для пионов различных импульсов в железных поглотителях различной толщины [562]. Так, для пионов с импульсом 50 ГэВ/с вероятность выхода из 2 м железа составляет 3%.

Кроме того, адроны могут проходить через защиту без взаимодействия. Такие адроны нелегко отличить от мюонов. Вероятность такого прохождения дается простым выражением  $\exp(-x/\lambda_a)$ , где толщина поглотителя  $x$  измеряется в единицах длины поглощения  $\lambda_a$ . Например, энергичный пион может пройти поглотитель из железа толщиной в 1 м с вероятностью 0.3%. Для толстых поглотителей ( $\geq 2$  м железного эквивалента) этот эффект пренебрежимо мал.

На Рис. 7.44 показано линейное соотношение между числом родившихся частиц и начальной энергией в железном калориметре на стримерных трубках [523]. Легкое отклонение от линейности при высоких энергиях связано с ростом рождения  $\pi^0$ , которые распадаются в пары фотонов, что приводит к большим амплитудам. Эффекты насыщения в этом случае не играют большой роли, так как  $\pi^0$  хорошо разделяются в пространстве.

Энергетическое разрешение для адронов гораздо хуже, чем для электронов из-за больших флуктуаций в развитии адронного ливня. Большие локальные энерговыделения, вызванные рождением  $\pi^0$ , приводящие к существенному ухудшению разрешения по энергии, можно подавить специальными методами взвешивания. Если  $w_i$  — измеренные энерговыделения в различных слоях детектора, то введение веса с помощью соотношения

$$w_i^* = w_i(1 - c \cdot w_i) \quad (7.14)$$

с весовым множителем  $c$  сокращает сильные флуктуации, улучшая тем самым разрешение по энергии [1,523]. На Рис. 7.45 [518] показаны распределения по

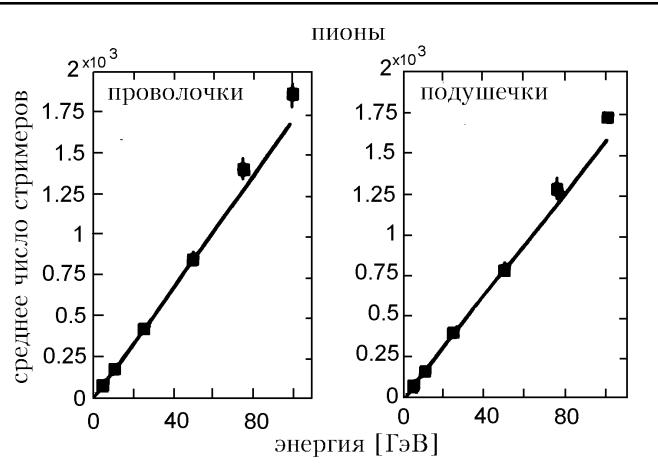


Рис. 7.44: Линейное соотношение между числом родившихся частиц и начальной энергией в железном калориметре на стримерных трубках. Показаны результаты для считывания с проволочек и подушечек [523].

Энергии для пионов с энергией 100 ГэВ в железном калориметре на стримерных трубках до и после процедуры взвешивания согласно уравнению (7.14). Разрешение по энергии в этом случае улучшается от  $\frac{\sigma(E)}{E} \approx \frac{80\%}{\sqrt{E}}$  до  $\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{50\%}{\sqrt{E}}$  (сравни Рис. 7.46 [518,523]). Следует, однако, упомянуть, что в этом конкретном случае весовой множитель  $c$  был оптимизирован, используя знание энергии пионов. Поэтому улучшение разрешения по энергии, отмеченное выше, дает скорее оптимально возможное, которое может быть достигнуто при такой процедуре взвешивания.

На лучших адронных сэмпллинг калориметрах (например, уран и сцинтиллятор; уран и жидкий аргон) можно достичь энергетического разрешения [563]

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{35\%}{\sqrt{E}} ; \quad E \text{ в ГэВ} .$$

Возможным постоянным членом в параметризации энергетического разрешения, аналогичной уравнению (7.11), можно спокойно пренебречь для адронных каскадов, так как в разрешение основной вклад вносят флуктуации энерговыделения. Лишь при очень высоких энергиях ( $\approx 1000$  ГэВ) постоянный член ограничивает разрешение по энергии.

Энергетическое разрешение, достижимое в адронных калориметрах, меняется с числом чувствительных слоев  $N$  в калориметре как

$$\frac{\sigma(E)}{E} \propto \frac{1}{\sqrt{N}} .$$

Число слоев связано с длиной калориметра  $L$  и толщиной поглощающих плоскостей  $d$  соотношением

$$N = \frac{L}{d} ,$$

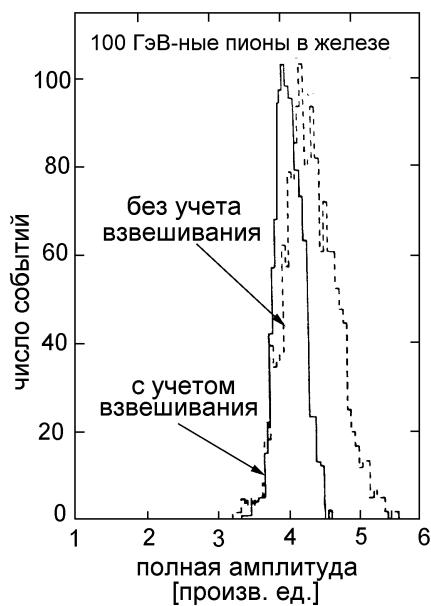


Рис. 7.45: Амплитудное распределение для пионов с энергией 100 ГэВ в железном калориметре на стримерных трубках с и без весовых факторов [518]. Весовой фактор был оптимизирован для начальной энергии 100 ГэВ.

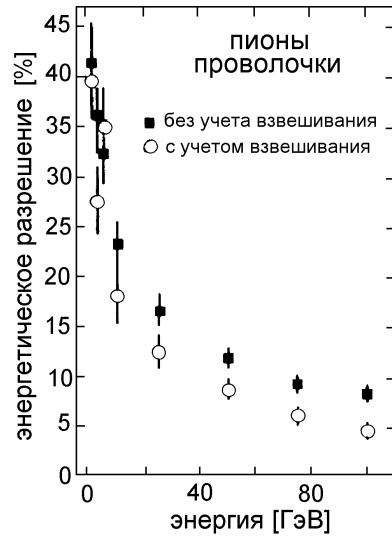


Рис. 7.46: Разрешение по энергии для железного калориметра на стримерных трубках для невзвешенных и взвешенных энерговыделений [518,523].

так что

$$\frac{\sigma(E)}{E} \propto \sqrt{d},$$

в точности как и у электромагнитных калориметров. Экспериментально установлено, что толщины поглощающего железа  $d < 2$  см не приводят к улучшению энергетического разрешения [1]. В зависимости от приложений, а также от имеющихся ресурсов можно рассматривать различные сэмплинг детекторы. Среди возможных кандидатов на роль активного слоя, в котором происходит энерговыделение — сцинтиляторы, слои жидкого аргона или ксенона, многопроволочные камеры, слои пропорциональных трубок, разрядные камеры, стримерные трубы, трубы Гейгера-Мюллера (с локальным ограничением разряда — «ограниченный Гейгеровский режим»), камеры с параллельными пластинами и слои таких «теплых» (т. е. при комнатной температуре) жидкостей, как тетраметилсилан (ТМС), тетраметилпентан (ТМП) или тетраметилгерман (ТМГ). Используются также ионизационные камеры при высоком давлении [564]. В качестве поглотителей чаще всего применяются уран, медь, вольфрам и железо, хотя имеются случаи успешно работавших алюминиевых и мраморных калориметров.

Привлекательной альтернативой продольно сегментированным калориметрам являются «спагетти-калориметры», которые позволяют одновременно достигнуть отличного восстановления треков (см. раздел 5.2). Иногда используются калориметры с принципиально иной конструкцией и геометрией («аккордеон-калориметр») [565,566].

Для многих применений были разработаны совершенно оригинальные конструкции. В экспериментах по физике высоких энергий электроны, фотоны и адроны часто регистрируются в одном и том же калориметре. Для подобных применений можно рекомендовать гибридную установку на базе сэмплинг калориметра, первая часть которого измеряет электрон-фотонную компоненту (порядка  $25 X_0$  свинца), за которым следует урановый адронный калориметр высокого качества (около шести длин поглощения урана). Чтобы зарегистрировать хвосты адронных каскадов, часто применяется «недорогой» железный калориметр ( $\approx 4\lambda_a$ ), который одновременно играет роль ярма для возврата потока для магнитной катушки. Схема такого устройства приведена на Рис. 7.47.



Рис. 7.47: Гибридный электромагнитно-адронный калориметр.

Более высокое разрешение по сравнению с сэмплинг калориметрами может, конечно, быть получено на адронных калориметрах полного поглощения — калориметр полного поглощения ядерных каскадов. Однако такие детекторы в большинстве случаев имеют слишком большие размеры и еще большие стоимости.

Более того, в них нельзя полностью избежать внутренних потерь в адронных каскадах, связанных с нерегистрируемыми нейтрино, мюонами и нейтронами. Поэтому сэмплинг калориметры применяются практически во всех экспериментах, по крайней мере в части, касающейся адронной калориметрии.

Отличительной чертой калориметров является то, что их энергетическое разрешение  $\sigma(E)/E$  улучшается с ростом энергии как  $1/\sqrt{E}$ , в противоположность магнитным спектрометрам, чье разрешение линейно ухудшается с ростом импульса. Кроме того, калориметры довольно компактны даже при высоких энергиях, так как длина ливня растет лишь логарифмически с энергией частицы.

В экспериментах с космическими лучами, в которых приходится определять энергию протонов, тяжелых ядер, а также протонов первичного космического излучения в диапазоне энергии выше  $10^{14}$  эВ, необходимы альтернативные калориметрические измерения, чтобы учесть низкие интенсивности частиц. Частицы космического излучения инициируют в земной атмосфере адронные или электромагнитные каскады (см. Рис. 7.34), которые можно зарегистрировать совершенно различными методами. Энергия широких атмосферных ливней обычно определяется по поперечному распределению энерговыделения на уровне моря. Этот классический метод явно страдает от относительно неточного определения энергии [567]. Лучшие результаты можно получить, если регистрировать сцинтилляционный или черенковский свет частиц ливня, рождающихся в атмосфере (см. Раздел 11.8). Последний метод, однако, требует ясных и безлунных ночей из-за низкого светового выхода.

Альтернативный метод определения энергии следует рассмотреть для космических нейтрино или мюонов высокой энергии. Эти частицы легко проходят через земную атмосферу, так что в качестве черенковской среды можно воспользоваться чистой и высокопрозрачной водой океана, глубоких озер или даже полярных льдов. Мюоны теряют энергию при высокой энергии ( $> 1$  ТэВ) главным образом из-за тормозного излучения и прямого рождения электрон-позитронных пар (см. Рис. 1.6). Сечения обоих этих процессов пропорциональны энергии мюона. Измерение энергетических потерь с помощью трехмерной матрицы фотумножителей на большой глубине в воде, защищенной от солнечного света, позволяет определить энергию мюона. Аналогично, энергию электронных или мюонных нейтрино можно грубо определить, если эти частицы в неупругих взаимодействиях в воде рождают электроны или мюоны. Первые индуцируют электромагнитные каскады, а вторые дают сигнал, пропорциональный энергетическим потерям. В этом случае океан, воды озера или полярный лед являются как мишенью, так и детектором черенковского света от продуктов взаимодействия. Электроны или мюоны, рождающиеся во взаимодействиях нейтрино, летят практически в том же направлении, что и начальные нейтрино. Поэтому такие глубоководные нейтринные детекторы являются одновременно нейтринными телескопами для нейтринной астрономии в том же, ТэВ-ном диапазоне энергий [568–570].

## 7.4 Идентификация частиц в калориметрах

Помимо определения энергии, калориметры также позволяют отделять электроны от адронов. Продольное и поперечное распределение электромагнитных каскадов определяется радиационной длиной  $X_0$ , а для адронных каскадов — го-

раздо большей длиной взаимодействия  $\lambda_w$  или длиной поглощения  $\lambda_a$ . Разделение электронов и адронов в калориметрах основано на этих характерных различиях развития ливня.

На Рис. 7.48 [518] показано продольное развитие ливней от электронов и пионов с энергией 10 ГэВ в калориметре на стримерных трубках.

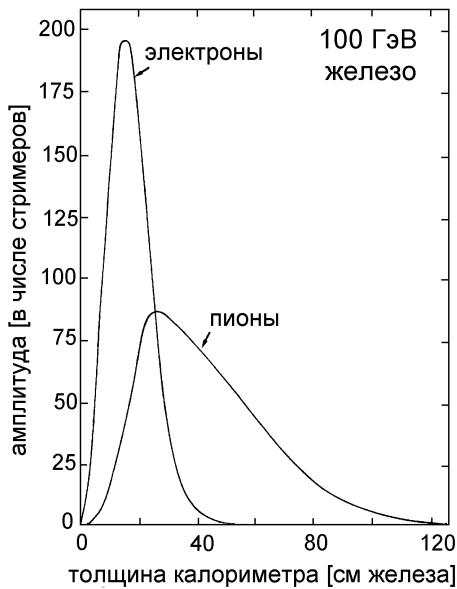


Рис. 7.48: Сравнение продольного развития ливня от пионов и электронов с энергией 100 ГэВ в калориметре на стримерных трубках [518].

Поскольку сэмплинг калориметры обычно продольно сегментированы, то можно применять различные методы для идентификации электронов. В сущности эти методы разделения основаны на следующих характеристиках [1,519,549].

1. Электроны выделяют наибольшую часть своей энергии в передней части калориметра. Если он подразделен на переднюю и заднюю части, отношение амплитуд в передней и задней частях будет с большей вероятностью большим для электронов и малым для адронов.
2. Поскольку для всех материалов, обычно используемых в калориметрах, длина поглощения  $\lambda_a$  гораздо больше радиационной длины  $X_0$ , то электроны взаимодействуют в калориметре раньше, чем адроны. Например, 95% электронов после трех радиационных длин уже вызывают ливень, в то время как большая часть адронов (72% в железе) еще не претерпела никакого взаимодействия. Таким образом, координаты начала развития ливня являются дополнительным критерием разделения.
3. Адронные каскады гораздо шире электромагнитных ливней (см. Рис. 7.22 и Рис. 7.43). В компактном железном калориметре 95% электромагнитной

энергии содержится в цилиндре радиусом 3.5 см. Для адронных каскадов радиус 95%-ного поперечного содержания больше примерно в пять раз в зависимости от энергии. Из различия в поперечном профиле электромагнитных и адронных каскадов можно найти типичный характерный параметр компактности.

4. Наконец, в качестве критерия разделения электронов и адронов может быть также использован продольный центр тяжести ливня.

Каждый параметр разделения можно использовать для определения некоторой вероятности правильности гипотезы о том, что частица является электроном или пионом в неразделенном пучке электронов и пионов. Произведение таких вероятностей позволяет достичь отличного электрон-пионного разделения. Следует, однако, учесть, что критерии разделения могут быть сильно скоррелированы. На Рис. 7.49 [519,549] показаны такие комбинированные распределения вероятностей, у которых наблюдается совсем небольшое пересечение электронной и пионной гипотезы. Результирующая вероятность неправильной идентификации  $e/\pi$  при заданной эффективности к электронам показана на Рис. 7.50 [519,549]. При энергии частиц 75 ГэВ и 95%-ной идентификации электронов получим в этом примере «загрязнение» от пионов на уровне 1%. Для более сложных калориметров удается достичь подобным методом «загрязнения» от пионов на уровне всего 0.1%.

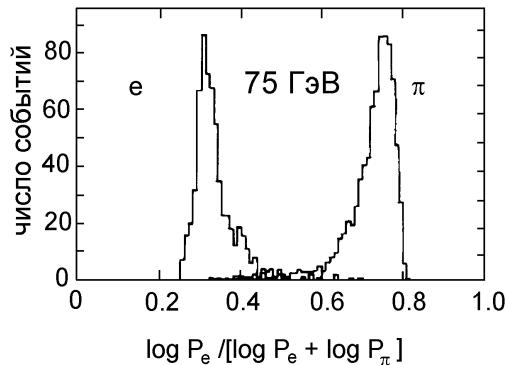


Рис. 7.49: Разделение электронов и пионов в калориметре на стримерных трубках [519, 549].

Мюоны можно отличить не только от пионов, но и от электронов по их низкому энерговыделению в калориметрах. На Рис. 7.51 [518] показаны амплитудные распределения для электронов и мюонов с энергией 50 ГэВ. Уже из этого рисунка видны отличные возможности для разделения электронов и мюонов.

Для более высоких энергий пучка вероятность взаимодействия мюонов для процессов с большими передачами энергии, например, для излучения мюонов, возрастает [47,59,61,571–573]. Хотя эти процессы все-таки довольно редки, они тем не менее могут привести к небольшой вероятности  $\mu/e$ -перепутывания при чисто калориметрических измерениях. На Рис. 7.52 [571] показано небольшое перекрытие сигнала от потерь энергии мюона с энергией 192 ГэВ с амплитуд-

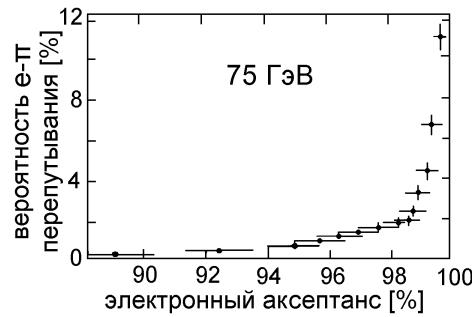


Рис. 7.50: Вероятность неправильного разделения электронов и пионов в калориметре на стримерных трубках [519, 549]. Электронный акцептанс — это доля электронов, которая остается после обрезания в распределении вероятностей. Соответственно, неправильная идентификация пионов дается долей воспринятых кандидатов в электроны, которые на самом деле являются пионами.

ным распределением электронов той же энергии в электронном калориметре. В качестве калориметра использовалась медь. Перекрытие спектров приводит в этом случае к вероятности перепутывания  $\mu/e$ , равной  $1.7 \cdot 10^{-5}$  ( $2.8 \cdot 10^{-5}$ ) при электронном акцептанссе 95% (99%). Это означает, что в неразделенном пучке электронов и мюонов равной интенсивности обрезание по энергии, соответствующее электронному акцептансу 95%, приводит также к попаданию доли мюонов  $1.7 \cdot 10^{-5}$ , которые будут ошибочно идентифицированы как электроны.

Характерная картина от 10 ГэВ-ного пиона, мюона и электрона в калориметре на стримерных трубках показана на Рис. 7.53 [270].

Поскольку в потерях энергии мюонов высокой энергии (выше 500 ГэВ) в веществе доминируют процессы с большими передачами энергии (излучение, прямое рождение электрон-позитронных пар, ядерные взаимодействия; эти потери энергии пропорциональны энергии мюона (см. уравнение (??)), то можно даже создать мюонные калориметры для высоких энергий, при которых измерение потерь энергии мюона позволяет определять их энергию. Такая возможность мюонной калориметрии будет безусловно использована в экспериментах по протон-протонным столкновениям при очень высоких энергиях на LHC ( $\sqrt{s} = 16$  ТэВ) и ELOISATRON ( $\sqrt{s} = 200$  ТэВ) [574]. Калориметрический метод измерения энергии мюонов может также применяться в глубоководных экспериментах (нейтринные телескопы).

## 7.5 Калибровка и мониторирование калориметров

Калибровка отдельных калориметров обычно делается в экспериментах на пучках частиц из ускорителей, которые служат поставщиком частиц определенного типа с известным импульсом. Изменяя энергию пучка, можно проверить линейность калориметра, а также определить характерные параметры ливня.

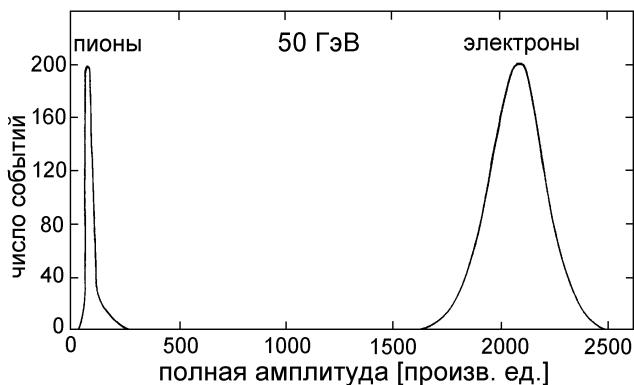


Рис. 7.51: Амплитудное распределение для электронов и мюонов с энергией 50 ГэВ в калориметре на стримерных трубках [518].

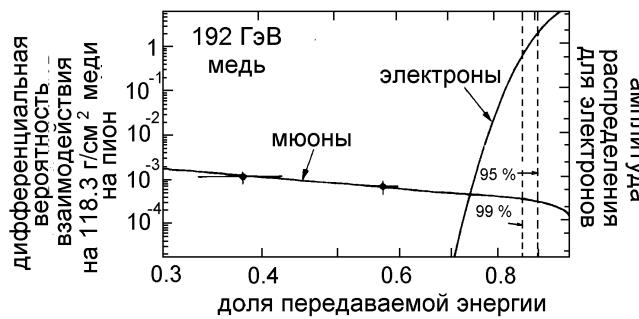


Рис. 7.52: Вероятности перепутывания электрона с мюоном в калориметре на стримерных трубках. Дифференциальная вероятность взаимодействия для мюонов соответствует распределению потерь энергии мюонов в калориметре [571].

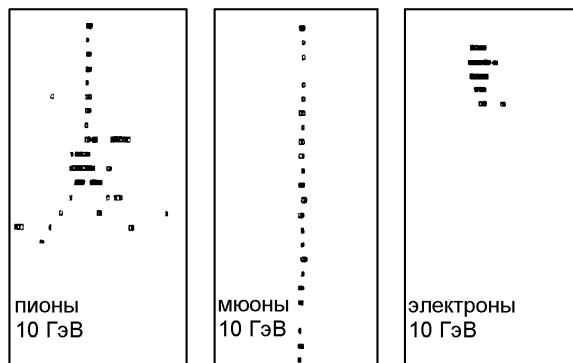


Рис. 7.53: Характерная картина от пионов, мюонов и электронов с энергией 10 ГэВ в адронном калориметре на стримерных трубках (каждая точка соответствует сработавшей трубке) [270].

Для калибровки калориметров, предназначенных для работы при низких энергиях, например, полупроводниковых детекторов, обычно используются радиоактивные источники. При этом преимущественно используются излучатели на К-линии, такие как изотоп  $^{207}\text{Bi}$  с хорошо определенными моноэнергетическими электронами или  $\gamma$ -лучами, позволяющими проводить калибровку на пиках полного поглощения.

Помимо калибровки энергии, большую роль играют также зависимость калориметрического сигнала от точки входа частицы, угла падения и поведения в магнитном поле. Так, в газовых калориметрах магнитное поле приводит к защурчиванию траектории электронов, что существенно модифицирует калибровку. Это показано на Рис. 7.54 [522], который демонстрирует амплитудное распределение электронов с энергией 6 ГэВ в медном калориметре на стримерных трубках без магнитного поля и в поле, параллельном анодным проволочкам (с напряженностью 1.1 Тл). Ясно видно ухудшение энергетического разрешения, вызванное электронами низкой энергии, которые из-за магнитного поля, имеют большие длины пробега в детекторе.

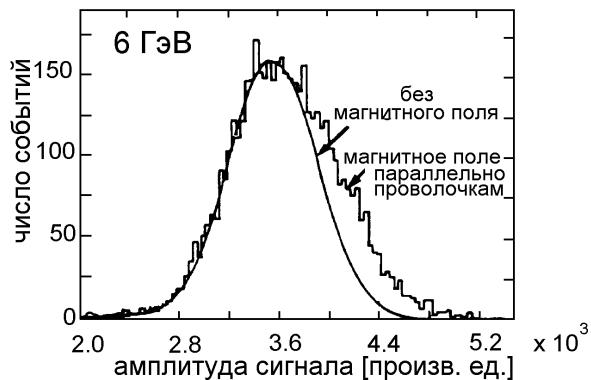


Рис. 7.54: Зависимость амплитуды сигнала от магнитного поля для электронов с энергией 6 ГэВ в калориметре на стримерных трубках [522].

В газовых калориметрах скорость счета может оказывать влияние на амплитуду сигнала из-за мертвого времени или эффектов времени восстановления. Таким образом, тщательная калибровка калориметра требует глубокого знания различных его характеристик.

Большие эксперименты могут содержать значительное число калориметрических модулей, не все из которых можно прокалибровать на тестовом пучке. Если некоторые из модулей калибруют на тестовом пучке, остальные можно настроить по ним. Такая относительная калибровка может быть выполнена с использованием минимально ионизирующих мюонов, которые проходят сквозь большое число калориметрических модулей. В урановых калориметрах постоянный шум, вызванный естественной радиоактивностью урана, можно использовать для относительной калибровки. Если в газовых калориметрах используют нерадиоактивные поглотители, то тестовую и относительную калибровки можно осуществлять с помощью радиоактивных благородных газов как, например,  $^{85}\text{Kr}$ .

Сцинтилляционные калориметры можно калибровать, посыпая определенные световые сигналы, например, от светодиодов (СД), в слои детектора и регистрируя выходные сигналы с фотоумножителями. Чтобы избежать изменений в интенсивности посыпаемого света, которая может быть вызвана различным световым выходом отдельных светодиодов, можно использовать один и тот же источник света, например, лазер, который направляет свой свет через пучок световолокон к сцинтилляционным счетчикам [1].

После того, как сложный калориметр откалиброван, следует обеспечить постоянство калибровочных констант; если же они меняются, то нужно мониторировать дрейф этих параметров. Временную стабильность калибровки можно проверить, например, по мюонам в космических лучах. В некоторых случаях положение калориметрических модулей неблагоприятно, так что скорость счета космических мюонов недостаточна для точного контроля стабильности. Поэтому калибровочные измерения следует проводить, периодически подавая калибровочные сигналы на различные слои детектора или на входчитывающей электроники.

В газовых калориметрах выходной сигнал в принципе может меняться из-за изменения параметров газа и высокого напряжения. В этом случае следует подавать на тестовую камеру, идентичную основной, тот же газ, что и в детекторе, и постоянно мониторировать рентгеновские лучи радиоактивного источника. Изменение в измеренной энергии рентгеновских лучей в такой тестовой камере означает, что калибровка зависит от времени, что можно скомпенсировать подбором высокого напряжения.

В некоторых экспериментах всегда имеются частицы, которые можно использовать для калибровки и мониторирования. Например, упругое Баба рассеяние ( $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ ) можно использовать для калибровки электромагнитных калориметров в экспериментах по  $e^+e^-$ -рассеянию, поскольку частицы в конечном состоянии — если пренебречь радиационными поправками — имеют известную энергию пучка. Аналогично, реакция  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$  с последующей адронизацией夸克ов может быть использована для проверки работы адронного калориметра. Наконец, рождение мюонных пар ( $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ ) дает в конечном состоянии мюоны с известным импульсом, равным импульсу пучка при высоких энергиях, которые могут достигнуть любого модуля детектора из-за их практически равномерного углового распределения ( $d\sigma/d\Omega \sim 1 + \cos^2\theta$ , где  $\theta$  = угол между  $e^-$  и  $\mu^-$ ).

## 7.6 Криогенные калориметры

Описанные до сих пор калориметры могут использоваться для спектроскопии частиц от МэВ-ного диапазона до самых высоких энергий. Для многих исследований, например, в астрофизике, представляет большой интерес регистрация частиц чрезвычайно низкой энергии в диапазоне от 1 до 1000 эВ. Калориметры для частиц такой низкой энергии используются при регистрации и поиске низкоэнергетичных космических нейтрино, слабо взаимодействующих массивных частиц (ЧСВМ) или других кандидатов на роль темной, несветящейся материи [575–588]. Чтобы сократить порог регистрации и в то же время улучшить разрешение калориметра по энергии, вполне естественно заменить ионизацию или рождение

электрон-дырочных пар квантовыми переходами, требующими низких энергий (см. Раздел 7.1).

Типичные энергии для разрыва связи куперовской пары в сверхпроводнике порядка 1 МэВ. Куперовские пары — это связанные состояния двух электронов с противоположным спином, которые ведут себя как бозоны и образуют при достаточно низких температурах Бозе конденсат. Фононы в твердотельных материалах имеют энергии около  $10^{-5}$  эВ для температур около 100 мК. Если удается эффективно регистрировать разрушенные куперовские пары («квазичастицы») или фононы, то низкие пороговые энергии для этих процессов дают преимущества для регистрации частиц низкой энергии.

Чтобы избежать тепловых возбуждений этих квантовых процессов, такие калориметры должны работать при чрезвычайно низких температурах, как правило, в диапазоне милливольтинов. По этой причине такие калориметры называются криогенными детекторами. Их можно подразделить на две основные категории: детекторы квазичастиц в сверхпроводящих кристаллах и фононные детекторы в изоляторах [589–591].

Куперовские пары в сверхпроводниках имеют энергию связи в диапазоне между  $4 \cdot 10^{-5}$  эВ (Ir) и  $3 \cdot 10^{-3}$  эВ (Nb). Даже чрезвычайно низкие энерговыделения разрушат большое число куперовских пар. Главная задача таких детекторов — регистрация этих квазичастиц, что весьма непросто. Один из методов регистрации основан на том, что сверхпроводимость вещества нарушается при выделении энергии, если элемент детектора достаточно мал. Таков принцип работы перегретых сверхпроводящих гранул [590]. В этом случае криогенный калориметр делают из большого числа сверхпроводящих сфер диаметром в несколько микронов. Если эти гранулы погружены в магнитное поле и энерговыделение частицы с низкой энергией переводит одну конкретную гранулу из сверхпроводящего состояния в состояние с нормальной проводимостью, то этот переход может быть зарегистрирован путем подавления эффекта Мейсснера. Эффект состоит в том, что магнитное поле, которое не входило в гранулу в сверхпроводящем состоянии, теперь снова проходит сквозь нормально проводящую гранулу. Переход из сверхпроводящего состояния в состояние с нормальной проводимостью может быть зарегистрирован специальными катушками, подсоединенными к очень чувствительным предусилителям или с помощью СКВИДов (SQUID — сверхпроводящее устройство с квантовой интерференцией) [591]. Такие квантовые интерферометры обладают высочайшей чувствительностью к магнитным эффектам.

Принцип работы СКВИДа основан на эффекте Джозефсона, который представляет из себя туннельный эффект, работающий между двумя сверхпроводниками, разделенными тонким изолирующим слоем. В отличие от нормального одноэлектронного туннельного эффекта, известного, например, по  $\alpha$ -распаду, эффект Джозефсона включает туннелирование куперовских пар. В джозефсоновских контактах имеют место интерференционные эффекты туннельного тока, на которые могут оказывать влияние магнитные поля. Структура этих интерференционных эффектов связана с величиной квантов магнитного потока [448, 592, 593].

Альтернативный метод регистрации квазичастиц — это позволить им прямо туннелировать сквозь изолирующую фольгу между двумя сверхпроводниками (переход сверхпроводник-изолятор-сверхпроводник) [589]. В этом случае возникает проблема поддержания нежелательных токов утечки на чрезвычайно низком

уровне.

В отличие от квазичастиц, фононы, которые могут возбуждаться при энерговыделении в изоляторе, могут быть зарегистрированы методами классической калориметрии. Если  $\Delta E$  — поглощенная энергия, то это приведет к росту температуры на

$$\Delta T = \Delta E / mc,$$

где  $c$  — удельная теплоемкость, а  $m$  — масса калориметра. Если эти калориметрические измерения выполняются при очень низких температурах, когда  $c$  может быть очень малым (вклад решетки в удельную теплоемкость пропорционален  $T^3$  при низких температурах), этот метод в принципе также может быть использован для регистрации одиночных частиц. В реальном эксперименте изменение температуры записывается с помощью термистора, который по существу представляет из себя NTC-резистор, погруженный или зафиксированный в сверхчистом кристалле. Кристалл представляет из себя поглотитель, т. е. детектор для излучения, которое следует измерять. Из-за дискретной энергии фононов можно ожидать ненепрерывных флуктуаций тепловой энергии, которые можно регистрировать методом электронных фильтров.

Таким способом  $\alpha$ -частицы и  $\gamma$ -лучи регистрировались в маленьком кристалле  $\text{TeO}_2$  при 15 мК в чисто тепловом детекторе с термисторным считыванием с энергетическим разрешением 5 кэВ (ПШПВ [594]).

Были разработаны также специальные болометры, в которых одновременно измеряются тепловые и ионизационные сигналы [595].

Тепловые детекторы представляются весьма многообещающими для улучшения энергетического разрешения. Например, кубический кристалл из кремния объемом 1 мм<sup>3</sup>, содержащийся при температуре 20 мК, имеет теплоемкость  $5 \cdot 10^{-15}$  Дж/К и расчетное значение разрешения по энергии 0.1 эВ (ПШПВ), что соответствует  $\sigma = 42$  МэВ [582]. Однако до сих пор еще существует много нерешенных проблем, препятствующих достижению этих значений. Вот некоторые из них.

1. Неоднородность сбора фононов, особенно в больших детекторах.
2. Пространственная неоднородность рекомбинации электрон-дырочных пар, захваченных различными примесями.
3. Шум от электромагнитных источников, особенно микрофонный (генерация шума из-за механического, акустического и электромагнитного возбуждения).
4. Проблемы поддержания постоянной температуры болометра, а следовательно, и коэффициента его усиления.

Требуются совместные усилия в области криогеники, физики частиц и астрофизики, которые могут привести к волнующим и неожиданным результатам. Одна из интересных задач — регистрация реликтовых нейтрино от Большого Взрыва с энергиями порядка 200 мкэВ [582].

Развитие методики криогенных калориметров для измерения чрезвычайно низких энергий началось сравнительно недавно. Схема криогенного детектора,

основанного на поглощении энергии в перегретых сверхпроводящих гранулах, показана на Рис. 7.55 [596].

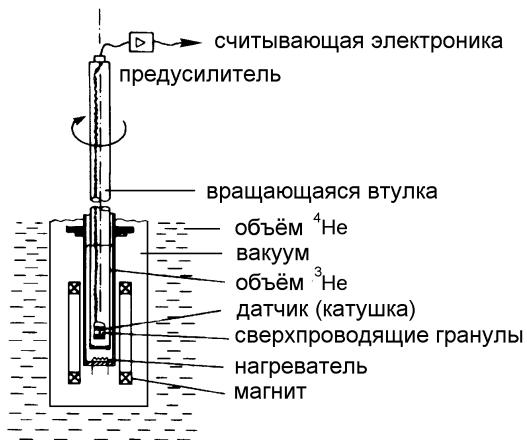


Рис. 7.55: Схема криогенного детектора, основанного на перегретых сверхпроводящих гранулах [596].

Система гранул и пикап-катушка могли вращаться на  $360^\circ$  вокруг оси, перпендикулярной магнитному полю. Это использовалось для исследования зависимости критической напряженности поля для достижения сверхпроводящего состояния от ориентации гранул по отношению к магнитному полю. Такая система успешно работала для регистрации квантовых переходов в гранулах из олова, цинка и алюминия при температурах  $^4\text{He}$  и  $^3\text{He}$ . На Рис. 7.56 показана микрофотография оловянных гранул [590,597]. В настоящее время уже возможно производство оловянных гранул с диаметром 5 мкм.

Как уже было показано, детектор, состоящий из перегретых сверхпроводящих гранул, может безошибочно регистрировать минимально ионизирующие частицы [598].

Регистрация переходов из сверхпроводимости в состояние с нормальной проводимостью с амплитудами сигналов около 100 мкВ и временами восстановления от 10 до 50 нс уже означает, что сверхпроводящие полосковые счетчики являются возможным кандидатом для микропершинных детекторов в экспериментальной физике элементарных частиц [599].

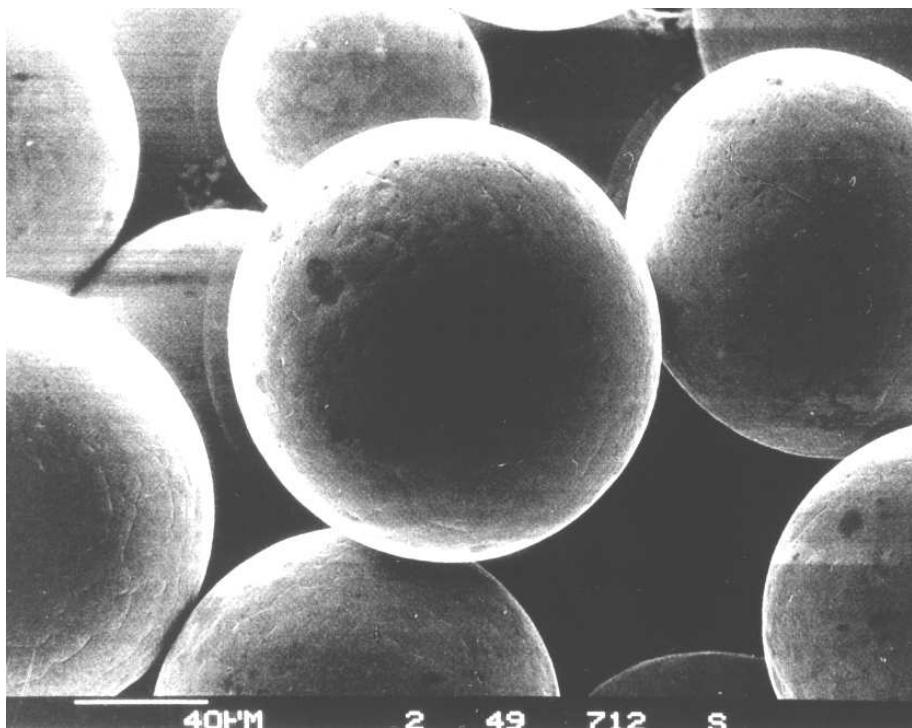


Рис. 7.56: Оловянные гранулы (диаметр = 130 мкм) в качестве криогенного калориметра. Поглощение при низкой энергии может нагреть гранулы на величину, достаточную чтобы вызвать переход из сверхпроводящего состояния в состояние с нормальной проводимостью, обеспечивая тем самым регистрируемый сигнал [590,597].

## Глава 8

# Измерение импульса

Импульсы заряженных частиц обычно измеряются с помощью магнитных спектрометров.

Под действием силы Лоренца частицы движутся по круговой или спиральной траектории вокруг направления магнитного поля. Радиус кривизны траектории частицы определяется напряженностью магнитного поля и компонентой импульса частицы, перпендикулярной направлению поля. В зависимости от экспериментальной ситуации или изучаемых свойств частиц могут использоваться различные типы магнитных спектрометров.

## 8.2 Магнитные спектрометры для экспериментов с фиксированной мишенью

Принципиальная схема магнитного спектрометра для экспериментов с фиксированной мишенью (в отличие от экспериментов со встречными пучками) представлена на Рис. 8.1. Тип частиц, взаимодействующих с мишенью, а также их

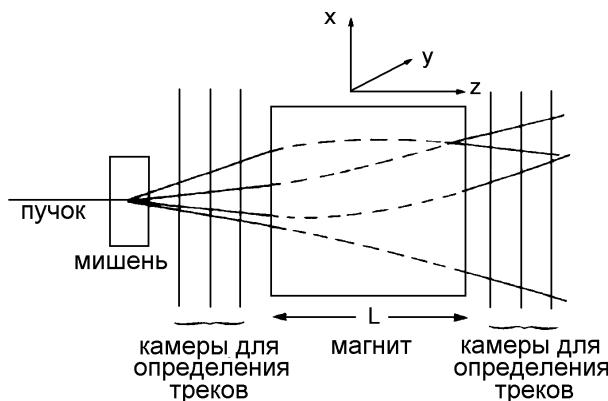


Рис. 8.1: Схема магнитного спектрометра для эксперимента с фиксированной мишенью.

энергия полагаются известными. Задача спектрометра состоит в определении импульсов вторичных частиц, родившихся в результате столкновения пучка с мишенью.

Пусть магнитное поле  $\vec{B}$  ориентировано вдоль оси  $y$ :  $\vec{B} = (0, B_y, 0)$ , в то время как первичные частицы движутся вдоль оси  $z$ . При адрон-адронных столкновениях поперечный импульс вторичных частиц составляет величину  $p_{\perp} \approx 350 \text{ МэВ}/c$ .

Обычно импульс  $\vec{p} = (p_x, p_y, p_z)$  вторичных частиц таков, что  $p_x, p_y \ll p_z$  [1]. Траектории частиц, пролетающих через спектрометр, определяются в большинстве случаев трековыми детекторами перед влетом частиц в магнит и после вылета из него. Так как магнитное поле направлено вдоль оси  $y$ , поворот частиц происходит в плоскости  $xz$ . Рис. 8.2 схематически изображает траекторию частицы в этой плоскости.

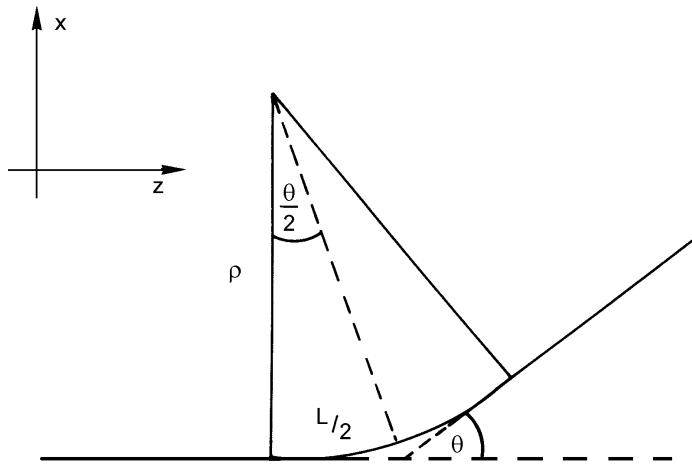


Рис. 8.2: Траектория заряженной частицы в магните спектрометра.

Центростремительная сила, действующая на частицу, определяется силой Лоренца. Выбранная система координат такова, что частица влетает в спектрометр вдоль оси  $z$ , то есть  $|\vec{p}| = p = p_z$ , где  $\vec{p}$  — импульс частицы, который должен быть измерен. Тогда радиус поворота  $\rho$  частицы массы  $m$  и скорости  $v$  в магнитном поле (для  $\vec{p} \perp \vec{B}$ ) определяется из соотношения

$$\frac{mv^2}{\rho} = e v B_y ,$$

откуда

$$\rho = \frac{p}{e B_y} . \quad (8.1)$$

Пролетая через магнит, частицы движутся по спиральной траектории, для которой радиус кривизны  $\rho$  обычно много меньше длины магнита  $L$ . Поэтому угол  $\theta$  поворота в магните приближенно равен

$$\theta \approx \frac{L}{\rho} = \frac{L}{p} e B_y . \quad (8.2)$$

Вследствие этого поворота заряженная частица приобретает поперечный импульс:

$$\Delta p_x = p \cdot \sin \theta \approx p \cdot \theta = L e B_y . \quad (8.3)$$

Если магнитное поле меняется вдоль длины магнита, то выражение (8.3) следует заменить на:

$$\Delta p_x = e \int_0^L B_y(l) dl .$$

На точность определения импульса влияют различные эффекты. Рассмотрим влияние конечной величины разрешения трекового детектора. Используя выражения (8.1) и (8.2), можно получить, что

$$p = e B_y \cdot \varrho = e B_y \cdot \frac{L}{\theta} . \quad (8.4)$$

Так как траектории частиц до влета в магнит и после вылета из него прямолинейны, то угол поворота  $\theta$  легко измеряется. Поэтому

$$\left| \frac{dp}{d\theta} \right| = e B_y L \cdot \frac{1}{\theta^2} = \frac{p}{\theta} ,$$

откуда

$$\frac{dp}{p} = \frac{d\theta}{\theta} ,$$

и

$$\frac{\sigma(p)}{p} = \frac{\sigma(\theta)}{\theta} . \quad (8.5)$$

Чтобы определить угол поворота, требуется знание по меньшей мере четырех координат частицы (по две до и после магнита). Если все трековые измерения выполнены с одинаковой ошибкой  $\sigma(x)$ , то

$$\sigma^2(\theta) \propto \sum_{i=1}^4 \sigma_i^2(x) = 4\sigma^2(x)$$

или

$$\sigma(\theta) \propto 2\sigma(x) . \quad (8.6)$$

Так как угол поворота может быть определен из выражения

$$\theta = \frac{x}{h} , \quad (8.7)$$

где  $h$  — плечо дуги, определяющей поворот частицы (см. Рис. 8.3), то

$$\sigma(\theta) = \frac{2\sigma(x)}{h} .$$

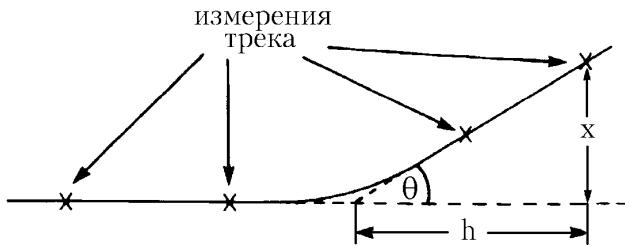


Рис. 8.3: Схема, иллюстрирующая определение ошибок трековых измерений.

Используя соотношения (8.5), получим:

$$\frac{\sigma(p)}{p} = \frac{2\sigma(x)/h}{eB_y L} \cdot p = \frac{2\sigma(x)}{h} \cdot \frac{p}{\Delta p_x}. \quad (8.8)$$

Из этого выражения видно, что импульсное разрешение  $\sigma(p)$  пропорционально  $p^2$ . В зависимости от типа трековых детекторов можно получить, что [1]

$$\frac{\sigma(p)}{p} = (10^{-3} \div 10^{-4}) \cdot p [\text{ГэВ}/c]. \quad (8.9)$$

В экспериментах с космическими лучами обычным является нахождение максимально определенного импульса (мои), вычисляемого из уравнения

$$\frac{\sigma(p_{\text{мои}})}{p_{\text{мои}}} = 1.$$

Для магнитного спектрометра с импульсным разрешением, определяемым выражением (8.9), максимально определенный импульс равен

$$p_{\text{мои}} = (1 \div 10) \text{ ТэВ}/c.$$

Измерение импульса обычно проводится в магнитах с воздушным зазором. В этом случае эффект многократного рассеяния незначителен и влияет на точность измерений только при малых значениях импульса. Для глубоко проникающих мюонов их импульсы могут анализироваться в сплошных железных магнитах. При этом, однако, нельзя пренебречь влиянием многократного рассеяния.

Мюоны, проходящие сквозь сплошной железный магнит толщиной  $L$ , приобретают поперечный импульс  $\Delta p_{\perp}^{\text{MP}}$  за счет многократного рассеяния:

$$\Delta p_{\perp}^{\text{MP}} = p \cdot \sin \theta_{\text{сKB}} \approx p \cdot \theta_{\text{сKB}} = 19.2 \sqrt{\frac{L}{X_0}} [\text{МэВ}/c]$$

(см. уравнение (1.16) с  $\beta = 1$  и Рис. 8.4).

Так как поворот в магните происходит в  $x$ -направлении, то только компонента ошибки многократного рассеяния в этом направлении является существенной:

$$\Delta p_x^{\text{MP}} = \frac{19.2}{\sqrt{2}} \sqrt{\frac{L}{X_0}} [\text{МэВ}/c] = 13.6 \sqrt{\frac{L}{X_0}} [\text{МэВ}/c]$$

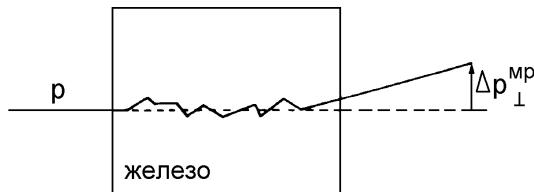


Рис. 8.4: Ошибка из-за многократного рассеяния.

Импульсное разрешение, ограниченное эффектом многократного рассеяния, определяется отношением угла этого рассеяния к углу поворота в магнитном поле [1]:

$$\left| \frac{\sigma(p)}{p} \right|^{\text{MP}} = \frac{\Delta p_x^{\text{MP}}}{\Delta p_x^{\text{магн}}} = \frac{13.6 \sqrt{L/X_0} [\text{МэВ}/c]}{e \int_0^L B_y(l) dl}. \quad (8.10)$$

Оба угла — и поворота в магните, и многократного рассеяния — обратно пропорциональны импульсу частицы. Поэтому импульсное разрешение в этом случае от него не зависит.

В спектрометрах со сплошными железными магнитами ( $X_0 = 1.76$  см) типичные значения используемых полей составляют  $B = 1.8$  Тл, что приводит к импульсному разрешению (см. уравнение (8.10)), равному

$$\left| \frac{\sigma(p)}{p} \right|^{\text{MP}} = 0.19 \cdot \frac{1}{\sqrt{L}}$$

с длиной  $L$ , выраженной в метрах. При  $L = 3$  м это дает

$$\left| \frac{\sigma(p)}{p} \right|^{\text{MP}} = 11\%. \quad (8.11)$$

В этом уравнении учитывается влияние на импульсное разрешение только эффекта многократного рассеяния. Следует также рассмотреть ошибки в импульсном разрешении, связанные с неопределенностью в измерении траектории. Для этого можно воспользоваться соотношением (8.8) или же определить стрелу прогиба  $s$  орбиты (см. Рис. 8.5):

$$s = \varrho - \varrho \cos \frac{\theta}{2} = \varrho(1 - \cos \frac{\theta}{2}).$$

Но  $1 - \cos \frac{\theta}{2} = 2 \sin^2 \frac{\theta}{4}$ , так что

$$s = 2\varrho \sin^2 \frac{\theta}{4}.$$

Так как  $\theta \ll 1$ , то стрела прогиба может быть найдена из

$$s = \frac{\varrho \theta^2}{8}.$$

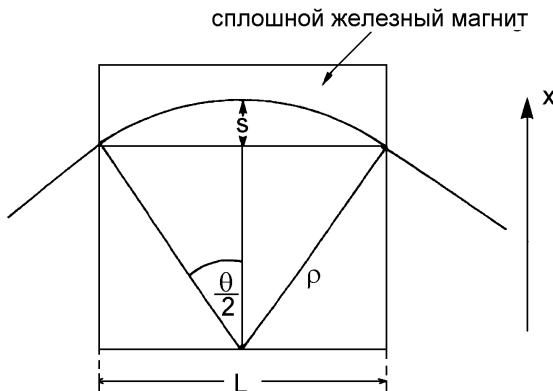


Рис. 8.5: Траектория частицы при ее пролете через магнит [1]

В дальнейшем для простоты заменим  $B_y$  на  $B$ . Используя выражения (8.4) и (8.1) для нахождения  $\theta$  и  $\varrho$ , можно получить значение  $s$  в виде

$$s = \frac{\varrho}{8} \cdot \left( \frac{eBL}{p} \right)^2 = \frac{eBL^2}{8p}.$$

Если  $B$  измеряется в Тл,  $\varrho$  в м и  $p$  в ГэВ/ $c$ , то стрела прогиба равна

$$s = 0.3 BL^2/(8p).$$

Вычисление  $s$  требует измерения по меньшей мере трех координат  $x_i$  ( $i = 1, 2, 3$ ). Они могут быть измерены с помощью трех трековых детекторов, расположенных на входе ( $x_1$ ) и выходе ( $x_3$ ) из магнита, в то время как одна камера может быть размещена в его центре ( $x_2$ ). Тогда

$$s = x_2 - \frac{x_1 + x_3}{2}$$

и, в предположении, что ошибка  $\sigma(x)$  определения координат трека одинакова для всех камер, получаем, что

$$\sigma(s) = \sqrt{\frac{3}{2}} \sigma(x).$$

Это приводит к следующей величине относительной ошибки определения импульса частицы из трековых измерений:

$$\left| \frac{\sigma(p)}{p} \right|^{\text{трек.изм.}} = \frac{\sigma(s)}{s} = \frac{\sqrt{\frac{3}{2}} \sigma(x) \cdot 8p}{0.3 BL^2}.$$

Если трек измеряется не по трем, а по  $N$  точкам, равномерно распределенным по длине магнита  $L$ , то можно показать, что импульсное разрешение характеризуется следующей ошибкой, определяемой конечным числом трековых измерений [600]:

$$\left. \frac{\sigma(p)}{p} \right|_{\text{трек.изм.}} = \frac{\sigma(x)}{0.3 BL^2} \sqrt{720/(N+4)} \cdot p$$

Для поля  $B = 1.8$  Тл,  $L = 3$  м,  $N = 4$  и  $\sigma(x) = 0.5$  мм это выражение дает такой результат:

$$\left. \frac{\sigma(p)}{p} \right|_{\text{трек.изм.}} \approx 10^{-3} \cdot p \text{ [ГэВ/c].} \quad (8.12)$$

Если  $N$  измерений распределены вдоль  $L$  на  $k$  интервалах, то

$$L = k \cdot N$$

и поэтому при  $N \gg 1$

$$\left. \frac{\sigma(p)}{p} \right|_{\text{трек.изм.}} \propto L^{-5/2} \cdot B^{-1} \cdot p. \quad (8.13)$$

Для получения полной ошибки определения импульса необходимо одновременно учесть вклад многократного рассеяния и ошибок измерения трека, которые описываются выражениями (8.11) и (8.12) соответственно. Эти вклады представлены на Рис. 8.6 для вышеуказанных параметров сплошного железного магнитного спектрометра.

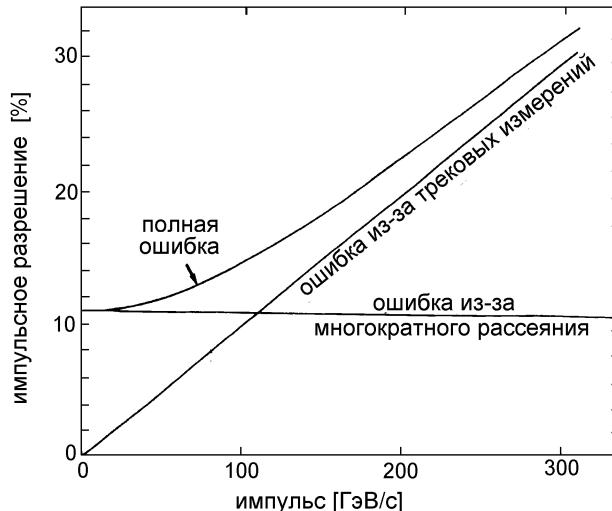


Рис. 8.6: Импульсное разрешение железного магнитного спектрометра.

При малых значениях импульса преобладает вклад от многократного рассеяния, а при больших импульсах разрешение ограничивается точностью трековых измерений.

Для магнита с воздушным зазором вклад в ошибку импульсного разрешения от многократного рассеяния, естественно, много меньше. Если выражение (8.10) применить для такого магнита ( $X_0(\text{воздух}) = 304 \text{ м}$ ), то

$$\left| \frac{\sigma(p)}{p} \right|^{\text{mp}} = 1.4 \cdot 10^{-3} / \sqrt{L},$$

которое при  $L = 3 \text{ м}$  дает

$$\left| \frac{\sigma(p)}{p} \right|^{\text{mp}} = 0.08\%.$$

## 8.2 Магнитные спектрометры для специальных приложений

Эксперименты с фиксированной мишенью имеют то преимущество, что вторичные пучки могут рождаться прямо в первичной мишени. Эти вторичные пучки могут состоять из большого типа различных частиц, так что возможны эксперименты с, например, нейтринными, мюонными, фотонными или  $K_L^0$ -пучками. Недостаток экспериментов с фиксированной мишенью состоит, однако, в том, что достижимая энергия взаимодействия в системе центра масс относительно невелика. Поэтому эксперименты в области физики высоких энергий очень часто выполняются на накопительных кольцах со встречными пучками, для которых система центра масс совпадает с лабораторной системой координат (для нулевого угла встречи пучков), если только встречные пучки имеют одинаковые энергии и противоположные импульсы. Скорость счета событий в таких экспериментах, вообще говоря, много меньше, чем в случае фиксированной мишени. Ведь плотность мишени, которой является один пучок для другого и наоборот, для встречных пучков много меньше, чем для фиксированной мишени. Вследствие низкой светимости, а также для того, чтобы зарегистрировать все продукты взаимодействия, детекторы в экспериментах со встречными пучками обычно охватывают полный телесный угол  $4\pi$  вокруг точки взаимодействия пучков. Такая «герметичность» позволяет полностью реконструировать индивидуальное событие.

В зависимости от типа накопителя могут быть использованы различные конфигурации магнитного поля в детекторе.

Для протон-протонных (или  $p\bar{p}$ ) встречных пучков могут быть использованы дипольные магниты с направлением поля поперек направления движения пучков. Так как такие магниты также поворачивают наклоненные пучки, их влияние должно быть скомпенсировано специальными катушками. Они также являются диполями, но с противоположным направлением магнитного поля, так что

$$\int \vec{B}(l) \cdot d\vec{l} = 0 \quad (8.14)$$

для всей области эксперимента (см. Рис. 8.7).

Такая конфигурация магнитного поля нежелательна для электрон-позитронных накопителей, так как сильные дипольные поля вызывают интенсивное синхротронное излучение, которое резко ухудшает фоновые условия в детекторе.

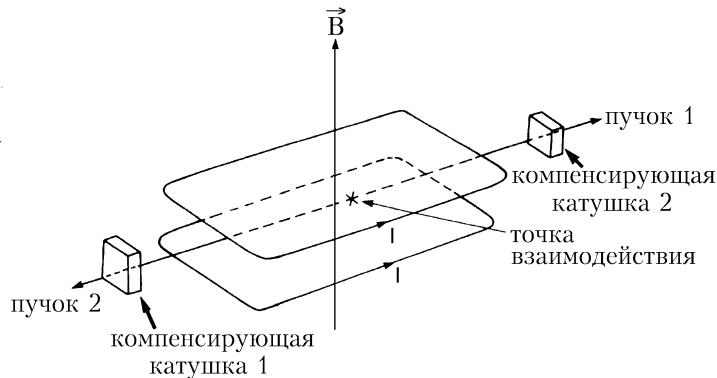


Рис. 8.7: Компенсирующие диполи в качестве магнитного спектрометра для экспериментов в  $pp$  или  $p\bar{p}$  накопительных кольцах [1].

Дипольные магниты могут быть выполнены самокомпенсирующимися, если два диполя с противоположными направлениями поля располагаются по обе стороны от точки взаимодействия. Соотношение (8.14) выполняется автоматически, но платой за это является сильно неоднородные магнитные поля вокруг области взаимодействия, что значительно усложняет реконструкцию треков (см. Рис. 8.8 [1]).

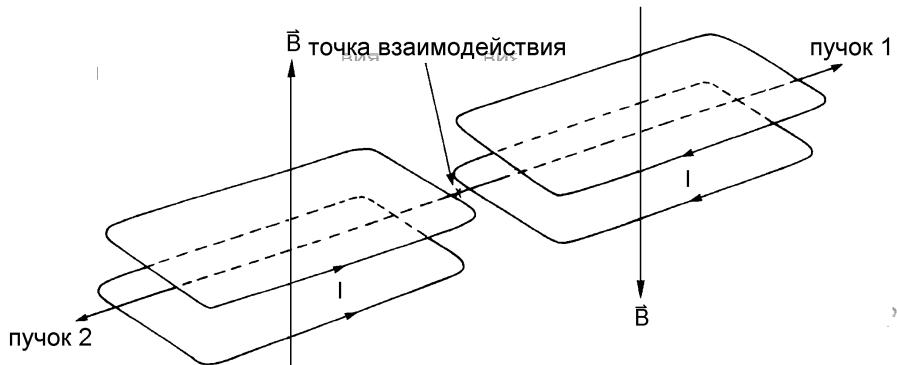


Рис. 8.8: Самокомпенсирующаяся конфигурация магнитного поля (разрезной магнит) [1].

Если, с другой стороны, применить тороидальные магниты (см. Рис. 8.9, [1]), то можно достичь того, чтобы пучки пересекали спектрометр в области нулевого поля. Однако, многократное рассеяние во внутренней обмотке такого магнита ограничивает импульсное разрешение.

В большинстве случаев выбирается соленоидальное магнитное поле, которое параллельно направлению движения пучков (см. Рис. 8.10). Соленоид представляет собой длинную цилиндрическую катушку.

Поэтому магнит детектора не влияет на движение пучков и синхротронное излучение также отсутствует.

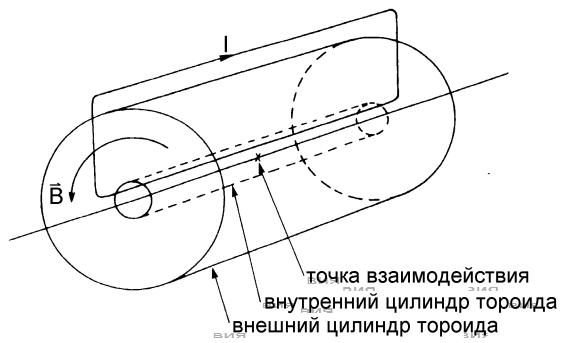


Рис. 8.9: Схема тороидального магнита (указана только одна обмотка) [1].

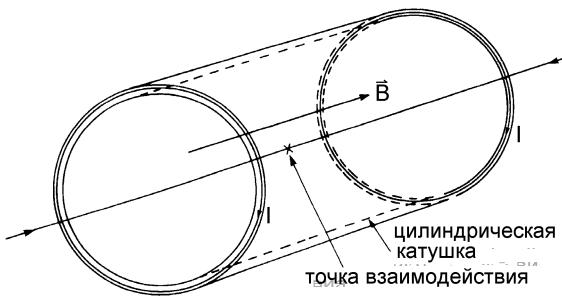


Рис. 8.10: Схема соленоида для создания аксиального магнитного поля.

Трековые детекторы, расположенные внутри магнита детектора, обычно также являются цилиндрическими. Продольное магнитное поле действует только на поперечную компоненту импульса родившихся частиц, и это приводит к тому, что импульсное разрешение описывается выражением (8.13), где  $\sigma(x)$  — координатное разрешение в плоскости, перпендикулярной оси пучка. На Рис. 8.11 схематически изображены два трека в плоскостях, перпендикулярной оси пучка (плоскость  $r, \varphi$ ) и параллельной ему (плоскость  $r, z$ ). Треки начинаются в точке взаимодействия.

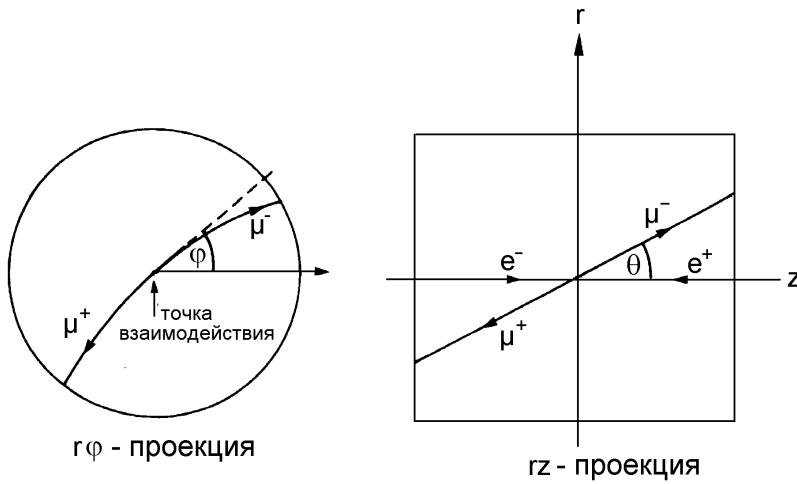


Рис. 8.11: Реконструкция треков в соленоидальном детекторе (показано событие  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ ).

Параметры трека определяются полярным углом  $\theta$ , азимутальным углом  $\varphi$  и радиальной координатой  $r$ . Если вдоль трека длины  $L$  (в м) в магнитном поле  $B$  (в Тл) измерено  $N$  координат с точностью  $\sigma_{r\varphi}$  (в м), то разрешение по поперечному импульсу может быть найдено из следующего выражения [600] (см. соотношение (8.13)):

$$\left| \frac{\sigma(p)}{p_\perp} \right|^{\text{трек.ош.}} = \frac{\sigma_{r\varphi}}{0.3BL^2} \sqrt{\frac{720}{N+4}} \cdot p_\perp [\Gamma\text{эВ}/c]. \quad (8.15)$$

Кроме того, следует учесть вклад в ошибку многократного рассеяния в веществе детектора. Он определяется выражением (8.10) и равен

$$\left| \frac{\sigma(p)}{p_\perp} \right|^{\text{MP}} = 0.045 \frac{1}{B\sqrt{LX_0}},$$

где  $X_0$  (в м) — радиационная толщина материала, пройденного частицей.

Полный импульс частицы может быть найден по его поперечной компоненте  $p_T$  и полярному углу  $\theta$ :

$$p = \frac{p_\perp}{\sin \theta}.$$

В измерение полярного угла также входят ошибки измерения трека и вклад многократного рассеяния.

Если  $z$ -координата трека найдена с ошибкой  $\sigma(z)$ , то ошибка вычисления полярного угла определяется двумя измерениями координаты, так что

$$\sigma(\theta)|^{\text{трек.ош.}} = \frac{\sigma(z)}{z} \cdot \sqrt{2}$$

(Для высокоэнергетических частиц трек в  $rz$  плоскости является практически прямой линией, см. Рис. 8.12.)

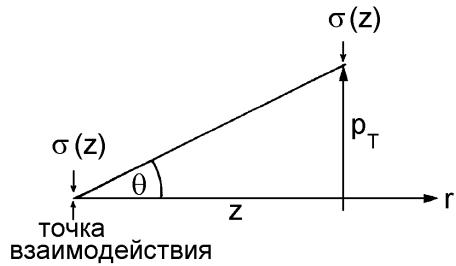


Рис. 8.12: Схема вычисления ошибки измерения полярного угла только по двум координатам, определяющим трек.

Если трек определяется по  $N$  равноотстоящим координатам, то выражение (??) сводится к следующему [1,600]:

$$\sigma(\theta)|^{\text{трек.ош.}} = \frac{\sigma(z)}{z} \sqrt{\frac{12(N-1)}{N(N+1)}}$$

В этой формуле  $z$  есть проекция длины трека на ось  $z$ , которая обычно того же порядка, что и поперечная длина трека. Последнее выражение описывает вклад только ошибки координаты трека. Вклад многократного рассеяния может быть определен из уравнения (1.15) и составляет

$$\sigma(\theta)|^{\text{мп}} = \frac{0.0136}{\sqrt{3}} \cdot \frac{1}{p} \cdot \sqrt{\frac{l}{X_0}},$$

где  $p$  измеряется в ГэВ/ $c$ ,  $l$  — длина трека (измеренная в радиационных длинах) и предполагается, что  $\beta \approx 1$  [34,35].

Множитель  $\frac{1}{\sqrt{3}}$  требует некоторого разъяснения. Угол многократного рассеяния  $\theta$ , который входит в измерение полярного угла, может в этом случае пониматься, как отношение смещения трека  $\Delta r$  из-за многократного рассеяния к длине трека  $l$  (см. Рис. 8.13), тогда как среднеквадратичный плоский угол многократного рассеяния  $\theta$  описывается выражением (1.15).

В соленоидах, как правило, используются газовые детекторы с очень малой «поперечной массой». Поэтому вклад многократного рассеяния в ошибку измерения импульса мал. Выражение (8.15) показывает, что импульсное разрешение

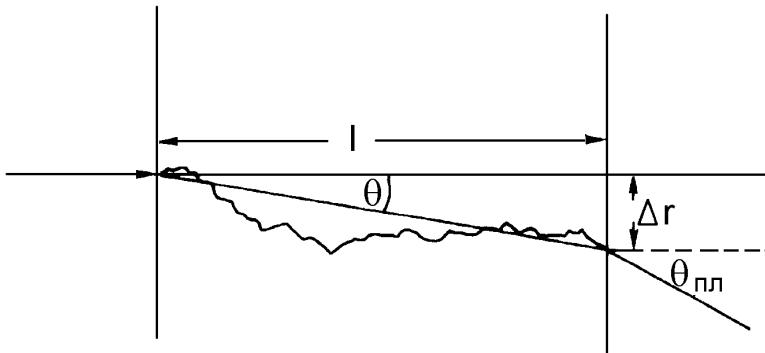


Рис. 8.13: Схема вычисления ошибки измерения полярного угла [34,35].

улучшается с ростом произведения  $BL^2$ . Оно также улучшается с ростом числа трековых измерений при фиксированной длине трека, хотя и пропорционально только  $\frac{1}{\sqrt{N}}$ .

Измерения импульса с помощью магнитных спектрометров в интервале низких энергий, то есть бета-спектроскопия, часто требуют различной геометрии магнитов. Так как импульсы регистрируемых частиц невелики, то необходимо избегать их энергетических потерь на ионизацию и многократное рассеяние в воздухе, то есть использовать вакуумные объемы. Спектрометры с двойной фокусировкой [63] позволяют получить импульсное разрешение на уровне  $10^{-5}$ , хотя и с малоэффективной транспортировкой от источника к детектору [601,602]. Полупроводниковые счетчики типа Ge(Li) и Si(Li) детекторов, как и кристаллы германия высокой частоты, также используются для альфа-, бета- и гамма-спектроскопии (см. раздел 7.1) с хорошим импульсным разрешением ( $< 0.1\%$ ). Так как твердотельные детекторы более удобны в эксплуатации, то магнитные спектрометры в МэВном диапазоне используются менее часто.

Очень малые импульсы частиц могут быть также определены детальным наблюдением их многократного рассеяния. Этот подход используется, например, в экспериментах с ядерными эмульсиями для анализа космических лучей (см. раздел 4.16).

## Глава 9

# Электроника

Для экспериментов по физике высоких энергий, астрофизике и космическому излучению используются универсальные детекторы, часто состоящие из большого числа подсистем. Они предназначены для получения информации о времени появления, направлении полета, энергии, импульсе и других характеристиках регистрируемой частицы. Современные методы регистрации основаны на электронном считывании сигналов с детектора.

Цель первого раздела этой главы — дать краткий обзор различных методов, используемых в электронике при обработке аналоговой информации, поступающей с детектора. Сигнал на выходе детектора обычно преобразуется в цифровой вид, что делает возможным его надежную передачу для последующей обработки.

Во втором разделе описываются системы запуска (триггера) и их архитектура. При простой схеме эксперимента, например, при измерении скорости счета космических мюонов на уровне моря с помощью сцинтилляционного телескопа, достаточно обработать сигналы, поступающие со сцинтилляторов, используя подходящие пороги. Затем мюоны могут быть отобраны условием совпадения запуска нескольких сцинтилляционных счетчиков. Другие частицы, например, электроны и протоны, можно отделить, по определенной проникающей способности частиц. Этого можно добиться, установив железный поглотитель между сцинтилляционными счетчиками.

В более сложных экспериментах необходимо тщательно спроектировать селективную запускающую (триггерную) электронику. Ее цель — предотвратить регистрацию событий, не представляющих интереса. Только события, отвечающие определенным требованиям, сохраняются и записываются на диск или магнитную ленту для последующего анализа. В больших экспериментах такой анализ представляет собой многоступенчатый процесс.

Наконец, дается краткое описание мониторирования различных систем детектора, контроля и сбора данных (СД), а также медленного контроля.

### 9.1 Методы считывания

Одним из первых методов регистрации продуктов реакции взаимодействия частиц было наблюдение коротких световых сигналов, поступающих с цинкосульфидных экранов, в которые попадали, например,  $\alpha$ -частицы. Этот метод, впервые использованный в начале этого века, позднее был применен Резерфордом в знаменитых экспериментах по рассеянию  $\alpha$ -частиц.

Примерно в 1910 году началась долгая эра оптической регистрации и обработки событий с использованием более сложных детекторов (камера Вильсона, искровая и пузырьковая камеры), см. Главу 4). Несмотря на то, что изучение элементарных частиц и их взаимодействий с помощью фотографических методов (камера Вильсона, пузырьковые и эмульсионные методы) позволяет визуализировать события, этот подход обладает одним существенным недостатком. Он заключается в том, что визуальные сигналы несовместимы с прямым компьютерным анализом. Напротив, требуется утомительное и скучное сканирование фотографий события для его оцифровки и последующего анализа с использованием подходящих методов распознавания.

Значительный шаг вперед в развитии современных методов считывания был сделан в конце 1920-х гг., когда в детекторах излучения типа пропорционального счетчика началось использование электронных усилителей и пересчеток. С того времени был достигнут огромный прогресс в электронике, а также в вычислительных методах.

### 9.1.1 Терминология теории сигналов

Сигналы, которые поступают с некоторых детекторов, имеют чисто электрическую природу. Другие экспериментально измеряемые величины типа интенсивности света, температуры, давления, магнитного поля и т.д. должны быть сначала преобразованы в свой электронный эквивалент. Как правило, информация поступает в форме импульсных сигналов, т. е. кратких временных изменений тока или напряжения. В большинстве случаев желаемая информация содержится в форме импульса, его амплитуде или синхронизации по отношению к другим сигналам. На Рис. 9.1 показан типичный однополярный импульс и объяснена обычно употребляемая терминология.

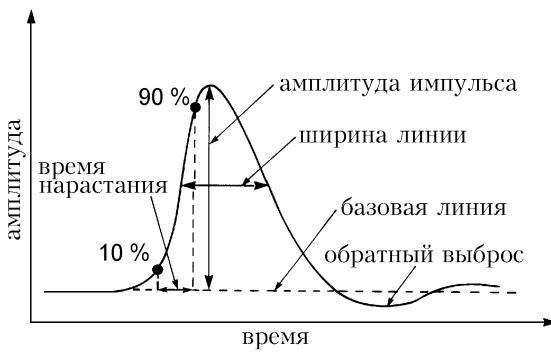


Рис. 9.1: Однополярный аналоговый импульс

Типичная временная шкала современной электроники охватывает диапазон от нескольких наносекунд до долей микросекунды. Высота импульса или амплитуда — это максимальное значение импульса по отношению к исходному уровню, то есть к уровню напряжения или тока в отсутствии сигнала. Передний фронт описывает увеличение сигнала от исходного уровня до максимального значения. Время нарастания — это время, требуемое для того, чтобы сигнал увеличился

от 10% до 90% своей полной амплитуды. Длительность сигнала обычно определяется как полная ширина на половине высоты максимума.

### 9.1.2 Усилители

За исключением некоторых видов детекторов типа счетчиков Гейгера-Мюллера или стримерных трубок, большинство детекторов создают очень маленькие сигналы. Величина заряда, высвобождаемого минимально ионизирующей частицей в активной среде детектора, составляет порядка нескольких фемтокулон (что обычно соответствует образованию 10 000 электронов при энерговыделении  $\approx 300$  кэВ в газовом детекторе). Так как обычно емкость детектора невелика и составляет около нескольких пикофарад, получаем, что амплитуда генерируемого сигнала будет составлять менее 1 мВ. При таком низком напряжении сигналы требуется усилить перед проведением обработки, например, анализа амплитуды импульса и его формы. Основная функция предусилителя заключается в том, чтобы принять слабый сигнал с детектора, усилить его и передать по кабелю в электронику обработки, которая может состоять из основного усилителя, формирователя импульса, дискриминатора и пересчетной схемы.

Существует несколько причин, по которым предусилитель устанавливается в максимальной близости от детектора, а длина кабеля сводится до минимума. Любые шумовые сигналы, генерируемые вблизи детектора или в кабеле, соединяющем его с входом в предусилитель, будут усиливаться наряду с усилением полезного сигнала, что ухудшит соотношение сигнал-шум. Кроме того, длинный кабель между детектором и предусилителем будет ослаблять сигнал и может вызвать серьезные проблемы согласования детектора с предусилителем. Если необходимо использовать длинные кабели, то сигнал должен передаваться в разностной форме. Шумовые сигналы, генерируемые на дифференциальных линиях, в значительной степени взаимно компенсируются, что позволяет сохранить качество сигнала.

В настоящее время наблюдается тенденция устанавливать непосредственно на детектор не только предусилители, но и основные усилители, дискриминаторы и даже анализаторы импульса. Это справедливо, например, для сверхбольших интегральных схем (СБИС), используемых при считывании сигналов с кремниевых полосковых детекторов. Для них все считающие схемы устанавливаются на детекторе, так что передаются лишь цифровые сигналы, гораздо меньше подверженные наводке.

В зависимости от типа детектора предусилители делятся на три разные категории: напряжения, заряда и тока. Для обсуждаемых здесь применений наиболее важную роль играют первые два. Предусилители напряжения и заряда отличаются по типу обратной связи. В незамкнутой цепи усиление может сильно варьировать для разных усилителей, поэтому для получения стабильного усиления необходимо применять системы обратной связи. При отрицательной обратной связи доля выходного напряжения подается в противофазе на вход, что уменьшает разброс или дрейф из-за разницы параметров усилителя. Использование положительной обратной связи может привести к нестабильности. Усилители напряжения используют резистивную обратную связь, а усилители заряда - емкостную (см. Рис. 9.2).

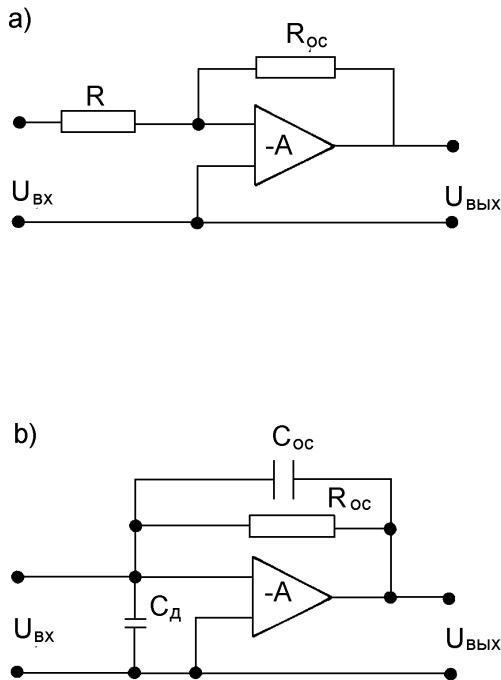


Рис. 9.2: Схема предуслителя с обратной связью, а) чувствительного к напряжению, б) зарядочувствительного;  $-A$  обозначает инвертирующий усилитель

Усилители напряжения обычно применяются, если детектор имеет большую емкость  $C_d$  и поэтому способен проинтегрировать высвобождаемый заряд и превратить его в импульс напряжения ( $U_{in} = Q/C_d$ ). Для стабильности усиления необходимо, чтобы внутренняя емкость входной цепи была постоянной в процессе работы.

Для детекторов типа полупроводниковых счетчиков, обладающих маленькой емкостью, которая даже может меняться в зависимости от условий эксплуатации, требуются предуслители, чувствительные к заряду. Такой тип предуслителя обычно имеет большую и стабильную входную динамическую емкость, которая интегрирует первоначальный зарядовый сигнал и дает импульс напряжения.

На Рис. 9.2 схематически показано устройство предуслителей с обратной связью для усилителей напряжения и заряда.

### 9.1.3 Дискриминаторы

Следует различать аналоговые сигналы с переменной амплитудой импульса от логических сигналов с хорошо определенной амплитудой. Помимо информации об амплитуде, аналоговые сигналы несут дополнительную информацию, заложенную в их форме, т. е. временной структуре. Обычно амплитуда сигнала пропорциональна энергетическим потерям частицы в детекторе, а форма импульса связана со статистикой первичной ионизации.

Цифровые или логические сигналы обладают дискретным числом состояний,

обычно только двумя (бинарная логика). *Наличие импульса* определяет логическое состояние 1, а *отсутствие импульса* — состояние 0. Благодаря стандартизованной форме цифровых сигналов их обработка значительно проще по сравнению с обработкой аналоговых сигналов, которые чувствительны к наводке, шуму, перекрестным помехам и т.д. Таким образом, удобно преобразовывать аналоговую информацию в цифровой сигнал. Цифровые импульсы имеют хорошо определенную амплитуду и полярность, а иногда также и фиксированную длительность (см. Табл. 9.1).

Таблица 9.1: Уровни сигналов различных стандартов: NIM (Nuclear Instrument Module), TTL (Transistor-Transistor Logic) и ECL (Emitter-Coupled Logic).

Тип сигнала	NIM (напряжение на $50 \Omega$ )	TTL	ECL
логический 0	$-1 \div 1 \text{ mA} (\pm 0 \text{ В})$	$0 \div 0.8 \text{ В}$	$-0.90 \text{ В}$
логическая 1	$-(14 \div 18) \text{ mA} (-0.8 \text{ В})$	$2 \div 5 \text{ В}$	$-1.75 \text{ В}$

Основной сферой применения дискриминаторов является подсчет частоты повторения импульсов и обеспечение входных сигналов для схем совпадения и синхронизации. Синхронизация — это измерение времени прохождения сигналов по отношению друг к другу или к эталонному импульсу. Правильная синхронизация цифровых сигналов в особенности важна в логических схемах типа схем совпадений, антисовпадений и более сложных схем запуска (см. Раздел 9.2). Кроме того, любая бинарная информация может передаваться последовательно в виде цепочки логических сигналов или параллельно, используя соответствующее число параллельных линий.

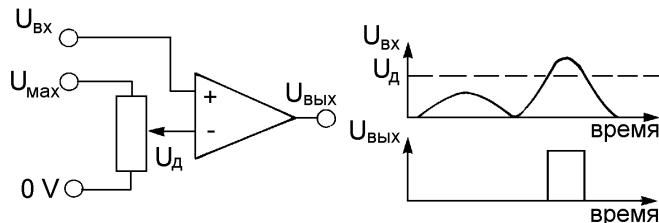


Рис. 9.3: Пороговый дискриминатор с уровнем  $U_d$  перенастраиваемым от 0 В до  $U_{\text{max}}$  [603].

Дискриминаторы используются и для того, чтобы выбрать, какой именно аналоговый сигнал следует преобразовать в цифровую форму. Наиболее распространенная разновидность — это дискриминатор амплитуды (см. Рис. 9.3 [603]).

Дискриминатор амплитуды принимает и передает только те импульсы, амплитуда которых превышает определенное регулируемое пороговое напряжение и отвергает меньшие импульсы. Дискриминация амплитуды импульса обычно производится на переднем фронте сигнала (дискриминатор переднего фронта). Это может привести к проблеме с синхронизацией, так как сигналы с различной амплитудой достигают порогового уровня в различное время. Проблему можно решить, наложив требование, согласно которому постоянная доля сигнала должна

превысить заранее оговоренную величину (дискриминатор постоянной доли). В целях синхронизации может оказаться полезным не использовать передний фронт сигнала, а скорее тот момент, когда сигнал достигнет своего максимального значения, что можно легко определить путем дифференцирования импульса и измерения времени, когда дифференцированный сигнал пересечет нулевую отметку (метод пересечения нуля).

Пороговый дискриминатор применяется в качестве одноканального анализатора или дифференциального дискриминатора, как показано на Рис. 9.4 [603].

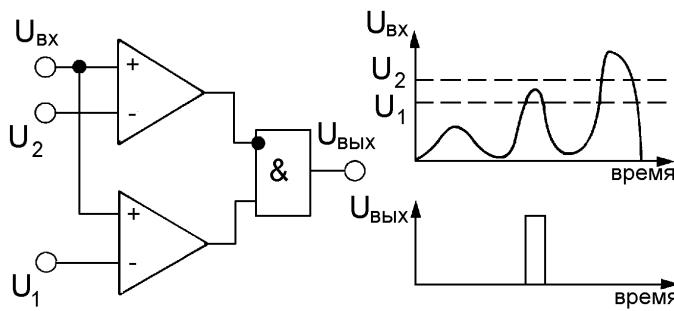


Рис. 9.4: Дифференциальный дискриминатор или одноканальный анализатор;  $U_1$  ( $U_2$ ) — нижний (верхний) порог [603].

С помощью подобной цепи, содержащей два разных пороговых уровня, входящие аналоговые сигналы отбираются по амплитуде. Сигнал на выходе устройства появляется только тогда, когда амплитуда входного сигнала превышает нижний порог и находится ниже верхнего. Такой одноканальный анализатор можно использовать для измерения амплитудных спектров. Выбор узкого фиксированного окна для сигнала и систематическое его прохождение шаг за шагом по всему амплитудному диапазону позволяет подсчитывать число сигналов, появляющихся при каждой установке окна, что дает возможность построить гистограмму амплитудных спектров. Данный метод анализа амплитуды импульса, однако, является очень затратным по времени. Гораздо более удобно одновременно использовать большое число заранее определенных амплитудных окон, т. е. множество одноканальных анализаторов. Подобные многоканальные анализаторы обычно имеют от 1024 до 4096 каналов.

#### 9.1.4 Преобразователи

Для хранения и компьютерной обработки аналоговая информация преобразуется в цифровую. Для этого применяются различные схемы: амплитудно-цифровой преобразователь (АЦП), импульсный АЦП (ИАЦП) и аналогово-цифровой преобразователь времени (АЦПВ). Цифровая информация может быть также преобразована обратно в аналоговую форму с помощью цифро-аналогового преобразователя (ЦАП).

В настоящее время используется большое количество различных методов для осуществления аналогово-цифровых преобразований. Одним из самых старых и самых простых методов является метод преобразования фронта импульса или

преобразование Вилкинсона. Этот метод применим только при низких скоростях счета ( $< 10$  кГц). Аналоговый входной сигнал используется для зарядки конденсатора. В зависимости от задачи сигнал на конденсаторе может быть пропорционален либо заряду (площади входного сигнала) — ЗЦП, либо амплитуде входного сигнала — АЦП. После зарядки конденсатор разряжается с постоянной скоростью. Время, требуемое для полной разрядки конденсатора, измеряется с помощью счетчика импульсов, поступающих с генератора. Число подсчитанных импульсов пропорционально амплитуде входного сигнала. Принцип работы данного метода показан на Рис. 9.5. Преимущество АЦП Вилкинсона заключается в том, что он обладает хорошей линейностью, высоким разрешением (регулируемым частотой генератора) и простотой технической реализацией. Заметное время преобразования (обычно 100 мкс) относится к числу очевидных недостатков.

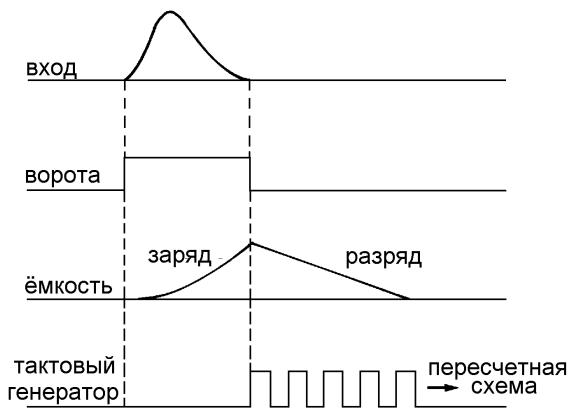


Рис. 9.5: Принцип работы ЗЦП [7].

Время преобразования при разрешении  $n$  битов пропорционально  $\tau \cdot 2^n$ , где  $\tau$  — период тактового импульса. При используемых сегодня тактовых частотах от 50 до 200 МГц, необходимых для получения приемлемого разрешения, процесс преобразования в цифровую форму занимает несколько десятков микросекунд, что слишком долго для многих приложений.

В другом гораздо более быстром и широко используемом методе преобразования (метод поразрядного уравновешивания) входной сигнал аппроксимируется при помощи ряда эталонных напряжений. В некоторой степени этот метод представляет собой компромисс между скоростью и разрешением. Принцип работы этого метода проиллюстрирован на рисунке 9.6 [603]. Входной импульс сравнивается с последовательностью эталонных пороговых напряжений, которые генерируются цифро-аналоговым преобразователем (ЦАП).

Это устройство создает аналоговый сигнал напряжения, пропорциональный определенному цифровому эталону. Регулировка счетчика битов контролируется логическим модулем и использует простое правило аппроксимации. На первом шаге для сравнения с входным сигналом используется аналоговый сигнал, соответствующий половине полного диапазона напряжения ( $\frac{1}{2}U_0$ ). Пусть соответствующая комбинация битов с установленным значащим старшим битом составляет, например, 10 000 000 для восьмибитового регистра. Если входной сигнал больше

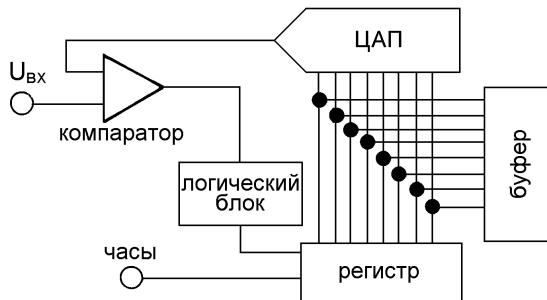


Рис. 9.6: АЦП с итерационной аппроксимацией [603].

$\frac{1}{2}U_0$ , этот бит сохраняется и устанавливается следующий значащий бит, т. е., 11 000 000, что соответствует  $\frac{1}{2}U_0 + \frac{1}{2}(\frac{1}{2}U_0) = \frac{3}{4}U_0$ . Затем сравнение повторяется. Если сигнал попадает в диапазон ниже  $\frac{1}{2}U_0$ , то старший значащий бит приравнивается нулю и устанавливается следующий, т. е. 01 000 000 или  $\frac{1}{4}U_0$  используется для сравнения. Эта процедура повторяется до тех пор, пока не протестирован младший значащий бит, что в нашем случае составляет 8 раз, а в общем случае  $n$  раз для  $n$ -битового преобразования. Получаемое в результате число заносится в буфер, что в дальнейшем позволяет производить последовательное считывание.

Как было показано, время преобразования в основном зависит от числа шагов  $n$ , необходимых для сравнения входного сигнала с эталонным напряжением. Для того, чтобы совершить  $n$ -битовое преобразование в один шаг, требуется набор  $2^n$  компараторов, работающих параллельно. Аналогично, необходимо наличие набора эталонных напряжений, подразделяющих полный амплитудный диапазон на  $2^n$  шагов, необязательно равноотстоящих.

Принципиальная схема импульсного АЦП показана на Рис. 9.7 [603]. Конечно, количество требуемых компонентов возрастает с увеличением  $n$  как  $2^n$ . Однако, с появлением современной технологии интегральных схем стало возможным объединять в одном чипе огромное число компонентов.

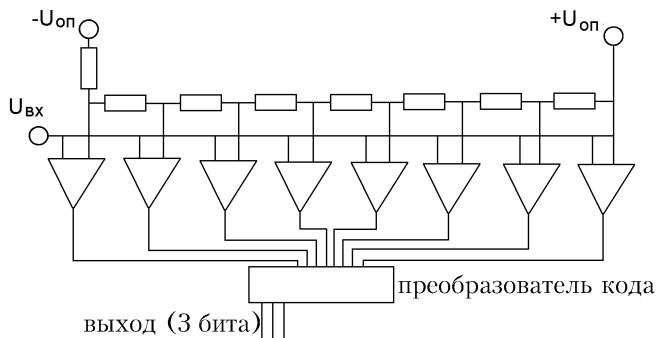


Рис. 9.7: 3х-битовый ИАЦП [603].

Принцип работы ИАЦП весьма прост. Цепь резисторов, включенная между положительным и отрицательным начальными уровнями, определяет последова-

тельность порогов. Один из входов каждого компаратора подсоединяется к соответствующей точке делителя, входной сигнал одновременно подается на другие входные каналы всех компараторов. Все компараторы с входным напряжением, превышающим их начальный уровень, генерируют выходной логический сигнал. Выходы компараторов соединяются со специальным устройством, которое преобразует полученную величину в двоичный код.

Вообще говоря, интерес представляет не только величина амплитуды входного сигнала. ИАЦП в основном используются в качестве цифрового преобразователя формы быстрых детекторных сигналов и для записи сигнала как функции времени. В этом случае входной сигнал разделяется на временные интервалы при помощи тактового генератора с частотой до 1 ГГц, соответствующей временными интервалам 1 нс. Информация о каждом цикле заносится в быстродействующую память. Совершенно очевидно, что ИАЦП дает огромное количество информации, которое необходимо обработать с помощью системы сбора данных.

Аналогово-цифровой преобразователь времени представляет собой схему, способную преобразовывать временной интервал  $\tau$  между двумя импульсами (обычно цифровыми сигналами) в число, пропорциональное  $\tau$ . В самом простом случае используется высокочастотный генератор (диапазон до ГГц), соединенный со счетчиком, который запускается и останавливается поступающими импульсами. Временное разрешение данного метода ограничено частотой генератора. Для быстрой синхронизации со сцинтилляторами или плоскими искровыми счетчиками обычно требуется разрешение порядка нескольких пикосекунд.

Для того, чтобы измерить более короткие временные интервалы, лучше подходит использование преобразователей время–амплитуда (ВАП). На первом шаге интервал времени преобразуется в амплитуду напряжения. Стабилизированный эталонный источник тока заряжает конденсатор в период времени между началом и окончанием сигнала. Выходное напряжение будет пропорционально временному интервалу. На втором шаге это напряжение может быть преобразовано в цифровую форму при помощи АЦП по обычной схеме.

Помимо аналогово-цифровых преобразователей, описанных выше, также существуют и преобразователи, которые адаптируют цифровой сигнал одного логического типа в другой. Такие уровневые переходные устройства преобразуют, например, NIM-сигналы в TTL-стандарт и обратно. Их электронная реализация очень проста. Такие уровневые переходные устройства должны использоваться, если необходимо соединить блоки с сигналами разной нормировки сигналами в общей триггерной логике.

## 9.2 Запуск детектора (триггер)

Назначение триггера состоит в том, чтобы сделать детектор частиц чувствительным к регистрации события или выделении событий при наличии какого-либо фона. В экспериментах с космическими лучами время, когда могут произойти представляющие интерес события, неизвестно. Если несколько заранее определенных сигналов из детектора поступают одновременно (совпадают), схема запуска приходит в действие и событие регистрируется. Так как частота событий с космическими лучами обычно очень мала, триггер не должен обладать высоким временным разрешением. Например, в эксперименте по поиску широких

атмосферных ливней в системе порядка 100 сцинтилляционных счетчиков требование к триггеру может заключаться просто в том, чтобы произошло совпадение срабатываний заданного числа сцинтилляционных счетчиков.

Однако, в экспериментах на ускорителях время появления частицы известно. Регистрация события может быть синхронизирована с моментом взаимодействия налетающих на мишень частиц. На самом деле запуск в экспериментах на неподвижной мишени или коллайдерах может быть абсолютно разным. Если используется неподвижная мишень, то считывание будет особенно затруднено, потому что все происходит во время одного и того же краткого сброса (интервала времени, в который пучок выводится из ускорителя и ударяется о мишень). В коллайдерах частицы обычно накапливаются группами (банчами). В этом случае события могут происходить в моменты столкновения банчей, что гарантирует минимальный временной интервал между двумя столкновениями. Использование техники неподвижной мишени, когда пучки выводятся из ускорителя, имеет несколько преимуществ. Можно произвести практически любой пучок частиц, состоящий из, например, протонов, пионов, мюонов, фотонов, нейтрино,  $K^0$  и т.д. в зависимости от тех физических процессов, которые представляют интерес. Недостатком является то, что для производства новых частиц может быть использована лишь какая-то доля энергии частицы. Например, для протонов с энергией  $E_{\text{лаб}}$ , налетающих на неподвижную водородную мишень, энергия в системе центра масс  $\sqrt{s}$ , составляет лишь  $\sqrt{s} \approx \sqrt{2mE_{\text{лаб}}}$ , где  $m$  — масса мишени (в предположении, что  $E_{\text{лаб}} \gg mc^2$ ).

С другой стороны, на накопительных кольцах (встречных пучках) можно целиком воспользоваться преимуществом энергии  $E$  сталкивающихся частиц ( $\sqrt{s} = 2 \cdot E$  — для лобовых столкновений). На накопительном кольце пучок одних частиц является мишенью для другого пучка и наоборот. Недостатком встречных пучков является то, что на них можно работать только со стабильными заряженными частицами ( $e p$ ,  $e^+ e^-$ ,  $p p$ ,  $p \bar{p}$ ), хотя обсуждаются также и  $\mu^+ \mu^-$ -коллайдеры.

Интервал времени между столкновениями двух сгустков в экспериментах на коллайдерах составляет около 10 мкс для  $e^+ e^-$  накопительных колец. Такой временной интервал считается достаточно долгим и дающим время для принятия решений, т. е. для запуска. Запуск в  $e^+ e^-$  коллайдерах осуществляется многоступенчато. Быстрые сигналы, поступающие, например, со сцинтилляционных счетчиков, позволяют понять, произошло ли какое-то событие, представляющее интерес. В триггере второго уровня содержится информация из подсистем детектора, которая может быть получена на более позднем этапе. На третьей стадии принятия решения информация с медленных детекторов, таких как дрейфовые камеры, которая становится доступной лишь спустя несколько микросекунд, используется для поиска треков. Исходя из результатов решения, принятого на самом высоком уровне, событие либо записывается, либо нет.

В  $e p$  или  $p p$  коллайдерах скорости счета событий гораздо более высоки и, следовательно, триггер должен обладать большей селективностью. С точки зрения считывания проблема состоит в том, что процессы взаимодействия с большими сечениями обычно уже тщательно изучены в предыдущих экспериментах. По этой причине они рассматриваются как фон, который необходимо подавить с помощью триггера с тем, чтобы можно было исследовать новые процессы, обычно

связанные с чрезвычайно маленькими сечениями. Однако, у триггера с чрезмерно высокой селективностью может быть сильный уклон в сторону нахождения искомой структуры события, что может препятствовать регистрации новых неожиданных процессов. Ниже будут описаны процессы принятия решений для наиболее высоких скоростей столкновения на примерах HERA и LHC.

Нужда в сложном триггере совершенно понятна, т.к. ожидаемые сечения в *новой физике* достигают уровня, близкого к  $10^{-11}$  от полного сечения. Для того, чтобы появилась возможность регистрировать такие редкие события, уровень светимости в экспериментах должен достигать максимально возможного значения. Светимость  $\mathcal{L}$  вычисляется из числа частиц  $N_i$  в сталкивающихся сгустках ( $i = 1, 2$ ), при числе сгустков  $B$  и частоте оборота частицы  $f_0$  по следующей формуле

$$\mathcal{L} = \frac{B \cdot N_1 \cdot N_2 \cdot f_0}{A_{\text{эфф}}}, \quad (9.1)$$

где  $A_{\text{эфф}}$  — эффективный поперечный размер сгустка, зависящий от его формы и угла встречи. На  $e^+e^-$ -коллайдерах удавалось получить светимость, превышающую  $10^{31} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ , при которой за год работы можно набрать интегральную светимость около 100 обратных пикобарн ( $\text{pb}^{-1}$ ) и изучать процессы с сечениями порядка 1  $\text{pb}$ .

Например, *ер*-накопительное кольцо HERA состоит из двух независимых ускорителей электронов (до 30 ГэВ) и протонов (до 820 ГэВ). Накапливается по 210 сгустков каждого типа, причем каждый сгусток содержит около  $10^{11}$  частиц. При длине кольца 6.3 км время между столкновениями сгустков всего лишь около 100 нс. Чтобы избежать искажения пучков и возбуждения бетатронных колебаний из-за взаимодействия пучков электронов и протонов, электроны и протоны должны сталкиваться под нулевым углом. К сожалению, это вынуждает использовать поворотные магниты, отклоняющие электроны, и фокусирующие квадрупольи вблизи точки взаимодействия, что создает большой поток фотонов синхротронного излучения. Помимо этого существуют еще два других источника фоновых событий: сильное взаимодействие протонов с остаточным газом в вакуумной камере (события пучок–газ), а также рассеяние протонов из пучкового гало на апертуре коллайдера (события пучок–стенка). Все эти источники увеличивают частоту фоновых событий до значения от 10 до 100 кГц. По сравнению с этим фоном частота физических событий, в которой доминирует фотогораждение (обмен фотоном или  $Z^0$  между входящим электроном и одним из партонов внутри протона), составляет всего около 200 Гц. Из-за этого неблагоприятного отношения сигнал–шум, а также малого периода пересечения сгустков, в экспериментах на HERA возникла необходимость разработать оригинальную концепцию электроники считывания и запуска. Это также представляется важным для экспериментов на будущем поколении коллайдеров, где придется иметь дело с еще большими скоростями событий и фоновыми загрузками.

Будущие коллайдеры конструируются для получения высокой энергии столкновений  $pp$  при значениях светимости от  $10^{33}$  до  $4 \cdot 10^{34} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ . На Большом Адронном Коллайдере (LHC), который сейчас создается в CERN, ожидаемое сечение неупругого рассеяния для больших поперечных импульсов достигает 60 мб ( $\sigma_{\text{полн}} = \sigma_{\text{неупр.}} + \sigma_{\text{упр.}} = (110 \pm 20) \text{ мб}$ ) при энергии в системе центра масс  $\sqrt{s} = 16 \text{ ТэВ}$ . При расстоянии между сгустками, составляющем 15 нс, предпо-

лагаемое число событий при каждом пересечении сгустков может составлять от 1 до 40. Для того, чтобы справиться с такой большой скоростью событий и объемом данных, требуется наличие высокоеффективного триггера с большой селективностью. Такой триггер можно получить, используя только многоуровневую структуру принятия решений, включая обширную конвейерную обработку данных.

Запуск осуществляется таким образом, что количество данных постепенно сокращается до такой степени, что с ними можно будет справиться на последующих более высоких уровнях запуска. Например, в H1-эксперименте на HERA имеется более 250 тысяч аналоговых каналов, способных генерировать почти 3 Мбайт первичной цифровой информации на событие. На Рис. 9.8 [606] показаны основные системы этого детектора.

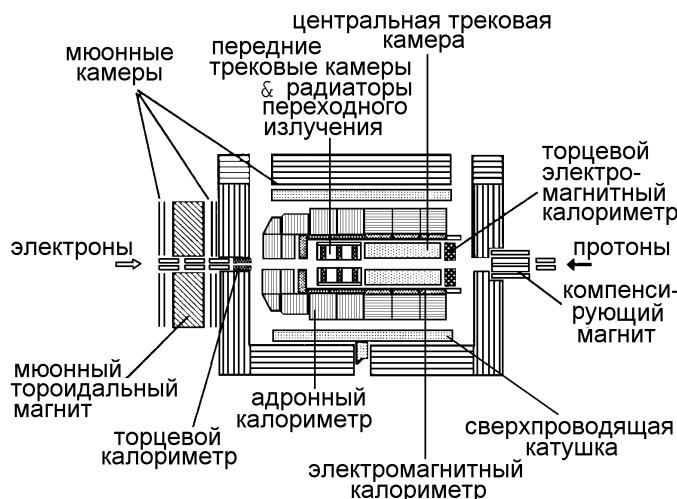


Рис. 9.8: Детектор H1 [605,606].

Данный эксперимент является хорошим примером того, какой должна быть структура триггера, чтобы уменьшить скорость записи на ленту до управляемого уровня. Поэтому данная система запуска, являющаяся типичной для экспериментов на коллайдерах с высокой светимостью, будет описана далее несколько более подробно.

Для того чтобы достичь разумной скорости регистрации в диапазоне нескольких герц и размера события около 100 килобайт, необходимо использовать различные уровни запуска аппаратуры и фильтрации программного обеспечения, чтобы сократить количество первичной информации. В Табл. 9.2 [606] обобщена информация о числе электронных каналов считывания и количестве первичных и отформатированных данных (с «устраненными нулями») для различных подсистем детектора.

Процесс принятия решения о запуске проходит в четыре стадии. В Табл. 9.3 отражены уровни запуска и фильтрации, а также коэффициент сокращения данных в каждом конкретном случае. Очень схожая структура, несколько более упрощенная, может использоваться в менее масштабных экспериментах, а также

Таблица 9.2: Компоненты главного детектора H1 и ожидаемый размер событий [606].

Подсистема главного детектора	Число каналов	Первичные данные (килобайт)	Форматированные данные (килобайт)
Дрейфовые камеры	9 648	≈ 2 470	≈ 30
МПРК	3 936	≈ 2	≈ 2
Жидкоаргоновый калориметр	45 000	≈ 262	≈ 88
Триггер калориметра	50 000	≈ 50	≈ 2
Задний калориметр	1 500	≈ 8	≈ 2
Торцевой калориметр	800	≈ 4	≈ 1
Мюонные детекторы	160 000	≈ 20	≈ 1
Светимость	256	≈ 66	≈ 0.2
Всего	≈ 270 000	≈ 2 880	≈ 125

там, где речь идет о событиях с более низкой скоростью счета, как например, в случае  $e^+e^-$  накопительных колец. Для  $e^+e^-$  экспериментов обычно адекватным является трехуровневый процесс принятия решений. А для экспериментов с еще более низкими скоростями счета, например, в экспериментах с космическими лучами или связанными с поиском распада протона, бывает достаточной и одноуровневая система запуска.

Таблица 9.3: Четыре уровня триггера детектора H1 ( $\mu$ p – микропроцессоры).

Уровень триггера	Время	Мертвое время	Скорость записи	Триггер	Основная функция
L1	2 мкс	0	1 кГц	Аппаратура подсистемы	Остановка конвейера
L2	20 мкс	20 мкс	200 Гц	Front-end аппаратура	Начало считывания
L3	800 мкс	< 800 мкс	50 Гц	Front-end программное обеспечение	Начало создания событий
L4	≈ 800 мс	≈ 0	5 Гц	Фильтровочная $\mu$ p-ферма	Регистрация данных

В *ep* эксперименте, где используется сложная четырехуровневая система запуска, первые два уровня — аппаратные триггеры, использующие информацию с подсистем, которая становится доступной через короткий промежуток времени после взаимодействия. На третьем уровне действуются программные средства, в котором используется специальная триггерная информация. Наконец, на четвертом уровне фильтрация событий осуществляется с помощью RISC-процессоров. Компромисс между необработанной информацией с одной стороны и быстрым решением с другой, достигаемый на первом уровне, сменяется на следу-

ющих уровнях на более тонкий анализ с использованием детальной информации, поступающей с различных подсистем детектора, и тщательно разработанных топологических алгоритмов. Такая структуризация уровней запуска типична для большинства физических экспериментов. Ниже различные уровни запуска будут рассмотрены более подробно.

Короткий промежуток времени между двумя последовательными столкновениями сгустков, составляющий около 100 нс, гораздо короче времени, требуемого для передачи информации по кабелям в центральную пультовую, где возможно принятие быстрых логических решений (20 м стандартного кабеля соответствует 100 нс задержки). Поэтому, чтобы не терять события, первичные данные сначала посылаются на конвейер. К полным данным с подсистем детектора с большим временем отклика, например, такими, как дрейфовые камеры и калориметры, доступ можно получить спустя 10 последующих столкновений сгустков после рассматриваемого *er* взаимодействия. На последнем этапе к одноуровневому решению о запуске, когда отбираются представляющие интерес *er* события, доступ можно получить только после 24 столкновений сгустков ( $\approx 2.4$  мкс). Это решение прерывает фазу регистрации на различных конвейерах. Поэтому до этого момента информацию со всех каналов всего детектора нужно сохранять целиком.

Идея конвейерной обработки данных имеет принципиальное значение для того, чтобы не потерять информацию. Она с успехом использовалась в ЭВМ при проведении сложных вычислений и была адаптирована для регистрации и хранения событий. Существует несколько различных типов конвейеров, обычно используемых для хранения сигналов, поступающих с различных подсистем. В некоторых случаях используются аналоговые и другие цифровые конвейеры (см. рисунок 9.9).

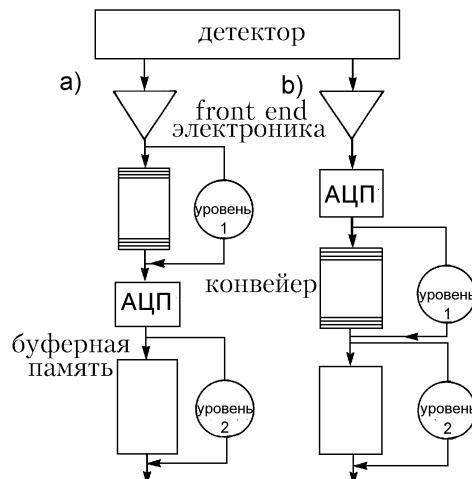


Рис. 9.9: а) аналоговый или б) цифровой конвейер первого уровня.

В нашем случае информация о времени дрейфа, поступающая с трековых детекторов, оцифровывается с помощью быстрых аналогоцифровых преобразователей (ИАЦП) шагами в 10 нс, соответствующими частоте 100 МГц. Оци-

фрованная информация заносится в быстродействующую память с произвольной выборкой. Такой вид памяти работает как кольцевой буфер. Приращение 8-ми битового адреса памяти синхронизировано с частотой столкновений 10 МГц. Таким образом, через  $2^8 \cdot 10 \text{ нс} = 2.56 \text{ мкс}$ , соответствующих порядка 25 периодам пересечения сгустков, память будет перезаписана, если только положительное решение на первом уровне не остановит конвейер и не заморозит архив последних 2.5 мкс в памяти. Сходная ИАЦП концепция электронного считывания используется в быстрых триггерах калориметров, только в этом случае частота оцифровки составляет 10 МГц.

Каждая из многочисленных проволочек в многопроволочных пропорциональных камерах генерирует один бит пороговой информации, которая записывается в синхронизированные цифровые регистры сдвига.

Информация об амплитуде, поступающая с различных калориметров, хранится в аналоговых линиях задержки, а оцифровка происходит на более поздних этапах во время мертвого времени считывания.

Общая длина конвейера у различных подсистем меняется в пределах от 25 до 37 периодов столкновений сгустков. Данная концепция центрально синхронизованной полностью конвейеризованной фронтальной системы гарантирует работу первого уровня запуска без мертвого времени.

Первый уровень запуска предназначен для того, чтобы отделить действительные *er* взаимодействия от фоновых событий на основе импульсных сигналов, поступающих с большинства подсистем. Различные триггерные элементы, каждый из которых базируется на информации с какого-то определенного детектора, объединяются и образуют триггер первого уровня. Типичными подсистемами, используемыми для предварительного запуска информации, являются быстрые трековые камеры, электромагнитные и адронные калориметры, а также счетчики антисовпадений.

К специфической триггерной информации относится, например, наличие заряженных треков в трековой системе, расстояние от них до номинальной вершины, количество электромагнитной или адронной энергии, выделившейся в калориметрах при ее суммировании в какой-то определенной области, срабатывания системы мюонных камер и другие характеристики, описывающие более или менее сложные свойства события. Отдельные единицы информации, поступающие с различных подсистем, называются триггерными элементами. Каждая подсистема детектора обычно дает до 16 подобных триггерных элементов, которые характеризуются, например, различными энергетическими порогами (низким, средним, высоким) в калориметрах или определенной комбинацией сработавших сегментов трековой камеры. Эти сигналы поступают в центральную логическую схему запуска, где в программируемой схеме совпадений генерируются так называемые субтриггерные сигналы. В эксперименте H1 на HERA можно сформировать до 128 различных субтриггеров, используя пороговые требования и требования совпадений. Субтриггеры предопределяются таким образом, чтобы велся поиск определенных сигнатур событий, указывающих на потенциально интересные события. Таким образом, сработавшие субтриггеры можно классифицировать по их физическому происхождению. Существует три класса событий, относящихся к данным субтриггерам: физические события, калибровочные события (необходимые для проверки и отслеживания работы детекторов) и события с космическими

лучами, которые полезны для калибровки. Если необходимо, скорость каждого субтриггера может быть независимо уменьшена и комбинация логических ИЛИ всех субтриггерных сигналов обеспечивает последний триггер первого уровня. Такая схема работы, синхронизированная с сигналом столкновения сгустков, дает возможность принимать триггерное решение для каждого столкновения пучков.

Более высокие уровни, 2 и 3, активируются только в том случае, если с триггера первого уровня поступает сигнал о возможном интересном событии. Уже указывалось, что триггер первого уровня работает без мертвого времени, а принятие положительного решения останавливает конвейер данных. Триггер второго уровня имеет мертвое время, составляющее около 20 мкс. Этот уровень запуска предусмотрен для анализа сложных событий. Он основан на топологической информации с отдельных подсистем. Использование преимуществ и вычислительных возможностей микропроцессоров и широкое применение алгоритмов параллельных решений, позволяет упростить разработку быстрых триггеров. Подобные инструменты идеально подходят для быстрых триггерных систем. Для принятия быстрых решений также часто используется метод нейронных сетей, использующий преимущества многомерного совпадения между триггерными элементами различных подсистем.

Если исследуемое событие проходит второй уровень принятия решений, начинается длительный процесс считывания с детекторных элементов. Он, например, включает оцифровку аналоговых сигналов в калориметрах, соответствующих энергетическим потерям, и алгоритмы поиска событий, базирующиеся на оцифрованной информации с дрейфовых камер. Современные алгоритмы поиска треков отбирают и сохраняют только сигналы от сработавших проволочек (подавление нулей). Тем самым размер события сокращается и сохраняется только полезная информация.

Самое большое время обработки, составляющее около 1 мс, является результатом того, что в таких детекторах используются калориметры, обладающие огромной сегментированностью. Сегментированность требуется потому, что калориметры должны обеспечить информацию не только о суммарном поглощении энергии в подсистемах, но и связать измеренные значения энергии с маленьими калориметрическими башнями для того, чтобы стала известной пространственная зависимость распределения энергии. Можно легко получить порядка 50000 каналов считывания калориметра. С помощью фермы процессоров цифровых сигналов, работающих параллельно, производится подавление нулей, вычитание пьедестала, делается коррекция, калибровка и суммирование калориметрических сигналов. Во время этой фазы считывания неизбежно возникает мертвое время, которое используется для дальнейшего анализа (триггер третьего уровня). Решение на третьем уровне вычислений обычно становится доступным через несколько сотен микросекунд. Если на третьем уровне происходит отказ от события, то конвейер данных немедленно реактивируется. В противном случае событие поступает в центральную систему сбора данных.

Вычисления для триггеров как второго, так и третьего уровней базируются на одной и той же информации, поступающей от триггера первого уровня. Возрастающая сложность триггера и увеличивающиеся от первого к третьему уровню временные затраты отражают увеличивающуюся способность принятия

решений в данных системах.

На последнем, в рассматриваемом примере, четвертом уровне запуска триггер строится на параллельной системе из нескольких R3000 RISC-процессорных плат, так называемой фильтрующей ферме. Данный уровень интегрируется с системой сбора данных (см. также Раздел 9.4). Это позволяет получить полный доступ к необработанным данным в буфере памяти. RISC-процессоры работают таким образом, что на свободную плату процессора поступает всегда только одно событие, где оно будет полностью обработано до того, как будет принято решение о его принятии или отклонении. Программное обеспечение состоит либо из быстрых алгоритмов, предназначенных специально для фильтрационной фермы, либо является частью стандартной автономной программы восстановления события. На четвертом уровне производится неавтономное восстановление заряженных треков и определяется энергия события. На следующем этапе выработанные для фильтрации критерии применяются к этим величинам, что позволяет идентифицировать и удалять фоновые события. Критерии отбраковки базируются, в основном, на знании характеристик события, например, положения вершины взаимодействия вдоль линии пучка. Наконец, принятое событие посыпается обратно в буфера памяти, куда оно доставляется по волоконно-оптическому каналу связи в буфера памяти в главном компьютерном центре.

### 9.3 On-line мониторирование

На этой стадии реконструированные данные со всех подсистем впервые соединяются вместе так, что выходные данные с фильтрационной фермы можно использовать для on-line мониторирования и калибровки, а также для вывода событий на дисплей в режиме on-line. События, представляющие особый интерес, распознаются и помечаются, просто используя маску триггерных битов первого уровня, соединенных с более точной информацией, поступающей с фильтрационной фермы. Подобные события могут передаваться по запросу в on-line задачу отображения событий.

Из-за сложности детектора и большого числа электронных каналов, надлежащее функционирование которых должно быть гарантировано в период проведения эксперимента, должна существовать процедура, позволяющая непрерывно контролировать необходимые параметры. Для идентификации проблем, которые могут возникнуть в различных частях детектора или сочитывающей электроникой, в процессе работы детектора непрерывно строятся гистограммы распределения по различным параметрам, куда поступают on-line результаты с реконструированных модулей, которые могут проверяться on-line и сравниваться с гистограммами, сделанными в предыдущие прогоны. С помощью большого количества процессов автоматически ведется поиск аномального поведения и, в случае необходимости, выдаются предупреждающие сообщения.

Кроме этого, в результате процедуры реконструкции выдаются калибровочные данные. Набор калибровочных констант собирается в одну общую базу данных, которая регулярно обновляется с тем, чтобы в процессе реконструкции использовались только самые последние калибровочные константы.

## 9.4 Сбор данных

Конечно, между решениями на более высоких уровнях запуска и задачами сбора данных не существует строгой границы. Тем не менее, можно сказать, что триггеры в большой степени ориентированы на техническое обеспечение, в то время как сбор данных преимущественно относится к сфере программного обеспечения.

Сбор данных (СД) - это процесс сбора и калибровки первичных данных, поступающих из различных частей детектора, а также их накопления в носителях информации, откуда они могут автономно извлекаться для обработки. Разработанный и хорошо отработанный метод регистрации данных заключается в том, что данные группируются в логические блоки — так называемые события — соответствующие одному первичному взаимодействию частиц. Затем первичные данные преобразуются в физические наблюдаемые величины, такие как импульс, масса, энергия, время и т.д. В этом состоит главная цель процедуры реконструкции, которая будет описана в следующей главе.

Стандарт передачи данных, используемый во многих системах сбора данных, содержит сотни обрабатываемых элементов и основывается на промышленном стандарте IEEE VMEbus. Это обеспечивает большую гибкость при наращивании вычислительных возможностей. Основная логическая структура типичной СД-системы, в данном случае речь идет о H1-эксперименте на HERA, показана на Рис. 9.10 [606].

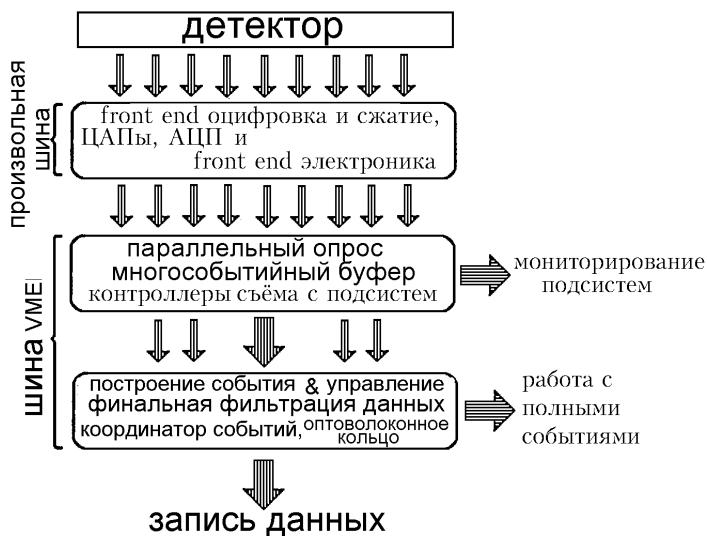


Рис. 9.10: Блочная диаграмма системы сбора данных в H1.

В электронике оцифровки, установленной на детекторе, используются различные типы каналов, например, VMEbus, Fastbus и другие решения в зависимости от цели; однако, в системе практически повсеместно используется VMEbus стандарт. Данные с электроники различных подсистем считаются параллельно и поступают в индивидуальные отдельные для каждой подсистемы крейты, контролируемые компьютерами. У каждого из них есть буфер памяти, находящийся

в VMEbus, и оптико-волоконный канал связи с построителем, координирующим событие. После оцифровки производится сжатие и форматирование данных, создаются полные записи события, которые передаются по оптико-волоконному каналу связи. На этом этапе данные уже готовы для окончательной фильтрации триггером четвертого уровня, как описано выше.

## 9.5 Медленный контроль

Сложность и размеры современных детекторов, используемых в экспериментах по физике элементарных частиц, требуют того, чтобы все операции с детектором и его регулировка осуществлялись с помощью программного обеспечения дистанционно. Концепция медленного контроля включает в себя регистрацию, мониторинг и контроль всех параметров эксперимента, которые должны оставаться на фиксированных, заранее определенных уровнях в период проведения эксперимента. Эти величины напрямую не связаны с данными о событии, но, тем не менее, оказывают существенное влияние на качество данных. В рамках большого эксперимента можно выделить несколько основных зон для медленного контроля. К ним относятся:

- мониторинг высокого напряжения и тока на всех субдетекторах;
- газовая система в дрейфовых, многопроволочных пропорциональных и иононных камерах (газовый поток, температура, давление, чистота);
- низкое напряжение во всех элементах детектора (предусилители, формирователи, линейные усилители и т.д.);
- температура front-end электроники, включая охлаждение детектора;
- мониторинг и контроль магнитов;
- контроль криогенной системы сверхпроводящих магнитов или детекторов на жидких инертных газах;
- система блокировки.

Обычно имеется несколько сот величин, которые необходимо мониторировать и регулировать.

В период инициализации каждой из подсистем медленного контроля нужно зафиксировать номинальное значение и допустимый диапазон изменения каждой величины в соответствии с установочными параметрами, хранящимися в центральной базе данных. Мониторинг медленного контроля осуществляет поиск отклонений величин от заранее определенных установочных параметров и выдает предупредительные или аварийные сообщения согласно заранее установленным правилам. Если обнаружены значительные отклонения, предупредительные или аварийные сообщения передаются в систему записи данных. Они также включаются в данные о событиях, чтобы иметь возможность судить о качестве данных в процессе анализа в режимах on-line или off-line. Из-за сложной и потенциально

опасной природы некоторых величин, требующих контроля, генерируется аварийный сигнал, чтобы можно было немедленно разобраться с возникшей критической ситуацией, например, в случае чрезвычайных обстоятельств снизить высокое напряжение или магнитные поля без вмешательства оператора.

## Глава 10

# Обработка информации

Цель физики — узнать число.  
Аноним.

Область знаний, известная как обработка информации (анализ данных), простирается от получения первичных данных до опубликования физических результатов [607]. Первичные данные, представляющие собой набор отобранных сигналов, которые фильтруются и передаются считывающей электроникой, служат в качестве исходной информации для анализа. Из нее получают физические величины. В настоящее время в экспериментах по физике элементарных частиц выходные данные, получаемые с нескольких подсистем, обычно объединяют для получения полной информации об изучаемом физическом процессе. Затем эта информация сравнивается с физической гипотезой или используется для поиска чего-то неожиданного и нового.

В этой главе речь пойдет о различных этапах обработки информации на примере эксперимента ALEPH, проводимого на  $e^+e^-$  накопительном кольце LEP (см. Раздел 11.12). Анализом данных в этом эксперименте можно пользоваться как руководством для других экспериментов сравнимой сложности. Обработка информации, получаемой на экспериментальных установках с меньшим количеством подсистем, не требует такой изощренности. Общую схему анализа данных, описываемую ниже, можно легко адаптировать к экспериментам, проводимым в совершенно других областях, таких как ядерная астрофизика, защита от космических лучей или излучения. Однако, здесь не преследуется цель подробного рассмотреть все аспекты обработки информации.

### 10.1 Информация из детекторов для анализа данных

Любой физический анализ начинается с информации, полученной от системы сбора данных и хранящейся на дисках или магнитных лентах в форме первичных данных. В случае экспериментов на коллайдерах они представляют собой оцифрованные данные, получаемые из всех частей детектора: дрейфовых камер, спинтилляционных счетчиков и т.д. Объединяя эти входные данные с калибровочными константами, такими как скорость дрейфа и момент столкновения  $t_0$ ,

можно получить положение электрона, инициирующего лавину, как в плоскости, перпендикулярной проволочке, так и вдоль нее. Аналогично во времязпрекционных камерах (ВПК) положение треков, ортогональных магнитному полю, определяется положением сработавших проволочек в дрейфовых камерах, закрывающих ВПК с обоих концов. Измерение времени дрейфа завершает трехмерное восстановление точки события.

Кроме этого, хранится также до десяти тысяч подобных оцифровок и формы сигналов, индуцированных заряженными частицами. Они помогают при идентификации частиц с использованием зависимости удельной ионизации заряженных частиц от массы и импульса.

Во многих экспериментах по физике элементарных частиц энергия измеряется с использованием комбинации электромагнитных и адронных калориметров. Обычно используются калориметры с поглотителями, размещенными между камерами или сцинтилляторами, и выдающие аналоговую информацию, пропорциональную накопленной энергии. Точность определения координаты частицы, прошедшей через детектор, ограничивается степенью секционированности калориметра. Секционированность электромагнитных калориметров выше, чем у адронных. Энергетическое разрешение для адронов меньше аналогичной величины для электронов и фотонов из-за смешанного состава адронного ливня (электромагнитных и адронных частиц в ливне). Поэтому адронные калориметры имеют смысл выполнять хорошо секционированными лишь для компенсирующих калориметров (см. Раздел 7.3). Максимальное число каналов считывания, с которыми можно работать, является еще одним ограничителем числа ячеек калориметра.

Если в качестве активного слоя в калориметре используются сцинтилляторы, то они также обеспечивают временную информацию о частицах, проходящих через детектор. Это справедливо и в отношении других систем типа камер с резистивными пластинами, искровых счетчиков и искровых камер.

Дополнительная информация, получаемая например, от черенковских счетчиков, где регистрируется положение и диаметр черенковских колец, или детекторов переходного излучения, в которых измеряется выход фотонов рентгеновского излучения, облегчает идентификацию частиц.

Суммарный объем информации составляет до  $\approx 100$  кбайт на событие. При скорости счета от 10-100 кГц необходима достаточно сложная схема запуска, чтобы скорость записи на ленту, составляющая лишь несколько герц, соответствовала поступающему потоку данных. Выбор между записью на диск или оптические устройства определяется наличием финансовых и коммерческой доступностью. В качестве компромисса можно записывать события из системы сбора данных через буферный диск на магнитную ленту.

Хранящиеся данные необходимо записывать в машинно-независимом формате. Для коллаборации, в которой участвуют около 400 физиков из десятков институтов, требуется неограниченный доступ к данным. Кроме того, данные должны быть доступны из программ на FORTRAN — языке программирования, широко используемом в физике.<sup>1</sup> Однако фиксированная величина массивов и несовместимость в этом языке различных типов данных (реальных, целых, строк) плохо подходит для работы с данными с детекторов. Поэтому, для динамичного управления данными используются дополнительные программные пакеты: BOS [608],

<sup>1</sup> Для обработки современных экспериментов широко используется C++

ZEBRA [609] и HYDRA [610]. Информация, считываемая с какого-либо детектора или его подсистемы, например, мюонных камер, хранится в банке данных. Последний может содержать свое имя, номер сработавшей проволочки, время дрейфа и канал связи со следующим банком. Для того, чтобы определить все срабатывания, нужно пройти по всем банкам сработавших мюонных камер, пока не будет пройден последний из них. Это дает возможность осуществлять динамическое хранение, а не использовать матрицу с размерами, достаточными для того, что хранить максимально возможное число срабатываний, ожидаемых в событии.

Если необходима более быстрая запись данных, то описанную процедуру нужно разбить на два этапа. На первом этапе необработанные данные из системы сбора данных записываются на диск или ленту. При этом может осуществляться и так называемое подавление незначащих нулей. На втором этапе записываются пространственные координаты с трековых камер и энергии с калориметров; этот процесс называется предварительной обработкой.

## 10.2 Распознавание и реконструкция треков

### 10.2.1 Поиск треков

Заряженные частицы, проходящие сквозь систему для измерения треков, реконструируются по своим измеренным пространственным координатам. Уровень сложности для всех трековых устройств можно понять по событию в центральной дрейфовой камере в эксперименте UA1 [611], изображенном на Рис. 10.1. Цилиндрическая камера длиной 6 м и диаметром 2.2 м показана в разрезе вдоль оси пучка. Проволочки перпендикулярны линии пучка, параллельны дипольному магнитному полю 0.7 Тл и делят камеру на 46 дрейфовых объемов. На Рис. 10.1а показана зарегистрированная в детекторе картина, а на Рис. 10.1б представлены реконструированные треки.

При нахождении треков можно придерживаться двух крайних подходов. Прямой метод, состоящий в том, чтобы перебирать все возможные комбинации срабатываний, требует слишком много времени. Число комбинаций при тысячах точек просто огромно, и необходимо дать обоснование всем возможным «кандидатам в треки» с тем, чтобы не использовать точки дважды, т. е. в нескольких треках. Другой подход представляет собой глобальный метод, при котором все треки классифицируются одновременно. Для точек, расположенных близко в пространстве, значения определенных функций заносятся в  $n$ -мерную гистограмму. Точки, принадлежащие одному и тому же треку, должны быть близкими в этом пространстве. Простым примером может являться реконструкция треков, идущих из точки взаимодействия при отсутствии в детекторе магнитного поля. На гистограмме отношения  $\Delta y / \Delta x$  пики соответствуют значениям наклонов прямых, описывающих прямые треки.

На практике пользуются методом, совмещающим оба эти подхода. Его использование в значительной степени зависит от устройства камеры и изучаемой физики.

Одним из часто используемых методов является так называемый дорожный. Его легче всего объяснить на примере мюонных камер, состоящих из двух

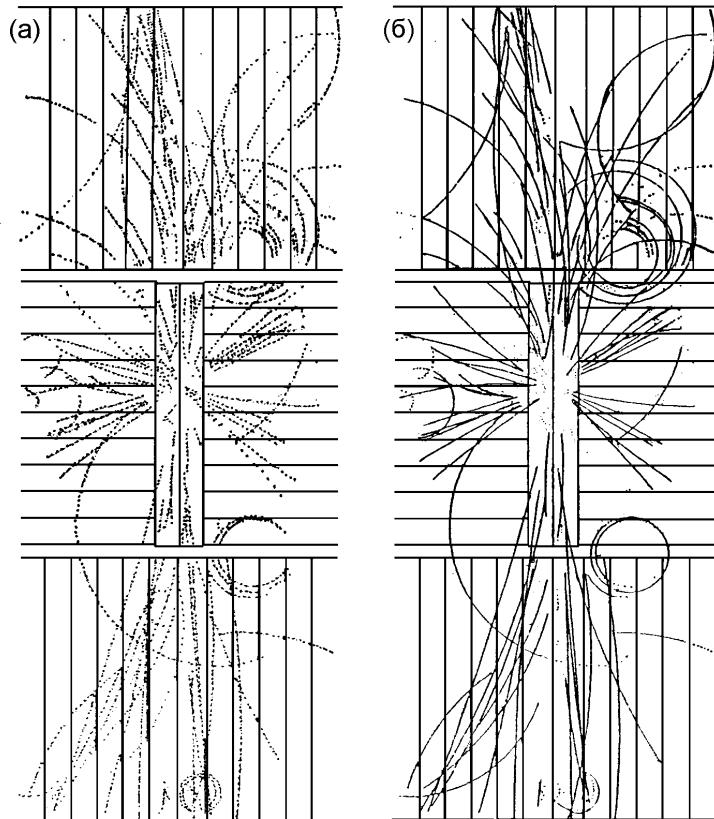


Рис. 10.1: Реконструкция типичного события в центральной дрейфовой камере UA1. Показан продольный разрез (вдоль оси пучка, проходящей вертикально). Магнитное поле перпендикулярно показанной проекции [611]. а) Визуализированная картина в детекторе; б) реконструированные треки.

двойных слоев дрейфовых трубок, расставленных в шахматном порядке (см. Рис. 10.2). Реконструированные пространственные координаты заряженной частицы, находящейся вне магнитного поля, лежат на прямой линии. Из-за лево-правосторонней неопределенности дрейфовых камер для каждой точки реконструируются две координаты, одна из которых — истинная точка трека, другая — зеркальное срабатывание.

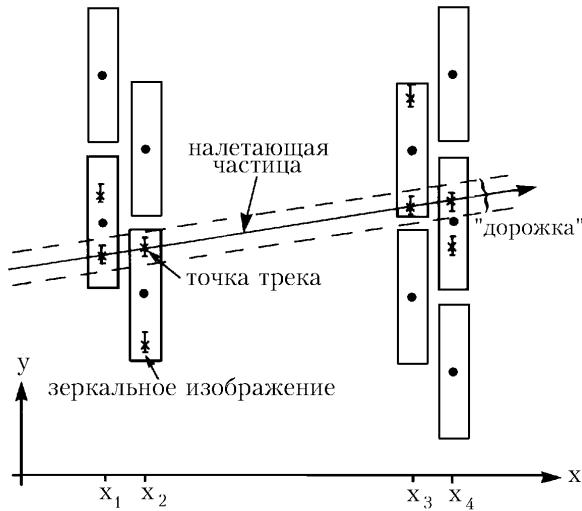


Рис. 10.2: Нахождение треков с помощью дорожного метода и подгонки прямой линией.

Возможные треки находятся из списка перестановок четырех точек, лежащих на дорожке шириной, грубо соответствующей пространственному разрешению (в мм или см).

Для каждой из четырех точек на дорожке с координатами  $x_1, \dots, x_4$  имеются измерения  $y_i$  с погрешностью  $\sigma_i$  (здесь ошибки подразумеваются гауссовскими). При подгонке прямой линией [103,612] ожидаемые положения  $\eta_i$  по отношению к измеренному  $y_i$  являются линейными функциям  $x_i$ :

$$\eta_i = y_i - \epsilon_i = x_i \cdot a_1 + 1 \cdot a_2$$

или

$$\vec{\eta} = \vec{y} - \vec{\epsilon} = \mathcal{X} \cdot \vec{a}, \quad (10.1)$$

где  $a_1$  — наклон, а  $a_2$  — отрезок, отсекаемый на оси  $y$ . Для независимых измерений ковариационная матрица  $\mathcal{C}_y$  является диагональной:

$$\mathcal{C}_y = \begin{pmatrix} \sigma_1^2 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_2^2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_3^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \sigma_4^2 \end{pmatrix} =: \mathcal{G}_y^{-1}.$$

Значения  $\vec{a}$  получают методом наименьших квадратов, минимизируя функционал

$$\chi^2 = \vec{\epsilon}^T \mathcal{G}_y \vec{\epsilon},$$

который следует  $\chi^2$ -распределению с  $4 - 2 = 2$  степенями свободы:

$$\vec{a} = (\mathcal{X}^T \mathcal{G}_y \mathcal{X})^{-1} \mathcal{X}^T \mathcal{G}_y \vec{y}.$$

В итоге ковариационная матрица для  $\vec{a}$  задается следующим уравнением:

$$\mathcal{C}_a = (\mathcal{X}^T \mathcal{G}_y \mathcal{X})^{-1} =: \mathcal{G}_a^{-1}.$$

Как показано на Рис. 10.2, из-за наличия неоднозначности точки можно подогнать несколькими треками-кандидатами. Чтобы разрешить эту проблему,  $\chi^2$  можно транслировать в доверительный интервал, исходя из предположения, что прямая линия является истинной и что треки считаются хорошими при уровне достоверности, например, более 99%. Однако чаще выбираются кандидаты с наименьшим значением  $\chi^2$ . Согласно данному методу, зеркальные срабатывания исключаются и неоднозначности разрешаются.

Точки, которые были использованы, маркируются так, чтобы они не рассматривались для следующего трека. Когда все четырехточечные треки найдены, ведется поиск трехточечных треков, что позволяет учесть неэффективность дрейфовых трубок и мертвые зоны между ними.

Для больших камер со множеством треков, находящихся обычно в магнитном поле, поиск последних ведется следующим образом. Процедура начинается в тех местах дрейфовой камеры, где плотность срабатываний наименьшая, т. е. в месте наибольшего удаления от точки взаимодействия. На первом этапе ведется поиск трех последовательных срабатываний проволочек. Ожидаемая траектория заряженной частицы в магнитном поле представляет собой спираль. Как приближение спирали, три точки подгоняются параболой, которая затем экстраполируется к следующему слою проволочек или сегменту камеры. Если обнаружено согласование срабатываний в пределах ошибки, то производится подгонка новой параболой. От пяти до десяти последовательных точек образуют сегмент трека или цепочку. Под последовательностью понимается то, что нет срабатываний на не более чем двух соседних проволочках. Поиск цепочки завершается, когда дальнейшие точки не найдены или когда они не удовлетворяют определенным критериям качества. Когда поиск сегмента трека завершен, сегменты связываются с помощью метода прослеживания трека.

Цепочки на дуге соединяются вместе и делается подгонка спирали. Точки, которые слишком сильно отклоняются по  $\chi^2$ , отвергаются и подгонка спирали делается повторно. Трек экстраполируется к точке максимального приближения к месту взаимодействия. При окончательной подгонке более точно учитывается распределение магнитного поля и используется более сложная модель трека. Например, в эксперименте ALEPH максимальное приближение к линии пучка по  $r\varphi$  обозначено  $d_0$  с  $z$ -координатой в точке  $z_0$  ( $z$ -координата измеряется параллельно магнитному полю вдоль пучка; см. Рис. 10.3). Параметры спирали составляют вектор  $\vec{H} = (d_0, z_0, \varphi_0, \lambda_0, \omega_0)$ , где  $\varphi_0$  — угол трека на плоскости  $r\varphi$  по отношению к оси  $x$  в точке максимального приближения,  $\lambda_0$  — угол наклона в этой точке,  $\omega_0$  — кривизна трека. В некоторых случаях используется вектор  $(d_0, z_0, p_x, p_y, p_z)$ , где  $p_x, p_y, p_z$  — составляющие импульса трека в точке максимального приближения. Данная процедура также обеспечивает получение ковариационной матрицы  $\mathcal{C}$  для спирали.

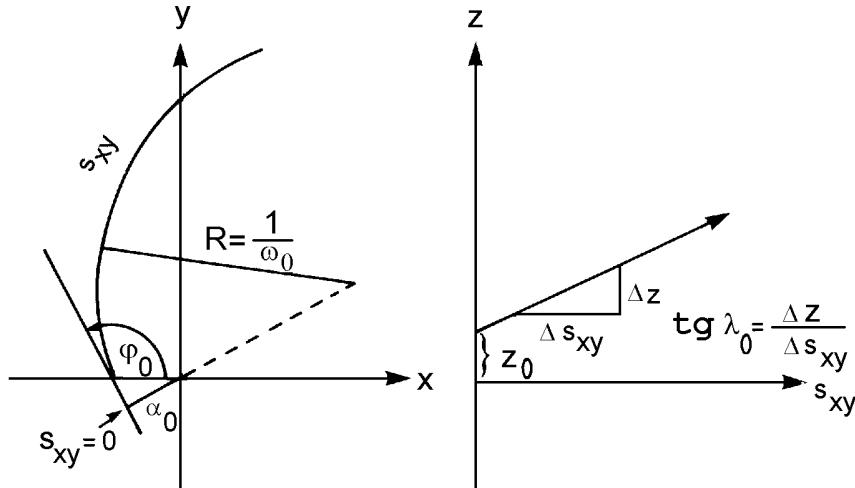


Рис. 10.3: Определение параметров спирали. Слева показана проекция спирали на  $xy$ -плоскость, перпендикулярную магнитному полю и пучку; справа —  $z$ -координата в зависимости от  $s_{xy}$ .

Другая стратегия поиска треков заключается в использовании нейронных сетей [613,614]. Из Рис. 10.1, видно, что человеческий глаз совместно с отделом головного мозга, отвечающим за обработку изображений, может легко различать срабатывания, образующие треки. Глаз игнорирует недостатки камеры, такие как неэффективности и шумовые срабатывания. Такие методы программирования называются нейронными сетями. В них большое количество «ворот» — нейронов — связано между собой «синапсами», описываемыми матрицей напряженностей  $T_{ij}$  ( $T_{ii} = 0$ ). Значения напряженности могут быть как положительными (возбуждающими), так и отрицательными (тормозящими). Соединения пространственных координат в координатной камере  $S_i$  (нейроны) образуют входные данные для сети. Динамика сети задается по следующему правилу корректировки:

$$S_i = \Theta\left(\sum_j T_{ij} S_j\right),$$

где  $S_i = 1$  для соединений, которые относятся к треку,  $S_i = 0$  — в остальных случаях. Далее строится и минимизируется энергетическая функция, где сглаженные треки принадлежат глобальным минимумам:

$$E = -\frac{1}{2} \sum_{ij} T_{ij} S_i S_j. \quad (10.2)$$

Для того, чтобы не оказаться в локальном минимуме, в уравнение (10.2) вводится «температура», после чего оно решается методом итераций. Идея состоит в том, чтобы с помощью температуры сгладить  $\Theta$ -функцию дискриминатора, который принимает или отвергает входную информацию. Она копирует эффект, который конечная температура имеет на шагообразное распределение Ферми-Дирака при  $T = 0$ . Обычно в энергетическую функцию (уравнение (10.2)) также

вводится «сдерживающий» член, еще называемый «затратным». Более подробное описание поиска треков с помощью нейронных сетей можно найти в [615].

Знание положения точки взаимодействия представляется особо важным, если необходимо определить время жизни частиц. Для коллайдеров положение входящих пучков известно с точностью до  $\approx 200$  мкм или даже лучше, в то время как длина сгустков может находиться в диапазоне от нескольких миллиметров до полуметра. Точка взаимодействия подгоняется с использованием всех треков с максимальным приближением к линии пучка, обычно составляющим менее 200 мкм. Такое ограничение позволяет исключить частицы, которые не исходят из первичной вершины — такие, как  $K_s^0, \Lambda^0, \bar{\Lambda}^0$ , называемые  $V^0$ , и конверсии фотонов, которые производят пары противоположно заряженных частиц.

### 10.2.2 Определение энергии

Как только импульс определен по кривизне в магнитном поле, энергия заряженной частицы также становится также известной, если исходить из предположения, что частицы являются пионами, что в большинстве случаев соответствует действительности. Для нейтральных частиц измерения делаются, полагаясь на калориметрическую информацию, что подробно описано в Главе 7 и Разделе 11.12. В этом контексте важно различать между нейтральными калориметрическими объектами типа  $\pi^0$  или фотонами — с одной стороны — и электронами и кластерами от частиц с минимальной ионизацией — с другой. В двух последних случаях калориметрические объекты могут ассоциироваться с заряженными частицами в координатной системе.

### 10.2.3 Идентификация частиц

Еще один важный вид входной информации для обработки — это идентификация частиц. Различные методы идентификации, такие как измерение энергетических потерь  $dE/dx$ , использование черенковских счетчиков и детекторов переходного излучения были описаны в Главе 6. Различная продольная и поперечная структура поглощения энергии в калориметрах используется для того, чтобы отделить электроны от адронов. Простейший метод состоит в обрезаниях по соответствующим параметрам формы ливня. Более сложная процедура предполагает сравнение продольных и поперечных ливней с эталоном, используя  $\chi^2$ -тест или нейронные сети. В этом случае (как и при физическом анализе; см. ниже) в отличие от поиска треков, используются многослойные сети упреждения. Входные нейроны — каждый нейрон представляет энергию, поглощенную в калориметрической ячейке — соединяются с некоторым «весом» со всеми нейронами в следующем слое до тех пор, пока не будут получены один или несколько входных нейронов в последнем слое. Результат, который может составлять от нуля до единицы, показывает, исходили ли входные данные от пиона или электрона. «Веса» соединения нейронов можно регулировать и получать, минимизируя затратную функцию, что делается при помощи итерационного обучающего алгоритма, называемого методом обратного распространения [613,614].

Сравнение данных процедур для разделения электронов и пионов в калориметре можно найти в [616].

Методы, которые описывались до сих пор, относились к стабильным частицам. Они идентифицируются по своему характерному поведению в период прохождения через детектор или в процессе полного поглощения.

Для частиц с ненулевой длиной распада, обычно составляющей от нескольких сот микрометров до метра, применяется косвенный метод. Точка их распада, измеренная в координатной камере, хорошо отличается от точки первичного взаимодействия. Продукты распада регистрируются с высокой точностью, что позволяет реконструировать свойства частицы. Типичные кандидаты — слабо распадающиеся частицы типа  $B$ ,  $D$  и  $V^0$ -мезоны ( $K_s^0, \Lambda^0$ ) и барионы (см. Раздел 4.11, Рис. 4.66). Конверсия фотона происходит следующим образом: фотон может превратиться в  $e^+e^-$  пару на стенке координатной камеры, вакуумной камеры и т.д. Вероятность конверсии в типичных детекторах часто составляет порядка нескольких процентов. Если пренебречь массами протона и электрона и отдачей ядра, то  $e^+e^-$  треки — параллельны. В этом можно убедиться по квадрату реконструированной массы фотона:  $m_\gamma^2 = 2p_{e^+}p_{e^-}(1 - \cos\theta)$ , где  $\theta$  — угол раствора между электроном и позитроном. На Рис. 10.4 показана картина конверсии фотона в сравнении с  $\Lambda^0$  распадом. Два трека, реконструированные при конверсии фотона, могут либо пересекаться, либо не иметь общей вершины из-за погрешностей измерения. Точной конверсии считается точка, в которой оба трека параллельны ( $m_\gamma^2 = 0$ ) на плоскости, перпендикулярной магнитному полю. Импульс фотона представляет собой векторную сумму  $e^+$  и  $e^-$  треков в точке конверсии или в ближайшей к ней точке.

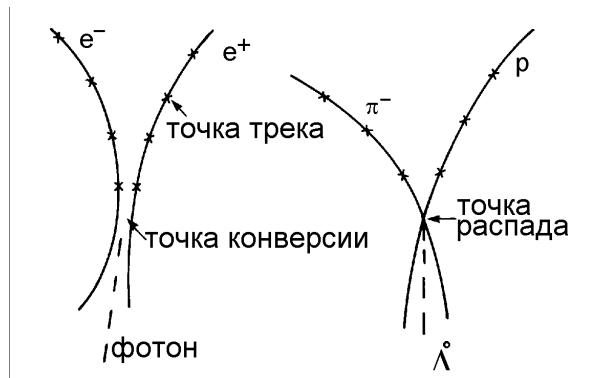


Рис. 10.4: Картина конверсии фотона и  $\Lambda^0$ -распад.

Для частиц большой массы (например,  $\Lambda^0$  с  $m = 1.116 \text{ ГэВ}/c^2$ ) угол раствора конечен, а траектории протона и пиона пересекаются. Наибольшее сближение двух траекторий в пространстве является хорошим приближением для точки распада. Однако, более точной будет геометрическая подгонка, использующая параметры двух треков, полученные при их аппроксимации (вектора  $\vec{H}_i$ ) и матрицу их ошибок ( $\mathcal{C}_j$ ) с последующей подгонкой  $\chi^2$ . При двух треках и десяти измерениях  $\mathcal{H} = (\vec{\mathcal{H}}_\infty, \vec{\mathcal{H}}_\epsilon)$ , а также девяти определяемых параметрах  $\mathcal{Q} = (\vec{D}, \vec{p}_1, \vec{p}_2)$  (точка распада —  $\vec{D}$  и два импульса  $\vec{p}_1, \vec{p}_2$ ), имеем подгонку с одной степенью свободы. Вычисления [103,612,617] подобны аппроксимации прямой линией, описанной выше. Ковариационная матрица, однако, не диагональна, так как пять

трековых переменных скоррелированы. Это матрица  $10 \times 10$ , состоящая из двух субматриц размерами  $5 \times 5$ . Существенная разница состоит в том, что ожидаемые значения девяти параметров  $Q$  не являются линейными функциями измерений  $\mathcal{H}$ . По этой причине нужно получить параметры с помощью разложения в ряд Тейлора и аппроксимировать  $\mathcal{X}$  (см. уравнение (10.1) по первой производной  $\delta\mathcal{H}/\delta Q$ ). Эта матрица оценивается по предполагаемому начальному значению  $Q_0$ . Улучшенные параметры  $Q_1$  получают, используя метод наименьших квадратов и итерационную процедуру.

Зная массу  $\Lambda^0$ , можно включить ее в подгонку в качестве дальнейшего ограничения. Кроме того, может быть известна точка рождения  $\Lambda^0$ ; обычно это первичная вершина. Поэтому при кинематической подгонке можно использовать тот факт, что направление полета  $\Lambda^0$  совпадает с суммой  $\vec{p}_1 + \vec{p}_2$  импульсов продуктов распада. Данная процедура позволяет получить события типа  $V^0$  с высокой чистотой и эффективностью.

Идентификация частиц только по их инвариантной массе применяется для коротковивущих частиц, когда точку распада невозможно отделить от точки столкновения частиц.

Особого подхода требует нейтрино. Эту частицу нельзя зарегистрировать обычным способом. Она (практически) не взаимодействует с материей и не поддается регистрации. Чтобы определить энергию возможного нейтрино, необходимо зарегистрировать все другие частицы в детекторе. Каждому энерговыделению в калориметре ставится в соответствие вектор с длиной, пропорциональной измеренной энергии и направлением, задаваемым линией, соединяющей точку взаимодействия со сработавшей ячейкой калориметра. Ненулевая сумма этих векторов указывает на наличие недостающей энергии и ее направление. Если это так, тогда ее можно отнести на счет нейтрино. Нужно исходить из предположения, что ни одна частица не полетела, например, в вакуумную камеру. Так как это нельзя гарантировать, особенно в экспериментах на  $p\bar{p}$  коллайдерах, обычно ограничиваются анализом поперечной компоненты импульса. При жестком рассеянии протона и антiprotona происходит столкновение только одного кварка и антикварка. Другие составляющие частицы фрагментируют в струи, близкие к оси пучка, и частично не регистрируются. Следовательно, событие будет иметь продольный дисбаланс, и можно использовать только поперечный импульс нейтрино. Конечно, нужно позаботиться о других поправках: мюоны оставляют в калориметре только небольшую долю своей энергии. В этом случае недостающую энергию нужно скорректировать, используя разницу между импульсом мюона, измеренным в координатной камере, и его энергией, наблюдаемой в калориметре.

Таким образом, можно сделать вывод, что идентификация частиц происходит параллельно с реконструкцией всего события.

### 10.3 Реконструкция событий

Событие в столкновении при высокой энергии включает в себя всю информацию, собранную с детектора. Объединяется информация, собранная об импульсах и энергиях частиц, а также об их типе (идентификация). Как можно было видеть из примера определения импульса нейтрино, для этого используются данные, полученные с различных подсистем.

К примеру, мюоны и пионы можно различить, объединив информацию, поступающую с двух подсистем детектора. Для этого используются две камеры — координатная — для определения импульса и другая — расположенная за поглотителем — для фильтрации мюонов и остановки пионов. В струе, где множество частиц располагается близко друг к другу в пространстве и по направлению, необходимо решить, какой именно трек относится к сработавшей мюонной камере. Подобная связь треков с разных подсистем называется сшивкой. Все треки, направленные в мюонные камеры, экстраполируются и их положение и направление при пересечении мюонных камер сравнивается со срабатываниями мюонной камеры. Выбирается трек с наилучшей средней сшивкой  $\chi^2 = (\chi_p^2 + \chi_a^2)/2$ , где величины

$$\chi_p^2 = \frac{(\Delta x_1)^2}{\sigma^2(\Delta x_1)} + \frac{(\Delta x_2)^2}{\sigma^2(\Delta x_2)},$$

$$\chi_a^2 = \frac{(\Delta\varphi)^2}{\sigma^2(\Delta\varphi)} + \frac{(\Delta\lambda)^2}{\sigma^2(\Delta\lambda)},$$

являются мерой  $\chi^2$  для сшивки положения и угла между треком в мюонной камере и экстраполированным треком.  $\Delta x_i$  ( $i = 1, 2$ ) — разницы в координатах между экстраполированным и измеренным треками в мюонных камерах.  $\Delta\varphi$  и  $\Delta\lambda$  обозначают разницу между соответствующими углами. Погрешности четырех переменных,  $\sigma(\Delta x_i)$ , где  $x_i = x_1, x_2, \varphi, \lambda$ , состоят из трех компонентов, которые прибавляются к квадратуре  $\sigma^2 = \sigma_e^2 + \sigma_\mu^2 + \sigma_{sys}^2$ . Здесь  $\sigma_e$  означает погрешность экстраполированного трека из-за неточности измерения координаты, неточности из-за многократного рассеяния и несовершенного знания магнитного поля.  $\sigma_\mu$  — погрешность трека в мюонной камере, а  $\sigma_{sys}$  — неточность геометрической юстировки используемых подсистем детектора. Юстировка — это определение точного положения подсистем в пространстве, их внутренней структуры и относительных положений. Относительные положения различных частей детектора измеряются в период сборки. Точность юстировки повышается в период сбора данных при использовании космических лучей или других событий с низкой множественностью типа  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ ,  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ . Чтобы добиться корректировки от проволочки к проволочке, для повышения статистики необходимо использовать  $q\bar{q}$  события.

Некоторые подсистемы, в которых части детектора накладываются друг на друга, оборудуются встроенной юстировкой. Дальнейшее улучшение достигается с помощью оптической юстировки и лазеров [618].

## 10.4 Моделирование событий

Чтобы извлечь физический результат, измеренные данные необходимо сравнить с теоретическими предсказаниями. В сложных детекторах или в комбинации из множества подсистем при анализе многочастичных событий применяются чрезвычайно сложные критерии отбора. В результате очень трудно сравнивать данные с аналитическими теоретическими предсказаниями. Кроме того, для получения адекватного теоретического предсказания необходимо учесть аксептанс детектора и его отклик на регистрируемые частицы.

Именно по этой причине для описания данных широко распространено использование моделирования методом Монте-Карло. Название Монте-Карло, места, где находятся одни из самых известных в мире казино, указывает на то, что в данном случае моделирование основано на случайных числах.

Подобное моделирование осуществляется в два этапа. Первый этап является общим для всех экспериментов на одном и том же ускорителе. Он состоит в описании генератором события процесса рождения частиц (например,  $p\bar{p} \rightarrow W^\pm + -$ ,  $e^+e^- \rightarrow$ ).

На втором этапе очень подробно моделируется отклик детектора на попадающие в него частицы. Частицы «проводятся» сквозь детектор, учитывая изменение их траектории в магнитном поле, взаимодействие с веществом детектора, а также отклик активных элементов детектора. Важным обстоятельством является совпадение форматов результата моделирования и реальных данных, полученных в детекторе. Сравнение этих данных друг с другом позволяет интерпретировать наблюдаемые физические явления и проверять справедливость сделанных при моделировании предположений.

Однако применения метода Монте-Карло могут быть самыми разными. Этот метод:

- помогает сконструировать и оптимизировать детектор в соответствии с тем физическим явлением, которое будет изучаться, учитывая его частоту, фон, виды частиц и т. д.;
- позволяет разрабатывать и проверять программы реконструкции и обработки до того момента, как в эксперименте будут зарегистрированы первые реальные события;
- при обработке полученной информации позволяет:
  - разработать стратегию для анализа и оптимизации разбиения данных, что является крайне важным для дальнейшей обработки;
  - сравнивать между собой данные различных экспериментов после того, как определены аксептанс и эффективность детектора;
  - сравнивать теоретические предположения и экспериментальные результаты и делать выводы об интерпретации наблюдаемых явлений либо как соответствующих теории — и тогда можно определить свободные параметры теории или модели — либо как требующих новых моделей для объяснения наблюдаемых физических явлений.

#### 10.4.1 Генераторы событий

Предполагается, что генераторы событий должны описывать все физические процессы, происходящие в эксперименте на данном ускорителе. В  $e^+e^-$  экспериментах на LEP требуются генераторы, описывающие образование  $s$ -канальной фермионной пары,  $s$ - и  $t$ -канальное Баба-рассеяние и  $\gamma\gamma$  взаимодействия. Метод Монте-Карло можно также использовать для изучения фона от синхротронного излучения, вклада космических лучей и взаимодействия пучка с остаточным газом. Существуют также программы, описывающие новые явления, предсказываемые теоретически, такие как суперсимметрия [619].

Для того, чтобы промоделировать какой-то определенный процесс, например,  $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow$ , исходят из предположения о факторизации процесса. На первом этапе происходит жесткое рассеяние электронов и позитронов, в результате чего образуются партоны, т. е., кварки и глюоны. Данный процесс основывается на пертурбативной квантовой хромодинамике (КХД). Соответствующие диаграммы Фейнмана вычислить до всех порядков нельзя, но их можно разложить в ряд. Существуют два дополняющих друг друга подхода (см. Рис. 10.5). В методе матричных элементов диаграммы оцениваются полностью до фиксированного порядка по сильной константе связи  $\alpha_s$ . При партон-ливневом подходе все основные вклады суммируются. Для рождающихся кварков и глюонов характерно «невылетание», т. е. мы не можем наблюдать их в свободном состоянии, а лишь в виде адронов, в которые они переходят. Переход в адроны нельзя предсказать с помощью КХД и поэтому его описывают с помощью феноменологических моделей фрагментации. Нестабильные адроны распадаются в соответствии с известными временами жизни и относительными вероятностями распада.

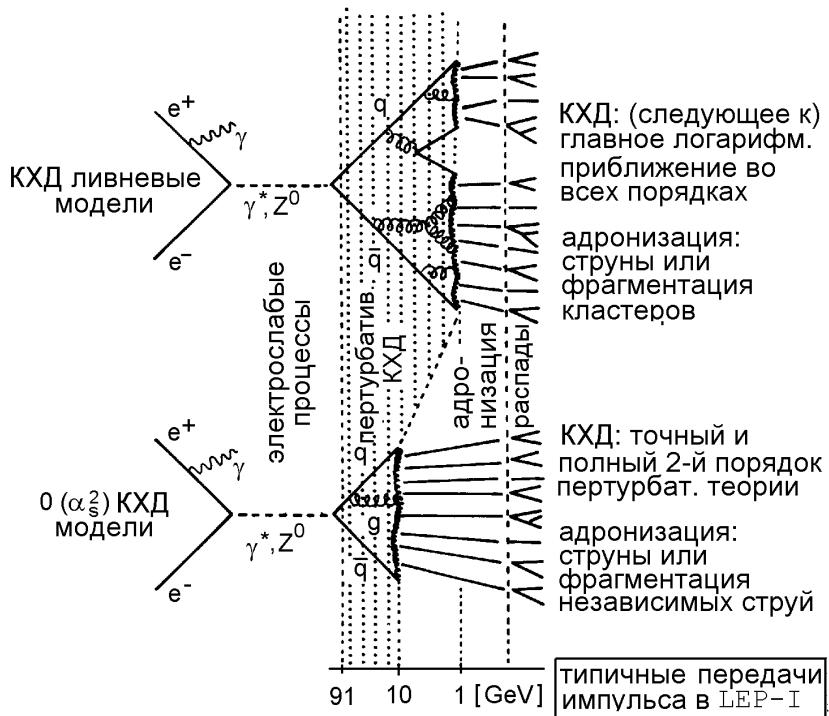


Рис. 10.5: Иллюстрация пертурбативной КХД и адронизации для реакции  $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow$ . Указаны различные фазы процесса: электрослабые взаимодействия, пертурбативная КХД, адронизация и распад частиц [620].

Моделирование начинается с ряда случайных чисел: ряда чисел, который не-предсказуем и невоспроизводим. Истинные случайные числа можно получить в таком физическом процессе, как радиоактивный распад. Исходя из практических соображений, когда весь анализ делается с помощью компьютеров, используется ряд псевдослучайных чисел. Они производятся компьютером с помо-

шью численных алгоритмов и не являются строго случайными, но имеют миллиардный и даже больше период, что является достаточным для генерации события. Подобные случайные числа можно получить в виде стандартной функции FORTRAN, например, в виде значений  $RNDM(x)$ , равномерно распределенных между нулем и единицей. Если требуется распределение определенной физической величины, такой как угол созданной  $q\bar{q}$  пары относительно оси пучка, можно использовать следующую методику. Предположим, что  $f(x)$  ( $f(x) \geq 0$ ) с  $x_{\min} < x < x_{\max}$  — ожидаемое распределение. Для простоты можно предположить, что первообразная функция  $F(x) = \int f(x)dx$  нормирована следующим образом:  $F(x_{\max}) - F(x_{\min}) = \int_{x_{\min}}^{x_{\max}} f(x)dx = 1$  и  $F(x_{\min}) = 0$ . Тогда, если  $x$  есть результат  $RNDM(x)$ , обратная функция  $F^{-1}(x)$  будет распределена как  $f(x)$ , то есть равномерно между нулем и единицей.

К сожалению, только несколько функций  $f(x)$  «ведут себя» так хорошо, что можно воспользоваться описанным преобразованием. Даже рождение  $q\bar{q}$ -пары имеет угловую зависимость  $(1 + \cos^2 \theta)$ , которую сложно получить, используя данный подход. Следовательно, нужно применять другой метод. Пользуясь функцией  $f(x)$  при  $0 < f(x) < f_{\max}$ , сначала выбирают случайное число  $x_1$  в диапазоне от  $x_{\min}$  до  $x_{\max}$ :

$$x_1 = x_{\min} + RNDM(x) \cdot (x_{\max} - x_{\min}) .$$

Если для второго случайного числа  $x_2 = RNDM(x)$ , произведение  $x_2 \cdot f_{\max} < f(x_1)$ , то  $x_1$  принимается в качестве искомой случайной переменной, а если нет — оно отвергается.

Для более сложных функций  $f(x)$ , например, с острыми пиками, требуются особые процедуры. Описания различных методик можно найти в [621,622].

Моделирование сечений всегда требует положительной функции  $f(x)$ , описывающей вероятность. Читатель, знакомый с КХД, понимает, что это может создать проблемы. Полное сечение в первом порядке по  $\alpha_s$  с двумя или тремя партонами в конечном состоянии является конечным. Однако, конечное состояние из одних трех партонов является инфракрасно и коллинеарно расходящимся, поэтому в моделирование в качестве свободного параметра нужно ввести некоторое обрезание, чтобы предотвратить ситуацию, когда сечения с двумя кварками станут отрицательными.

В целом, генератор события может иметь от десятка до сотен свободных параметров. Затем рассматриваемый процесс (здесь  $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow$ ) моделируется, а все угловые распределения, относительные вероятности распада,夸ковый состав и т.д. выбираются с помощью случайных чисел. Некоторые параметры, такие как энергия налетающих пучков, должны задаваться генератору в качестве входных данных. Другие, типа сильной константы связи  $\alpha_s$ , могут быть определены настройкой параметров метода Монте-Карло, позволяющей хорошо описывать данные.

Краткое описание генераторов событий на LEP можно найти в [619]. Информацию о генераторах для протонных коллайдеров ( $p\bar{p}$  или  $e^-p$ ) можно найти в [623,624]. Последние требуют также знания структурных функций [625], которые описывают распределение импульса партонов в налетающих адронах.

### 10.4.2 Моделирование детектора

В качестве входных данных для пакета программ моделирования детектора служат генерируемые четырех-векторы частиц. Практически всегда в качестве ядра такого моделирования выступает программа GEANT [626,627]. Она описывает все важные виды взаимодействия частиц с веществом. Моделирование электромагнитных взаимодействий подобно тем, которые осуществляются в библиотеке EGS [628]. Адронная часть в программе GEANT основана на программе GHEISHA [629], которая была соответствующим образом модифицирована, чтобы улучшить моделирование частиц с энергиями ниже 4 ГэВ [630] (HADRIN, NUCRIN и FLUKA).

Входные данные для моделирования представляют собой детальное описание детектора, включая возможное магнитное поле. Даётся описание геометрии, а для каждой части детектора приводится состав материала, включая атомный номер  $Z$ , массу  $A$  и плотность.

Частицы, которые моделируются генератором событий, затем «проводятся» через детектор. На каждом шаге, например, при продлении траектории частицы на один сантиметр принимается решение относительно того, какое взаимодействие произойдет. Определяется вероятность различных возможных процессов и с помощью случайных чисел определяется процесс, который моделируется на этом шаге. Для процессов, отобранных таким образом, требуются дополнительные случайные числа, чтобы описать, например, угол рассеяния, ионизацию и т.д. Размер шага — это параметр, который необходимо подбирать в зависимости от сегментированности детектора. Малый размер шага увеличивает время расчета моделируемого процесса, но в любом случае он должен быть небольшим по сравнению с размерами элементов детектора. Расчет траектории должен, конечно же, включать чувствительность активного материала. Эта чувствительность, например, для поглощения энергии и процесса оцифровки, также моделируется. На последнем шаге выходные данные записываются в формате, аналогичном формату оцифровки реальных данных, полученных с детектора.

## 10.5 Физический анализ

Стратегия анализа данных в сильной степени зависит от той физики, которая исследуется. Отбор событий и выделение какого-то конкретного процесса требуют хорошего понимания рассматриваемых физических процессов. Наличие систематических эффектов и их влияние на желаемый уровень точности требует специального подхода для каждого исследуемого процесса.

Основные приемы физического анализа очень схожи в различных случаях. Например, открытие нейтрино при взрыве Сверхновой звезды SN1987A требовало тщательного отбора событий в момент достижения ими Земли [380,381]. Картина событий в водяных черенковских счетчиках должна соответствовать ожидаемым процессам взаимодействия  $\nu_e$  и  $\bar{\nu}_e$  в 10 МэВном диапазоне. Было необходимо отделить нейтрино Сверхновой от взаимодействий фоновых нейтрино в атмосфере. Этого удалось добиться, так как большую часть атмосферных нейтрино составляют мюонные нейтрино, которые в ходе своего взаимодействия рождают мюоны. Последующий распад мюонов однозначно указывал на фоновое

происхождение события.

Скорость, распределение по энергии и направление полета нейтрин отдали возможность определить общее число нейтрин, испущенных Сверхновой в ходе делептонизации и термоиспускания. Эти результаты, наряду с данными наблюдений в оптическом диапазоне, позволяют сделать выводы о типе Сверхновой и деталях гравитационного коллапса исходной звезды.

Ниже будут объяснены основные черты анализа данных в эксперименте по физике элементарных частиц<sup>2</sup> на примере распада  $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0\gamma$ , где целью анализа является определение количества гиперонов  $\Sigma^0$ , рожденных на одно адронное событие в реакции  $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow$  при  $E_{\text{сум}} = 91.2$  ГэВ. Анализ основан на данных, собранных в ALEPH эксперименте на LEP (см. также Раздел 11.12).

Адронные события характеризуются двумя группами частиц, расположенных вплотную друг к другу, которые называются струями (см. Рис. 4.47а и Рис. 4.60). Иногда, когда испускаются глюоны, можно увидеть третью или четвертую струю. Когда событие полностью зарегистрировано в детекторе, т. е., события отбираются таким образом, что ось  $q\bar{q}$ , представленная двухструйной осью (струйность, сферичность [632]), образует большой угол по отношению к пучку, можно наблюдать высокую множественность рождения заряженных частиц — около 20 треков. Большая часть из 91.2 ГэВ энергии в системе центра масс регистрируется в калориметре. Таким образом, адронные события отбираются с большой эффективностью при обрезании по числу заряженных треков ( $\geq 5$ ) либо полной энергии (тогда  $E_{\text{общ}} \geq 20\% \cdot E_{\text{сум}}$ ), либо энергии заряженных частиц, летящих из первичной вершины (тогда  $E_{\text{общ}} \geq 10\% \cdot E_{\text{сум}}$ ). Фон подавляется ниже процентного уровня. У процесса  $e^+e^-$  и  $\mu^+\mu^-$  множественность конечного состояния равна двум, а  $\tau^+\tau^-$  события в значительной мере также подавляются;  $\tau$  распадается с вероятностью 85% на одну заряженную плюс нейтральную частицы («однотрековое» состояние); вероятность распада на «трехтрековое» конечное состояние составляет около 15%.  $\gamma\gamma$  события, при которых фотоны, излучаемые входящими электронами и позитронами, взаимодействуют, имеют в три раза меньшую множественность заряженных частиц и меньшую «видимую» энергию. Регистрацией событий от космических лучей и взаимодействия пучка с остаточным газом можно пренебречь.

$\Sigma^0$  распад имеет очень четкую картину: рождается частица  $\Lambda^0$ , которую можно легко зарегистрировать по большой длине распада и низкоэнергетичному фотону. Разница масс между  $\Sigma^0$  и  $\Lambda^0$  ( $\Delta m = 1192.55$  МэВ/ $c^2$  -  $1115.63$  МэВ/ $c^2$  = 76.92 МэВ/ $c^2$ ) слишком мала, чтобы происходил сильный распад. Гиперон  $\Sigma^0$  проявляется в виде узкого резонанса<sup>3</sup>. Для регистрации фотонов используется их конверсия в  $e^+e^-$  пару. Прекрасное разрешение по импульсу времязадеющей камеры дает лучшее определение энергии, чем при непосредственном измерении энергии фотона в калориметре (см. Раздел 11.12). Однако, эффективность регистрации все равно мала.

Чтобы изучать конкретные физические вопросы, детектор уже на стадии разработки может быть спроектирован так, чтобы быть хорошо приспособленным к соответствующим реакциям. На больших универсальных детекторах на LEP

<sup>2</sup> В этом анализе определенный знак заряда также подразумевает и его сопряженный знак.

<sup>3</sup> Среднее время жизни, составляющее  $7 \cdot 10^{-20}$  с, все еще слишком мало, чтобы использовать его при регистрации.

эксперименты делаю таким образом, чтобы одновременно изучать множество различных реакций. По этой причине специальный анализ, например, изучение  $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0\gamma$ , является составной частью обработки различных процессов. Это позволяет воспользоваться тем, что одновременно имеются результаты схожих анализов. Рождение  $\Lambda^0$  ранее тщательно изучалось на LEP [617,633]. По этой причине каждое новое изучение должен использовать менее известные аспекты анализа. Регистрация  $\Sigma^0$  страдает от низкой эффективности. Конверсия фотонов, очень часто отвергаемая как фон при  $V^0$  исследованиях, требует тщательного изучения и, кроме того, может стать источником наибольшей погрешности.

Отбор гиперонов  $\Sigma^0$  начинается с выделения  $\Lambda^0$ -кандидатов. Лучше использовать  $\Lambda^0$  из кинематической реконструкции (см. Рис. 10.6). Известно, что таким образом можно получить чистые события с высокой эффективностью.

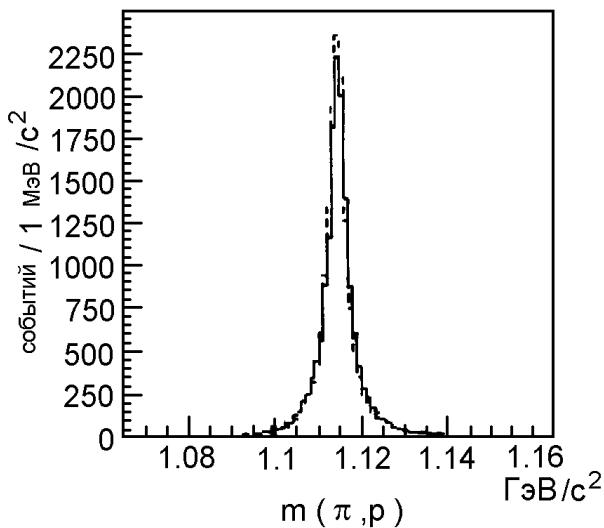


Рис. 10.6: Инвариантная масса  $m(p, \pi^-)$  для отбора  $\Lambda^0$ -кандидатов после кинематической реконструкции. Сплошная линия показывает распределение экспериментальных данных, пунктирующая — монте-карловское моделирование.

Кроме того, налагается требование на минимальную длину распада, чтобы избежать комбинаторного фона от треков из первичной вершины. Обрезание по номинальной массе  $\Lambda^0$  (например,  $\pm 3\sigma$ ) и по качеству трека при реконструкции распада  $\Lambda^0$  еще больше «очищает» отобранные события.

Как уже упоминалось, рождение  $\Lambda^0$  хорошо изучено и с помощью сравнения данных и Монте-Карло по критерию  $\chi^2$  — можно, например, проверить, была ли правильно промоделирована вероятность рождения  $\Lambda^0$ . При этом по критерию  $\chi^2$  сравниваются распределения по инвариантной массе  $m(\pi, p)$  для эксперимента и моделирования. Вклады от  $\Lambda^0$  и фона при монте-карловском моделировании полагаются известными.

Следующая задача состоит в том, чтобы идентифицировать низкоэнергетичные фотоны при  $\Sigma^0$ -распаде. Доля фотонов в конечных адронных состояниях известна не очень хорошо. Понимание величины конверсии фотонов основано

на правильном моделировании материала в различных подсистемах. Оно может быть несовершенным потому что, например, трудно моделировать положение кабелей. По этой причине, чтобы определить абсолютную вероятность конверсии, в качестве мишени должна быть выбрана хорошо известная часть детектора, которая является однородной и гомогенной. Газ в ВПК является прекрасным кандидатом для этого и позволяет осуществлять коррекцию возможно несовершенного монте-карловского моделирования.

На Рис. 10.7 в виде гистограммы показано распределение по инвариантной массе  $m(\Sigma^0) - m(\Lambda^0)$  [634,635]. Разность масс обладает лучшим разрешением из-за низкого значения  $Q$  для распада. Ожидаемый в моделировании  $\Sigma^0$ -сигнал показан пунктирной линией.

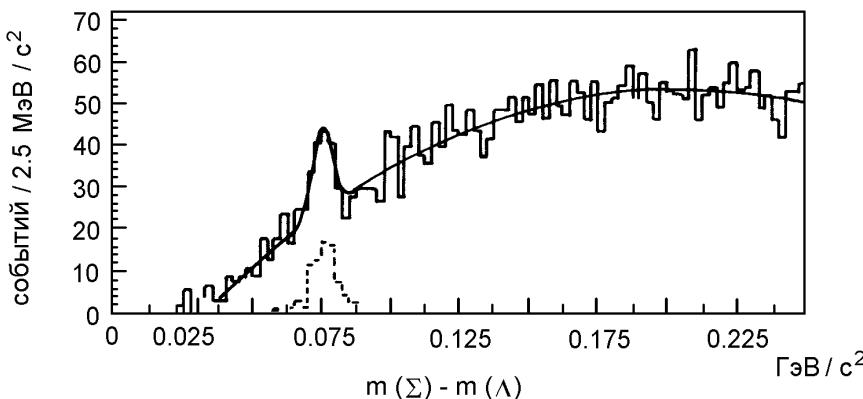


Рис. 10.7: Разность масс  $\Delta m = m(\Sigma^0) - m(\Lambda^0)$ . Пунктирной линией показан ожидаемый в моделировании  $\Sigma^0$ -сигнал.

Количество гиперонов  $\Sigma^0$  в эксперименте получено путем подгонки инвариантного спектра масс аналитической функцией [636]. Для этого используется сумма многочлена третьего порядка и гауссовское распределение. Многочлен описывает форму фона, а гауссовское распределение соответствует форме  $\Sigma^0$ -резонанса. В данном случае гауссовское распределение вполне оправдано, так как в ширине пика доминирует экспериментальное разрешение. Подгонка функции лучше прямого сравнения, так как если масса пика и его ширина выступают в качестве свободных параметров, автоматически учитывается влияние разрешения. Применяя данную процедуру к выборке из 977 240 адронных событий, получаем в сумме  $90 \pm 17$  гиперонов  $\Sigma^0$ .

Чтобы преобразовать это значение в истинное число  $\Sigma^0$  на событие, необходимо определить эффективность отбора и процедуры подгонки. Количество  $\Sigma^0$ , рожденных при моделировании, известно. Производя такой же анализ, как и для эксперимента, получаем эффективность как отношение реконструированных  $\Sigma^0$  к изначально генерированным  $\Sigma^0$ :  $\epsilon = n^{\text{рек}}(\text{MC})/n^{\text{ген}}(\text{МК})$ . Это дает следующее соотношение:

$$n^{\text{истин}}(\text{данные}) = n^{\text{рек}}(\text{данные})/\epsilon .$$

Тем самым мы получаем количество  $\Sigma^0$  на событие, которое равно:

$$n(\Sigma^0 \text{ на событие}) = n^{\text{истин}}(\text{данные})/977\,240.$$

Статистическая погрешность по 90 наблюдавшимся  $\Sigma^0$  составила 17. Помимо статистической погрешности необходимо также определить систематическую ошибку анализа. Во многих видах анализа ее можно определить только наугад. Ниже мы остановимся на проблеме систематических ошибок более подробно. Анализ  $\Sigma^0$  начался с отбора критериев для кинематических переменных, который основывался на интуиции и опыте. Для того, чтобы получить представление о систематической ошибке, эти критерии варьируют в разумных пределах. Результат должен быть инвариантным относительно их выбора. Критерии должны всегда давать выборку, в которой моделирование понимается хорошо. Кроме того, их подбирают таким образом, чтобы ошибка была сведена к минимуму. В принципе можно оптимизировать отбор, одновременно варьируя все критерии. На практике, однако, было показано, что варьирование критериев по одному является более практическим. Это позволяет понять, какие критерии дают наибольший вклад в систематическую ошибку. Оптимизированные критерии обычно находят итерацией.

Дальнейшее изучение систематических ошибок можно проиллюстрировать на подгонке спектра инвариантной массы  $\Lambda^0\gamma$ . Сигнал можно описать, используя фиксированную, хорошо известную массу и ширину  $\Sigma^0$ , включая разрешение детектора. В качестве альтернативы, можно взять массу, ширину и форму спектра из монте-карловского моделирования или оставить их в качестве свободных параметров подгонки.

Для редких событий важно правильно понимать фон. Моделировать фон можно, например, выбирая  $\Lambda^0$ -кандидаты с малой длиной распада и комбинируя их с конверсиями. При таком отборе  $\Lambda^0$  будут доминировать ошибочные кандидаты из комбинаторного фона. Описанная процедура схожа с методом, известным как «комбинация ошибочного знака», который часто используется при анализе распадов. Смешивание  $\Lambda^0$ -кандидатов и фотонов из разных событий также дает возможность исследовать фон. Кроме того, используя монте-карловское моделирование, нужно изучить эффекты возникновения «ложного»  $\Sigma^0$  ( $\Xi^0 \rightarrow \Lambda^0\pi^0, \pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ ), где один фотон распада не регистрируется детектором.

При анализе процесса с низкой статистикой статистическая ошибка моделирования может вносить значительный вклад в получаемый результат. Если скорость рождения искомых частиц мала, можно использовать специальные методы монте-карловского моделирования. В этом случае генерируется либо определенный тип частицы, либо отбираются интересные события, и полученное подмножество пропускают через полное моделирование детектора. Моделирование детектора более временная процедура (на один или два порядка выше), чем генерация событий и ограничивает использование Монте-Карло на компьютерах. Когда эффективность отбора мала, как в случае описываемого  $\Sigma^0$  анализа, возможен другой подход. Низкая эффективность отбора в случае  $\Sigma^0$  связана с низкой вероятностью конверсии фотонов в  $e^+e^-$  пару. Более эффективная оценка получается при отборе  $\Sigma^0$  при моделировании, как и прежде, но сохраняя все события независимо от того, произошла конверсия фотона или нет. Затем каждое событие взвешивается с учетом вероятности конверсии фотона. Эта вероятность

определяется по всем фотонам, которые преимущественно поступают из распада  $\pi^0$ , и не страдает от низкой статистики. Чтобы получить низкие систематические ошибки, используя данную процедуру, необходимо параметризовать вероятность конверсии как функцию импульса и угла к линии пучка. Последняя учитывает угловую зависимость толщины материала и состав.

Использование различных генераторов событий также важно при изучении систематики, в особенности в случае рождения  $\Sigma^0$ , так как форма импульсного спектра  $\Sigma^0$  известна не очень хорошо. Разница в результатах при использовании двух различных моделей для фрагментации показывает величину влияния, которое оказывает разумное варьирование спектра.

Визуальный просмотр реконструированных событий и сканирование также являются важным инструментом для понимания фона. До появления детекторов с полностью электронным считыванием сканирование было стандартным способом анализа событий, например, в пузырьковых или искровых камерах. Изначально сканирование требовалось для классификации и интерпретации событий, теперь же им руководствуются при распознавании и выборе стратегий на современных компьютерах. Результаты, в особенности для выбранных редких распадов, проверяются визуально. Обнаружение  $W^\pm$  в эксперименте UA1 основывалось на сканировании. Оно также требуется для контроля работы детектора. Во время набора данных оно является составной задачей мониторинга (см. Глава 9), а в режиме «off-line» оно используется для проверки юстировки, в процедурах подгонки и реконструкции событий.

Все исследования систематики, описанные выше, могут использоваться в качестве стратегии анализа и сами по себе. Кроме того, существует огромное множество и других методов. Вместо монте-карловского моделирования для получения абсолютной скорости рождения частицы можно использовать процесс с известным сечением. Нейронные цепи хорошо подходят для оптимизации отбора. Видно, что только воображение может ограничить способы нахождения наилучшего метода для проведения физического анализа.

## Глава 11

# Применения детекторов

Детекторы излучения находят себе обширную сферу применения. Они используются в совершенно различных областях, от медицины и экспериментов в космосе до физики высоких энергий и археологии [1,474,637,638].

В медицине, и в особенности в ядерной медицине, визуализирующие устройства обычно используются в том случае, если нужно определить геометрические размеры и функциональные характеристики внутренних органов, например, путем регистрации  $\gamma$ -излучения от контрастных веществ (радионуклидов), введенных в организм человека.

В геофизике возможен поиск минералов с помощью естественной и наведенной  $\gamma$ -радиоактивности. При проведении космических экспериментов очень часто ставится задача измерения солнечных и галактических частиц. В этой связи особая роль принадлежит сканированию радиационных поясов Земли (пояса Van Аллена) при проведении пилотируемых космических экспедиций. Многие астрофизические проблемы могут быть решены только с помощью экспериментов в космосе.

В ядерной физике доминирующее положение занимают методы спектроскопии  $\alpha$ -,  $\beta$ - и  $\gamma$ -излучения с применением полупроводниковых детекторов и сцинтилляционных счетчиков [15]. Основной сферой применения детекторов частиц являются физика высоких энергий и космического излучения [9,10,33,639–641]. С одной стороны, можно исследовать элементарные частицы до размеров  $10^{-17}$  см, а с другой — попытаться получить информацию об источниках космического излучения, измеряя сверхэнергичные  $\gamma$ -кванты ( $10^{15}$  эВ).

В археологии измерение поглощения мюонов дает возможность исследовать структуры, доступ к которым другим способом невозможен. Например, при поиске полостей внутри египетских пирамид. В гражданском и подземном строительстве можно определить массу зданий, измеряя поглощение мюонов.

Ниже приводятся примеры экспериментов, в которых использованы вышеописанные детекторы и методики измерений.

### 11.1 Радиационные камеры

Получение изображений внутренних органов и костей человеческого тела с помощью рентгеновского или  $\gamma$ -излучения основано на различном поглощении радиации разными органами. При использовании рентгеновских лучей получаемое изображение по сути представляет собой тень, записанную на рентгеновскую

пленку. Рентгеновское излучение великолепно подходит для получения изображения костей; что же касается внутренних органов, то их изображение получается недостаточно контрастным. Это связано с практически одинаковой поглощающей способностью тканей и органов.

Если необходимо исследовать функции органов, то пациенту могут быть введены радиоактивные контрастные вещества. Эти радионуклиды накапливаются в определенных органах, что позволяет получить изображение органа и его возможной патологии. В качестве контрастных веществ для костей человека могут использоваться  $^{90}\text{Sr}$ , для щитовидной железы —  $^{131}\text{I}$  или  $^{99}\text{Tc}$ , для почек —  $^{99}\text{Tc}$  и  $^{198}\text{Au}$  для печени. В общем, рекомендуется применять  $\gamma$ -испускающие контрастные вещества с малым периодом полураспада для того, чтобы воздействие излучения на пациента было минимальным.  $\gamma$ -излучение, испускаемое исследуемым органом, необходимо регистрировать с помощью детектора, позволяющего реконструировать изображение этого органа.

Единичный небольшой детектор  $\gamma$ -излучения, например, сцинтилляционный счетчик, обладает существенным недостатком: с его помощью в каждую единицу времени можно измерять активность только одного элемента изображения (пикселя). При использовании такого детектора огромное количество информации остается невостребованным; если нужно измерять большое число пикселей, что обычно необходимо для получения хорошего пространственного разрешения, то время, требуемое для воссоздания целостной картины органа, является неоправданно долгим, а доза облучения, получаемая пациентом, — очень большой.

По этой причине была разработана так называемая « $\gamma$ -камера», дающая изображение объекта с помощью одного детектора большой площади. Однако, для работы подобной системы требуется, чтобы имелась возможность регистрировать и реконструировать точку возникновения  $\gamma$ -излучения. Для этого можно использовать детектор больших размеров на основе сцинтиллятора  $\text{NaI}(\text{Tl})$ , который просматривается матрицей фотоумножителей (Рис. 11.1, [637,642]).  $\gamma$ -излучение, исходящее от человеческого тела, коллимируется многоканальным коллиматором для того, чтобы получить информацию о направлении вылета гамма-квантов.

Количество света, регистрируемого фотоумножителем, находится в линейной зависимости от  $\gamma$ -активности части органа, расположенного под ним. Свет от фотоумножителей позволяет получать проекцию изображения органа, основанную на удельном поглощении им контрастного вещества, испускающего  $\gamma$ -излучение. Отклонения в работе органа распознаются по характерной модификации  $\gamma$ -активности.

Позитрон-эмиссионная томография (ПЭТ) дает возможность реконструировать трехмерные изображения органа. В этом методе человеку вводят  $\beta^+$ -радиоактивное вещество. Позитроны, испущенные радионуклидами, имеют очень короткий пробег (порядка нескольких миллиметров) и аннигилируют в два моноэнергетических  $\gamma$ -кванта с энергией по 511 кэВ:

$$e^+ e^- \rightarrow \gamma + \gamma .$$

Закон сохранения импульса приводит к тому, что  $\gamma$ -кванты разлетаются строго в противоположных направлениях. Если оба  $\gamma$ -кванта регистрируются с помощью сегментированного сцинтилляционного детектора, который окружает исследуе-

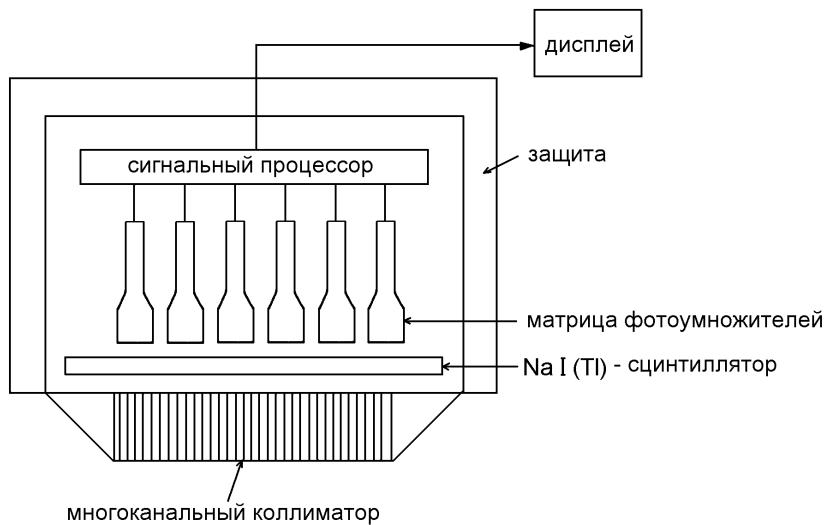


Рис. 11.1: Схематическое изображение « $\gamma$ -камеры» большой площади.

мый объект, то они должны были быть испущены из точки, лежащей на линии, соединяющей два сработавших сегмента. Измеряя большое число пар  $\gamma$ -квантов, можно получить трехмерную структуру органа и тем самым выявить его возможную патологию (см. Рис. 11.2).

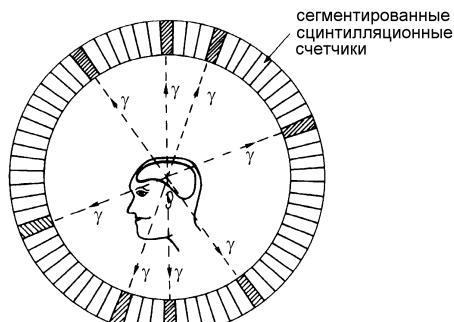


Рис. 11.2: Схематическое изображение позитрон-эмиссионного томографа.

Технология ПЭТ также является превосходным инструментом для проведения зондирования, например, структуры мозга. Она гораздо более информативна, чем электроэнцефалограмма (ЭЭГ). При ПЭТ сканировании кровь или глюкозу маркируют  $\beta^+$ -радионуклидами и впрыскивают в кроветок пациента, что позволяет тщательно исследовать функции мозга. Если ведется наблюдение за тем, как пациент выполняет различные функции, например, смотрит, слушает музыку, говорит или думает, то в ту область мозга, которая в первую очередь отвечает за выполнение данной функции, будет более активно поступать маркированная кровь или глюкоза, чтобы обеспечить необходимой энергией выполнение этой функции. Аннигиляционные  $\gamma$ -кванты, испускаемые из этих областей, позволя-

ют восстанавливать изображения областей поглощения глюкозы, выявляя тем самым те области мозга, которые связаны с различными видами умственной деятельности [643,644].

## 11.2 Исследование поверхности медленными протонами

Для определения химического состава поверхностей существует целый ряд недеструктивных методов, одним из которых является рентгеновское излучение, вызванное протонами (РИВП). При прохождении медленных тяжелых заряженных частиц (например, протонов) через вещество вероятность их взаимодействия с веществом мала. Частицы теряют энергию на ионизацию и возбуждение атомов среды. В ходе ионизации высвобождаются электроны из K, L, M-оболочек. Если высвободившиеся оболочки заполняются электронами с более высоких оболочек, то энергия возбуждения атома испускается в виде рентгеновского излучения. Такое флуоресцентное рентгеновское излучение представляет собой как бы «отпечаток пальцев» атома вещества. Доля K-линий в спектре излучения растет с увеличением атомного номера. Она равна 15% при  $Z = 20$  и достигает почти 100% для  $Z \geq 80$ . Измерение рентгеновского излучения, вызванного протонами — в отличие от электронов — характеризуется очень низким фоном рентгеновских лучей непрерывного тормозного излучения. Из-за того, что масса протонов велика, вероятность тормозного излучения, вызванного ими, очень мала. Поэтому рентгеновское излучение можно наблюдать в очень простой, чистой и практически безфоновой ситуации.

Рентгеновское излучение можно регистрировать с помощью кремниевых полупроводниковых счетчиков с имплантированным литием, которые характеризуются высоким энергетическим разрешением. Экспериментальная установка типичной РИВП-системы схематически изображена на Рис. 11.3 [130].

Протонный пучок с током в несколько микроампер и типичной энергией несколько мегаэлектронвольт пересекает тонкую рассеивающую алюминиевую фольгу, которая расширяет протонный пучок без значительной потери им энергии. Затем пучок коллимируется и влетает в выбранную область исследуемого материала. Использование шагового двигателя позволяет позиционировать образец строго определенным образом. Это необходимо для исследования однородности сплава на большой площади.

Энергия K-линий характеристического излучения возрастает с увеличением атомного номера  $Z$  согласно следующей зависимости (закон Мозли):

$$E_K \propto (Z - 1)^2 .$$

Энергетического разрешения сцинтилляционного счетчика и, конечно, кремниевого полупроводникового счетчика с имплантированным литием достаточно для разделения характеристического излучения элементов с  $Z$ , отличающимся всего на единицу. Элементы от фосфора ( $Z = 15$ ) до свинца ( $Z = 82$ ) можно идентифицировать с помощью данного метода до концентраций, достигающих менее  $10^{-6}$ .

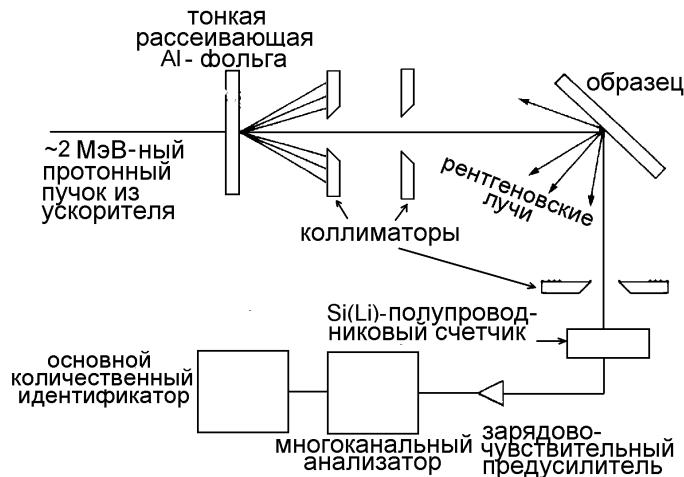


Рис. 11.3: Устройство РИВП-детектора для исследования поверхностной структуры медленными протонами [130].

РИВП-техника находит все более широкое применение в биологии, материаловедении, археологии, геологии, а также во всех тех случаях, где требуется быстрый, неразрушающий, чувствительный метод исследования поверхности.

### 11.3 Терапия опухолей тяжелыми частицами

Классические методы лечения опухолей с помощью  $\gamma$ -излучения обладают существенным недостатком: излучение экспоненциально ослабляется при прохождении через вещество. Поэтому здоровые ткани, находящиеся вблизи поверхности тела, подвергаются более сильному воздействию, чем нуждающиеся в облучении ткани на глубине. И хотя этот эффект можно уменьшить врачающим источник вокруг пациента («маятниковая радиотерапия»), тем не менее, большая часть энергии будет поглощаться именно в здоровых тканях.

Заряженные частицы обладают тем неоспоримым преимуществом, что у них энергетические потери возрастают к концу пробега («кривая Брэгга»). Следовательно, область, в которой будет поглощено максимальное количество энергии, и место, нуждающееся в облучении, можно совместить, выбирая соответствующую энергию заряженных частиц. Поэтому они представляют собой идеальный «скользиль» радиотерапевта.

Недостатком этого метода является то, что требуется ускоритель для производства пучка тяжелых частиц. Ниже описываются три различных метода радиотерапии с использованием тяжелых частиц.

В первом методе заряженные пионы рождаются ускоренными протонами при столкновении с легкой мишенью. Чтобы получить разумное количество пионов, используются протонные пучки, ускоренные до 500 МэВ. Импульсный спектрометр отделяет отрицательно заряженные пионы от вторичных частиц, рожденных на мишени. Затем  $\pi$ -мезоны коллимируются и используются для формирова-

ния моноэнергетического  $\pi^-$  пучка, используемого для облучения (см. Рис. 11.4).

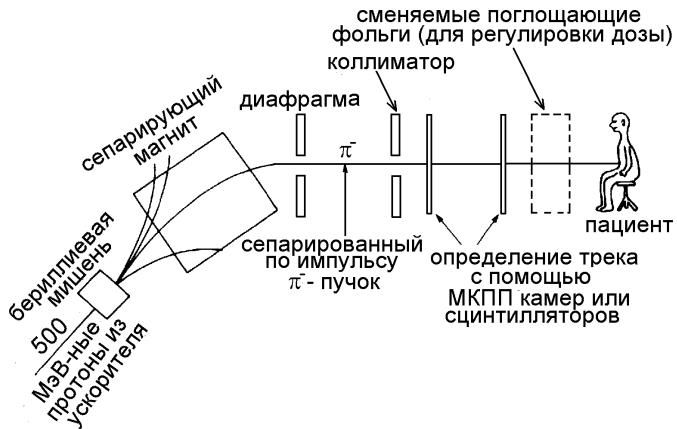


Рис. 11.4: Формирование пучка частиц для лечения опухолей (МППК — многопроволочная пропорциональная камера).

В тканях пионы теряют энергию из-за ионизации. Вплоть до конца пробега их энергетические потери относительно малы. Но к концу пробега они значительно возрастают (этот рост описывается членом  $\propto \frac{1}{\beta^2}$  в уравнении Бете-Блоха; ср. также с уравнением (1.4)). Кроме того, отрицательные пионы захватываются атомами, образуя пи-мезонные атомы. Путем каскадных переходов пионы достигают орбит, очень близких к ядру и, наконец, им захватываются.

Этот процесс проходит намного быстрее, чем распад свободных пионов ( $\pi^- \rightarrow \mu^- + \nu_\mu$ ;  $\tau_{\pi^-} = 26$  нс). Захват пиона может привести к рождению большого числа легких фрагментов типа  $p$ ,  $n$ ,  ${}^3\text{He}$ ,  $T(= {}^3\text{H})$  и  $\alpha$ -частиц (образование звезды 4.89). Их энергия будет поглощаться локально в конце пробега пиона. Так как относительная биологическая активность фрагментов является достаточно высокой (см. Единицы радиоактивного измерения, Глава 2), то Брэгговский пик ионизации значительно усиливается. Профили распределения поглощения энергии  $\pi^-$  мезонов по глубине с указанием вклада различных механизмов показаны на Рис. 11.5. Там же показаны энергетические потери мюонов и электронов [635,645]. Образование «звезды» локализуется несколько дальше максимума Брэгга.

Относительная биологическая эффективность  $\pi^-$  мезонов была измерена в естественных условиях и оказалась равной 2.4 (энергетические потери) и 3.6 (образование «звезды»). Наряду с гораздо более привлекательным распределением энерговыделения по глубине по сравнению с  $\gamma$ -излучением, степень разрушения больных участков ткани возрастает примерно в три раза [637,646].

При лечении опухолей головного мозга наряду с радиотерапией с использованием заряженных частиц применяются и быстрые нейтроны. Было бы невозможно уничтожить опухоли с помощью обычной лучевой терапии, не поражая при этом и большие участки здоровой ткани, находящиеся вблизи опухоли.

Лечение с применением нейtronов основано на следующих принципах. До начала лечения нейtronами опухоль делают «чувствительной», применяя соедине-

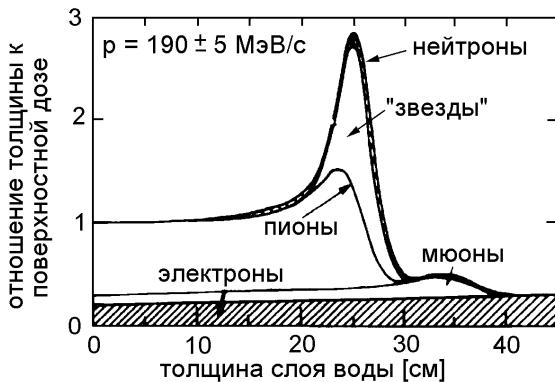


Рис. 11.5: Распределение поглощения энергии по глубине для  $\pi^-$  мезонов, мюонов и электронов [637,645].

ния бора, так как нейтроны имеют большое сечение в следующей реакции:



В результате этого взаимодействия рождаются  $\alpha$ -частицы с короткой длиной пробега и высокой биологической эффективностью. В реакции (уравнение (11.1)) рождаются  $\alpha$ -частицы с энергией 2 МэВ и длиной пробега в несколько микрометров, их разрушительное действие ограничивается пределами больной ткани. Клинические тесты показали, что наилучших результатов удается добиться с помощью эпитетермальных нейтронов ( $\approx 1$  кэВ). Подобные нейтронные пучки могут рождаться в результате взаимодействия 5-МэВных протонов на легких мишениях (например, литии и бериллии) [647].

Раковая терапия может проводиться и с помощью тяжелых ионов. Лечение рака в этом случае также основывается на возрастающих энергетических потерях заряженных частиц в конце их пробега. Если внутри тела человека необходимо уничтожить большие участки ткани, этого можно добиться варьированием энергии используемого ионного пучка. Большую ткань можно охватить в поперечном направлении, сканируя опухоль с помощью соответствующей магнитооптической системы.

Подобная система позволяет облучать слои различной глубины путем ступенчатого увеличения или уменьшения энергии пучка тяжелых ионов [648].

## 11.4 Идентификация изотопов в радиоактивных отходах

Спектр  $\gamma$ -излучения смеси изотопов можно использовать для определения количественного содержания в нем радионуклидов. Для этого хорошо подходят детекторы типа германиевых полупроводниковых счетчиков с имплантированным литием с высоким разрешением или же кристаллы германия высокой чистоты. Атомный номер германия достаточно велик для того, чтобы  $\gamma$ -излучение, испу-

щенное образцом, было с высокой степенью вероятности поглощено, и за счет фотозелектрического эффекта появились отчетливые линии  $\gamma$ -излучения. Эти хорошо определенные фотопики и используются для идентификации радиоактивных изотопов. На Рис. 11.6 показана часть спектра  $\gamma$ -излучения воздушного фильтра через короткий промежуток времени после аварии на реакторе в Чернобыле [649]. Помимо линий  $\gamma$ -излучения, порожденных естественной радиоактивностью, также четко различимы некоторые «Чернобыльские изотопы» типа  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{134}\text{Cs}$ ,  $^{131}\text{I}$ ,  $^{132}\text{Te}$  и  $^{103}\text{Ru}$ . Их выделение становится возможным по характерным для них энергиям  $\gamma$ -квантов.

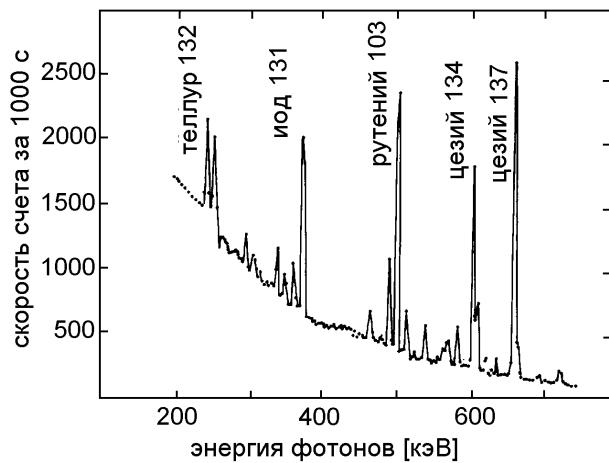


Рис. 11.6: Часть  $\gamma$ -спектра радиоактивного воздушного фильтра (с указанием некоторых «Чернобыльских изотопов») [649].

Идентификация излучателей чистого  $\beta$ -излучения, для чего данный метод не годится, оказывается возможной с помощью кремниевых полупроводниковых счетчиков с имплантированным литием. Так как у таких счетчиков атомный номер относительно мал ( $Z=14$ ), то они относительно нечувствительны к  $\gamma$ -излучению. Изотопы, испускающие  $\beta$ -излучение, можно идентифицировать, а их количество оценить, последовательно вычитая калибровочные спектры. Идентификация этих изотопов основана на характерных максимальных энергиях непрерывных спектров  $\beta$ -излучения. Максимальные энергии лучше всего определять из линеаризованных электронных спектров (диаграмма Ферми-Кюри) [650].

## 11.5 Поиск скрытых помещений в пирамидах

В Египте в большой пирамиде Хеопса было найдено несколько помещений: царя, царицы, подземная камера и так называемая Большая галерея (см. Рис. 11.7). В соседней с ней пирамиде Хефрена, однако, расположено только одно помещение, называемое помещением Белзона (Рис. 11.8). По предположениям археологов в этой пирамиде могут существовать и другие необнаруженные помещения.

Было предложено сделать «рентгеновский» снимок пирамид, используя мюо-

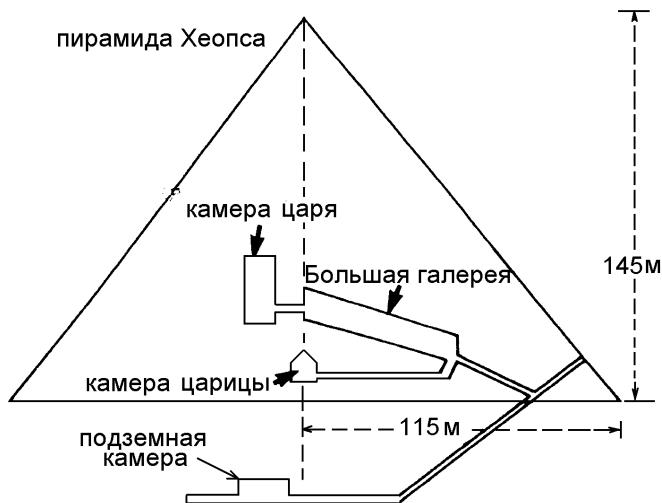


Рис. 11.7: Внутренняя структура пирамиды Хеопса [651] ©1970, AAAS.

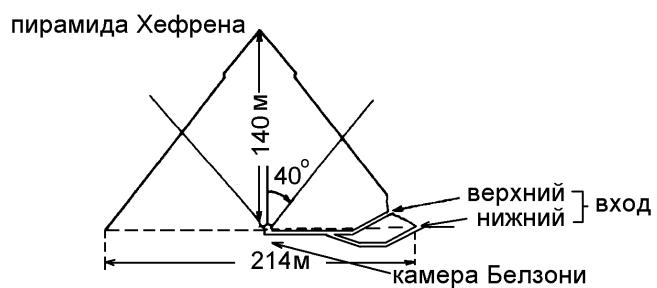


Рис. 11.8: Структура пирамиды Хефрена [651] ©1970, AAAS.

ны космического излучения [651], которые могут легко проникать в толщу пирамид. Конечно, при этом интенсивность излучения несколько снижается. Уменьшение интенсивности соотносится с количеством материала между внешней стеной пирамиды и расположением детектора. Рост относительной интенсивности в определенном направлении будет указывать на то, что в этом месте расположено полое пространство, которое может явиться тем самым необнаруженным до сих пор помещением.

Интенсивность потока мюонов как функция глубины  $I(h)$  может быть приведена к следующему виду:

$$I(h) = k \cdot h^{-\alpha} \quad \text{с } \alpha \approx 2 .$$

Продифференцировав это уравнение, получим:

$$\frac{\Delta I}{I} = -\alpha \frac{\Delta h}{h} .$$

В случае пирамиды Хефрена мюоны обычно пересекают около 100 м материала, прежде чем достичь помещения Белзона. Следовательно, при предполагаемой высоте помещения, составляющей  $\Delta h = 5$  м, относительное усиление интенсивности мюонного детектора в помещении Белзона по сравнению с соседними направлениями должно составить следующую величину:

$$\frac{\Delta I}{I} = -2 \frac{(-5 \text{ м})}{100} = 10\%$$

Детектор, использовавшийся для подобных измерений (см. Рис. 11.9), состоял из телескопа ( $2 \times 2 \text{ м}^2$ ) трех сцинтилляционных счетчиков большой площади и четырех проволочных искровых камер [651,652].

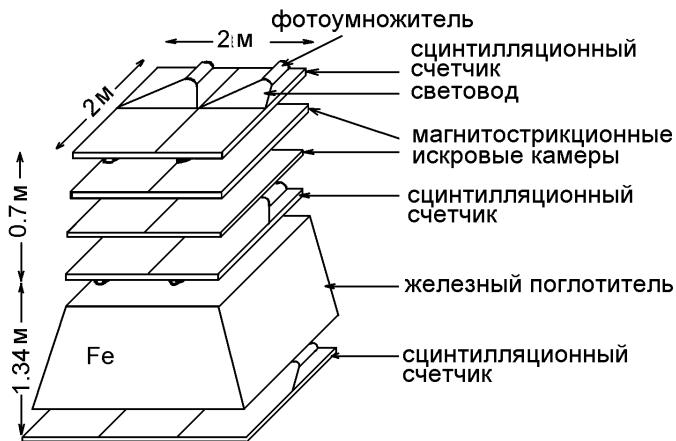


Рис. 11.9: Детектор поглощения мюонов для поиска скрытых помещений в пирамиде Хефрена [651] © 1970, AAAS.

Телескоп на основе искровых камер запускался трехкратным совпадением срабатываний сцинтилляционных счетчиков. Запуск детектора мюонами низкой

энергии предотвращался с помощью железного поглотителя. Из-за того, что низкоэнергетичные мюоны имеют большие углы многократного рассеяния, с их помощью можно получить лишь смазанное изображение возможных помещений. По этой причине для реконструкции треков зарегистрированных мюонов использовались искровые камеры с магнитострикционным считыванием.

Детектор устанавливался приблизительно в центре основания пирамиды Хефрена внутри помещения Белзона (см. Рис. 11.8). Были предположения, что как раз над этим помещением могут находиться дополнительные полости. Из-за этого диапазон углов, охватываемых мюонным телескопом, был ограничен углом зенита примерно в  $40^\circ$  при полном азимутальном покрытии. Измеренное азимутальное изменение интенсивности для неизменного угла зенита четко обнаруживает углы пирамиды, что доказывает работоспособность данного метода. Часть пирамиды, отсканированная детектором, была поделена на секции  $3^\circ \times 3^\circ$ . В целом, было зарегистрировано несколько миллионов мюонов. Измеренное угловое распределение потока мюонов сравнивалось с промоделированным, на котором учитывались известные особенности структуры пирамиды, а также характеристики детектора. Это позволило определить отклонения от ожидавшейся скорости счета мюонов. Оказалось, что угловые распределения мюонов космического излучения соответствовали модели в пределах статистических ошибок измерений. Это означало, что в пирамиде никаких других помещений нет. Первое измерение охватило лишь часть объема пирамиды, однако позднее весь объем пирамиды целиком был подвергнут «фотографированию» мюонами. Эти измерения подтвердили, что в пределах разрешения телескопа в пирамиде Хефрена другие помещения отсутствуют.

## 11.6 Экспериментальное доказательство $\nu_e \neq \nu_\mu$

Нейтрино рождаются при слабых взаимодействиях, например, при  $\beta$ -распаде свободных нейтронов

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$$

и при распаде заряженных пионов

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu, \quad \pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}.$$

(Из закона сохранения лептонного заряда следует, что необходимо различать между собой нейтрино ( $\nu$ ) и антинейтрино ( $\bar{\nu}$ )). При этом возникает вопрос, являются ли антинейтрино, рожденные при  $\beta$ - и  $\pi^-$  распадах, идентичными, или существует разница между электронным и мюонным нейтрино?

Эксперимент с оптическими искровыми камерами на синхротроне AGS в Брукхейвене показал, что электронное и мюонное нейтрино в действительности являются различными частицами. В этом эксперименте использовались нейтрино от распада пионов. 15 ГэВный протонный пучок ускорителя сталкивался с бериллиевой мишенью, в результате чего среди других частиц рождались положительные и отрицательные пионы (Рис. 11.10, [653].)

Заряженные пионы с временем жизни, составляющим  $\tau_0 = 26$  нс ( $c\tau = 7.8$  м), распадались на мюоны и нейтрино. В распадном канале длиной около 20 м, прак-

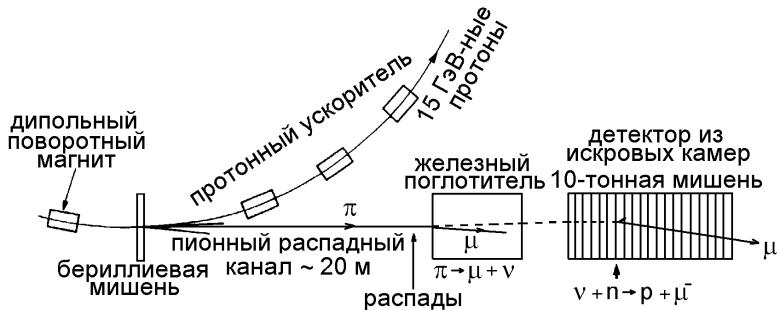


Рис. 11.10: Рождение пучка нейтрино на 15 ГэВ-ном протонном синхротроне AGS [653].

тически все пионы подверглись распаду. Родившиеся при этом мюоны поглощались в железном поглотителе, так что после него в пучке оставались только нейтрино.

На мгновение предположим, что между электронными и мюонными нейтрино не существует никакой разницы. Тогда согласно этому, нейтрино должны были бы быть способными инициировать следующие реакции:

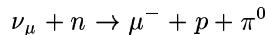


Если, однако, электронные и мюонные нейтрино являются различными частицами, то нейтрино от распада пионов могли бы рождать только мюоны.

Сечение нейтрино-нуклонного взаимодействия в ГэВном диапазоне энергий составляет порядка  $10^{-38} \text{ см}^2$ . Поэтому для того, чтобы вообще вызвать взаимодействие нейтрино в искровой камере, она должна быть достаточно большой и очень массивной. Для регистрации нейтрино были использованы десять однотонных модулей оптических искровых камер с алюминиевыми поглотителями. Для уменьшения фонового космического излучения были установлены счетчики антисовпадений. Искровые камеры позволяют четко отличить мюоны от электронов. В то время, как в детекторе треки мюонов прямые (практически без взаимодействий), электроны инициируют электромагнитные каскады с множественным рождением частиц (см. Рис. 7.53). Эксперимент показал, что нейтрино от распада пионов рождают только мюоны, что и доказывает то, что нейтрино электронов и мюонов являются отличными друг от друга элементарными частицами.

На Рис. 11.11 показана «историческая» регистрация взаимодействия нейтрино в искровой камере [653].

Ясно различим длиннопробежный мюон, рожденный при взаимодействии нейтрино. Видно, что в вершине взаимодействия первичной частицы наблюдается небольшая адронная активность, что означает, что взаимодействие нейтрино было неупругим, возможно таким:



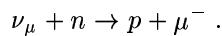
с последующим развитием локального ливня от распада  $\pi^0$  на два фотона.

Позднее этот экспериментальный результат был подтвержден в ходе эксперимента, проводившегося в ЦЕРНе. На Рис. 11.12 показано взаимодействие нейтрино ( $\nu_\mu$ ) в эксперименте, где мюон высокой энергии рождается в ходе следующей



Рис. 11.11: Рождение мюона при нейтринно-нуклонном взаимодействии [653,654].

реакции:



В системе искровых камер трек такого мюона является прямой линией.

По короткому прямому треку можно также идентифицировать и протон отдачи [104,655].

## 11.7 Телескопы для $\gamma$ -лучей высокой энергии на основе искровых камер

Интересной проблемой в  $\gamma$ -астрономии является регистрация точечных источников, испускающих фотоны в МэВном диапазоне и даже при более высоких энергиях. Определение спектров  $\gamma$ -квантов, испущенных источником, может стать ключом к пониманию механизма ускорения заряженных частиц и рождению энергичных  $\gamma$ -квантов [656,657]. При энергиях, превышающих несколько МэВ, рождение электрон-позитронной пары является доминирующим процессом взаимодействия фотонов. Схематическое устройство детектора для  $\gamma$ -астрономии показано на Рис. 11.13 [658,659].

Телескоп приводится в действие совпадением срабатываний трех сцинтилляционных счетчиков  $B_1$ ,  $B_2$  и  $C$ . При этом счетчик  $A$  включен на антисовпадения.

Это позволяет отбирать фотоны, которые конвертировали в объеме искровой камеры. В многопластинчатой проволочной искровой камере со считыванием с ферритовых сердечников регистрируется рожденная  $e^+e^-$  пара, а направление влета  $\gamma$ -кванта реконструируется по трекам электрона и позитрона. Сцинтилляционный калориметр  $E$  полного поглощения выполнен из толстого кристалла CsI, активированного таллием. Энергия  $\gamma$ -кванта определяется сложением энергий обоих электронов.

Подобный телескоп (Рис. 11.4) находился на борту спутника COS-B [658], запущенного в 1975 году. Он регистрировал  $\gamma$ -кванты Млечного пути в диапазоне энергий от  $30 \text{ МэВ} \leq E_\gamma \leq 1000 \text{ МэВ}$ . У спутника COS-B была высоко эксцентрическая орбита с апогеем, составлявшим 95000 км. На таком расстоянии фоном, создаваемым атмосферой Земли, можно пренебречь.

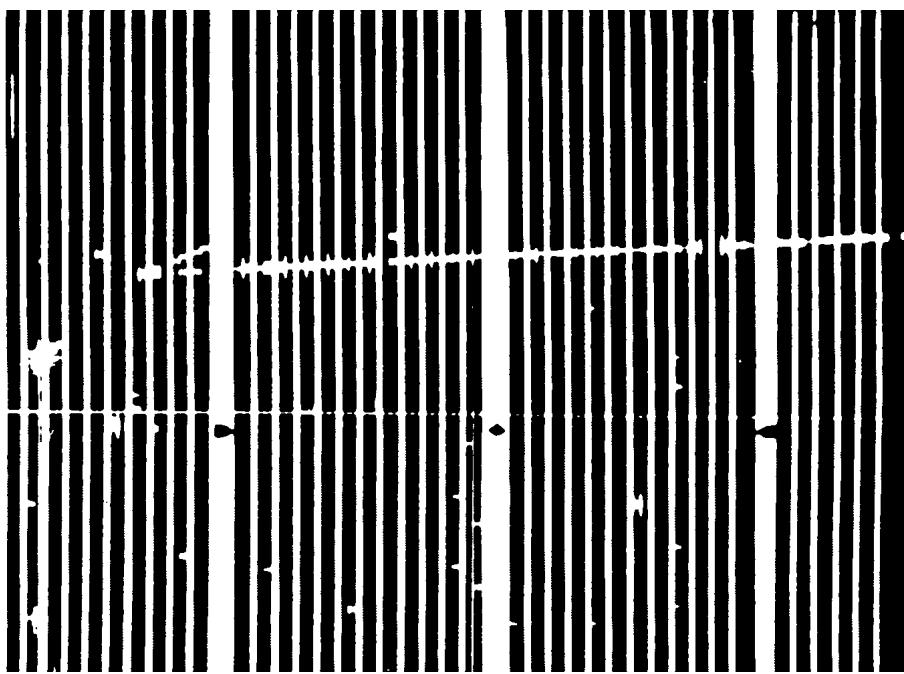


Рис. 11.12: Рождение мюона мюонным нейтрино в многопластинчатой искровой камере [104,655].

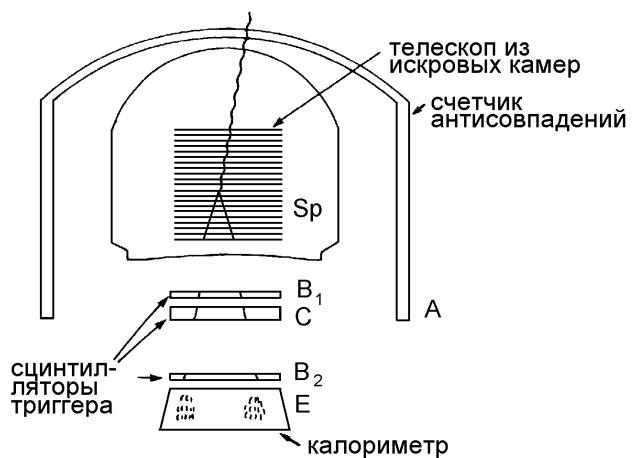


Рис. 11.13: Схема фотонного детектора для  $\gamma$ -астрономии в 100 МэВ-ном диапазоне [658, 659].

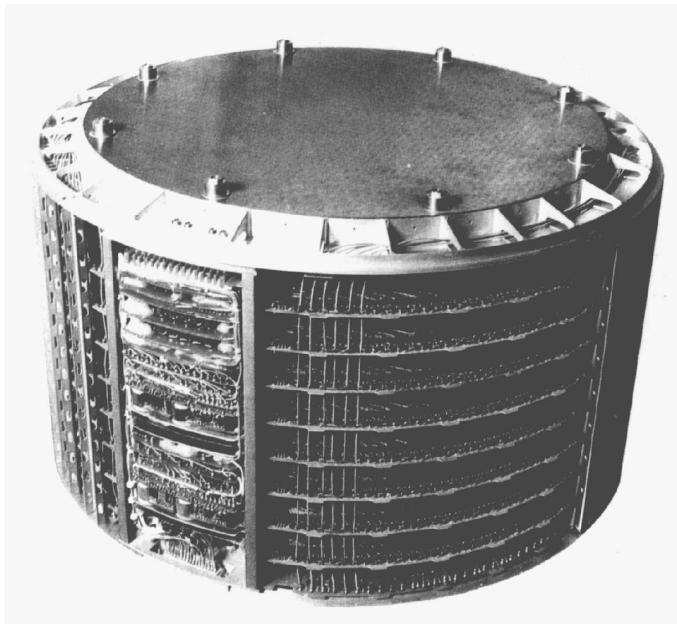


Рис. 11.14: Фотография детектора COS-B [660].

Спутник COS-B смог идентифицировать центр галактики как сильный источник  $\gamma$ -излучения. Кроме этого, были зарегистрированы точечные источники типа Лебедь X3, Vela X1, Geminga и Крабовидная туманность [658].

На Рис. 11.15 показано распределение интенсивности  $\gamma$ -излучения с энергиями, превышающими 100 МэВ, как функция галактической долготы в зоне  $\pm 10^\circ$  галактической широты. Эти данные были получены со спутника SAS-2 [661].

Сплошная линия — результат моделирования, основанного на том, что поток космического  $\gamma$ -излучения пропорционален плотности межзвездного газа. На этом графике пульсар Парус X1 выглядит самым ярким источником  $\gamma$ -излучения в диапазоне энергий выше 100 МэВ.

## 11.8 Измерение широких атмосферных ливней

Заряженные частицы высоких энергий и фотонны рождают в атмосфере адронные и электромагнитные ливни. Согласно классической технике исследования широких атмосферных ливней (ШАЛ), ливневые частицы регистрируются большим числом сцинтилляционных счетчиков, установленных на уровне моря [567]. Сцинтилляционные счетчики обычно покрывают 1% бокового распределения ливня и дают информацию о числе ливневых частиц на глубине, значительно превышающей максимум ливня. Совершенно очевидно, что энергия первичных частиц, инициирующих каскад, может быть найдена с большой погрешностью. Было бы гораздо лучше регистрировать полное продольное развитие ливня в атмосфере. Такое измерение можно осуществить при энергиях, превышающих  $10^{17}$  МэВ, если зарегистрировать сцинтилляционный свет от ливневых частиц в атмосфере

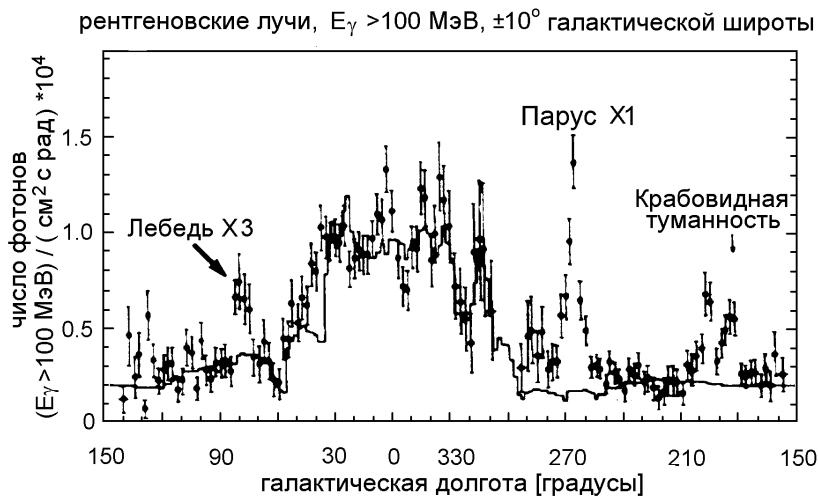


Рис. 11.15: Распределение  $\gamma$ -излучения с энергиями, превышающими 100 МэВ, как функция галактической долготы [661].

(Рис. 11.16).

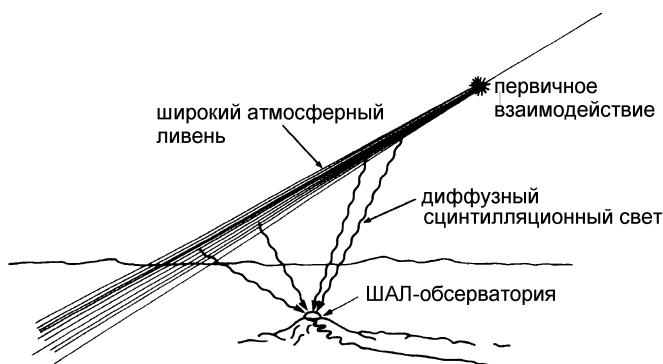


Рис. 11.16: Принцип измерения ШАЛ путем регистрации сцинтилляционного света, рожденного в атмосфере.

Этого можно добиться в эксперименте типа «с птичьего полета»: берется 67 зеркал диаметром 1.6 м каждое [478,662–664]. В фокальной плоскости каждого зеркала находится от 12 до 14 ФЭУ. Поля обзора отдельных зеркал слегка пересекаются. ШАЛ, проходящий через атмосферу вблизи места проведения эксперимента такого типа, регистрируется только некоторыми ФЭУ. Продольный профиль воздушного ливня можно воссоздать по сработавшим ФЭУ. Полный зарегистрированный световой выход пропорционален энергии ливня [665].

Подобный эксперимент поставлен в штате Юта (США) для измерения первичного космического излучения (см. Рис. 11.17). Недостаток данной техники измерения состоит в том, что слабый сцинтилляционный свет можно зарегистрировать

только в ясные, безлунные ночи.



Рис. 11.17: Фотография постановки эксперимента типа «с птичьего полета» [478,666].

Зеркала в описанном эксперименте могут работать и по отдельности в качестве черенковских телескопов. С их помощью измеряется черенковское излучение ультраквазарных частиц в атмосфере. Зеркальный черенковский телескоп позволяет регистрировать точечные источники  $\gamma$ -излучения, излучающие в энергетическом диапазоне свыше 1 ТэВ. Высокое угловое разрешение таких телескопов дает возможность подавлять фон, создаваемый адронными ливнями и распределенный по небу изотропно, а также точно идентифицировать каскады, вызванные  $\gamma$ -излучением от точечных источников. В данном конкретном случае используется то, что  $\gamma$ -излучение в галактике распространяется по прямой, тогда как заряженные первичные космические лучи не несут никакой информации относительно источника своего происхождения, потому что они «рандомизируются» нерегулярными галактическими магнитными полями.

## 11.9 Поиск распадов протона водяными черенковскими счетчиками

В теориях, пытающихся объединить электрослабые и сильные взаимодействия, протон уже более не является стабильным. В некоторых моделях он может распадаться, нарушая сохранение барионного и лептонного чисел, по следующему каналу:

$$p \rightarrow e^+ + \pi^0 .$$

Предсказываемое время жизни протона  $\approx 10^{30}$  лет настолько велико, что для регистрации редких распадов протона требуются детекторы большого объема. Подобный детектор можно, например, создать из черенковских счетчиков с большим объемом воды (несколько тысяч тонн). В этих детекторах содержится достаточно большое число протонов для того, чтобы можно было увидеть несколько протонных распадов при времени измерения в несколько лет, если исходить из верности теоретического предположения. Продукты распада протонов обладают достаточной скоростью, чтобы испустить черенковский свет.

Для водяных черенковских детекторов требуется сверхчистая вода с высокой степенью прозрачности для того, чтобы можно было зарегистрировать черенковский свет, используя большое число ФЭУ. Их можно установить в объеме детектора или на его внутренних поверхностях. Направление вылета продуктов распада и их вершину можно определить, используя хорошие временные свойства ФЭУ. Заряженные частицы с коротким пробегом от распадов нуклонов производят характерное кольцо черенковского света (см. Рис. 11.18), знание внешнего радиуса  $r_a$  которого используется для того, чтобы определить расстояние от стенки детектора до вершины распада. Внутренний радиус  $r_i$  приблизительно соответствует пробегу заряженной частицы в воде до момента уменьшения ее скорости ниже черенковского порога. Измеренный световой выход позволяет определять энергию частиц.

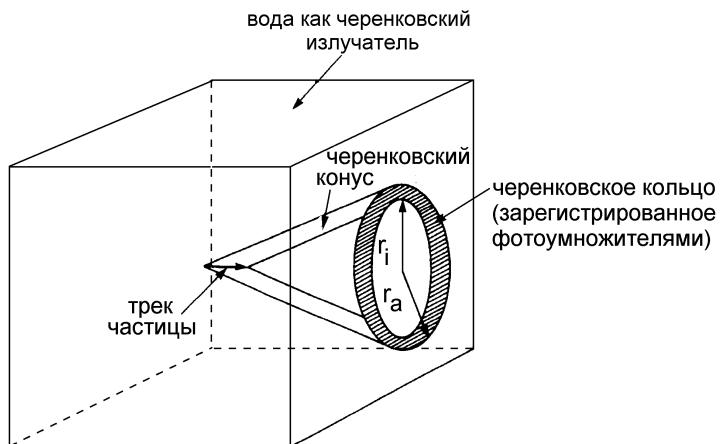


Рис. 11.18: Образование кольца черенковского света в эксперименте по поиску протонных распадов.

Два подобных детектора установлены на цинковом руднике Kamioka в Японии (эксперимент Kamiokande) и Мортон-Тиокольской соляной копи в штате Огайо, СПА (эксперимент IBM) [380,631,381].

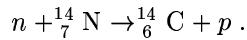
Несмотря на то, что эти детекторы работают уже в течение нескольких лет, распадов протонов зарегистрировано не было. Исходя из этого, были установлены новые пределы для времени жизни протона, которое по этим оценкам составляет  $\tau \geq 10^{32}$  лет.

Однако применение водяных черенковских счетчиков оказалось чрезвычайно успешным при регистрации нейтрино, испущенных Сверхновой 1987A. А в экспе-

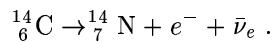
рименте KamiokaNDE удалось зарегистрировать солнечные нейтрино, что стало возможным из-за низкого порога их регистрации при энергиях электрона [381].

## 11.10 Радиоуглеродное датирование

Определить возраст археологических объектов биологического происхождения можно с помощью метода радиоуглеродного датирования [667, 668]. В двуокиси углерода атмосферы Земли содержится постоянно производимый радиоактивный изотоп  $^{14}\text{C}$ . Он рождается вторичными нейtronами космического излучения в ходе следующей реакции:



$^{14}\text{C}$  —  $\beta^-$  источник с периодом полураспада порядка 5730 лет.  $\beta$ -распад углерода  $^{14}\text{C}$  приводит к возвращению азота в атмосферу в соответствии с реакцией



При этом отношение концентраций составляет

$$r = \frac{N({}_{6}^{14}\text{C})}{N({}_{6}^{12}\text{C})} = 1.2 \cdot 10^{-12} .$$

Ткани всех растений, а вследствие их потребления, и животных, и людей, содержат  $^{14}\text{C}$ . Поэтому концентрация изотопов, рожденных в атмосфере, такая же, как и для биосфера в целом. Со смертью живого организма накопление в нем радиоактивного углерода прекращается. Радиоактивный распад  $^{14}\text{C}$  теперь уменьшает отношение  $^{14}\text{C}/^{12}\text{C}$ . Сравнение  $^{14}\text{C}$  активностей археологического и существующего ныне биологического объектов позволяет определить возраст археологического объекта.

Однако возникает экспериментальная проблема, связанная с низкой  $\beta$ -активностью археологических объектов. Максимальная энергия электронов, испускаемых при  $^{14}\text{C}$ -распаде, составляет всего лишь 155 кэВ. Поэтому для их регистрации требуется очень чувствительный детектор. Если радиоактивный изотоп  $^{14}\text{C}$  является частью газа ( $^{14}\text{CO}_2$ ), то можно использовать метановый потоковый счетчик (так называемый низкоуровневый счетчик). Этот детектор необходимо покрыть свинцом для защиты от фонового излучения, а также дополнить счетчиками антисовпадений. Метановые счетчики конструируются таким образом, чтобы исследуемый образец — который не обязательно должен находиться в газообразном состоянии — можно было вводить в объем детектора. Делается это для того, чтобы предотвратить энергетические потери электронов на входе в счетчик. Постоянный поток метана через детектор гарантирует стабильное газовое усиление.

Из-за систематических и статистических ошибок датирование радиоактивным углеродом пригодно для определения возраста археологических объектов в диапазоне от 1000 до 75000 лет. Однако с недавнего времени нужно принимать в расчет и то, что отношение концентраций  $r$  меняется при сгорании ископаемого горючего, бедного  $^{14}\text{C}$ , а также при проведении ядерных испытаний в атмосфере.

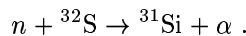
Поэтому нужно проводить калибровку временной шкалы, что можно сделать, измеряя содержание радиоактивного углерода в образце известного возраста [667].

## 11.11 Косвенная дозиметрия

Иногда возникает необходимость определить дозы облучения, полученные в ходе аварий, если непосредственная дозиметрическая информация не доступна. Эти дозы можно определить с помощью метода активации волос [65]. В волосах содержится сера с концентрацией 48 мг на один грамм волос. Под воздействием нейтронного излучения (например, после аварий на реакторах) сера может переходить в фосфор согласно следующей реакции:



В этой реакции рождается радиоизотоп  ${}^{32}\text{P}$ , период полураспада которого составляет 14.3 дня. Помимо этой реакции идет также реакция по образованию  ${}^{31}\text{Si}$ :



Наличие изотопа  ${}^{31}\text{Si}$  затрудняет определение активности фосфора. Однако период его полураспада составляет только 2.6 часа. Поэтому прежде, чем измерять активность  ${}^{32}\text{P}$ , достаточно выждать некоторое время, пока активность  ${}^{31}\text{Si}$  существенно не уменьшится. Если есть поверхностное загрязнение волос, то перед измерением активности их нужно тщательно очистить.

${}^{32}\text{P}$  является источником чистого  $\beta$ -излучения. Максимальная энергия электронов при его распаде составляет 1.71 МэВ. Из-за того, что обычно ожидается низкая частота событий, требуется высокоэффективный детектор с низким фоном. Для этого типа измерений хорошо подходят активно и пассивно защищенные счетчики с торцевыми окнами. Зная сечение активации для реакции (11.2), измеренную активность  ${}^{32}\text{P}$  можно использовать для оценки полученной дозы облучения.

## 11.12 Эксперименты с детектором ALEPH

ALEPH представляет собой универсальный детектор для исследования электрон-позитронных взаимодействий на самом большом в настоящее время накопительном кольце LEP [270]. Детектор ALEPH окружает точку взаимодействия почти полностью: его телесный угол составляет 99.8%. В первый год работы главными задачами эксперимента было определение числа поколений нейтрино, параметры электрослабой теории, попытка найти бозоны Хиггса и, возможно, открыть новые элементарные частицы, предсказываемые некоторыми теоретическими моделями. На Рис. 11.19 показан детектор ALEPH. Электроны и позитроны сталкиваются в центре детектора в вакуумной камере, центральная часть которой выполнена из бериллия, а прилегающая — из алюминия. Сверхпроводящая соленоидальная катушка длиной 7 м и диаметром 5.3 м (включая криостат) создает продольное магнитное поле напряженностью 1.5 Т при токе 5000 А.

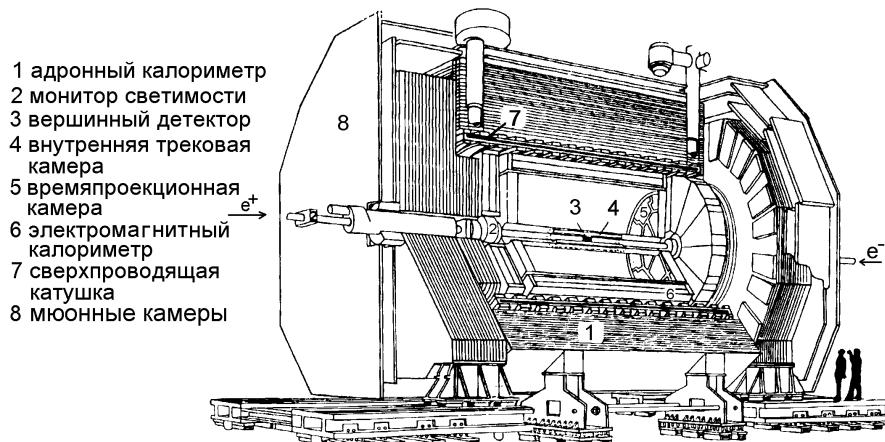


Рис. 11.19: Общий вид эксперимента с детектором ALEPH на LEP [270].

Трековые детекторы заряженных частиц находятся внутри катушки. Для того, чтобы свести к минимуму эффекты многократного рассеяния, которые ограничивают разрешение по импульсу, трековые детекторы делаются чрезвычайно тонкими.

Измерение треков начинается вблизи точки взаимодействия с помощью вершинного детектора, состоящего из двух слоев кремниевых полосковых счетчиков. Кремниевые детекторы расположены на двух концентрических кольцах с радиусами 9.6 и 11.3 см соответственно. Во внутреннем кольце содержится 12, а во внешнем — 15 кремниевых модулей. Считывание на каждом из детекторов производится с обеих поверхностей с помощью ортогонально сегментированных электродов. В целом, у вершинного детектора имеется 82944 канала считывания. Треки измеряются с точностью 12 мкм в азимутальном направлении и 10 мкм вдоль оси пучка для нормально влетающих частиц. Основная цель использования кремниевых вершинных детекторов заключается в том, чтобы определить время жизни короткоживущих адронов путем реконструкции вторичных вершин.

За кремниевым детектором с счетчиками расположена двухметровая цилиндрическая многопроволочная дрейфовая камера, охватывающая область с радиальными размерами от 16 до 26 см. Всего камера имеет 960 сигнальных проволочек, расположенных восемью концентрическими слоями. Пространственное разрешение достигает 100 мкм в плоскости  $r\varphi$ . Координата вдоль оси проволочек определяется с помощью измерения разности времен распространения сигналов до обоих концов проволочки. Это позволяет добиться точности около 3 см. Внутренняя трековая камера позволяет получить точную информацию о треках вблизи точки взаимодействия. Кроме того, она позволяет быстро получить информацию об исходящих из вершины треках, которая используется в триггерной системе.

Возможно, самым важным компонентом ALEPH-эксперимента является времепроекционная камера (ВПК) (см. Рис. 11.20).

ВПК является центральным трековым детектором, внутренний радиус которого

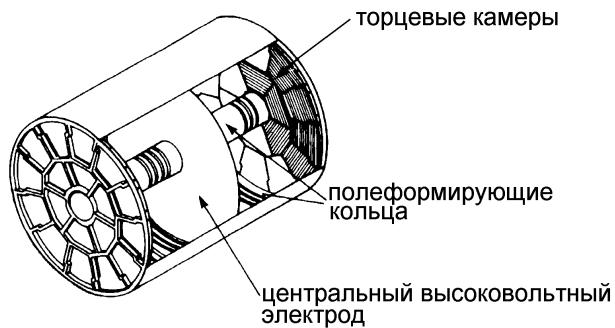


Рис. 11.20: Времяпроекционная камера детектора ALEPH [270].

составляет 31 см, а внешний 180 см при длине 4.7 м. Электрическое поле образуется потенциальными полосками на внутреннем и внешнем цилиндрах камеры («полевая ячейка»). Носители заряда, рожденные ионизирующими частицами, дрейфуют в продольном электрическом поле к торцам, оснащенным многопроволочными пропорциональными камерами. Каждая концевая пластина состоит из двух колец секторов проволочной камеры. Во внутреннем кольце находится 6, а во внешнем 12 секторов. По существу, проволочки натянуты в азимутальном направлении. За анодными проволочками расположены катодные подушечки, что дает возможность определять азимутальную координату вдоль проволочки. Радиальная координата задается номером сработавшей проволочки или ряда подушечки. Координата, параллельная пучку, вычисляется по времени дрейфа электрона до торца.

В радиальном направлении расположены 21 катодная подушечка и 352 сигнальных проволочки. Электроды дают не только трековую информацию, но и информацию об энергетических потерях. Измерение потерь энергии с помощью проволочек дают возможность идентифицировать частицы.

Всего в детекторе имеется 41004 катодных подушечки и 6336 сигнальных проволочки. Для поперечных треков пространственное разрешение составляет 160 мкм на плоскости  $r\varphi$  и 1 мм вдоль камеры. Поперечный импульс определяется с разрешением:

$$\sigma(p)/p = 1.2 \cdot 10^{-3} \cdot p \quad [\text{ГэВ}/c].$$

Если, помимо этого, для реконструкции трека использовать информацию с внутренней трековой камеры и вершинного детектора, то получим следующий результат:

$$\sigma(p)/p = 6 \cdot 10^{-4} \cdot p \quad [\text{ГэВ}/c].$$

Времяпроекционная камера (ВПК) заполнена газом, состоящим из 91% аргона и 9% метана. Камера калибруется с помощью лазерной системы. Эта система создает прямые ионизационные треки под пятью разными полярными и пятью азимутальными углами. На основе реконструированных лазерных треков можно отслеживать скорость дрейфа и неоднородности поля [669].

Для того, чтобы получить наилучшее разрешение по энергии для электронов и фотонов или для частиц, распадающихся на фотоны (например,  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ ), внутрь магнитной катушки помещается электромагнитный калориметр. Это — сэмплинг калориметр, состоящий из чередующихся свинцовых поглотителей и многопроволочных пропорциональных камер с общей толщиной в 22 радиационных длины. Считывание производится со слоев анодных проволочек многопроволочной пропорциональной камеры, а также катодных подушечек, расположенных за ними. Подушечки ориентированы таким образом, чтобы образовались калориметрические башни, «смотрящие» на место встречи и охватывающие телесный угол  $1^\circ \times 1^\circ$ . В центральной части цилиндр состоит из 12 больших калориметрических модулей, покрывающих большую часть телесного угла. Вместе с торцами, состоящими из 12 модулей «пирожкообразной» формы, электромагнитный калориметр практически целиком окружает времяпроекционную камеру.

Многопроволочные пропорциональные камеры в электромагнитном калориметре работают на газовой смеси из ксенона (80%) и углекислого газа (20%).

Энергетическое разрешение калориметра достигает величины

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{17\%}{\sqrt{E}} \oplus 1.6\% \quad (E \text{ в ГэВ}) ;$$

( $\oplus$  означает, что часть погрешности, зависящая от энергии, и постоянное слагаемое складываются квадратично, после чего извлекается квадратный корень). Сегментируя плоскости считывания на катодные подушечки размером  $3 \times 3 \text{ см}^2$ , с помощью калориметра можно получить одновременно и трековую информацию, который дает следующее азимутальное пространственное разрешение:

$$\sigma = 6.8 \text{ мм}/\sqrt{E} \quad (E \text{ в ГэВ}) .$$

При использовании оценок для идентификации частиц, описанных в Разделе 7.4, электромагнитный калориметр обеспечивает подавление в  $10^3$  раз скорости счета пионов при 95% регистрации электронов при энергии 10 ГэВ.

Адронный калориметр устанавливается снаружи сверхпроводящей катушки. Он собирается из железных пластин толщиной в 5 см и призван служить четырем целям. Железное ярмо необходимо для замыкания потока. Оно также позволяет измерять энергию адронов и является фильтром для мюонов. Наконец, оно образует механическую конструкцию для расположения остальных систем регистрации. Адронный калориметр, как и электромагнитный, состоит из двух частей — торцов и цилиндрической части. Развитие адронного каскада измеряется в слоях стримерных трубок. Считывание ведется с анодных проволочек стримерных трубок, а также с наведенных на сегментированные катоды сигналов. Стримерные трубки заполнены газовой смесью, состоящей из аргона (13%), диоксида углерода (57%) и изобутана (30%). Энергетическое разрешение адронного калориметра составляет величину

$$\frac{\sigma(E)}{E} = 84\%/\sqrt{E} \quad (E \text{ в ГэВ}) .$$

Его азимутальное пространственное разрешение составляет при этом  $\approx 3.5$  мм.

Снаружи железа адронного калориметра находятся два двойных слоя мюонных камер. Они собираются так же, как и чувствительные слои адронного калориметра. Обычно электроны и адроны полностью поглощаются этими калориметрами. Только проникающие мюоны могут с большой степенью вероятности достичь слоев мюонных камер. Кроме этого, мюоны можно также идентифицировать по характерному энерговыделению в электромагнитном и адронном калориметрах. Это также дает возможность отличить мюоны от электронов и адронов. На Рис. 11.21 показаны распределения заряда 20 ГэВ-ных мюонов и пионов в адронном калориметре, которые подтверждают возможность достижения превосходного  $\mu/\pi$ -разделения. Если, помимо этого, потребовать сигнал в мюонных камерах — обычно пионы туда не долетают — и если принимать в расчет боковую структуру энерговыделения в калориметре, то можно получить четкое разделение мюонов и пионов.

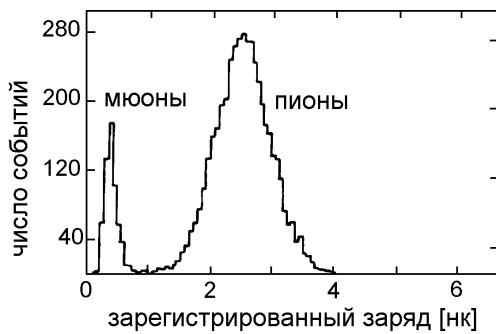


Рис. 11.21: Распределение заряда 20 ГэВ-ных мюонов и пионов в адронном калориметре ALEPH [270].

В области очень малых углов монитор светимости охватывает часть телесного угла, не покрытого электромагнитным калориметром. Монитор светимости состоит из девятислойной трековой системы, установленной перед электромагнитным калориметром. С его помощью определяется число электронов и позитронов, которые могут столкнуться в месте встречи. Это достигается путем измерения скорости счета событий  $e^+e^-$  рассеяния на малые углы (рассеяние Баба), которое очень хорошо известно теоретически. Светимость, определенная таким образом, используется для нормирования сечений других зарегистрированных процессов, например, в центральном детекторе. С помощью монитора, кроме определения светимости, можно также идентифицировать и измерить значения энергии электронов и фотонов, а также определить их координаты. В 1992 г. после установки меньшей вакуумной камеры девятислойная трековая система на ALEPH была заменена кремниевым вольфрамовым калориметром, позволяющим определять светимость с еще большей точностью.

Система запуска в ходе многоступенчатого процесса на основе собранных данных позволяет ответить на вопрос, представляет ли событие интерес. В случае положительного ответа производится считывание со всех систем регистрации детектора ALEPH. Частота его запуска при измерениях на  $Z^0$ -резонансе составляет около 1 Гц. На Рис. 11.22 показаны различные проекции картины рождения  $Z^0$

и его последующего распада на адроны.

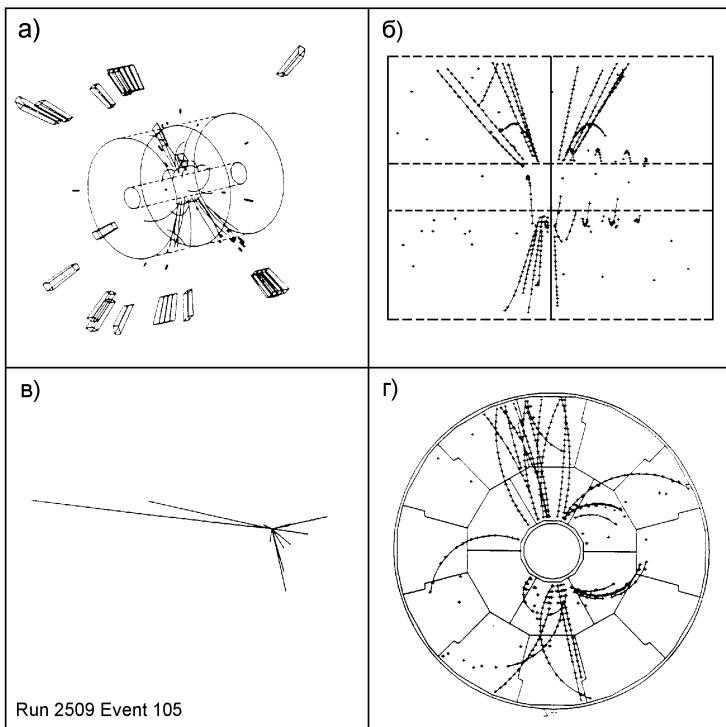


Рис. 11.22: Реконструкция адронного распада  $Z^0$  в детекторе ALEPH: а) трехмерный вид с треками в ВПК и энерговыделением в калориметрах; б)  $rz$ -проекция в ВПК; в) импульсная диаграмма. Длина линий пропорциональна импульсу частиц; д)  $r\varphi$ -проекция в ВПК [270].

Полная длина детектора ALEPH составляет 11 м, а его высота равна 9.3 м. Он имеет приблизительно цилиндрическую форму и весит 3000 тонн.

Эксперименты такого масштаба могут проводиться и финансироваться только большими коллаборациями. В коллаборации ALEPH участвуют около 400 человек из 32 различных организаций. Стоимость детектора ALEPH составляет примерно 50 миллионов фунтов стерлингов.

# Заключение

Диапазон методов регистрации очень широк и разнообразен. В зависимости от цели измерения используются различные физические эффекты. По существу любое физическое явление может стать основой для детектора частиц. Если предстоит решить комплексные экспериментальные задачи, желательно разработать многофункциональный детектор, который позволяет сочетать большое число различных методов измерения. Такой детектор должен иметь высокую (возможно 100%) эффективность, прекрасное временное, пространственное и энергетическое разрешение, а также отличную идентификацию частиц. Для определенных значений энергии эти требования могут быть выполнены, например, в соответственно спроектированном калориметре. Однако калориметры для мульти-ГэВного диапазона и порядка электронвольтov должны быть различными.

Открытие новых физических явлений позволяет разрабатывать новые концепции детекторов и исследовать трудные физические проблемы. Например, сверхпроводимость дает возможность измерять чрезвычайно маленькие энерговыделения с высоким разрешением. Усовершенствование этого метода измерения, например, для открытия и регистрации космологических нейтрино представляло бы большой интерес для астрофизики.

Помимо измерения частиц низких энергий, интерес может представлять и регистрация чрезвычайно маленьких изменений длины. Если ведется поиск гравитационных волн, возникает необходимость регистрации относительных изменений длины, составляющих  $\Delta l/l \approx 10^{-21}$ . Если выбраны антенны, типичный размер которых составляет один метр, то это будет соответствовать точности измерений  $10^{-21}$  м, или одной миллионной диаметра типичного атомного ядра. Такая амбициозная цель еще не была достигнута, но ожидается, что это произойдет в самом ближайшем будущем.

Было бы чрезвычайно смело предполагать, что мы подошли к полному пониманию физического мира (в прошлом и совсем недавно [670] подобная идея уже несколько раз высказывалась): всегда будут появляться все новые эффекты и явления. Специалисты в области регистрации частиц будут стараться использовать их в качестве основы для развития новых детекторов частиц. По этой причине описание методов регистрации может иметь лишь характер моментальной фотографии. «Старые» детекторы «отомрут», а на передний план выйдут новые измерительные устройства. Время от времени может возникать ситуация, когда старый детектор, который, как считалось, вышел из употребления, может пережить своеобразную эпоху Возрождения. Ярким примером этого может служить голограммическое считывание в вершинно-пузырьковых камерах при реконструкции трехмерного события. Именно новый метод голограммического считывания и стимулировал исследования в этом направлении.

# Глоссарий

В глоссарии приведены наиболее важные свойства детекторов, а также главные области их применения. Кратко описаны основные типы взаимодействия элементарных частиц.

## 1 Взаимодействие частиц и излучения с веществом

Заряженные частицы взаимодействуют, в основном, с электронами вещества. Атомные электроны либо переходят на более высокие возбужденные уровни («воздушение»), либо вообще покидают атомные оболочки («ионизация»). Высокоэнергичные электроны ионизации, способные вызывать последующую ионизацию, называются  $\delta$ -электронами. Помимо ионизации и возбуждения атомных электронов существенную роль также играет тормозное излучение, особенно для первичных электронов.

Энергетические потери на **ионизацию** и **возбуждение** описываются формулой Бете-Блоха. Основное выражение, описывающее средние потери энергии на единицу длины ( $dE/dx$ ) для тяжелых частиц, имеет следующий вид:

$$-\frac{dE}{dx} \Big|_{\text{ион}} \propto z^2 \cdot \frac{Z}{A} \cdot \frac{1}{\beta^2} \left\{ \ln a \cdot \gamma^2 \beta^2 - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right\},$$

где

- $z$  — заряд налетающей частицы;
- $Z, A$  — атомный номер и атомный вес материала мишени;
- $\beta, \gamma$  — скорость и Лоренц-фактор налетающей частицы;
- $\delta$  — параметр, описывающий эффект плотности;
- $a$  — параметр, зависящий от масс налетающей частицы и электрона, а также от энергии ионизации вещества.

Типичные значения энергетических потерь на ионизацию и возбуждение составляют  $\approx 2 \text{ МэВ}/(\text{г}/\text{см}^2)$ . Энергетические потери в слое вещества имеют распределение, отличное от гауссовского, и характеризуются, в частности, сильной асимметрией для тонких слоев поглотителя (распределение Ландау).

Детекторы измеряют лишь энергию, поглощенную в чувствительном объеме. Эта величина не обязательно совпадает с потерями энергии частицы в детекторе, так как часть энергии может выйти из объема детектора в виде, например,  $\delta$ -электронов.

Потеря энергии заряженной частицей в детекторе приводит к появлению в веществе некоторого количества  $n_T$  носителей заряда

$$n_T = \frac{\Delta E}{W},$$

где  $\Delta E$  — энергия, выделившаяся в детекторе, а  $W$  — характерное значение энергии, необходимой для рождения пары носителей заряда ( $W \approx 30$  эВ в газах; 3.6 эВ в кремнии и 2.8 эВ в германии).

Вторым важным процессом взаимодействия заряженных частиц, особенно для легких, является тормозное излучение. **Энергетические потери на тормозное излучение** могут быть представлены в виде

$$-\frac{dE}{dx} \Big|_{\text{ти}} \propto z^2 \cdot \frac{Z^2}{A} \cdot \frac{1}{m_0^2} \cdot E,$$

где  $m_0$  и  $E$  — масса и энергия налетающей частицы соответственно. Тогда для электронов ( $z = 1$ ) получаем, что

$$-\frac{dE}{dx} \Big|_{\text{ти}} = \frac{E}{X_0},$$

где  $X_0$  — **радиационная длина**, характеризующая поглощающий материал.

**Критическая энергия**  $E$  определяется как энергия, при которой энергетические потери электронов на ионизацию и возбуждение сравниваются с потерями на тормозное излучение:

$$-\frac{dE}{dx}(E_c) \Big|_{\text{ион}} = -\frac{dE}{dx}(E_c) \Big|_{\text{ти}} = \frac{E_c}{X_0}.$$

**Многократное кулоновское рассеяние** заряженных частиц в веществе приводит к их отклонению от прямолинейной траектории. Оно может быть описано с помощью среднеквадратичного угла (плоского) рассеяния:

$$\sigma_\theta = \sqrt{\langle \theta^2 \rangle} = \frac{13.6}{p\beta} \sqrt{\frac{x}{X_0}},$$

где

$p, \beta$  — импульс (в МэВ/) и скорость частицы;  
 $x$  — толщина пройденного материала в единицах радиационной длины  $X_0$ .

При высоких энергиях налетающих частиц, в дополнение к вышеуказанным процессам, становятся существенными прямое рождение электрон–позитронных пар и фотоядерные реакции. Энергетические потери на черенковское и переходное излучение представляют значительный интерес при конструировании детекторов, но они играют незначительную роль как непосредственный канал потери энергии.

Нейтральные частицы типа нейтронов или нейтрино должны сперва образовать заряженные частицы при своем взаимодействии с веществом, прежде чем они будут зарегистрированы с помощью вышеописанных процессов.

Фотоны низких энергий ( $< 100$  кэВ) детектируются с помощью фотоэлектрического эффекта. Сечение **фотоэлектрического эффекта** аппроксимируется следующим выражением:

$$\sigma^{\Phi/\phi} \propto \frac{Z^5}{E_\gamma^{7/2}},$$

причем для высокогенергетических  $\gamma$ -квантов энергетическая зависимость сглаживается до  $\simeq E_\gamma^{-1}$ . При фотоэлектрическом эффекте отдельный электрон (обычно с K-оболочки) покидает атом. Как следствие переконфигурирования атомных оболочек, при этом испускаются рентгеновские  $\gamma$ -кванты или Оже-электроны.

В области средних энергий фотонов ( $100 \text{ кэВ} \div 1 \text{ МэВ}$ ) доминирующим является рассеяние на квазиводных электронах (**Комптоновское рассеяние**). Сечение Комптона-эффекта может быть представлено как

$$\sigma^{\text{комп}} \propto Z \cdot \frac{\ln E_\gamma}{E_\gamma} .$$

При высоких энергиях фотонов ( $\gg 1 \text{ МэВ}$ ) преобладающим процессом является рождение электрон-позитронных пар:

$$\sigma^{\text{пар}} \propto Z^2 \cdot \ln E_\gamma .$$

Вышеописанные фотопроцессы приводят к поглощению рентгеновских лучей и  $\gamma$ -излучения, которое может быть описано в виде закона изменения интенсивности фотонного потока:

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

$\mu$  есть характерный коэффициент поглощения, связанный с сечениями фотоэлектрического эффекта, Комптона-эффекта и рождения пар. Комптоновское рассеяние играет особую роль, так как энергия фотонов не полностью поглощается как при фотоэлектрическом эффекте или рождении пар, а только сдвигается в область более низких значений. Это требует введения отличающихся коэффициентов ослабления и поглощения.

Заряженные, а также нейтральные частицы, участвуя в процессах неупругого взаимодействия, могут рождать другие частицы. Сильные взаимодействия адронов могут описываться с помощью характерных длин поглощения и ядерного взаимодействия.

Электроны, родившиеся в процессе ионизации — например, в газовых детекторах — термализуются за счет столкновений с молекулами газа. В дальнейшем они движутся к электродам в электрическом поле детектора. Такое направленное движение электронов называется дрейфом. Скорость дрейфа электронов в типичных газах для обычных напряженностей поля составляет величину порядка  $5 \text{ см}/\text{мкс}$ . В течение дрейфа заряженные частицы (то есть электроны и ионы) испытывают поперечную и продольную диффузию, вызванную столкновениями с молекулами газа.

Присутствие магнитных полей приводит к отклонению дрейфа электронов от направления, параллельного электрическому полю.

Малые примеси электроотрицательных газов могут сильно влиять на свойства газовых детекторов.

## 2 Количественные характеристики детекторов

Качество детектора характеризуется его временным разрешением, точностью определения координат трека, энергии частицы и другими параметрами. Про-

странственное разрешение порядка  $10 \div 20$  мкм может быть достигнуто в кремниевых полосковых счетчиках и малых дрейфовых камерах. Субнаносекундное временное разрешение достигается в плоских искровых счетчиках. Энергетическое разрешение порядка нескольких эВ может быть получено с помощью криогенных калориметров.

Кроме разрешения, очень важными характеристиками детекторов являются эффективность, однородность и временная стабильность.

### 3 Единицы радиационных измерений

Радиоактивный распад атомных ядер (или частиц) описывается законом распада

$$N = N_0 e^{-t/\tau}$$

с временем жизни  $\tau = \frac{1}{\lambda}$  (где  $\lambda$  — постоянная распада). Период полураствора  $T_{1/2}$  меньше, чем время жизни ( $T_{1/2} = \tau \cdot \ln 2$ ).

Активность  $A(t)$  элемента есть

$$A(t) = -\frac{dN}{dt} = \lambda \cdot N ,$$

и единицей ее измерения является беккерель (= 1 распад в секунду).

Энергетическая доза  $D$  определяется как доля энергии, поглощенной единицей массы вещества:

$$D = \frac{dW}{\rho dV} = \frac{dW}{dm} .$$

$D$  измеряется в грэях (Гр; 1 Гр = 1 Дж/кг). Старой единицей поглощенной дозы является рад (100 рад = 1 Гр).

Биологический эффект поглощенной дозы различен для разных типов частиц. Если физически поглощенную энергию характеризовать коэффициентом Относительной Биологической Эффективности (ОБЭ), то можно ввести понятие эквивалентной дозы  $H$ , измеряемой в **зивертах** (Зв):

$$H [\text{Зв}] = \text{ОБЭ} \cdot D [\text{Гр}]$$

Старой единицей эквивалентной дозы является бэр (1 Зв = 100 бэр). **Эквивалентная доза, определяемая естественной радиоактивностью**, составляет приблизительно 3 мЗв в год. Для персонала, работающего в зоне контролируемого доступа, максимум эквивалентной дозы ограничен уровнем 50 мЗв в год. Летальной дозой для человека (50% вероятности смертельного исхода в течение 30 дней) является 4000 мЗв.

### 4 Детекторы для трековых и ионизационных измерений

#### 4.1 Ионизационные камеры

*Плоские ионизационные камеры*

**Применение:** измерение энергетических потерь и энергии (в случае полного поглощения), например,  $\alpha$ -спектроскопия, измерение индивидуальной поглощенной дозы.

**Конструкция:** постоянное однородное электрическое поле; постоянная скорость дрейфа электронов и ионов; отсутствие газового усиления. Рабочая среда обычно газовая, может быть и жидкой (аргон, криpton, ксенон) или твердой. Жидкости должны быть чрезвычайно чистыми (примеси на уровне  $\approx 10^{-9}$ ).

**Принцип измерения, считывание:** носители зарядов собираются электрическим полем, индуцируя зарядовый сигнал на электродах. Результирующий ток приводит к сигналу напряжения на сопротивлении.

**Преимущества:** простая конструкция и считывание.

**Недостатки:** чрезвычайно низкий сигнал в газовых ионизационных камерах требует высокочувствительных малошумящих усилителей. Амплитуды сигналов зависят от точки влета регистрируемой частицы (это может быть скорректировано введением сетки Фриша).

### *Цилиндрические ионизационные камеры*

**Применение:** см. плоские ионизационные камеры.

**Конструкция:** цилиндрически симметричное неоднородное  $1/r$ -поле (потенциал  $U \simeq \ln r$ ); переменная, зависящая от поля (то есть от точки влета регистрируемой частицы) дрейфовая скорость; отсутствие газового усиления.

**Принцип измерения, считывание:** зарядовый сигнал индуцируется на электродах. Основной вклад в него определяется движением **электронов**.

**Преимущества, недостатки:** см. плоские ионизационные камеры.

## 4.2 Пропорциональные счетчики

**Применение:** рентгеновская спектроскопия, детектирование нейтронов ( $\text{BF}_3$  счетчики).

**Конструкция:** аналогичны цилиндрическим ионизационным камерам, но характеризуются большими напряженностями поля и меньшим диаметром анодной проволочки. Газовое усиление составляет от  $10^3$  до  $10^6$  в  $1/r$ -поле. Образование лавины происходит у анодной проволочки в точке влета регистрируемой частицы; лавина не распространяется в поперечном направлении.

**Принцип измерения, считывание:** газовое усиление (без учета фотонов) характеризуется первым коэффициентом Таунсенда  $\alpha$ :

$$A = e^{\alpha x},$$

где длина пути  $x$  измеряется от точки рождения лавины. Если фотоны дают вклад в образование лавины, то газовое усиление может быть выражено как

$$A_\gamma = \frac{A}{1 - \gamma A},$$

где  $\gamma$  есть вероятность (на один электрон) того, что в лавине будет рожден один фотоэлектрон (второй коэффициент Таундсена). Пропорциональные счетчики работают в области пропорциональности, если только

$$\gamma A \ll 1.$$

Лавины развиваются в последней части пути в окрестности анодной проволочки ( $10 \div 20$  мкм). Сигнал в основном определяется движением *ионов* в сторону катода.

**Преимущества:** для детектирования достаточно малого уровня первичной ионизации.

**Недостатки:** энергетическое разрешение ограничивается флуктуациями первичной ионизации и зарядовым усилением. В общем случае характерна большая длительность сигнала (так что обычно требуется его дифференцирование).

### 4.3 Счетчики Гейгера

**Применение:** подсчет пролетевших частиц.

**Конструкция:** аналогична пропорциональным счетчикам, но работа происходит при больших напряженностях полей; газовое усиление  $\approx 10^8$ .

**Принцип измерения, считывание:** так как напряженности поля и газовое усиление велики, то фотоны, рождающиеся в процессе образования лавины, играют определяющую роль. Благодаря этому разряд распространяется в боковом (относительно анодной проволочки) направлении. Вдоль анодной проволочки на всю ее длину формируется ионный канал. Разряд прерывается либо с помощью электроники, либо добавлением в счетчик гасящего газа. Отсутствует пропорциональность между уровнем первичной ионизации и амплитудой выходного сигнала.

**Преимущества:** простота конструкции и работы.

**Недостатки:** невозможна многочастичная регистрация, если только не использовать прерывание разряда вдоль анодной проволочки с помощью нейлоновых волокон (ограниченный гейгеровский режим); большое мертвое время; низкая фотонная эффективность.

### 4.4 Стримерные трубы

**Применение:** активный слой в электромагнитных и адронных калориметрах. Детектирующий элемент в больших экспериментах по ядерному распаду.

**Конструкция:** аналогична счетчикам Гейгера, обычно трубы квадратного сечения. Газовое усиление  $\approx 10^{10}$ ; развитие лавины все еще ограничено точкой влета регистрируемой частицы, так как доля гасящего газа велика ( $> 50\%$ ); толстая анодная проволочка ( $\phi = 100$  мкм); высокое анодное напряжение ( $\approx 5$  кВ).

**Принцип измерения, считывание:** дискретный переход, минуя гейгеровский режим, от пропорциональной к стримерной моде работы.

**Преимущества:** чрезвычайно простая конструкция и функционирование; большой выходной сигнал (возможна работа без предусилителей); широкие пласти скорости счета и эффективности; стабильность рабочей точки; возможна многочастичная регистрация. Катоды обычно сегментированы в виде подушечек.

**Недостатки:** необходимость высокого рабочего напряжения ( $\approx 5$  кВ); гасящие газы обычно горючи (изобутан).

#### 4.5 Регистрация частиц в жидкостях

**Применение:** в основном, как активный слой в электромагнитных и адронных калориметрах, но также и для  $\beta$ - и  $\gamma$ -спектроскопии в МэВном диапазоне энергий.

**Конструкция:** большая площадь, плоские модули, заполненные жидким аргоном, криptonом или ксеноном; возможны также некоторые «теплые» жидкости (например, тетраметилсилан — ТМС), допускающие дрейф электронов.

**Принцип измерения, считывание:** собирание родившихся носителей заряда; малые выходные сигналы должны быть усилены малошумящими зарядовочувствительными усилителями.

**Преимущества:** простота конструкции; объем детектора может быть герметизирован; высокая радиационная жесткость.

**Недостатки:** необходимость использования криогеники при азотных температурах при работе с камерами, наполненными жидкими благородными газами. Чрезвычайно высокие требования к чистоте рабочей жидкости.

#### 4.6 Многопроволочные пропорциональные камеры

**Применение:** трековые детекторы с возможностью измерения энергетических потерь. Пригодны для экспериментов с высокими скоростями счета при малом зазоре между проволочками или в случае микрополосковых детекторов.

**Конструкция:** плоские слои пропорциональных счетчиков без разделяющих стенок.

**Принцип измерения, считывание:** аналогично пропорциональным счетчикам; при использовании высокоскоростного считывания (БАЦП — быстрый аналогово-цифровой преобразователь) может быть разрешена пространственная структура ионизации.

**Преимущества:** простота, прочность конструкции; использование стандартной электроники.

**Недостатки:** электростатическое расталкивание анодных проволочек; ограниченная механическая стабильность проволочек; провисание длинных анодных проволочек при горизонтальной конструкции.

**Модификации:** 1) соломенно-трубчатые камеры (алюминизированные майларовые трубочки с центральной анодной проволочкой); риск обрыва проволочек уменьшается.

2) Возможна сегментация катодов для получения пространственных координат.

3) Возможна миниатюризация в виде микрополосковых детекторов с «анодными проволочками» на пластиковых или керамических подложках; электроды обычно изготавливаются с помощью промышленной микролитографии. Возможны проблемы с осаждением ионов на диэлектриках, что может приводить к нарушению картины поля.

#### 4.7 Плоские дрейфовые камеры

**Применение:** трековые детекторы с измерением энергетических потерь.

**Конструкция:** для улучшения качества поля по сравнению с многопроволочными пропорциональными камерами между анодными проволочками размещаются потенциальные. Вообще, используется гораздо меньше проволочек, чем в многопроволочных пропорциональных камерах.

**Принцип измерения, считывание:** в дополнение к методам, используемым для считывания в многопроволочных пропорциональных камерах, измеряется время дрейфа произведенных носителей заряда. Это обеспечивает — даже при больших зазорах между проволочками — более высокое пространственное разрешение.

**Преимущества:** существенное уменьшение числа анодных проволочек; высокое координатное разрешение.

**Недостатки:** пространственная зависимость координатного разрешения из-за диффузии носителей заряда и статистики первичной ионизации; лево-правая неопределенность при измерении времени дрейфа (исправляемая двойными слоями или же расположением анодных проволочек в шахматном порядке).

**Модификации:** 1) «Безэлектродные» камеры: формирование поля умышленным осаждением ионов на изолированных стенках камеры.

2) Камеры временного расширения: введение сетки, отделяющей дрейфовое пространство от области усиления, что позволяет регулировать скорости дрейфа.

3) Индукционная дрейфовая камера: использование анодных и потенциальных проволочек с очень малым зазором. Считывание наведенных на потенциальные проволочки сигналов для разрешения лево-правой неопределенности; возможность работы при высоких загрузках.

## 4.8 Цилиндрические проволочные камеры

### *Цилиндрические проволочные и дрейфовые камеры*

**Применение:** центральные детекторы в экспериментах на накопительных кольцах с высоким координатным разрешением; большой телесный угол.

**Конструкция:** концентрические слои пропорциональных (или дрейфовых) камер. Дрейфовые ячейки приблизительно трапециoidalны или гексагональны. Электрические и магнитные поля (для измерения импульса) обычно перпендикулярны друг другу.

**Принцип измерения, считывание:** те же, что и для плоских пропорциональных или дрейфовых камер. Координата вдоль проволочки может быть определена по разделению зарядов путем измерения времени распространения сигнала по проволочке или же с помощью стереопроволочек. Могут быть сконструированы модули из компактных многопроволочных дрейфовых камер с высокоскоростными возможностями.

**Преимущества и недостатки:** см. разделы 4.5 и 4.7;  $[\vec{E}\vec{H}]$ -эффект усложняет реконструкцию трека.

### *Струйные дрейфовые камеры*

**Применение:** центральные детекторы в экспериментах на накопительных кольцах с отличной идентификацией частиц путем многократных измерений энергетических потерь.

**Конструкция:** азимутальная сегментация цилиндрического объема; электрические и магнитные поля для измерения импульсов ортогональны. Формирование поля потенциальными полосками; шахматное расположение анодных проволочек для разрешения лево-правой неопределенности.

**Принцип измерения, считывание:** как в обычных дрейфовых камерах; идентификация частиц по многократным измерениям  $dE/dx$ .

**Преимущества:** см. разделы 4.5 и 4.7.

**Недостатки:** см. разделы 4.5 и 4.7;  $[\vec{E}\vec{H}]$ -эффект усложняет реконструкцию трека.

### *Времяпроекционные камеры (ВПК)*

**Применение:** практически не содержащий материала центральный детектор, в основном используемый в экспериментах на накопительных кольцах; точная трехмерная реконструкция трека; электрическое поле дрейфа и магнитное поле (для поворота трека) параллельны.

**Конструкция, принцип измерения, считывание:** ни анодных, ни потенциальных проволочек нет в чувствительном объеме детектора. Родившиеся носители зарядов дрейфуют к торцевым детекторам (обычно это многопроволочные пропорциональные камеры), которые определяют две координаты трека; третья координата находится из времени дрейфа.

**Преимущества:** не считая рабочего газа, в чувствительном объеме нет другого вещества (низкое многократное рассеяние; высокое импульсное разрешение; очень низкая вероятность конверсии фотонов). Возможность определения трехмерных координат, многократное измерение потерь энергии и высокое пространственное разрешение.

**Недостатки:** дрейф положительных ионов назад в чувствительный объем детектора, что искажает электрическое поле (этого можно избежать размещением дополнительной сетки — ворот); так как время дрейфа велико, то ВПК не могут использоваться при высоких загрузках.

**Модификации:** 1) В качестве рабочей среды могут использоваться жидкие благородные газы, которые дают цифровые трехмерные «картины» с качеством, как в пузырьковых камерах (при этом требуется чрезвычайно низкошумящее считывание, так как в жидкостях отсутствует газовое усиление).  
2) Оптическая картина треков может быть получена в газонаполненных времязадающих камерах при использовании полей большой напряженности в торцевых камерах. Для этого рабочий газ в камерах выбирается так, чтобы производить максимальное число фотонов в видимом диапазоне в течение формирования лавины (камера с оптическим съемом).

#### 4.9 Камеры с оптическим съемом

Эти детекторы работают на основе тех же рабочих принципов, что и времязадающие камеры. В них трековая информация преобразуется в оптическое изображение в торцевых детекторах, которые работают с высоким коэффициентом газового усиления для фотонов. Считывание производится посредством усиления изображения через видеокамеру.

#### 4.10 Эффекты старения в проволочных камерах

– Старение в проволочных камерах вызывается появлением молекулярных фрагментов в микроплазменном разряде в процессе образования лавины. В результате происходит осаждение углерода, кремния или оксидов на анодных, потенциальных и катодных проволочках.

– Эффекты старения могут подавляться соответствующим выбором газов и газовых примесей (например, благородные газы с дополнительным содержанием кислорода). При этом необходимо избегать материалов, имеющих тенденцию к образованию полимеров (например, углеродсодержащих полимеров, кремниевых соединений, а также соединений, включающих галоиды и серу).

– Эффекты старения могут быть также подавлены правильной конфигурацией камер и тщательным отбором всех конструкционных компонентов камер и используемой газовой системы.

#### 4.11 Пузырьковые камеры

**Применение:** прецизионное оптическое определение треков заряженных частиц; изучение редких сложных событий.

**Конструкция:** сжиженный газ близок к точке кипения; расширение пузырьковой камеры с перегретой жидкостью синхронизовано с моментом пролета частицы через камеру.

**Принцип измерения, считывание:** пузырьки формируются вдоль трека частицы в перегретой жидкости и осуществляется стереоскопическое фотографирование трека.

**Преимущества:** высокое пространственное разрешение; анализ редких и сложных событий; возможно определение времени жизни короткоживущих частиц.

**Недостатки:** чрезвычайно трудоемкий анализ фотографий событий; невозможно организовать триггер, возможна лишь синхронизация; недостаточная плотность рабочей среды для поглощения высокоэнергетических частиц.

**Модификации:** голограммическое считывание позволяет реконструировать трехмерные события с прекрасным пространственным разрешением (несколько микрометров).

#### 4.12 Камеры Вильсона

**Применение:** наблюдение редких событий в космических лучах; демонстрационные эксперименты; историческое значение.

**Конструкция:** смесь газа и пара находится при давлении, близком к давлению насыщенного пара. Дополнительные детекторы (например, сцинтилляционные счетчики) используются для запуска процесса расширения объема камеры, чтобы достичь состояния перенасыщенного пара.

**Принцип измерения, считывание:** капельки формируются вдоль ионизационного трека в перенасыщенном паре и стереоскопически фотографируются.

**Преимущества:** возможен внешний запуск.

**Недостатки:** очень большое мертвое время и время цикла; утомительный анализ фотографий.

**Модификации:** в незапускаемых диффузионных камерах Вильсона может возникать зона постоянного перенасыщения.

#### 4.13 Стримерные камеры

**Применение:** изучение сложных событий с качеством, сравнимым с пузырьковыми камерами, при возможности внешнего запуска.

**Конструкция:** детекторы большого объема в сильном однородном электрическом поле. Импульс высокого напряжения очень короткой длительности индуцирует стримерный разряд вдоль ионизационного трека заряженной частицы.

**Принцип измерения, считывание:** стереоскопическое фотографирование светящихся стримеров.

**Преимущества:** высококачественные фотографии сложных событий. Подавление диффузии путем добавления кислорода; мишени могут монтироваться внутри чувствительного объема детектора.

**Недостатки:** сложный анализ события; очень короткие импульсы высокого напряжения (амплитудой 100 кВ и длительностью 2 нс) могут интерферировать с работой других детекторов.

#### 4.14 Разрядные камеры

**Применение:** исследование редких событий в космических лучах; изучение взаимодействий нейтрино; поиск распада нуклона.

**Конструкция:** наполненные неоном или неон-гелиевой смесью уплотненные стеклянные цилиндрические трубы или сферы («сфера Конверси») или пропиленовые трубы с нормальным протоком газа.

**Принцип измерения, считывание:** приложенный импульс высокого напряжения приводит к тому, что трубы, через которые пролетели заряженные частицы, начинают светиться по всей своей длине. Разряд может фотографироваться или считываться электронным образом.

**Преимущества:** чрезвычайно простая конструкция; могут изготавливаться большие объемы при низкой стоимости.

**Недостатки:** большое мертвое время; низкое пространственное разрешение; невозможно восстановить трехмерную картину — только отдельные проекции.

#### 4.15 Искровые камеры

**Применение:** несколько более старые координатные детекторы для исследования событий в космических лучах; эффектные демонстрационные эксперименты.

**Конструкция:** плоские параллельные электроды размещены в газе, заполняющем объем. Искровые камеры обычно запускаются совпадением срабатывания внешних детекторов (например, сцинтиляционных счетчиков).

**Принцип измерения, считывание:** высокое газовое усиление приводит к развитию плазменного канала вдоль трека частицы; происходит образование искры. Считывание камер с непрерывными электродами осуществляется фотографированием. Для проволочных искровых камер возможно магнитострикционное считывание или же с помощью ферритовых сердечников.

**Преимущества:** простота конструкции.

**Недостатки:** низкая многотрековая эффективность, которую можно поднять ограничением тока («стеклянные искровые камеры»); трудоемкий анализ событий при фотографическом считывании.

#### 4.16 Ядерные эмульсии

**Применение:** детекторы постоянной чувствительности; в основном используются в экспериментах с космическими лучами или как вершинные детекторы с высоким пространственным разрешением на ускорителях.

**Конструкция:** микрокристаллы бромида или хлорида серебра, погруженные в желатин.

**Принцип измерения, считывание:** детектирование заряженных частиц аналогично регистрации света фотографической пленкой; проявление и фиксация изображения. Анализ производится под микроскопом или ПЗС-камерой с последующим полуавтоматическим распознаванием.

**Преимущества:** 100%-я эффективность, постоянная чувствительность; простая конструкция; высокое пространственное разрешение.

**Недостатки:** отсутствие внешнего запуска; трудоемкий анализ событий.

#### 4.17 Кристаллы галоидного серебра

Кристаллы галоидного серебра часто используются в качестве альтернативных или в дополнение к ядерным эмульсиям. Эти кристаллы позволяют создавать большие объемы детектора по сравнению с ядерными эмульсиями. В определенных пределах информация о треках может избирательно запоминаться от внешнего запуска (путем засветки). Неинтересные несохраненные треки пропадают для последующего анализа.

#### 4.18 Рентгеновские пленки

Рентгеновские пленки — аналогично ядерным эмульсиям — часто используются как чувствительные слои в калориметрических детекторах для экспериментов с космическими лучами.

#### 4.19 Термolumинесцентные детекторы

Термolumинесцентные детекторы являются альтернативными рентгеновским пленкам. Они также могут использоваться как чувствительные слои в калориметрических детекторах для экспериментов с космическими лучами. В других конфигурациях они используются для измерения индивидуальных радиационных доз ионизирующего излучения.

#### 4.20 Радиофотолюминесцентные детекторы

Активированное серебром фосфатное стекло обычно используется в системах регистрации для защиты от ионизирующего излучения. Поглощение излучения приводит к появлению устойчивых фотолюминесцентных центров, число которых пропорционально поглощенной дозе. Считывание полученной дозы не стирает запомненную информацию.

#### 4.21 Пластиковые детекторы

**Применение:** физика тяжелых ионов и космических лучей; поиск магнитных монополей; измерения концентрации радона.

**Конструкция:** обычно стопка фольг из нитрата целлюлозы.

**Принцип измерения, считывание:** локальное повреждение материала пластика из-за ионизации, вызванной пролетевшей частицей, протравливается гидроксидом натрия. Это делает трек частицы видимым. Считывание осуществляется так же, как в ядерных эмульсиях.

**Преимущества:** чрезвычайно простой и надежный детектор; прекрасно подходит для экспериментов на спутниках и воздушных шарах; постоянная чувствительность; регулируемый порог для подавления регистрации слабоионизирующих частиц.

**Недостатки:** отсутствие внешнего запуска; трудоемкий анализ событий.

### 5 Временные измерения

#### 5.1 Фотоумножители

**Применение:** измерение слабых световых сигналов; регистрация одиночных фотонов; измерение времени.

**Конструкция:** фотокатод из металла с низкой работой выхода; цепочка динодов с высоким коэффициентом вторичной эмиссии.

**Принцип измерения, считывание:** использование фотоэлектрического эффекта для детектирования фотонов с последующим усилением за счет вторичной эмиссии на динодах.

**Преимущества:** сигналы большой амплитуды для одиночных фотонов; быстрое временное нарастание сигнала с возможностью временных измерений в субнаносекундном диапазоне.

**Недостатки:** в больших фотоумножителях временное разрешение ограничено флуктуациями пролетного расстояния между фотокатодом и первым динодом. Квантовая эффективность обычно  $\approx 20\%$ . Даже в слабых магнитных полях функционирование возможно только с сильной защитой от них (может преодолеваться в фотоумножителях специального типа).

**Модификации:** микроканальные электронные умножители («микроканальные пластины»); компактные конструкции с меньшей чувствительностью к магнитным полям; электронное усиление на непрерывных динодах; использование в качестве усилителей изображения, например, в специальных камерах (камеры ночного видения).

## 5.2 Сцинтилляторы

**Применение:**  $\gamma$ -спектроскопия и электромагнитная калориметрия в специальных органических сцинтилляторах; триггер и временные измерения в пластмассовых сцинтилляторах; элементы триггера в калориметрах.

**Конструкция:** следует различать три типа сцинтилляторов:

- 1) неорганические — активированные кристаллы ( $\text{Na}(\text{Tl})$ , ...);
- 2) органические — трехкомпонентные смеси, включающие сцинтиллятор, вещество для сдвига (преобразования) длины волны света и основную среду (жидкую или полимеризованную);
- 3) газовые сцинтилляционные счетчики.

**Принцип измерения, считывание:** энергия заряженных частиц или фотонов конвертируется в электроны в видимом диапазоне; в неорганических сцинтилляторах — это следствие их кристаллической структуры; в органических и газах — просто флуоресценция. Считывание световых сигналов осуществляется фотоумножителями или микроканальными пластинами.

**Преимущества:** геометрия сцинтилляторов может легко адаптироваться к физическим применениям. Высокое временное разрешение для пластмассовых сцинтилляторов (субнаносекундный диапазон); самозапуск для дрейфовых камер с газовым сцинтиллятором (электролюминесцентные камеры).

**Недостатки:** большое время затухания в неорганических сцинтилляторах; чувствительность к излучению при больших поглощенных дозах.

**Модификации:** сцинтилляционные волокна как чувствительные слои в калориметрах, одновременно используемые для трековых измерений.

### 5.3 Плоские искровые камеры

**Применение:** запускающие счетчики; прецизионное измерение времени.

**Конструкция:** пара плоских электродов на небольшом расстоянии друг от друга с высоким постоянным напряжением.

**Принцип измерения, считывание:** пролетающая частица создает плазменный канал между электродами посредством ионизации и газового усиления. Результирующий ток измеряется как сигнал напряжения на резисторе.

**Преимущества:** чрезвычайно высокое время разрешения (30 пс); высокая многократовая эффективность для электродов, выполненных из полупроводниковых материалов; получение информации о треках с помощью сегментированных электродов.

**Модификации:** камеры с резистивными пластинами (электроды из проводящих материалов); лавинные камеры с параллельными пластинами (газовое усиление ниже, чем в искровых камерах).

## 6 Идентификация частиц

Задача детекторов для идентификации частиц состоит в определении их массы  $m_0$  и заряда  $z$ . Обычно цель достигается комбинированием информации с различных детекторов. Основными входными параметрами при этом являются следующие:

- а) импульс  $p$  определяется с помощью магнитного поля:  $p = \gamma m_0 \beta c$ ; ( $\beta$  — скорость;  $\gamma$  — лоренц-фактор);
- б) время пролета частицы:  $\tau = s/(\beta c)$ ; ( $s$  — длина пролета);
- в) средние потери энергии на единицу длины:  $-\frac{dE}{dx} \propto \frac{z^2}{\beta^2} \log \gamma$ ;
- г) кинетическая энергия в калориметрах:  $E = (\gamma - 1)m_0 c^2$ ;
- д) выход черенковского света:  $\propto z^2 \sin^2 \theta$ ; ( $\theta = \arccos(1/n\beta)$ ;  $n$  — показатель преломления);
- е) выход фотонов переходного излучения:  $\propto \gamma$ .

Измерение и идентификация нейтральных частиц (нейтроны, фотоны, нейтрино и т.д.) осуществляется посредством их конверсии в заряженные частицы на подходящих мишнях или внутри объема детектора.

### 6.1 Детектирование нейтронов

**Применение:** детектирование нейтронов в различных энергетических диапазонах для радиационной защиты, в ядерных реакторах или физике элементарных частиц.

**Конструкция:** боротрифторидные счетчики; фольги, покрытые нитратом целлюлозы или активированные сцинтилляторы LiI(Eu).

**Принцип измерения, считывание:** нейтроны — как электрически нейтральные частицы — рождаются во взаимодействиях заряженные частицы, которые затем регистрируются стандартными способами.

**Недостатки:** нейtronные детекторы обычно имеют низкую эффективность регистрации.

## 6.2 Детекторы нейтрино

Подобно нейtronным детекторам, в счетчиках нейтрино сначала за счет взаимодействий рождаются заряженные частицы, регистрируемые затем стандартными методами. Чрезвычайно низкая эффективность, связанная с очень малым сечением взаимодействия нейтрино с веществом.

## 6.3 Измерение времени пролета

**Применение:** идентификация (разделение) частиц с различными массами при известном их импульсе.

**Конструкция, принцип измерения, считывание:** два сцинтилляционных или плоских искровых счетчика, работающих в старт-стоповой моде; считывание с помощью время-амплитудного преобразователя.

**Преимущества:** простота конструкции.

**Недостатки:** использование только для «низких» скоростей частиц ( $\beta < 0.99$ ,  $\gamma < 10$ ).

## 6.4 Черенковские счетчики

**Применение:** определение массы в пучках частиц, разделенных по импульсу (пороговые черенковские счетчики); определение скорости (дифференциальные черенковские счетчики).

**Конструкция:** твердотельные, жидкые или газовые прозрачные рабочие среды; фазовые смеси (аэрогели), охватывающие значения показателя преломления, недоступные для обычных материалов.

**Принцип измерения, считывание:** испускание черенковского света для частиц с  $v > c/n$  ( $n$  — показатель преломления) из-за асимметрии поляризации рабочей среды. Считывание осуществляется с помощью фотоумножителей или фоточувствительных многопроволочных пропорциональных камер.

**Преимущества:** простые методы определения массы частицы; перестраиваемые пороги путем изменения давления в газовых черенковских счетчиках; черенковское излучение может также использоваться в калориметрических детекторах; возможны системы, дающие изображение (черенковские счетчики с кольцевым изображением).

**Недостатки:** низкий фотонный выход (по сравнению со сцинтиляторами); чerenковские счетчики измеряют только скорость  $\beta$  частицы (но не ее заряд  $z$ ); область применения ограничена не очень высокими энергиями.

## 6.5 Детекторы переходного излучения

**Применение:** измерение Лоренц-фактора частицы для ее идентификации.

**Конструкция:** размещение фольг или пористых диэлектриков с как можно большим числом переходных слоев (для достижения непрерывного изменения диэлектрической проницаемости).

**Принцип измерения, считывание:** переходное излучение электромагнитных волн на границе материалов с различными диэлектрическими проницаемостями. Считывание осуществляется многопроволочными пропорциональными камерами, заполненными для эффективной регистрации фотонов ксеноном или криptonом.

**Преимущества:** число, или более точно, полная энергия испущенных фотонов переходного излучения пропорциональны *энергии* заряженной частицы. Излученные фотоны лежат в рентгеновском диапазоне и поэтому легко детектируются.

**Недостатки:** трудности разделения энергетических потерь из-за переходного излучения и ионизации.

## 6.6 Многократные $dE/dx$ -измерения

**Применение:** идентификация частиц.

**Конструкция:** многослойный детектор для индивидуальных измерений  $dE/dx$ .

**Принцип измерения, считывание:** распределение Ландау для энергетических потерь интерпретируется как распределение вероятности. При фиксированном импульсе различные частицы характеризуются различным распределением энергетических потерь. Реконструкция этих распределений с как можно большим числом измерений позволяет провести идентификацию частиц. Для нее также может использоваться упрощенный метод усеченно-го среднего.

**Преимущества:** измерения  $dE/dx$  могут быть побочным результатом работы многопроволочных пропорциональных, струйных или времяпролетных камерах. Принципы измерения просты.

**Недостатки:** в определенных кинематических областях средние энергетические потери для различных частиц заметно перекрываются. Эффект плотности для энергетических потерь даже в газах приводит к одинаковому распределению  $dE/dx$  для всех однократно заряженных частиц при высоких энергиях ( $\beta\gamma \approx$  несколько сот).

## 7 Измерение энергии

### 7.1 Твердотельные счетчики

**Применение:**  $\alpha$ -,  $\beta$ - и  $\gamma$ -спектроскопия; измерение энергетических потерь и идентификация частиц; трековые детекторы высокого разрешения (полосковые кремниевые счетчики).

**Конструкция:** кремниевые или германиевые кристаллы с примесями, которые являются донорами или акцепторами электронов (литий с **одним** электроном на внешней оболочке является таким донором).

**Принцип измерения, считывание:** твердотельные детекторы работают подобно твердотельным ионизационным камерам; заряженные частицы (или нейтральные посредством взаимодействий) рождают электрон-дырочные пары, которые собираются в электрическом поле. Для считывания требуется низкоумягчающие зарядовочувствительные усилители.

**Преимущества:** высокая плотность; для производства электрон-дырочной пары требуется низкая энергия (3.6 эВ для кремния и 2.8 эВ для германия), что приводит к отличному энергетическому разрешению; прецизионные трековые измерения в кремниевых полосковых счетчиках.

**Недостатки:** требуются криогенные устройства при температуре жидкого азота (для германиевых счетчиков); радиационная чувствительность.

**Модификации:** 1) по сравнению с рождением электрон-дырочных пар могут быть достигнуты даже более низкие значения  $W$ , если для измерения энергетических потерь использовать разрыв куперовских пар, при этом улучшается энергетическое разрешение; однако в этом случае требуется криогеника с чрезвычайно низкими температурами.

2) Чисто криогенные калориметры: для измерения очень малых энергетических потерь по росту температуры поглотителя; считывание из таких систем затруднено, так как уровень сигналов очень мал.

3) Пиксельные детекторы: считывание накопленного заряда в кремниевых детекторах, сегментированных на двухмерные электродные структуры.

### 7.2 Электромагнитные калориметры

**Применение:** измерение энергии электронов и фотонов в области энергии выше нескольких сот МэВ.

**Конструкция:** детекторы полного поглощения, в которых энергия электронов и фотонов поглощается за счет тормозного излучения и рождения пар. В сэмплинг калориметрах поглощение энергии обычно измеряется в слоях постоянной толщины в направлении развития ливня.

**Принцип измерения, считывание:** в зависимости от типа используемого активного слоя поглощенная энергия запоминается как зарядовый сигнал (например, в жидкостных аргоновых калориметрах) или как световой сигнал

(сцинтилляторы) и соответственно обрабатывается. Для практически полного поглощения 10 ГэВных электронов или фотонов требуется  $\approx 20$  радиационных длин.

**Преимущества:** компактная конструкция; относительное энергетическое разрешение *улучшается* с возрастанием энергии ( $\sigma/E \propto 1/\sqrt{E}$ ).

**Недостатки:** флуктуации энергетических потерь; энергетическое разрешение ухудшается или ограничивается флуктуациями Ландау, а также из-за продольных и поперечных утечек.

**Модификации:** использование сегментированного считывания в калориметрах может обеспечить прекрасное пространственное разрешение. В частности, в связи с этим могут быть упомянуты калориметры типа «спагетти».

### 7.3 Адронные калориметры

**Применение:** измерение энергии адронов выше 1 ГэВ; идентификация мюонов.

**Конструкция:** детекторы полного поглощения или сэмплинг калориметры; все материалы с малыми длинами ядерного взаимодействия могут быть использованы как поглотители (например, уран, вольфрам, а также железо и медь).

**Принцип измерения, считывание:** адроны с энергией  $> 1$  ГэВ теряют свою энергию посредством неупругих ядерных процессов в адронных каскадах. Эта энергия, как и в электромагнитных калориметрах, измеряется за счет появления зарядовых или световых сигналов в активном объеме детектора.

**Преимущества:** энергетическое разрешение улучшается с убыванием энергии.

**Недостатки:** существенные флуктуации энергетических потерь; большая доля энергии остается «невидимой» из-за разрыва ядерных связей и из-за нейтральных долгоживущих частиц или мюонов, вылетающих из детектора. Поэтому энергетическое разрешение в адронных калориметрах не достигает значений, возможных в электромагнитных калориметрах.

**Модификации:** для фиксированной энергии компенсационные методы позволяют выравнять амплитуды сигналов от ливней, вызванных электронами или фотонами, а также адронами. Этим достигается частичный «возврат» «невидимой энергии». Такая компенсация важна для коррекции измерения энергии в струях, для которых неизвестен состав входящих в них частиц.

### 7.4 Идентификация частиц в калориметрах

Идентификация частиц в калориметрах основана на том, что электромагнитные адронные каскады по разному развиваются в продольном и поперечном направлениях.

Мюоны отличаются от электронов, пионов, каонов и протонов благодаря своей высокой проникающей способности.

## 7.5 Калибровка и мониторирование калориметров

Калориметры следует калибровать. Это обычно делается с помощью тестовых пучков частиц известного типа с известным импульсом. В области низких энергий для калибровок могут также быть использованы  $\beta$ - и  $\gamma$ -радиоизотопы. Чтобы гарантировать временную стабильность, калибровочные параметры постоянно мониторируются в течение набора данных. Это требует наличия специальных on-line калибровочных процедур.

## 7.6 Криогенные калориметры

**Применение:** детектирование частиц низкой энергии или измерение чрезвычайно малых энергетических потерь.

**Конструкция:** детекторы, способные заметным образом менять свое состояние при поглощении даже чрезвычайно малой энергии.

**Принцип измерения:** разрыв куперовских пар при поглощении энергии; переход из сверхпроводящего состояния в нормальное в перегретых сверхпроводящих гранулах; детектирование фононов в твердом теле.

**Считывание:** с помощью чрезвычайно малошумящей электроники, например, СКВИДов.

**Преимущества:** использование в космологических исследованиях для нахождения кандидатов на «невидимую материю». Возможно применение при «работе» с неионизирующими частицами.

**Недостатки:** требуется чрезвычайно низкое охлаждение (область милливольтов).

## 8 Измерение импульса

**Применение:** спектрометры для определения импульса в экспериментах с фиксированной мишенью на ускорителях, для исследований космических лучей и на накопительных кольцах.

**Конструкция:** трековые детекторы либо размещены в объеме магнита, либо траектории влетающих и вылетающих из него заряженных частиц определяются с помощью координатных детекторов.

**Принцип измерения, считывание:** координатные детекторы определяют трек заряженной частицы в магнитном поле; импульс вычисляется по измеренному радиусу кривизны трека и известной напряженности магнитного поля.

**Преимущества:** в области нескольких ГэВ достигается высокое импульсное разрешение. Определение импульса чрезвычайно важно для идентификации частиц.

**Недостатки:** импульсное разрешение ограничено многократным рассеянием в магните и детекторах, а также их ограниченным пространственным разрешением. Импульсное разрешение *ухудшается* с ростом импульса ( $\sigma/p \propto p$ ). Для измерений больших импульсов требуемая длина детектора становится все более и более значительной.

## 9 Электроника

Считывание с детекторов частиц может рассматриваться как неотъемлемая часть детекторной системы. Совершенно очевидна тенденция к тому, чтобы даже очень сложную электронику устанавливать непосредственно на детектор. Такая электроника обычно состоит из предусилителей, но может также включать и дискриминаторы. Аналоговая информация обычно считывается с помощью аналого-цифровых преобразователей (АЦП). Применение быстрых АЦП (БАЦП) позволяет разрешить временную структуру сигналов с очень высокой точностью. Логические решения обычно принимаются на местах, доступных во время набора данных. Эти логические устройства должны обрабатывать большое число входных сигналов, а затем конфигурируются на различные уровни. Такие уровни триггера — в простейшем случае просто совпадения — позволяют последовательно решать, записывать или нет данное событие. Современные системы запуска интенсивно используют для обработки сложных событий микропроцессоры. События, которые дали запуск, поступают в систему сбора данных.

Для обеспечения хорошего качества накапливаемых данных обязательно используется on-line мониторирование и системы медленного контроля.

В более простых детекторах количество электроники может быть значительно уменьшено. Детекторы с визуализацией используют небольшое количество электронных цепей, а некоторые детекторы типа ядерных эмульсий или пластиковых детекторов и вовсе не требуют электроники.

## 10 Обработка информации

Первичные данные с детекторов состоят из набора аналоговых и цифровых сигналов, а также результатов предварительной обработки из on-line системы сбора данных. Задача обработки состоит в превращении этой информации в режиме off-line в физические величины.

Данные с детектора используются для определения, во-первых, энергии, импульса, направления влета и идентификации зарегистрированных частиц. Это позволяет полностью реконструировать сложные события. Их можно сравнить с предсказаниями, полученными моделированием картины события в детекторе. Сравнение между зарегистрированными и промоделированными событиями может использоваться для определения параметров, не заданных в теории. Возможные расхождения требуют модификации проверяемых моделей или указывают на наблюдение новых физических явлений.

# Приложение А

## таблица фундаментальных физических констант

Из обзора свойств частиц, C. Caso et al., The European Physical Journal **C3** (1998) 1, а также обновленной версии от 2 ноября 1999 г. (см. <http://pdg.lbl.gov>)

скорость света <sup>1</sup>	$c$	299 792 458 м/с
постоянная Планка	$h$	$6.626\,075\,5 \cdot 10^{-34}$ Дж · с $\pm 0.000\,004\,0 \cdot 10^{-34}$ Дж · с
Постоянная Планка приведенная	$\hbar = \frac{h}{2\pi}$	$1.054\,572\,66 \cdot 10^{-34}$ Дж · с $\pm 0.000\,000\,63 \cdot 10^{-34}$ Дж · с
заряд электрона <sup>2</sup>	$e$	$1.602\,177\,33 \cdot 10^{-19}$ Кл $\pm 0.000\,000\,49 \cdot 10^{-19}$ Кл $= 4.803\,206\,8 \cdot 10^{-10}$ CGSQ $\pm 0.000\,001\,5 \cdot 10^{-10}$ CGSQ
гравитационная постоянная	$G$	$6.672\,59 \cdot 10^{-11} \text{м}^3 / (\text{кг} \cdot \text{с}^2)$ $\pm 0.000\,85 \cdot 10^{-11} \text{м}^3 / (\text{кг} \cdot \text{с}^2)$
число Авогадро	$N_A$	$6.022\,136\,7 \cdot 10^{23}$ моль $^{-1}$ $\pm 0.000\,003\,6 \cdot 10^{23}$ моль $^{-1}$

---

<sup>1</sup>Скорость света является базисом для единицы длины — метр, который определяется как расстояние, пройденное светом за  $1/299\,792\,458$  секунды. Поэтому приводимое значение для скорости света является точным и не содержит ошибки.

<sup>2</sup>CGSQ = единица заряда в системе CGS.

Больцмана постоянная	$k$	$1.380\,658\,1 \cdot 10^{-23}$ Дж/К $\pm 0.000\,001\,2 \cdot 10^{-23}$ Дж/К
газовая постоянная	$R (= k N_A)$	$8.314\,472$ Дж/ (К · моль) $\pm 0.000\,014$ Дж/ (К · моль)
молярный объем, идеальный газ при СТД <sup>3</sup>	$V_{\text{mol}}$	$22.414\,10 \cdot 10^{-3}$ м <sup>3</sup> /моль $\pm 0.000\,019 \cdot 10^{-3}$ м <sup>3</sup> /моль
электрическая прони- цаемость вакуума <sup>4</sup>	$\varepsilon_0$	$8.854\,187\,817 \cdot 10^{-12}$ Ф/м
магнитная прони- цаемость вакуума	$\mu_0$	$12.566\,370\,614 \cdot 10^{-7}$ Н/А <sup>2</sup>
Стефана-Больцмана постоянная	$\sigma = \frac{\pi^2 k^4}{60 \hbar^3 c^2}$	$5.670\,397 \cdot 10^{-8}$ Вт/ (м <sup>2</sup> К <sup>4</sup> ) $\pm 0.000\,039 \cdot 10^{-8}$ Вт/ (м <sup>2</sup> К <sup>4</sup> )
масса электрона	$m_e$	$0.510\,999\,06$ МэВ/с <sup>2</sup> $\pm 0.000\,000\,15$ МэВ/с <sup>2</sup>  $= 9.109\,389\,7 \cdot 10^{-31}$ кг $\pm 0.000\,005\,4 \cdot 10^{-31}$ кг
масса протона	$m_p$	$938.272\,31$ МэВ/с <sup>2</sup> $\pm 0.000\,028$ МэВ/с <sup>2</sup>  $= 1.672\,623\,1 \cdot 10^{-27}$ кг $\pm 0.000\,001\,0 \cdot 10^{-27}$ кг
атомная единица массы (аэм)	$(1g/N_A)$	$931.494\,32$ МэВ/с <sup>2</sup> $\pm 0.000\,028$ МэВ/с <sup>2</sup>  $= 1.660\,540\,2 \cdot 10^{-27}$ кг $\pm 0.000\,001\,0 \cdot 10^{-27}$ кг

<sup>3</sup>Стандартные температура и давление.

<sup>4</sup>Так как скорость света  $c$  по определению является точной величиной (без ошибки), то электрическая и магнитные проницаемости вакуума, определяемые как  $\varepsilon_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$  Ф/м и  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$  Н/А<sup>2</sup>, также являются точными.

отношение заряд/масса для электрона	$e/m_e$	$1.758\ 819\ 62 \cdot 10^{11}$ $\frac{\text{Кл}}{\text{кг}}$ $\pm 0.000\ 000\ 53 \cdot 10^{11}$ $\frac{\text{Кл}}{\text{кг}}$
постоянная тонкой структурой <sup>5</sup> $\alpha$	$\alpha^{-1} = \left( \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c} \right)^{-1}$	$137.035\ 989\ 5$ $\pm 0.000\ 000\ 61$
классический радиус электрона	$r_e = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e c^2}$	$2.817\ 940\ 92 \cdot 10^{-15}$ м $\pm 0.000\ 000\ 38 \cdot 10^{-15}$ м
Комptonовская длина волны для электрона	$\frac{\lambda_e}{2\pi} = \frac{\hbar}{m_e c} = \frac{r_e}{\alpha}$	$3.861\ 593\ 23 \cdot 10^{-13}$ м $\pm 0.000\ 000\ 35 \cdot 10^{-13}$ м
Боровский радиус	$r_0 = \frac{4\pi\epsilon_0\hbar^2}{m_e e^2} = \frac{r_e}{\alpha^2}$	$0.529\ 177\ 249 \cdot 10^{-10}$ м $\pm 0.000\ 000\ 024 \cdot 10^{-10}$ м
Ридберговская энергия	$E_{\text{Ry}} = m_e c^2 \alpha^2 / 2$	$13.605\ 698\ 1$ эВ $\pm 0.000\ 004\ 0$ эВ
магнетон Бора	$\mu_B = e\hbar/2m_e$	$5.788\ 382\ 63 \cdot 10^{-11}$ $\frac{\text{МэВ}}{\text{Тл}}$ $\pm 0.000\ 000\ 52 \cdot 10^{-11}$ $\frac{\text{МэВ}}{\text{Тл}}$
ускорение свободного падения, на уровне моря <sup>6</sup>	$g$	$9.806\ 65$ м/с <sup>2</sup>
масса Земли	$M$	$5.979 \cdot 10^{24}$ кг $\pm 0.004 \cdot 10^{24}$ кг
масса Солнца	$M_\odot$	$1.98892 \cdot 10^{30}$ кг $\pm 0.00025 \cdot 10^{30}$ кг

<sup>5</sup>При квадрате передачи четырех-импульса  $Q^2 = 0$ . При  $Q^2 = m_Z^2$  это значение примерно равно 1/129, где  $m_Z = 91.19$  ГэВ·с<sup>2</sup> — масса Z-бозона.

<sup>6</sup>Точное по определению. В действительности, значение  $g$  различно для разных точек на Земле. На экваторе  $g \approx 9.75$  м/с<sup>2</sup>, на полюсе  $g \approx 9.85$  м/с<sup>2</sup>.

## Приложение Б

## определение физических величин и их единицы

физическая величина	обозначение	единица
активность	$A$	1 беккерель (Бк) = 1 распад в секунду ( $\text{с}^{-1}$ ) 1 кюри (Ки) = $3.7 \cdot 10^{10}$ Бк
работа, энергия	$W$	1 Джоуль (Дж) = 1 Вт·с = 1 Н·м 1 эрг = $10^{-7}$ Дж 1 эВ = $1.602\,177 \cdot 10^{-19}$ Дж 1 кал = 4.186 Дж
плотность	$\varrho$	$1 \text{ кг}/\text{м}^3 = 10^{-3} \text{ г}/\text{см}^3$
давление	$p$	1 Паскаль (Па) = $1 \text{ Н}/\text{м}^2$ 1 бар = $10^5$ Па 1 атм = $1.013\,25 \cdot 10^5$ Па 1 Торр (мм рт.ст.) = $1.333\,224 \cdot 10^2$ Па 1 кпонд/ $\text{м}^2$ = 9.806 65 Па
заряд	$q$	1 Кулон (Кл) 1 Кл = $2.997\,924\,58 \cdot 10^9$ CGSQ

поглощенная доза излучения	$D$	$1 \text{ Грэй (Гр)} = 1 \text{ Дж/кг}$ $1 \text{ рад} = 0.01 \text{ Гр}$
эквивалентная доза излучения	$H$	$1 \text{ зиверт (Зв)} = 1 \text{ Дж/кг}$ $(H[\text{Зв}] = \cdot D[\text{Гр}])$ ; = относительная биологическая эффективность) $1 \text{ бэр} = 0.01 \text{ Зв}$
экспозиционная доза	$I$	$1 \text{ I} = 1 \text{ Кл/кг}$ $1 \text{ рентген (Р)} = 2.58 \cdot 10^{-4} \text{ Кл/кг}$ $= 8.77 \cdot 10^{-3} \text{ Гр}$ (при поглощении в воздухе)
энтропия	$S$	$1 \text{ Дж/К}$
сила	$F$	$1 \text{ ньютон (Н)} = 10^5 \text{ дин}$
длина	$l$	$1 \text{ м} = 10^{10} \text{ ангстрем (\AA)}$ $1 \text{ ферми (fm)} = 10^{-15} \text{ м}$ (= 1 фемтометр) $1 \text{ астрономическая единица (ae)}$ $= 1.496 \cdot 10^{11} \text{ м}$ $1 \text{ парсек (pc)} = 3.085 68 \cdot 10^{16} \text{ м}$ $= 3.26 \text{ световых года}$ $= 1 \text{ ae/1угл.сек.}$ $1 \text{ световой год (сг)} = 0.3066 \text{ pc}$
мощность	$P$	$1 \text{ ватт (Вт)} = 1 \text{ Н м/с} = 1 \text{ Дж/с}$
масса	$m$	$1 \text{ кг} = 10^3 \text{ г}$
напряженность электрического поля	$E$	$1 \text{ В/м}$
напряженность магнитного поля	$H$	$1 \text{ А/м}$ $1 \text{ эрстед (\э)} = 79.59 \text{ А/м}$
магнитная индукция	$B$	$1 \text{ Тесла (Тл)} = 1 \text{ В с/м}^2 = 1 \text{ Вб/м}^2$ $1 \text{ гаусс (гс)} = 10^{-4} \text{ Тл}$
магнитный поток	$\phi$	$1 \text{ вебер (Вб)} = 1 \text{ В с}$

индуктивность	$L$	1 генри ( $\Gamma_{\text{н}}$ ) = 1 В с/А = 1 Вб/А
емкость	$C$	1 фараада ( $\Phi$ ) = 1 Кл/В
электрический потенциал	$U$	1 вольт (В)
электрический ток	$I$	1 ампер (А)
температура	$T$	1 кельвин (К) $T[{}^{\circ}\text{C}] = T[\text{K}] - 273.16$
электрическое сопротивление	$\Omega$	1 ом ( $\Omega_{\text{м}}$ ) = 1 В/А
удельное сопротивление	$\varrho$	1 Ом · см
время	$t$	1 с
сечение	$\sigma$	1 барн = $10^{-24}$ см <sup>2</sup>

## Список литературы

1. K. Kleinknecht, *Detektoren für Teilchenstrahlung*, Teubner (1984, 1987, and 1992), and *Detectors for Particle Radiation*, Cambridge University Press (1986); имеется перевод: К. Клайнкнхт, *Детекторы корпускулярных излучений*, под ред. А.А. Поманского — М.: Мир, 1990.
2. O.C. Alenkofer, *Teilchendetektoren*, Thiemig, München (1971).
3. R. Fernow, *Introduction to Experimental Particle Physics*, Cambridge University Press (1986/89).
4. P. Rice-Evans, *Spark, Streamer, Proportional and Drift Chambers*, Richelieu Press, London (1974).
5. Б. Ситар, Г.И. Мерсон, В.А. Чечин & Ю.А. Будагов, *Ионизационные измерения в физике высоких энергий*, Энергоатомиздат, Москва (1988)
6. B. Sitar, G.I. Merson, V.A. Chechin & Yu.A. Budagov, *Ionization Measurements in High Energy Physics*, Springer Tracts in Modern Physics, Vol. 124 (1993).
7. W.R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer, Berlin (1987).
8. R.S. Gilmore, *Single Particle Detection and Measurement*, Taylor and Francis, London (1992).
9. T. Ferbel (ed.), *Experimental Techniques in High Energy Nuclear and Particle Physics*, World Scientific, Singapore (1991).
10. F. Sauli (ed.), *Instrumentation in High Energy Physics*, World Scientific, Singapore (1992).
11. C.F.G. Delaney & E.C. Finch, *Radiation Detectors*, Oxford Science Publications, Clarendon Press, Oxford (1992).
12. R.C. Fernow, *Fundamental Principles of Particle Detectors*, Summer School on Hadron Spectroscopy, University of Maryland, 1988; BNL-Preprint, BNL-42114 (1988).
13. G.F. Knoll, *Radiation Detection and Measurement*, John Wiley & Sons Inc. (Wiley Interscience), New York (1979).
14. D.M. Ritson, *Techniques of High Energy Physics*, Interscience Publishers Inc., New York (1961); имеется перевод: Д. Ритсон, *Экспериментальные методы в физике высоких энергий*, под ред. В.П. Джелепова — М.: Наука, 1964.
15. K. Siegbahn (ed.), *Alpha, Beta and Gamma-Ray Spectroscopy*, Vol. 1 and Vol. 2, North Holland Publ. Comp., Amsterdam (1968); имеется перевод: *Альфа-, бета- и гамма-спектроскопия*, под ред. К. Зигбана — М.: Наука, 1969.
16. J.C. Anjos, D. Hartill, F. Sauli & M. Sheaff (eds.), *Instrumentation in Elementary Particle Physics*, World Scientific, Singapore (1992).
17. G. Charpak & F. Sauli, High-Resolution Electronic Particle Detectors, *Ann. Rev. Nucl. Phys. Sci.* **34** (1984) 285.
18. W.J. Price, *Nuclear Radiation Detectors*, 2<sup>nd</sup> edition, McGraw-Hill, New York (1964).
19. S.A. Korff, *Electron and Nuclear Counters*, 2<sup>nd</sup> edition, Van Nostrand, Princeton, New Jersey (1955).
20. H. Neuert, *Kernphysikalische Meßverfahren zum Nachweis für Teilchen und Quanten*, G. Braun, Karlsruhe (1966).
21. W. Stolz, *Messung ionisierender Strahlung: Grundlagen und Methoden*, Akademie-Verlag, Berlin (1985).
22. E. Fenyves & O. Haimann, *The Physical Principles of Nuclear Radiation Measurements*, Akadémiai Kiadó, Budapest (1969).
23. P.J. Ouseph, *Introduction to Nuclear Radiation Detectors*, Plenum Press, New

- York/London (1975).
24. W.H. Tait, *Radiation Detection*, Butterworths, London (1980).
  25. C.W. Fabjan, *Detectors for Elementary Particle Physics*, CERN-PPE/94-61 (1994).
  26. G. Charpak, Electronic Imaging of Ionizing Radiation with Limited Avalanches in Gases, Nobel-Lecture 1992, CERN-PPE/93-25 (1993); and *Rev. Mod. Phys.* **65** (1993) 591.
  27. B. Rossi, *High Energy Particles*, Prentice-Hall (1952); имеется перевод: Б.Росси, *Частицы больших энергий* — М.: Гостехиздат, 1995.
  28. H.A. Bethe, Theorie des Durchgangs schneller Korpuskularstrahlen durch Materie, *Ann. d. Phys.* **5** (1930) 325.
  29. H.A. Bethe, Bremsformel für Elektronen mit relativistischen Geschwindigkeiten, *Z. Phys.* **76** (1932) 293.
  30. F. Bloch, Bremsvermögen von Atomen mit mehreren Elektronen, *Z. Phys.* **81** (1933) 363.
  31. R.M. Sternheimer & R.F. Peierls, General Expression for the Density Effect for the Ionization Loss of Charged Particles, *Phys. Rev. B* **3** (1971) 3681.
  32. E.A. Uehling, Penetration of Heavy Charged Particles in Matter, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* Vol. 4 (1954) 315.
  33. S. Hayakawa, *Cosmic Ray Physics*, John Wiley & Sons Inc. (Wiley Interscience) (1969).
  34. Particle Data Group, Review of Particle Properties, *Phys. Lett.* **239** (1990) 1.
  35. Particle Data Group, Review of Particle Properties, *Phys. Rev. D* **45** (1992) 1, and Particle Data Group, *Phys. Rev. D* **46** (1992) 5210 (Errata).
  36. C. Serre, *Evaluation de la Perte D'Energie et du Parcours de Particules Chargées Traversant un Absorbant Quelconque*, CERN 67-5 (1967).
  37. P. Marmier, *Kernphysik I*, Zürich (1977).
  38. L. Landau, On the Energy Loss of Fast Particles by Ionization, *J. Phys. USSR* **8** (1944) 201.
  39. R.S. Kölbig, *Landau Distribution*, CERN Program Library G 110, CERN Program Library Section (1985).
  40. P.V. Vavilov, Ionization Losses of High Energy Heavy Particles, *Sov. Phys. JETP* **5** (1957) 749.
  41. R. Werthenbach, *Elektromagnetische Wechselwirkungen von 200 GeV Myonen in einem Streamerrohr-Kalorimeter*, Diploma-Thesis, University of Siegen (1987).
  42. S. Behrends & A.C. Melissinos, *Properties of Argon-Ethane/Methane Mixtures for Use in Proportional Counters*, University of Rochester, Preprint UR-776 (1981).
  43. J.E. Moyal, *Theory of Ionization Fluctuations*, Ser. 7, Vol. 46, No. 374, March 1955.
  44. R.K. Bock *et al.* (eds.), *Formulae and Methods in Experimental Data Evaluation*, General Glossary, Vol. 1 (1984) 110.
  45. Y. Iga *et al.*, Energy Loss Measurements for Charged Particles and a New Approach Based on Experimental Results, *NIM* **213** (1983) 531.
  46. S.I. Striganov, Ionization Straggling of High Energy Muons in Thick Absorbers, *NIM* A **322** (1992) 225.
  47. C. Grupen, Electromagnetic Interactions of High Energy Cosmic Ray Muons, *Fortschr. d. Physik* **23** (1976) 127.
  48. U. Fano, Penetration of Photons, Alpha Particles and Mesons, *Ann. Rev. Nucl. Sci.* **13** (1963) 1.
  49. G. Musiol, J. Ranft, R. Reif & D. Seeliger, *Kern- und Elementarteilchenphysik*, VCH Verlagsgesellschaft, Weinheim (1988).
  50. W. Heitler, *The Quantum Theory of Radiation*, Oxford. (1954)
  51. F. Sauli, *Principles of Operation of Multiwire Proportional and Drift Chambers*, CERN 77-09 (1977) and references therein.

52. N.I. Koschkin & M.G. Schirkewitsch, *Elementare Physik*, Hanser, München/Wien (1987).
53. U. Fano, Ionization Yield of Radiations. II. The Fluctuation of the Number of Ions, *Phys. Rev.* **72** (1947) 26.
54. A.H. Walenta, *Review of the Physics and Technology of Charged Particle Detectors*, Preprint University of Siegen SI-83-23 (1983).
55. H.A. Bethe, Moliere's Theory of Multiple Scattering, *Phys. Rev.* **89** (1953) 1256.
56. H.A. Bethe & W. Heitler, Stopping of Fast Particles and Creation of Electron Pairs, *Proc. R. Soc. Lond. A* **146** (1934) 83.
57. E. Lohrmann, *Hochenergiephysik*, Teubner, Stuttgart (1978, 1981, 1986, 1992).
58. U. Amaldi, Fluctuations in Calorimetric Measurements, *Phys. Scripta* **23** (1981) 409.
59. W. Lohmann, R. Kopp & R. Voss, *Energy Loss of Muons in the Energy Range 1 — 10.000 GeV*, CERN 85-03 (1985).
60. M.J. Tannenbaum, *Simple Formulas for the Energy Loss of Ultrarelativistic Muons by Direct Pair Production*, Brookhaven National Laboratory, BNL-44554 (1990).
61. W.K. Sakamoto *et al.*, Measurement of TeV Muon Energy Loss in Iron, University of Rochester UR-1209 (1991), and *Phys. Rev. D* **45** (1992) 3042.
62. K. Mitsui, Muon Energy Loss Distribution and its Applications to the Muon Energy Determination, *Phys. Rev. D* **45** (1992) 3051.
63. G. Hertz, *Lehrbuch der Kernphysik*, Bd. 1, Teubner, Leipzig (1966).
64. J.S. Marshall, A.G. Ward, Absorption Curves and Ranges for Homogeneous  $\beta$ -Rays, *Canad. J. Res. A* **15** (1937) 39.
65. Sauter, *Grundlagen des Strahlenschutzes*, Thiemig, München (1982).
66. G. Joos & E. Schopper, *Grundriß der Photographie und ihrer Anwendungen, besonders in der Kernphysik*, Frankfurt am Main (1958).
67. A.G. Wright, A Study of Muons Underground and Their Energy Spectrum at Sea Level, Polytechnic of North London Preprint (1974); and *J. Phys. A* **7** (1974) 2085.
68. P. Marmier & E. Sheldon, *Physics of Nuclei and Particles* Vol. 1, Academic Press, New York (1969).
69. O. Klein & Y. Nishina, Über die Streuung von Strahlung durch freie Elektronen nach der neuen relativistischen Quantenmechanik von Dirac, *Z. Phys.* **52** (1929) 853.
70. W.S.C. Williams, *Nuclear and Particle Physics*, Clarendon Press, Oxford (1991).
71. C. Grupen & E. Hell, Lecture Notes, *Kernphysik*, University of Siegen (1983).
72. H.A. Bethe & J. Ashkin, Passage of Radiation through Matter, in *Experimental Nucl. Phys.* (ed. E. Segré), John Wiley & Sons Inc. (Wiley Interscience), New York Vol. **1** (1953) 166ff.
73. R.D. Evans, *The Atomic Nucleus*, McGraw-Hill, New York. (1955)
74. G.W. Grodstein, *X-Ray Attenuation Coefficients from 10 keV to 100 MeV*, Circ. Natl. Bur. Stand. No. 583 (1957).
75. G.R. White, *X-ray Attenuation Coefficients from 10 keV to 100 MeV*, Natl. Bur. Standards (U.S.) Rept. 1003 (1952).
76. Particle Data Group, Review of Particle Properties, *Phys. Lett.* **111 B** (1982).
77. V. Palladino & B. Sadoulet, *Application of the Classical Theory of Electrons in Gases to Multiwire Proportional and Drift Chambers*, LBL-3013, UC-37, TID-4500-R62 (1974).
78. W. Blum & L. Rolandi, *Particle Detection with Drift Chambers*, Springer Monograph XV, Berlin/New York (1993).
79. A. Peisert & F. Sauli, *Drift and Diffusion in Gases: a Compilation*, CERN-Report 84-08 (1984).
80. L.G. Huxley & R.W. Crompton, *The Diffusion and Drift of Electrons in Gases*, John Wiley & Sons Inc. (Wiley Interscience), New York (1974).
81. E.W. McDaniel & E.A. Mason, *The Mobility and Diffusion of Ions in Gases*, John

- Wiley & Sons Inc. (Wiley Interscience), New York (1973).
82. V. Palladino & B. Sadoulet, Application of the Classical Theory of Electrons in Gases to Multiwire Proportional and Drift Chambers, *NIM* **128** (1975) 323.
  83. J. Townsend, *Electrons in Gases*, Hutchinson, London. (1947)
  84. S.C. Brown, *Basic Data of Plasma Physics*, MIT-Press, Cambridge, Mass. (1959).
  85. C. Ramsauer & R. Kollath, Die Winkelverteilung bei der Streuung langsamer Elektronen an Gasmolekülen, *Ann. Phys.* **12** (1932) 35.
  86. C. Ramsauer & R. Kollath, Über den Wirkungsquerschnitt der Edelgasmoleküle gegenüber Elektronen unterhalb 1 Volt, *Ann. Phys.* **3** (1929) 536.
  87. C. Ramsauer, Über den Wirkungsquerschnitt der Gasmoleküle gegenüber langsamen Elektronen, *Ann. Phys.* **66** (1921) 546.
  88. E. Brüche *et al.*, Über den Wirkungsquerschnitt der Edelgase Ar, Ne, He gegenüber langsamen Elektronen, *Ann. Phys.* **84** (1927) 279.
  89. C.E. Normand, The Absorption Coefficient for Slow Electrons in Gases, *Phys. Rev.* **35** (1930) 1217.
  90. L. Colli & U. Facchini, Drift Velocity of Electrons in Argon, *Rev. Sci. Instr.* **23** (1952) 39.
  91. J.M. Kirshner & D.S. Toffolo, Drift Velocity of Electrons in Argon and Argon Mixtures, *J. Appl. Phys.* **23** (1952) 594.
  92. H.W. Fulbright, Ionization Chambers in Nuclear Physics, in S. Flügge (ed.), *Handbuch der Physik*, Springer, Berlin Band **XLV** (1958) 1.
  93. J. Fehlmann & G. Viertel, ETH-Zürich-Report, *Compilation of Data for Drift Chamber Operation* (1983).
  94. W.N. English & G.C. Hanna, Grid Ionization Chamber Measurement of Electron Drift Velocities in Gas Mixtures, *Canad. J. Phys.* **31** (1937) 768.
  95. A. Breskin *et al.*, Recent Observations and Measurements with High-Accuracy Drift Chambers, *NIM* **124** (1975) 189.
  96. A. Breskin *et al.*, Further Results on the Operation of High-Accuracy Drift Chambers, *NIM* **119** (1974) 9.
  97. G. Charpak & F. Sauli, High-Accuracy Drift Chambers and their Use in Strong Magnetic Fields, *NIM* **108** (1973) 413.
  98. J. Vávra *et al.*, Measurement of Electron Drift Parameters for Helium and CF<sub>4</sub>-Based Gases, *NIM A* **324** (1993) 113.
  99. T. Kunst *et al.*, Precision Measurements of Magnetic Deflection Angles and Drift Velocities in Crossed Electric and Magnetic Fields, *NIM A* **423** (1993) 127.
  100. V.H. Regener, Statistical Significance of Small Samples of Cosmic Ray Counts, *Phys. Rev.* **84** (1951) 161.
  101. G. Zech, Upper Limits in Experiments with Background or Measurement Errors, *NIM A* **277** (1989) 608.
  102. O. Helene, Upper Limit of Peak Area, *NIM* **212** (1983) 319.
  103. S. Brandt, *Datenanalyse*, Bibliographisches Institut, Mannheim/Leipzig (1992).
  104. O.C. Allkofer, W.D. Dau & C. Grupen, *Spark Chambers*, Thiemic, München (1969).
  105. W. Minder, *Dosimetrie der Strahlungen radioaktiver Stoffe*, Springer, Wien (1961).
  106. R.H. Thomas & V. Perez-Mendez, *Advances in Radiation Protection and Dosimetry in Medicine*, Plenum-Press, New York/London (1980).
  107. J.R. Greening, *Fundamentals of Radiation Dosimetry*, Adam Hilger Ltd., Bristol (1981).
  108. D.G. Miller, *Radioactivity and Radiation Detection*, Gordon and Breach Science Publ., New York/Paris/London (1972).
  109. W. Jacobi, *Strahlenschutzpraxis, Teil I - Grundlagen*, Thiemic, München (1968).
  110. M. Oberhofer, *Strahlenschutzpraxis, Teil II - Meßtechnik*, Thiemic, München (1968/1972).

111. M. Oberhofer, *Strahlenschutzpraxis, Teil III - Umgang mit Strahlern*, Thiemig, München (1968).
112. M. Frank & W. Stolz, *Festkörperdosimetrie ionisierender Strahlung*, Teubner, Leipzig (1969).
113. P.F. Sharp, P.P. Dendy & W.I. Keyes, *Radionuclide Imaging Techniques*, Academic Press Inc., London (1985).
114. G.E. Adams, D.K. Bewley & J.B. Boag, *Charged Particle Tracks in Solids and Liquids*, Proc. of the Second L.H. Gray Conference, Cambridge (1969), publ. 1970.
115. B. Rajewsky (ed.), *Wissenschaftliche Grundlagen des Strahlenschutzes*, G. Braun, Karlsruhe (1957).
116. E. Sauter, *Grundlagen des Strahlenschutzes*, Siemens AG, Berlin/München (1971).
117. H. Yagoda, *Radioactive Measurements with Nuclear Emulsions*, John Wiley & Sons Inc. (Wiley Interscience), New York, and Chapman and Hall Ltd. London (1949).
118. R. Kiefer & R. Maushart, *Radiation Protection Measurement*, Pergamon Press, Oxford 1972.
119. F.H. Attix & W.C. Roesch, *Radiation Dosimetry, Vol. II, Instrumentation*, Academic Press, New York/London (1966).
120. C.M. Lederer, *Table of Isotopes*, John Wiley & Sons Inc. (Wiley Interscience), New York (1967).
121. H. Landolt & R. Börnstein, *Atomkerne und Elementarteilchen*, Band 5, Springer (1952).
122. R.C. Weast & M.J. Astle (eds.), *Handbook of Chemistry and Physics*, CRC-Press (1979).
123. O.C. Allkofer, *Introduction to Cosmic Radiation*, Thiemig, München (1975).
124. D.M. Websdale & P.R. Hobson (eds.), Position-Sensitive Detectors, 2nd Conf. London UK Sept. 1990; *NIM A* **310** (1991) 1-575; and P.R. Hobson, A. Faruqi & G.W. Fraser (eds.), Position-Sensitive Detectors, 3rd Conf. London UK Sept. 1993; *NIM A* **348** (1994) 207-746.
125. W. Bartl, G. Neuhofer, M. Regler & A. Taurok (eds.), Proc. 6th Int. Conf. on Wire Chambers, Vienna 1992, *NIM A* **323** (1992) 1-552.
126. B. Rossi & H. Staub, *Ionization Chambers and Counters*, McGraw-Hill, New York (1949); имеется перевод: Б. Rossi и Г. Штауб, *Ионизационные камеры и счетчики*, под ред. Г.Б. Жданова — М.: Изд-во ин. лит., 1951.
127. D.M. Wilkinson, *Ionization Chambers and Counters*, Cambridge University Press (1950).
128. D. McCormick, *Fast Ion Chambers for SLC*, SLAC-Pub-6296 (1993).
129. M. Fishman & D. Reagan, The SLAC Long Ion Chamber for Machine Protection, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **NS-14** (1967) 1096.
130. S.E. Hunt, *Nuclear Physics for Engineers and Scientists*, John Wiley & Sons Inc. (Wiley Interscience), New York (1987).
131. J.S. Townsend, *Electricity of Gases*, Clarendon Press, Oxford (1915).
132. Brown, *Introduction to Electrical Discharges in Gases*, John Wiley & Sons Inc. (Wiley Interscience), New York (1966).
133. H. Raether, *Electron Avalanches and Breakdown in Gases*, Butterworths, London (1964).
134. F. Llewellyn Jones, Ionization Growth and Breakdown, in S. Flügge (ed.), *Handbuch der Physik*, Springer, Berlin, Band **XXII** (1956) 1-40.
135. L.B. Loeb, Electrical Breakdown of Gases with Steady or Direct Current Impulse Potentials, in S. Flügge (ed.), *Handbuch der Physik*, Springer, Berlin, Band **XXII** (1956) 445-528.
136. H. Raether, Die Elektronenlawine und ihre Entwicklung, *Ergeb. Exakt. Naturwiss.*, Springer, Berlin/Heidelberg Band **22** (1949) 73-120.
137. J. Berkowitz, *Photoabsorption, Photoionization and Photoelectron Spectroscopy*,

- Academic Press, New York (1979).
- 138. G.F. Marr, *Photoionization Processes in Gases*, Academic Press, New York (1967).
  - 139. L.J. Kieffer & G.H. Dunn, Electron Impact Ionization Cross-Section Data for Atoms, Atomic Ions, and Diatomic Molecules: I. Experimental Data, *Rev. Mod. Phys.* **38** (1966) 1.
  - 140. D. Rapp & P. Englander-Golden, Total Cross-Section for Ionization and Attachment in Gases by Electron Impact. I. Positive Ionization, *J. Chem. Phys.* **43** (1965) 1464.
  - 141. G. Francis, *Ionization Phenomena in Gases*, Butterworths Science Publ., London (1960).
  - 142. A. Sharma & F. Sauli, A Measurement of the First Townsend Coefficient in Ar-based Mixtures at High Fields, *NIM A* **323** (1992) 280.
  - 143. A. Sharma & F. Sauli, First Townsend Coefficient Measured in Argon Based Mixtures at High Fields, CERN-PPE/93-50 (1993), and *NIM A* **334** (1993) 420.
  - 144. S.C. Brown, *Basic Data of Plasma Physics*, Wiley, New York (1959).
  - 145. A. von Engel, Ionization in Gases by Electrons in Electric Fields, in S. Flügge (ed.), *Handbuch der Physik*, Elektronen-Emission; Gasentladungen I, Bd. **XXI**, Springer, Berlin (1956), 530.
  - 146. A. Arefev *et al.*, *A Measurement of the First Townsend Coefficient in CF<sub>4</sub>, CO<sub>2</sub>, and CF<sub>4</sub>/CO<sub>2</sub>-Mixtures at High, Uniform Electric Field*, RD5 Collaboration, CERN-PPE/93-082 (1993).
  - 147. E. Bagge & O.C. Allkofer, Das Ansprechvermögen von Parallel-Platten Funkenzählern für schwach ionisierende Teilchen, *Atomenergie* **2** (1957) 1.
  - 148. T.Z. Kowalski, Generalized Parametrization of the Gas Gain in Proportional Counters, *NIM A* **243** (1986) 501; On the Generalized Gas Gain Formula for Proportional Counters, *NIM A* **244** (1986) 533; Measurement and Parametrization of the Gas Gain in Proportional Counters, *NIM A* **234** (1985) 521.
  - 149. T. Aoyama, Generalized Gas Gain Formula for Proportional Counters, *NIM A* **234** (1985) 125.
  - 150. H.E. Rose & S.A. Korff, Investigation of Properties of Proportional Counters, *Phys. Rev. Vol.* **59** (1941) 850.
  - 151. A. Williams & R.I. Sara, Parameters Effecting the Resolution of a Proportional Counter, *Int. J. Appl. Radiation Isotopes* **13** (1962) 229.
  - 152. M.W. Charles, Gas Gain Measurements in Proportional Counters, *J. Phys. E* **5** (1972) 95.
  - 153. A. Zastawny, Gas Amplification in a Proportional Counter with Carbon Dioxide, *J. Sci. Instr.* **43** (1966) 179.
  - 154. L.G. Kristov, Measurement of the Gas Gain in Proportional Counters, *Doklady Bulg. Acad. Sci.* **10** (1947) 453.
  - 155. L.B. Loeb, *Basis Processes of Gaseous Electronics*, University of California Press, Berkeley (1961).
  - 156. G.A. Schröder, Discharge in Plasma Physics, in *Summer School Univ. of New England* (ed. S.C. Haydon), The University of New England, Armidale (1964).
  - 157. M. Salehi, *Nuklididentifizierung durch Halbleiterspektrometer*, Diploma-Thesis, University of Siegen, (1990).
  - 158. G.C. Smith *et al.*, High Rate, High Resolution, Two-Dimensional Gas Proportional Detectors for X-Ray Synchrotron Radiation Experiments, *NIM A* **323** (1992) 78.
  - 159. H. Geiger, Method of Counting  $\alpha$  and  $\beta$ -Rays, *Verh. d. Deutsch. Phys. Ges.* **15** (1913) 534.
  - 160. E. Rutherford & H. Geiger,  $\alpha$ -Particles from Radio-active Substances, *Proc. R. Soc. Lond.* **81** (1908) 141.
  - 161. E. Iarocci, Plastic Streamer Tubes and Their Applications in High Energy Physics,

- NIM* **217** (1983) 30.
162. G. Battistoni *et al.*, Operation of Limited Streamer Tubes, *NIM* **164** (1979) 57.
  163. G.D. Alekseev, Investigation of Self-Quenching Streamer Discharge in a Wire Chamber, *NIM* **177** (1980) 385.
  164. R. Baumgart *et al.*, The Response of a Streamer Tube Sampling Calorimeter to Electrons, *NIM A* **239** (1985) 513; Performance Characteristics of an Electromagnetic Streamer Tube Calorimeter, *NIM A* **256** (1987) 254; Interactions of 200 GeV Muons in an Electromagnetic Streamer Tube Calorimeter, *NIM A* **258** (1987) 51; Test of an Iron/Streamer Tube Calorimeter with Electrons and Pions of Energy between 1 and 100 GeV, *NIM A* **268** (1988) 105.
  165. R. Baumgart *et al.*, Properties of Streamers in Streamer Tubes, *NIM* **222** (1984) 448.
  166. CERN-Courier, *Dubna: Self Quenching Streamers Revisited*, Vol. **21** No. 8 (1981) 358.
  167. D. Achterberg *et al.*, The Helix Tube Chamber, DESY 78/15 (1978) and *NIM* **156** (1978) 287.
  168. T. Doke (ed.), Liquid Radiation Detectors, *NIM A* **327** (1993) 1.
  169. T. Doke, A Historical View on the R&D for Liquid Rare Gas Detectors, *NIM A* **327** (1993) 113.
  170. T.S. Virdee, Calorimeters Using Room Temperature and Noble Liquids, *NIM A* **323** (1992) 22.
  171. J. Engler, H. Keim & B. Wild, Performance Test of a TMS Calorimeter, *NIM A* **252** (1986) 29.
  172. M.G. Albrow *et al.*, Performance of a Uranium/Tetramethylpentane Electromagnetic Calorimeter, *NIM A* **265** (1988) 303.
  173. K. Ankowiak *et al.*, Construction and Performance of a Position Detector for the UA1 Uranium-TMP Calorimeter, *NIM A* **279** (1989) 83.
  174. M. Pripstein, *Developments in Warm Liquid Calorimetry*, Lawrence-Berkeley Laboratory, LBL-Report, LBL-30282 (1991); and B. Aubert *et al.*, *Warm Liquid Calorimetry*, Proc. 25th Int. Conf. on High Energy Physics, Singapore, Vol. 2 (1991) 1368; and B. Aubert *et al.*, A Search for Materials Compatible with Warm Liquids, *NIM A* **316** (1992) 165.
  175. G. Bressi *et al.*, Electron Multiplication in Liquid Argon on a Tip Array, *NIM A* **310** (1991) 613.
  176. R.A. Muller *et al.*, Liquid Filled Proportional Counter, *Phys. Rev. Lett.* **27** (1971) 532.
  177. S.E. Derenzo *et al.*, *Liquid Xenon-Filled Wire Chambers for Medical Imaging Applications*, Lawrence Berkeley Lab. LBL-2092 (1973).
  178. E. Aprile, K.L. Giboni & C. Rubbia, *A Study of Ionization Electrons Drifting Large Distances in Liquid and Solid Argon*, Harvard University Preprint, May 1985.
  179. G. Charpak *et al.*, The Use of Multiwire Proportional Chambers to Select and Localize Charged Particles, *NIM* **62** (1968) 202.
  180. W. Bartl, G. Neuhofer, M. Regler & A. Taurok (eds.), Proc. 6th Int. Conf. on Wire Chambers, Vienna 1992, *NIM A* **323** (1992) 1.
  181. G. Charpak *et al.*, Some Developments in the Operation of Multiwire Proportional Chambers, *NIM* **80** (1970) 13.
  182. G.A. Erskine, Electrostatic Problems in Multiwire Proportional Chambers, *NIM* **105** (1972) 565.
  183. H. Kapitza, *Bau und Erprobung von Proportionalkammern zur Ortsmessung im Endcap-Schauerzähler des Detektors PLUTO*, Int. Report DESY F14-79/01 (1979).
  184. S. Schmidt, private communication (1992).
  185. R. Venhof, *Drift Chamber Simulation Program Garfield*, CERN/DD Garfield Manual (1984).
  186. G. Charpak, *Filet à Particules*, Découverte 1972.

187. J. Vávra, *Wire Chamber Gases*, SLAC-PUB-5793 (1992).
188. J. Vávra, Wire Chamber Gases, *NIM A* **323** (1992) 34.
189. Y.H. Chang, Gases for Drift Chambers in SSC/LHC Environments, *NIM A* **315** (1992) 14.
190. T. Trippe, *Minimum Tension Requirement for Charpak-Chamber Wires*, CERN NP Internal Report 69-18 (1969); and P. Schilly *et al.*, Construction and Performance of Large Multiwire Proportional Chambers, *NIM* **91** (1971) 221.
191. M. Chew *et al.*, Gravitational Wire Sag in Non-Rigid Drift Chamber Structures, *NIM A* **323** (1992) 345.
192. H. Netz, *Formeln der Technik*, Hanser, München/Wien (1983).
193. P. Rennert, H. Schmiedel & C. Weißmantel (eds.), *Kleine Enzyklopädie der Physik*, Harri Deutsch, Zürich/Frankfurt am Main (1987).
194. R. Roark & W. Young, *Formulas for Stress and Strain*, McGraw-Hill, New York (1975).
195. W.H. Toki, *Review of Straw Chambers*, SLAC-PUB-5232 (1990).
196. A. Oed, Position Sensitive Detector with Microstrip Anode for Electron Multiplication with Gases, *NIM A* **263** (1988) 351.
197. F. Angelini *et al.*, The Microstrip Gas Avalanche Chamber: A New Detector for the Next Generation of High Luminosity Machines, *Particle World* **1** (1990) 84.
198. D. Mattern *et al.*, A New Approach for Constructing Sensitive Surfaces: The Gaseous Pixel Chamber, CERN-EF 90-4 (1990); and *NIM A* **300** (1991) 275; and D. Mattern, M.C.S. Williams & A. Zichichi, *New Results on the Development of the Gaseous Pixel Chamber*, CERN-PPE 91-193 (1991).
199. D. Mattern *et al.*, First Tests of the Gaseous Pixel Chamber Fabricated on a Ceramic Substrate, *NIM A* **310** (1991) 78.
200. H. Stahl *et al.*, First Steps Towards a Microfoil Chamber, *NIM A* **297** (1990) 95.
201. F. Sauli *et al.*, Microstrip Gas Chambers on Thin Plastic Supports, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **39** (1992) 650.
202. F. Angelini *et al.*, A Microstrip Gas Chamber with True Two-dimensional and Pixel Readout, INFN-PI/AE 92/01 (1992); and *NIM A* **323** (1992) 229.
203. T. Nagae *et al.*, Development of Microstrip Gas Chambers with Multichip Technology, *NIM A* **323** (1992) 236.
204. R. Bouclier *et al.*, High Flux Operation of Microstrip Gas Chambers on Glass and Plastic Supports, *NIM A* **323** (1992) 240.
205. R. Bouclier *et al.*, *Development of Microstrip Gas Chambers on Substrata with Electronic Conductivity*, CERN-PPE/93-192 (1993).
206. S. Schmidt, U. Werthenbach & G. Zech, Study of Thin Substrates for Microstrip Gas Chambers, *NIM A* **337** (1994) 382.
207. P.M. McIntyre *et al.*, Gas Microstrip Chambers, *NIM A* **315** (1992) 170.
208. F. Angelini, A Thin, Large Area Microstrip Gas Chamber with Strip and Pad Readout, *NIM A* **336** (1993) 106.
209. F. Angelini *et al.*, A Microstrip Gas Chamber on a Silicon Substrate, INFN, Pisa PI/AE 91/10 (1991); and *NIM A* **314** (1992) 450.
210. F. Angelini *et al.*, *Results from the First Use of Microstrip Gas Chambers in a High Energy Physics Experiment*, CERN-PPE/91-122 (1991).
211. J. Schmitz, *The Micro Trench Gas Counter: A Novel Approach to High Luminosity Tracking in HEP*, NIKHEF-H/91-14 (1991).
212. R. Bouclier *et al.*, *Microstrip Gas Chambers on Thin Plastic Supports*, CERN-PPE/91-227 (1991).
213. R. Bouclier *et al.*, *Development of Microstrip Gas Chambers on Thin Plastic Supports*, CERN-PPE/91-108 (1991).
214. R. Bouclier *et al.*, *High Flux Operation of Microstrip Gas Chambers on Glass and*

- Plastic Supports*, CERN-PPE/92-53 (1992).
215. C.W. Fabjan, *Detectors and Techniques for LHC Experimentation*, CERN-PPE/93-124 (1993).
  216. T. Kondo, *Recent Developments in Detector Technology*, XXVI. Int. Conf. on High Energy Physics, Dallas, USA (1992), and KEK-Preprint 92-163 (1992).
  217. F. Angelini *et al.*, The Micro-Gap Chamber, *NIM A* **335** (1993). 69
  218. W. Bartl & M. Regler, Wire Chambers for Exploring the Elementary Constituents of Matter, *Europhys. News* **23** (1992) 184.
  219. L. Cifarelli, R. Wigmans & T. Ypsilantis (eds.), *Perspectives for New Detectors in Future Supercolliders*, World Scientific, Singapore (1991).
  220. E. Iarocci, *Recent Developments in Detectors*, Proc. Int. Europhysics Conference on High Energy Physics; J. Carr & M. Perrottet (eds.), Marseille (1993) p. 725.
  221. G. Charpak & F. Sauli, *An Interesting Fall-Out of High Energy Physics Techniques: The Imaging of X-Rays at Various Energies for Biomedical Applications*, Conf. on Computer Assisted Scanning, Padova, Italy (1976), and Topical Meeting on Intermediate Energy Physics, Zuoz, Switzerland (1976).
  222. A.H. Walenta *et al.*, The Multiwire Drift Chamber: A New Type of Proportional Wire Chambers, *NIM* **92** (1971) 373.
  223. A. Filatova *et al.*, Study of a Drift Chamber System for a  $K-e$  Scattering Experiment at the Fermi National Accelerator Lab., *NIM* **143** (1977) 17.
  224. G. Marel *et al.*, Large Planar Drift Chambers, *NIM* **141** (1977) 43.
  225. U. Becker *et al.*, A Comparison of Drift Chambers, *NIM* **128** (1975) 593.
  226. M. Rahman *et al.*, A Multitrack Drift Chamber with 60 cm Drift Space, *NIM* **188** (1981) 159.
  227. K. Mathis, *Test einer großflächigen Driftkammer*, Thesis, University of Siegen (1979).
  228. J. Allison, C.K. Bowdery & P.G. Rowe, *An Electrodeless Drift Chamber*, Int. Report, Univ. Manchester MC 81/33 (1981).
  229. J. Allison *et al.*, An Electrodeless Drift Chamber, *NIM* **201** (1982) 341.
  230. Yu.A. Budagov *et al.*, How to Use Electrodeless Drift Chambers in Experiments at Accelerators, *NIM A* **255** (1987) 493.
  231. A. Franz & C. Grupen, Characteristics of a Circular Electrodeless Drift Chamber, *NIM* **200** (1982) 331.
  232. Ch. Becker *et al.*, Wireless Drift Tubes, Electrodeless Drift Chambers and Applications, *NIM* **200** (1982) 335.
  233. G. Zech, Electrodeless Drift Chambers, *NIM* **217** (1983) 209.
  234. R. Dörr, C. Grupen & A. Noll, Characteristics of a Multiwire Circular Electrodeless Drift Chamber, *NIM A* **238** (1985) 238.
  235. A.H. Walenta & J. Paradiso, *The Time Expansion Chamber as High Precision Drift Chamber*, Proc. Int. Conf. on Instrumentation for Colliding Beam Physics; Stanford; SLAC-Report SLAC-250 UC-34d (1982) 34.
  236. H. Anderhub *et al.*, Operating Experience with the Mark J Time Expansion Chamber, *NIM A* **265** (1988) 50.
  237. E. Roderburg *et al.*, The Induction Drift Chamber, *NIM A* **252** (1986) 285.
  238. A.H. Walenta *et al.*, Study of the Induction Drift Chamber as a High Rate Vertex Detector for the ZEUS Experiment, *NIM A* **265** (1988) 69.
  239. E. Roderburg *et al.*, Measurement of the Spatial Resolution and Rate Capability of an Induction Drift Chamber, *NIM A* **323** (1992) 140.
  240. D.C. Imrie, *Multiwire Proportional and Drift Chambers: From First Principles to Future Prospects*, Lecture delivered at the School for Young High Energy Physicists, Rutherford Lab., Sept. 1979.
  241. V.D. Peshekhonov, Wire Chambers for Muon Detectors on Supercolliders, *NIM A* **323**

- (1992) 12.
- 242. H. Faissner *et al.*, Modular Wall-less Drift Chambers for Muon Detection at LHC, *NIM A* **330** (1993) 76.
  - 243. W.R. Kuhlmann *et al.*, Ortsempfindliche Zählrohre, *NIM* **40** (1966) 118.
  - 244. H. Foeth, R. Hammarström & C. Rubbia, On the Localization of the Position of the Particle Along the Wire of a Multiwire Proportional Chamber, *NIM* **109** (1973) 521.
  - 245. A. Breskin *et al.*, Two-Dimensional Drift Chambers, *NIM* **119** (1974) 1.
  - 246. E.J. De Graaf *et al.*, Construction and Application of a Delay Line for Position Readout of Wire Chambers, *NIM* **166** (1979) 139.
  - 247. L.G. Atencio *et al.*, Delay-Line Readout Drift Chamber, *NIM* **187** (1981) 381.
  - 248. J.A. Jaros, *Drift and Proportional Tracking Chambers*, SLAC-PUB 2647 (1980).
  - 249. W. de Boer *et al.*, Behaviour of Large Cylindrical Drift Chambers in a Superconducting Solenoid, Proc. Wire Chamber Conf., Vienna (1980), and *NIM* **176** (1980) 167.
  - 250. PLUTO Collaboration, L. Criegee & G. Knies,  $e^+e^-$ -Physics with the PLUTO Detector, *Phys. Rep.* **83** (1982) 153.
  - 251. C. Biino *et al.*, A Very Light Proportional Chamber Constructed with Aluminized Mylar Tubes for Drift Time and Charge Division Readouts, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **36** (1989) 98.
  - 252. G.D. Alekseev *et al.*, Operating Properties of Straw Tubes, *JINR-Rapid Communications*, No. 2 [41] (1990) 27.
  - 253. V.N. Bychkov *et al.*, A High Precision Straw Tube Chamber with Cathode Readout, *NIM A* **325** (1993) 158.
  - 254. F. Villa (ed.), *Vertex Detectors*, Plenum Press, New York (1988).
  - 255. D.H. Saxon, Multicell Drift Chambers, *NIM A* **265** (1988) 20.
  - 256. E. Roderburg & S. Walsh, Mechanism of Wire Breaking Due to Sparks in Proportional or Drift Chambers, *NIM A* **333** (1993) 316.
  - 257. J.A. Kadyk, J. Vávra & J. Wise, Use of Straw Tubes in High Radiation Environments, *NIM A* **300** (1991) 511.
  - 258. U.J. Becker *et al.*, Fast Gaseous Detectors in High Magnetic Fields, *NIM A* **335** (1993) 439.
  - 259. R. Bouclier *et al.*, Fast Tracking Detector Using Multidrift Tubes, *NIM A* **265** (1988) 78.
  - 260. Yu.P. Guz *et al.*, Multi-Drift Module Simulation, *NIM A* **323** (1992) 315.
  - 261. W. Bartel *et al.*, Total Cross-Section for Hadron Production by  $e^+e^-$  Annihilation at PETRA Energies, *Phys. Lett.* **88 B** (1979) 171.
  - 262. H. Drumm *et al.*, Experience with the JET-Chamber of the JADE Detector at PETRA, *NIM* **176** (1980) 333.
  - 263. A. Wagner, Central Detectors, *Phys. Scripta* **23** (1981) 446.
  - 264. O. Biebel *et al.*, Performance of the OPAL Jet Chamber, CERN-PPE/92-55 (1992), and *NIM A* **323** (1992) 169.
  - 265. F. Sauli, *Experimental Techniques*, CERN-EP/86-143 (1986).
  - 266. J. Bartelt, *The New Central Drift Chamber for the Mark II Detector at SLC*, Contribution to the 23<sup>rd</sup> Proc. Int. Conf. on High Energy Physics, Berkeley, Vol. 2 (1986) 1467.
  - 267. S.L. Wu,  $e^+e^-$ -Physics at PETRA - The First Five Years, *Phys. Rep.* **107** (1984) 59.
  - 268. D.R. Nygren, Future Prospects of the Time Projection Chamber Idea, *Phys. Scripta* **23** (1981) 584.
  - 269. T. Lohse & W. Witzeling in *Instrumentation in High Energy Physics*, ed. F. Sauli, World Scientific, Singapore (1992).
  - 270. ALEPH Collaboration, D. Decamp *et al.*, ALEPH: A Detector for Electron-Positron Annihilations at LEP, *NIM A* **294** (1990) 121.

271. W.B. Atwood *et al.*, Performance of the ALEPH Time Projection Chamber, *NIM A* **306** (1991) 446.
272. Y. Sacquin, The DELPHI Time Projection Chamber, *NIM A* **323** (1992) 209.
273. C. Rubbia, *The Liquid Argon Time Projection Chamber: A New Concept for Neutrino Detectors*, CERN-EP 77-08 (1977).
274. P. Benetti *et al.*, *The ICARUS Liquid Argon Time Projection Chamber: A New Detector for  $\nu_\tau$ -Search*, CERN-PPE/92-004 (1992).
275. A. Bettini *et al.*, The ICARUS Liquid Argon TPC: A Complete Imaging Device for Particle Physics, *NIM A* **315** (1992) 223.
276. F. Pietropaolo *et al.*, *The ICARUS Liquid Argon Time Projection Chamber: A Full Imaging Device for Low Energy  $e^+e^-$  Colliders?*, Frascati INFN-LNF 91-036 (R) (1991).
277. G. Buehler, *The Liquid Argon Time Projection Chamber*, Proc. Opportunities for Neutrino Physics at BNL, Brookhaven (1987) 161.
278. J. Seguinot *et al.*, Liquid Xenon Ionization and Scintillation: Studies for a Totally Active-Vector Electromagnetic Calorimeter, *NIM A* **323** (1992) 583.
279. P. Benetti *et al.*, A Three Ton Liquid Argon Time Projection Chamber, INFN-Report DFPD 93/EP/05, University of Padua 1993, and *NIM A* **332** (1993) 395.
280. C. Rubbia, *The Renaissance of Experimental Neutrino Physics*, CERN-PPE/93-08 (1993).
281. G. Carugno *et al.*, A Self Triggered Liquid Xenon Time Projection Chamber, *NIM A* **311** (1992) 628.
282. E. Aprile *et al.*, Test of a Two-Dimensional Liquid Xenon Time Projection Chamber, *NIM A* **316** (1992) 29.
283. G. Charpak, Will Gaseous Detectors Survive the Rapid Progress in the Competing Techniques?, *NIM A* **252** (1986) 131.
284. J. Vávra, Review of Wire Chamber Ageing, *NIM A* **252** (1986) 547 and references therein.
285. E. Roderburg & S. Walsh, *Mechanism of Wire Breaking due to Sparks in Proportional or Drift Chambers*, KfA Forschungszentrum Jülich, Preprint Sept. 1993.
286. J.A. Kadyk, Wire Chamber Ageing, *NIM A* **300** (1991) 436 and references therein.
287. R. Kotthaus, A Laboratory Study of Radiation Damage to Drift Chambers, *NIM A* **252** (1986) 531.
288. J. Wise, *Chemistry of Radiation Damage to Wire Chambers*, Lawrence Berkeley Lab., LBL-32500 (92/08) (1993).
289. A. Algeri *et al.*, Anode Wire Ageing in Proportional Chambers: The Problem of Analog Response, CERN-PPE/93-76 (1993), and *NIM A* **338** (1994) 348.
290. J. Wise, *Chemistry of Radiation Damage to Wire Chambers*, Thesis, Lawrence Berkeley Lab. Preprint LBL-32500 (92/08) (1992).
291. M.M. Fraga *et al.*, Fragments and Radicals in Gaseous Detectors, *NIM A* **323** (1992) 284.
292. M. Capéans *et al.*, Ageing Properties of Straw Proportional Tubes with a  $Xe-CO_2-CF_4$  Gas Mixture, CERN-PPE/93-136 (1993), and *NIM A* **337** (1994) 122.
293. L. Malter, Thin Film Field Emission, *Phys. Rev.* **50** (1936) 48.
294. F. Ansorge, *Untersuchungen an einer mit  $CO_2$  gefüllten Driftkammer bei Unterdruck*, Diploma-Thesis, University of Siegen (1993).
295. D.A. Glaser, Some Effects of Ionizing Radiation on the Formation of Bubbles in Liquids, *Phys. Rev.* **87** (1952) 665.
296. D.A. Glaser, Bubble Chamber Tracks of Penetrating Cosmic Ray Particles, *Phys. Rev.* **91** (1953) 762.
297. D.A. Glaser, Progress Report on the Development of Bubble Chambers, *Nuovo Cim. Suppl.* **2** (1954) 361.

298. D.A. Glaser, The Bubble Chamber, in S. Flügge (ed.), *Handbuch der Physik*, Springer, Berlin, Band **XLV** (1958) 314.
299. L. Betelli *et al.*, *Particle Physics with Bubble Chamber Photographs*, CERN/INFN-Preprint (1993).
300. P. Galison, *Bubbles, Sparks and the Postwar Laboratory*, Proc. Batavia Conf. 1985, *Pions to Quarks* (1989) 213-251.
301. F. Close *et al.*, *The Particle Explosion*, Oxford University Press (1987).
302. D.H. Perkins, *Introduction to High Energy Physics*, Addison-Wesley, Menlo Park, Calif. (1987); имеется перевод: Д. Перкинс, *Введение в физику высоких энергий*, под ред. Б.А. Долгошена — М.: Энергоатомиздат, 1991.
303. V. Barnes *et al.*, Observation of a Hyperon with Strangeness Minus Three, *Phys. Rev. Lett.* **12** (1964) 204; Brookhaven National Laboratory, Public Information Office; private communication 1994.
304. CERN-Courier, *Small Bubble Chambers at CERN*, Vol. 22, No. 1 (1982) 24.
305. CERN-Courier, *CERN: Bubble Chambers Get Smaller*, Vol. 20, No. 2 (1980) 58.
306. H. Bingham *et al.*, Holography of Particle Tracks in the Fermilab 15-Foot Bubble Chamber, E-632 Collaboration, CERN-EF/90-3 (1990), and *NIM A* **297** (1990) 364.
307. W. Kittel, *Bubble Chambers in High Energy Hadron Collisions*, Nijmegen Preprint HEN-365 (1993).
308. C.T.R. Wilson, Method of Making Visible the Paths of Ionizing Particles, *Proc. R. Soc. Lond. A* **85** (1911) 285; and Expansion Apparatus for Making Visible the Tracks of Ionizing Particles in Gases: Results Obtained, *Proc. R. Soc. Lond. A* **87** (1912) 277.
309. C.T.R. Wilson, Uranium Rays and Condensation of Water Vapor, *Cambridge Phil. Soc. Proc.* 9.7 (1898) 333, and *Phil. Trans. R. Soc. Lond.* **189** (1897) 265.
310. C.M. York, Cloud Chambers, in S. Flügge (ed.), *Handbuch der Physik*, Springer, Berlin, Band **XLV** (1958) 260.
311. G.D. Rochester & J.G. Wilson, *Cloud Chamber Photographs of Cosmic Radiation*, Pergamon Press, London (1952).
312. W. Wolter, private communication (1969).
313. U. Wiemken, *Untersuchungen zur Existenz von Quarks in der Nähe der Kerne Großer Luftschauder mit Hilfe einer Nebelkammer*, Ph.D. Thesis, University of Kiel; also U. Wiemken, Diploma-Thesis, University of Kiel (1972); and K. Sauerland, private communication (1993).
314. A. Langsdorf, Continuously Sensitive Cloud Chamber, *Phys. Rev.* **49** (1936) 422.
315. V.K. Ljapidevski, Die Diffusionsnebelkammer, *Fortschr. der Physik* **7** (1959) 481.
316. E.W. Cowan, Continuously Sensitive Diffusion Cloud Chamber, *Rev. Sci. Instr.* **21** (1950) 991.
317. V. Eckardt, *Die Speicherung von Teilchenspuren in einer Streamerkammer*, Ph.D. Thesis, University of Hamburg (1971).
318. F. Bulos *et al.*, *Streamer Chamber Development*, SLAC-Technical Report, SLAC-74, UC-28 (1967).
319. F. Rohrbach, *Streamer Chambers at CERN During the Past Decade and Visual Techniques of the Future*, CERN-EF/88-17 (1988).
320. CERN-Courier, *The Collider Marches On*, Vol. 25, No. 4 (1985) 131.
321. CERN-Courier, *Letting Them Sulphur*, Vol. 27 No. 10 (1987) 13 and I (frontpage).
322. CERN, *Experiments at the Collider*, Annual Report Vol. 1 (1985) 31.
323. CERN-Courier, *Detectors: High Resolution Streamer Chambers*, Vol. 27, No. 6 (1987) 25.
324. G. Charpak, Principes et Essais Préliminaires D'un Nouveau DéTECTeur Permettant De Photographier la Trajectoire des Particules Ionisantes Dans un Gas, *J. Phys. Rad.* **18** (1957) 539.

325. M. Conversi, *The Development of the Flash and Spark Chambers in the 1950's*, CERN-EP/82-167 (1982).
326. M. Conversi & A. Gozzini, The 'Hodoscope Chamber': A New Instrument for Nuclear Research, *Nuovo Cim.* **2** (1955) 189.
327. M. Conversi *et al.*, A New Type of Hodoscope of High Spatial Resolution, *Nuovo Cim. Suppl.* **4** (1956) 234.
328. M. Conversi & L. Frederici, Flash Chambers of Plastic Material, *NIM* **151** (1978) 93.
329. C.A. Ayre & M.G. Thompson, Digitization of Neon Flash Tubes, *NIM* **69** (1969) 106.
330. C.G. Dalton & G.J. Krausse, Digital Readout for Flash Chambers, *NIM* **158** (1979) 289.
331. F. Ashton & J. King, The Electric Charge of Interacting Cosmic Ray Particles at Sea-Level, *J. Phys. A* **4**, L31 (1971).
332. F. Ashton, private communication (1991).
333. J. Trümper, E. Böhm & M. Samorski, private communication (1969).
334. J.W. Keuffel, Parallel Plate Counters, *Rev. Sci. Instr.* **20** (1949) 202.
335. S. Fukui & S. Miyamoto, A New Type of Particle Detector: The Discharge Chamber, *Nuovo Cim.* **11** (1959) 113.
336. O.C. Allkofer *et al.*, Die Ortsbestimmung geladener Teilchen mit Hilfe von Funkenzählern und ihre Anwendung auf die Messung der Vielfachstreuung von Mesonen in Blei, *Phys. Verh.* **6** (1955) 166; and P.G. Henning, Die Ortsbestimmung geladener Teilchen mit Hilfe von Funkenzählern, Ph.D. Thesis, University of Hamburg (1955); and *Atomkernenergie* **2** (1957) 81.
337. F. Bella, C. Franzinetti & D.W. Lee, On Spark Counters, *Nuovo Cim.* **10** (1953) 1338; and F. Bella & C. Franzinetti, Spark Counters, *Nuovo Cim.* **10** (1953) 1461.
338. T.E. Cranshaw & J.F. De Beer, A Triggered Spark Counter, *Nuovo Cim.* **5** (1957) 1107.
339. V.S. Kaftanov & V.A. Liubimov, Spark Chamber Use in High Energy Physics, *NIM* **20** (1963) 195.
340. B. Agrinier *et al.*, Variation of Spark Brilliance with Ionization Density Along a Particle Track in a Spark Chamber, *J. Phys.* **24** (1963) 312.
341. S. Attenberger, Spark Chamber with Multi-Track Capability, *NIM* **107** (1973) 605.
342. R. Kajikawa, Direct Measurement of Shower Electrons with 'Glass-Metal' Spark Chambers, *J. Phys. Soc. Japan* **18** (1963) 1365.
343. W. Stamm *et al.*, Electromagnetic Interactions of Cosmic Ray Muons in Iron, *Nuovo Cim.* **51 A** (1979) 242.
344. A. Bäcker, *Datenanalyse eines Experiments zur Elektromagnetischen Wechselwirkung von Myonen*, Diploma-Thesis, University of Kiel (1975).
345. R.C. Uhr, *Das Ansprechvermögen und die Ortsgenauigkeit einer Glasfunkenkammer*, Diploma-Thesis, University of Kiel (1972).
346. A.S. Gavrilov *et al.*, Spark Chambers with the Recording of Information by Means of Magnetostrictive Lines, *Instr. Exp. Techn.* **6** (1966) 1355.
347. S. Kinoshita, Photographic Action of the  $\alpha$ -Particle, *Proc. R. Soc. Lond.* **83** (1910) 432.
348. M.M. Shapiro, Nuclear Emulsions, in S. Flügge (ed.), *Handbuch der Physik*, Springer, Berlin, Band **XLV** (1958) 342.
349. R. Reinganum, Streuung und Photographische Wirkung der  $\alpha$ -Strahlen, *Z. f. Phys.* **12** (1911) 1076.
350. D.H. Perkins, *Cosmic Ray Work with Emulsions in the 40's and 50's*, Oxford University Preprint OUNP 36/85 (1985).
351. C.F. Powell, P.H. Fowler & D.H. Perkins, *The Study of Elementary Particles by the Photographic Method*, Pergamon Press, London (1959); имеется перевод: С. Паузлл, П. Фаулпер, Д. Перкинс, *Исследование элементарных частиц фотографическим методом* — М.: Изд-во ин. лит., 1962.

352. S. Aoki *et al.*, Fully Automated Emulsion Analysis System, *NIM B* **51** (1990) 466.
353. G.P.S. Occhialini & C.F. Powell, Nuclear Disintegrations Produced by Slow Charged Particles of Small Mass, *Nature* **159** (1947) 186.
354. CERN-Annual Report, *First Sign of the Quark-Gluon Plasma?*, Vol. 1 (1987) 26.
355. M. Simon, Lawrence Berkeley Lab. XBL-829-11834, private communication (1992).
356. J. Sacton, *The Emulsion Technique and its Continued Use*, University of Brussels, Preprint IISN 0379-301X/IIHE-93.06 (1993).
357. Th. Wendnagel, University of Frankfurt am Main, private communication (1991).
358. C. Childs & L. Slifkin, Room Temperature Dislocation Decoration Inside Large Crystals, *Phys. Rev. Lett.* **5**, No. 11 (1960) 502; and A New Technique for Recording Heavy Primary Cosmic Radiation and Nuclear Processes in Silver Chloride Single Crystals, *IRE Trans. Nucl. Sci.* Vol. NS-**9**, No. 3 (1962) 413.
359. Th. Wendnagel *et al.*, *Properties and Technology of Monocrystalline AgCl-Detectors; 1. Aspects of Solid State Physics and Properties and Technology of AgCl-Detectors; 2. Experiments and Technological Performance* in S. Francois, *Proc. 10th Int. Conf. on SSNTD, Lyon 1979*, Pergamon Press, London (1980) 47 & 147.
360. A. Noll, *Methoden zur Automatischen Auswertung von Kernwechselwirkungen in Kernemulsionen und AgCl-Kristallen*, Ph.D.-Thesis, University of Siegen (1990).
361. C.M.G. Lattes, Y. Fujimoto & S. Hasegawa, *Hadronic Interactions of High Energy Cosmic Rays Observed by Emulsion Chambers*, ICR-Report-81-80-3, University of Tokyo (1980).
362. Mt. Fuji Collaboration (M. Akashi *et al.*), *Energy Spectra of Atmospheric Cosmic Rays Observed with Emulsion Chambers*, ICR-Report-89-81-5, University of Tokyo (1981).
363. J. Nishimura *et al.*, Emulsion Chamber Observations of Primary Cosmic Ray Electrons in the Energy Range 30 — 1000 GeV, *Astrophys. J.* **238** (1980) 394.
364. I. Ohta *et al.*, *Characteristics of X-Ray Films Used in Emulsion Chambers and Energy Determination of Cascade Showers by Photometric Methods*, 14th Int. Cosmic Ray Conf. München, Vol. 9 (1975) 3154.
365. A.F. McKinley, *Thermoluminescence Dosimetry*, Adam Hilger Ltd., Bristol (1981).
366. M. Oberhofer & A. Scharmann (eds.), *Applied Thermoluminescence Dosimetry*, Adam Hilger Ltd., Bristol (1981).
367. Y.S. Horowitz, *Thermoluminescence and Thermoluminescent Dosimetry*, CRC-Press (1984).
368. Y. Okamoto *et al.*, *Thermoluminescent Sheet to Detect the High Energy Electromagnetic Cascades*, 18th Int. Cosmic Ray Conf., Bangalore, Vol. 8 (1983) 161.
369. R.L. Fleischer, P.B. Price & R.M. Walker, *Nuclear Tracks in Solids; Principles and Application*, University of California Press, Berkeley (1975).
370. P.H. Fowler & V.M. Clapham (eds.), *Solid State Nuclear Track Detectors*, Pergamon Press, Oxford (1982).
371. Granzer, H. Paretzke & E. Schopper (eds.), *Solid State Nuclear Track Detectors*, Vol. 1 & 2, Pergamon Press, Oxford (1978).
372. W. Enge, Introduction to Plastic Nuclear Track Detectors, *Nucl. Tracks* **4** (1980) 283.
373. W. Heinrich *et al.*, Application of Plastic Nuclear Track Detectors in Heavy Ion Physics, *Nucl. Tracks Rad. Measurements* Vol. **15**, No. 1-4 (1988) 393.
374. M. Henkel *et al.*, *The Experimental Concept for the ALICE-Instrument and the Measured Elemental Composition*, Proc. 21st. Int. Conf. Cosmic Rays, Adelaide, Vol. 3 (1990) 15.
375. C. Brechtmann & W. Heinrich, Fragmentation Cross Sections of  $^{16}\text{O}$  at 60 and 200 GeV/Nucleon, *Z. Phys. A* **330** (1988) 407; and Fragmentation Cross Sections of  $^{32}\text{S}$  at 0.7, 1.2, and 200 GeV/Nucleon, *Z. Phys. A* **331** (1988) 463.
376. W. Trakowski *et al.*, An Automatic Measuring System for Particle Tracks in Plastic

- Detectors, *NIM* **225** (1984) 92.
377. T. Xiaowei *et al.*, A Nuclear Detector with Super-High Spatial Resolution, *NIM A* **320** (1992) 396.
378. T. Hayashi, *Photomultiplier Tubes for Use in High Energy Physics*, Hamamatsu TV Co. Ltd. Application Res.-0791 (1980).
379. Valvo Datenbuch, *Photovervielfacher, Elektronenvervielfacher, -Einzelkanäle, -Vielkanalplatten*, Philips GmbH, Hamburg (1985).
380. K.S. Hirata *et al.*, Observation of a Neutrino Burst from the Supernova SN 1987 A, *Phys. Rev. Lett.* **58** (1987) 1490.
381. K.S. Hirata *et al.*, *Observation of <sup>8</sup>B Solar Neutrinos in the Kamiokande II Detector*, Inst. f. Cosmic Ray Research, ICR-Report 188-89-5 (1989).
382. Hamamatsu Photonics K.K., *Measure Weak Light from Indeterminate Sources with New Hemispherical PM*, CERN-Courier Vol. 21, No. 4 (1981) 173; and private communication by Dr. H. Reiner, Hamamatsu Photonics, Germany.
383. K. Oba, *Microchannel Plate Photodetectors*, Hamamatsu TV Co. Ltd., Application Res.-0792 (1980).
384. Philips, CERN-Courier, *Imaging: From X-Ray to IR*, Vol. 23, No. 1 (1983) 35.
385. J. Chadwick, Observations Concerning Artificial Disintegration of Elements, *Phil. Mag.* **7**, No. 2 (1926) 1056.
386. V. Henri & J. des Bancels, Influences des Diverses Conditions Physiques sur le Rayonnement Ultraviolet des Lampes à Vapeur de Mercure en Quartz, *J. Phys. Path. Gen.* **XIII** (1911) 841.
387. K.W.F. Kohlrausch, Radioaktivität, in W. Wien and F. Harms (eds.), *Handbuch der Experimentalphysik*, Akademische Verlagsanstalt Leipzig, Band **15** (1928).
388. J.B. Birks, *The Theory and Practice of Scintillation Counting*, Pergamon Press, Oxford (1964,1967) and J.B. Birks, *Scintillation Counters*, Pergamon Press, Oxford (1953).
389. K.D. Hildenbrand, *Scintillation Detectors*, Darmstadt GSI-Preprint GSI 93-18 (1993).
390. E.B. Norman, *Scintillation Detectors*, LBL-Report 31371 (1991).
391. R. Hofstadter, *Twenty-Five Years of Scintillation Counting*, IEEE Scintillation and Semiconductor Counter Symposium, Washington DC, HEPL Report No. 749, Stanford University (1974).
392. M. Kobayashi *et al.*, A Beam Test on a Fast EM-Calorimeter of Gadolinium Silicate GSO (Ge), *NIM A* **306** (1991) 139.
393. M. Kobayashi & M. Ishii, Excellent Radiation-Resistivity of Cerium-Doped Gadolinium Silicate Scintillators, *NIM B* **61** (1991) 491.
394. G.I. Britvich *et al.*, A Study on the Characteristics of Some Materials for Electromagnetic Calorimeters, *NIM A* **308** (1991) 509.
395. P. Klasen *et al.*, Application of Wavelength-Shifter Techniques to Position Measuring Counters, *NIM* **185** (1981) 67.
396. B.A. Dolgosheim & B.U. Rodionov, The Mechanism of Noble Gas Scintillation, in *Elementary Particles and Cosmic Rays* No. 2 (Atomizdat, Moscow) Sect. 6.3 (1969).
397. A.J.P.L. Policarpo, The Gas Proportional Scintillation Counter, *Space Sci. Instr.* **3** (1977) 77.
398. A.J.P.L. Policarpo, Light Production and Gaseous Detectors, *Phys. Scripta* **23** (1981) 539.
399. V.A. Monish, Gas Detectors with Detection of Discharge Luminescence (Review), *Prib. Tekh. Éksp.* No. 5 (1980) 7 (English transl. in: *Instr. Exp. Techn.* **23** (1980) 1061).
400. J. Seguinot *et al.* in *Advances in Cryogenic Engineering*; ed. R.W. Fast, Vol. 37 (1991) 1137.
401. M. Simon & T. Braun, A Scintillation Drift Chamber with 14 cm Drift Path, *NIM* **204** (1983) 371.

402. B.M. Bleichert, *Teilchenidentifikation und Energiemessung mit einem modularen Elektron-Hadron-Kalorimeter*, Ph.D.-Thesis., University of Siegen (1982).
403. Nuclear Enterprises, *Scintillation Materials*, Edinburgh (1977).
404. F. Barreiro *et al.*, An Electromagnetic Calorimeter with Scintillator Strips and Wavelength Shifter Read Out, *NIM A* **257** (1987) 145.
405. J. Badier *et al.*, *Shashlik Calorimeter; Beam Test Results*, Paris Ecole Polytechnique Preprint IN2P3 CNRS X-LPNHE 93-04 (1993).
406. J. Badier, *Radiation Hardness of Shashlik Calorimeters*, Ecole Polytechnique, Preprint IN2P3-CNRS, X-LPNHE 93-14 (1993).
407. D. Acosta *et al.*, *Localizing Particles Showering in a Spaghetti Calorimeter*, CERN-PPE/91-011 (1991).
408. D. Acosta *et al.*, Lateral Shower Profiles in a Lead Scintillating-Fiber Calorimeter, *NIM A* **316** (1992) 184.
409. M. Livan, RD-Collaboration, *RD1-Scintillating Fiber Calorimetry*, CERN-PPE/93-022 (1993).
410. D. Acosta *et al.*, Localizing Particles Showering in a Spaghetti Calorimeter, *NIM A* **305** (1991) 55.
411. A. Simon, *Scintillating Fiber Detectors in Particle Physics*, CERN-PPE-92-095 (1992).
412. M. Adinolfi *et al.*, Application of a Scintillating Fiber Detector for the Study of Short-Lived Particles, CERN-PPE/91-66 (1991), and *NIM A* **310** (1991) 485.
413. D. Autiero *et al.*, Study of a Possible Scintillating Fiber Tracker at the LHC and Tests of Scintillating Fibers, *NIM A* **336** (1993) 521.
414. J. Bähr *et al.*, Liquid Scintillator Filled Capillary Arrays for Particle Tracking, CERN-PPE/91-46 (1991), and *NIM A* **306** (1991) 169.
415. N.I. Bozhko *et al.*, A Tracking Detector Based on Capillaries Filled with Liquid Scintillator, Serpukhov Inst., High Energy Phys. 91-045 (1991), and *NIM A* **317** (1992) 97.
416. CERN-Courier, *CERN: Tracking by Fibers*, Vol. 27, No. 5 (1987) 9.
417. CERN-Courier, *Working with High Collision Rates*, Vol. 29, No. 10 (1989) 9.
418. C. D'Ambrosio *et al.*, Reflection Losses in Polystyrene Fibers, *NIM A* **306** (1991) 549; and private communication by C. D'Ambrosio (1994).
419. M. Salomon, New Measurements of Scintillating Fibers Coupled to Multianode Photomultipliers, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **39** (1992) 671.
420. CERN-Courier, *Scintillating Fibers*, Vol. 30, No. 8 (1990) 23.
421. D. Acosta *et al.*, Advances in Technology for High Energy Subnuclear Physics. Contribution of the LAA Project, *Riv. del Nuovo Cim.* **13**, No. 10-11 (1990) 1; and G. Anzivino *et al.*, The LAA Project, *Riv. del Nuovo Cim.* **13**, No. 5 (1990) 1.
422. G. Marini *et al.*, *Radiation Damage to Organic Scintillation Materials*, CERN 85-08 (1985).
423. J. Proudfoot, *Conference Summary: Radiationtolerant Scintillators and Detectors*, Argonne Nat. Lab. -ANL-HEP-CP-92-046 (1992).
424. G.I. Britvich *et al.*, Investigation of Radiation Resistance of Polystyrene-Based Scintillators, *Instr. Exp. Techn.* **36** (1993) 74.
425. W. Braunschweig, Spark Gaps and Secondary Emission Counters for Time of Flight Measurement, *Phys. Scripta* **23** (1981) 384.
426. M.V. Babykin *et al.*, Plane-Parallel Spark Counters for the Measurement of Small Times; and Resolving Time of Spark Counters, *Sov. J. Atomic Energy* **IV** (1956) 627.
427. R. Santonico & R. Cardarelli, Development of Resistive Plate Counters, *NIM* **187** (1981) 377.
428. R. Cardarelli *et al.*, Progress in Resistive Plate Counters, *NIM A* **263** (1988) 20.
429. E. Calligarich *et al.*, The Resistive Plate Counter as a Neutron Detector, *NIM A* **307**

- (1991) 142.
430. Yu.N. Pestov & G.V. Fedotovich, *A Picosecond Time-of-Flight Spectrometer for the VEPP-2M Based on a Local Discharge Spark Counter*, Preprint IYAF 77-78, SLAC-Translation 184 (1978).
431. I. Crotty *et al.*, Investigation of Resistive Plate Chambers, *NIM A* **329** (1993) 133.
432. I. Crotty *et al.*, *The Non-Spark Mode and High Rate Operation of Resistive Parallel Plate Chambers*, CERN-PPE/93-180 (1993).
433. P. Fonte, V. Peskov & F. Sauli, *VUV Emission and Breakdown in Parallel Plate Chambers*, CERN-PPE/91-17 (1991).
434. P. Astier *et al.*, Development and Applications of the Imaging Chamber, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **NS-36** (1989) 300.
435. V. Peskov *et al.*, Organometallic Photocathodes for Parallel-Plate and Wire Chambers, *NIM A* **283** (1989) 786.
436. R. Bouclier *et al.*, A Very High Light-Yield Imaging Chamber, CERN-PPE/90-140 (1990), and *NIM A* **300** (1991) 286.
437. M. Izycki *et al.*, A Large Multistep Avalanche Chamber: Description and Performance, Proc. 2nd Conf. on Position Sensitive Detectors, London (1990), and *NIM A* **310** (1991) 98.
438. G. Charpak *et al.*, Investigation of Operation of a Parallel Plate Avalanche Chamber with a CsI Photocathode Under High Gain Conditions, CERN-PPE/91-47 (1991), and *NIM A* **307** (1991) 63.
439. G. Bencivenni *et al.*, A Glass Spark Counter for High Rate Environments, *NIM A* **332** (1993) 368.
440. D.F. Anderson, S. Kwan & V. Peskov, *High Counting Rate Resistive Plate Chamber*, Fermilab.-Conf. 93-215 (1993).
441. W. Schneider, *Neutronenmeßtechnik*, Walter de Gruyter, Berlin, New York (1973).
442. H. Neuert, *Kernphysikalische Meßverfahren*, G. Braun, Karlsruhe (1966).
443. M. Banner *et al.*, Observation of Single Isolated Electrons of High Transverse Momentum in Events with Missing Transverse Energy at the CERN  $\bar{p}p$ -Collider, (UA2-Collaboration), *Phys. Lett.* **122B** (1983) 476.
444. G. Arnison *et al.*, Experimental Observation of Isolated Large Transverse Energy Electrons with Associated Missing Energy at  $\sqrt{s} = 540 \text{ GeV}$  (UA1-Collaboration), *Phys. Lett.* **122B** (1983) 103.
445. P.A. Cherenkov, Visible Radiation Produced by Electrons Moving in a Medium with Velocities Exceeding that of Light, *Phys. Rev.* **52** (1937) 378.
446. P.A. Cherenkov, *Radiation of Particles Moving at a Velocity Exceeding that of Light, and some of the Possibilities for Their Use in Experimental Physics*, and I.M. Frank, *Optics of Light Sources Moving in Refractive Media*, and I.E. Tamm, *General Characteristics of Radiations Emitted by Systems Moving with Super Light Velocities with some Applications to Plasma Physics*, Nobel Lectures Dec. 11, 1958, publ. in *Nobel Lectures in Physics 1942-1962*, Elsevier Publ. Comp., New York, (1964) 426.
447. M. Born & E. Wolf, *Principles of Optics*, Pergamon, New York (1964); имеется перевод: М. Борн и Э. Вольф, *Принципы оптики*, под ред. Г.П. Мотулевич — М.: Наука, 1970.
448. N.W. Ashcroft & N.D. Mermin, *Solid State Physics*, Holt-Saunders, New York (1976).
449. P. Lecomte *et al.*, Threshold Cherenkov Counters, *Phys. Scripta* **23** (1981) 377.
450. C.W. Fabjan & H.G. Fischer, *Particle Detectors* CERN-EP/80-27 (1980).
451. J. Seguinot & T. Ypsilantis, Photo-Ionization and Cherenkov Ring Imaging, *NIM* **142** (1977) 377.
452. E. Nappi & T. Ypsilantis (eds.), *Experimental Techniques of Cherenkov Light Imaging*, Proc. of the First Workshop on Ring Imaging Cherenkov Detectors, Bari, Italy 1993,

- NIM A* **343** (1994) 1.
453. T. Ekelöf, *The Use and Development of Ring Imaging Cherenkov Counters*, CERN-PPE/91-23 (1991).
454. R. Stock, NA35-Kollaboration, private communication 1990.
455. F. Sauli, *Gas Detectors: Recent Developments and Applications*, CERN-EP/89-74 (1989); and Le Camere Proporzionali Multifili: Un Potente Instrumento Per la Ricera Applicata, *Il Nuovo Saggiatore* **2** (1986) 2/26.
456. CERN-Courier, *Fermilab: Striking it Rich*, Vol. 22 (1982) 149.
457. CERN-Courier, *Cherenkov Telescopes for Gamma-Rays*, Vol 28, No. 10 (1988) 18.
458. V.L. Ginzburg & V.N. Tsytovich, *Transition Radiation and Transition Scattering*, Inst. of Physics Publishing, Bristol (1990); имеется перевод: В.Л. Гинзбург и В.Н. Цытович, *Переходное излучение и переходное рассеяние. Некоторые вопросы теории* — М.: Наука, 1964.
459. A. Bodek *et al.*, Observation of Light Below Cherenkov Threshold in a 1.5 Meter Long Integrating Cherenkov Counter, *Z. Phys. C* **18** (1983) 289.
460. W.W.M. Allison & J.H. Cobb, Relativistic Charged Particle Identification by Energy Loss, *Ann. Rev. Nucl. Sci.* **30** (1980) 253.
461. W.W.M. Allison & P.R.S. Wright, *The Physics of Charged Particle Identification: dE/dx, Cherenkov and Transition Radiation*, Oxford University Preprint OUPN 83-35 (1983).
462. B. Dolgosheim, Transition Radiation Detectors, *NIM A* **326** (1993) 434.
463. V.L. Ginzburg & I.M. Frank, Radiation of a Uniformly Moving Electron due to its Transitions from one Medium into Another, *JETP* **16** (1946) 15.
464. G.M. Garibian, *Macroscopic Theory of Transition Radiation*, Proc. 5th Int. Conf. in Instrumentation for High Energy Physics, Frascati (1973) 329.
465. X. Artru *et al.*, Practical Theory of the Multilayered Transition Radiation Detector, *Phys. Rev. D* **12** (1975) 1289.
466. J. Fischer *et al.*, Lithium Transition Radiator and Xenon Detector Systems for Particle Identification at High Energies, JINR-Report D13-9164, Dubna (1975), and *NIM* **127** (1975) 525.
467. C.W. Fabjan *et al.*, Practical Prototype of a Cluster-Counting Transition Radiation Detector, CERN-EP/80-198 (1980), and *NIM* **185** (1981) 119.
468. V. Chernyatin *et al.*, Foam Radiators for Transition Radiation Detectors, CERN-PPE/92-170 (1992), and *NIM A* **325** (1993) 411.
469. K.A. Ispirian *et al.*, X-Ray Transition Radiation Detectors (XTRD) for  $e/\pi$  and  $\pi/K/p$  Identification in the TeV Region, *NIM A* **336** (1993) 533.
470. J.N. Marx & D.R. Nygren, The Time Projection Chamber, *Physics Today*, October (1978) 46.
471. T. Miyachi *et al.*, A Thick and Large Active Area Si(Li)-Detector, *Jap. J. Appl. Phys.* **27** (1988) 307.
472. H. Aihara *et al.* (TPC/Two-Gamma Collaboration), *Charged Hadron Production in  $e^+e^-$ -Annihilation at  $\sqrt{s} = 29 \text{ GeV}$* , Lawrence Berkeley Laboratory, LBL-23737 (1988).
473. H. Aihara *et al.* (TPC/Two-Gamma Collaboration), Charged Hadron Inclusive Cross-Sections and Fractions in  $e^+e^-$ -Annihilation at  $\sqrt{s} = 29 \text{ GeV}$ , *Phys. Rev. Lett.* **61** (1988) 1263.
474. P.B. Cushman in *Instrumentation in High Energy Physics*, ed. F. Sauli, World Scientific, Singapore (1992).
475. C.W. Fabjan & R. Wigmans, *Energy Measurement of Elementary Particles*, CERN-EP/89-64 (1989).
476. J. Straver *et al.* *One Micron Spatial Resolution with Silicon Strip Detectors* CERN-PPE/94-26 (1994).

477. G. Hall, Semiconductor Particle Tracking Detectors, Preprint London Imp. Coll. IC-HEP-93-12 (1993), and *Rep. Progr. Phys.* **57** (1994) 481-531.
478. R.M. Baltrusaitis *et al.*, The Utah Fly's Eye Detector, *NIM A* **240** (1985) 410.
479. ORTEC Application Note AN34, *Experiments in Nuclear Science*, (1976).
480. A.H. Walenta, Principles and New Developments of Semiconductor Radiation Detectors, *NIM A* **253** (1987) 558.
481. R. Horisberger, *Solid State Detectors*, Lectures given at the III ICFA School on Instrumentation in Elementary Particles Physics, Rio de Janeiro, July 1990, and PSI-PR-91-38 (1991).
482. E. Gatti *et al.* (ed.), Proc. Sixth European Symp. on Semiconductor Detectors, New Developments in Radiation Detectors, *NIM A* **326** (1993) 1.
483. S.P. Beaumont *et al.*, Gallium Arsenide Microstrip Detectors for Charged Particles, *NIM A* **321** (1992) 172.
484. Particle Detectors for Particle Physics, *NIM A* **322** (1992) 472.
485. C. del Papa, P.G. Pelfer & K. Smith (eds.), *GaAs Detectors and Electronics for High Energy Physics*, World Scientific, Singapore 1992.
486. S.P. Beaumont *et al.*, GaAs Solid State Detectors for Physics at the LHC, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **40**, No.4 (1993) 1225.
487. Technical Measurement Corporation, *Practical Guide to Semiconductor Detectors* (1965).
488. B.M. Schmitz, K. Farzine & H. von Buttlar, A  $4\pi$ - $\beta$ -Spectrometer Using Si(Li)-Detectors, *NIM* **105** (1972) 427; and K. Farzine & B.M. Schmitz, Fabrication of Si(Li)-Detectors for a  $4\pi$ - $\beta$ -Spectrometer, *Kerntechnik* **15**, No. 1 (1973) 27.
489. C. Grupen, *Beta-Spectroscopy with Si(Li)-detectors*, Experiment Description for the Advanced Physics Lab., Siegen University (1989).
490. H. Ichinose *et al.*, Energy Resolution for Photons and Electrons from  $^{207}\text{Bi}$  in LXe Doped with TEA, *NIM A* **322** (1992) 216.
491. A.H. Walenta, Strahlungsdetektoren - Neuere Entwicklungen und Anwendungen, *Phys. Blätter* **45** (1989) 352.
492. D. McCammon *et al.*, *High Resolution X-Ray Spectroscopy Using Microcalorimeters*, NASA-Preprint 88-026 (1988)
493. F. Cardone & F. Celani, Rivelatori a Bassa Temperatura e Superconduttori per la Fisica delle Particelle di Bassa Energia, *Il Nuovo Saggiatore* **6/3** (1990) 51.
494. A. Matsumura *et al.*, High Resolution Detection of X-Rays with a Large Area Nb/Al-Al O<sub>x</sub>/Al/Nb Superconducting Tunnel Injection, *NIM A* **309** (1991) 350.
495. R. Turchetta, Spatial Resolution of Silicon Microstrip Detectors, *NIM A* **335** (1993) 44.
496. R. Klanner, *Silicon Detectors*, Max-Planck-Inst. München MPI-PAE/Exp. El. 135 (1984).
497. P. Delpierre *et al.*, Development of Silicon Micropattern (Pixel) Detectors, *NIM A* **315** (1992) 133.
498. J.P. Egger *et al.*, Progress in Soft X-Ray Detection: The Case of Exotic Hydrogen, *Particle World* **3**, No. 3 (1993) 139.
499. J.L. Culhane, Position Sensitive Detectors in X-Ray Astronomy, *NIM A* **310** (1991) 1.
500. T. Ohsugi *et al.*, Radiation Damage in Silicon Microstrip Detectors, KEK Preprint 87-22 (1987), and *NIM A* **265** (1988) 105.
501. E. Fretwurst *et al.*, Radiation Hardness of Silicon Detectors for Future Colliders, *NIM A* **326** (1993) 357.
502. P. Nieminen, *A Study of the Radiation Tolerance of a Silicon Detector for Space Applications*, University of Helsinki HU-SEFT 1991-11 (1991).
503. B. Rossi & K. Greisen, Cosmic-Ray Theory, *Rev. Mod. Phys.* **13** (1941) 240.

504. S. Iwata, *Calorimeters*, Nagoya University Preprint DPNU 13-80 (1980).
505. S. Iwata, *Calorimeters (Total Absorption Detectors) for High Energy Experiments at Accelerators*, Nagoya University Preprint DPNU-3-79 (1979).
506. W.R. Nelson *et al.*, *The EGS4 Code System*, SLAC-265 (1985).
507. E. Longo & I. Sestili, Monte Carlo Calculation of Photon-Induced Electromagnetic Showers, in Lead Glass, *NIM* **128** (1975) 283.
508. C.W. Fabjan, Calorimetry in High Energy Physics, in T. Ferbel (ed.), *Proceedings on Techniques and Concepts of High Energy Physics*, Plenum, New York (1985) 281, and CERN-EP/85-54 (1985).
509. H. Frauenfelder & E.M. Henley, *Teilchen und Kerne*, Oldenbourg, München/Wien (1979).
510. L.D. Landau, *The Collected Papers of L.D. Landau*, Pergamon Press (1965); and A.B. Migdal, Bremsstrahlung and Pair Production in Condensed Media at High Energies, *Phys. Rev.* **103** (1956) 1811.
511. E. Konishi *et al.*, *Three Dimensional Cascade Showers in Lead Taking Account of the Landau-Pomeranchuk-Migdal Effect*, Inst. for Cosmic Rays, Tokyo, ICR Report 36-76-3 (1976).
512. CERN-Courier, *Photon Theory Verified after 40 Years*, Vol. 34, No. 1 (1994) 12.
513. R. Becker-Szendy *et al.* SLAC-E-146 Collaboration, *Quantummechanical Suppression of Bremsstrahlung*, SLAC-PUB-6400 (1993).
514. T. Yuda, Electron-Induced Cascade Showers in Inhomogeneous Media, *NIM* **73** (1969) 301; and Electron-Induced Cascade Showers in Lead, Copper and Aluminium, *Nuovo Cim.* **65A** (1970) 205.
515. O.C. Alkofer & C. Grupen, *Lectures on Space Physics 1*, ed. H. Pilkuhn, Bertelsmann (1973).
516. J. Nishimura, Theory of Cascade Showers, in S. Flügge (ed.), *Handbuch der Physik*, Springer, Berlin, Band **XLVI/2** (1967) 1.
517. C.W. Fabjan & T. Ludlam, Calorimetry in High Energy Physics, CERN-EP/82-37 (1982), and *Ann. Rev. Nucl. Sci.* Vol. **32** (1982) 335.
518. R. Baumgart, *Messung und Modellierung von Elektron- und Hadron-Kaskaden in Streamerohrkalorimetern*, Ph.D.-Thesis, University of Siegen (1987).
519. U. Schäfer, *Untersuchungen zur Magnetfeldabhängigkeit und Pion/Elektron Unterscheidung in Elektron-Hadron Kalorimetern*, Ph.D.-Thesis, University of Siegen (1987).
520. E. Bernardi, *On the Optimization of the Energy Resolution of Hadron Calorimeters*, Ph.D.-Thesis, University of Hamburg, DESY Int-Rep. FI-87-01 (1987).
521. A.N. Diddens, A Detector for Neutral-Current Interactions of High Energy Neutrinos, *NIM* **178** (1980) 27.
522. R. Baumgart *et al.*, Performance Characteristics of an Electromagnetic Streamer Tube Calorimeter, *NIM A* **256** (1987) 254.
523. R. Baumgart *et al.*, Test of an Iron/Streamer Tube Calorimeter with Electrons and Pions of Energy between 1 and 100 GeV, *NIM A* **268** (1988) 105.
524. N.V. Rabin, Electron-Photon Calorimeters. Properties of Detector Materials for Calorimeters (Review), *Prib. Tekh. Éksp.* No. 6 (1992) 8 (translated and published by Plenum Publ. Corporation 1992).
525. N.V. Rabin, Electron-Photon Calorimeters: Main Properties (Review), *Prib. Tekh. Éksp.* No. 1 (1992) 12 (translated and published by Plenum Publ. Corporation 1992).
526. A. Baranov *et al.*, A Liquid Xenon Calorimeter for the Detection of Electromagnetic Showers, CERN-EP/90-03 (1990), and *NIM A* **294** (1990) 439.
527. V.M. Aulchenko *et al.*, Liquid Krypton Calorimeter for KEDR Detector, *NIM A* **316** (1992) 8.

528. NA48 Collaboration, The NA48 Liquid Krypton Calorimeter, *NIM A* **316** (1992) 1.
529. P. Lecoq, *Homogeneous Calorimeters at LHC/SSC*, CERN-PPE/91-231 (1991).
530. E.B. Hughes *et al.*, Properties and Applications of Large NaI(Tl) Total Absorption Spectrometers, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* Vol. **1-19**, No. 3 (1972) 126; and Properties of a NaI(Tl) Total Absorption Spectrometer for Electrons and  $\gamma$ -Rays at GeV Energies, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **NS-17**, No. 3 (1970) 14, and SLAC-Report Nr. 627 (1972).
531. C.A. Heusch, *The Use of Cherenkov Techniques for Total Absorption Measurements*, CERN-EP/84-98 (1984).
532. Y.D. Prokoshkin, *Hodoscope Calorimeters as Basic Coordinate-Energy Detectors of Particles in the Experiments in the 10 TeV-Range*, Proc. of Second ICFA Workshop, Les Diablerets, Oct. 1979.
533. D.F. Anderson *et al.*, *Lead-Fluoride: An Ultra-Compact Cherenkov Radiator for EM Calorimetry*, Fermilab-Pub. 89/189 (1989).
534. A.A. Aseev *et al.*, BaYb<sub>2</sub>F<sub>8</sub>, a New Radiation Hard Cherenkov Radiator for Electromagnetic Calorimeters, *NIM A* **317** (1992) 143.
535. A. Kusumegi *et al.*, Thallium Formate Heavy Liquid Counter ‘Helicon’ as a Total Absorption Calorimeter, KEK Preprint 80-11 (1980), and *NIM* **185** (1981) 83.
536. A. Kusumegi *et al.*, *Heavy Liquid Total Absorption Counter: Helicon*, KEK Preprint 81-11 (1981).
537. P. de Barbaro *et al.*, *Recent R&D Results on Tile/Fiber Calorimetry*, Rochester Univ. Preprint UR-1299 (1993).
538. J. Badier *et al.*, *Test Results of an Electromagnetic Calorimeter with 0.5 mm Scintillating Fiber Readout*, CERN-PPE/93-20 (1993).
539. P. Hale & J. Siegrist (eds.), *Calorimetry in High Energy Physics*, Proc. of the 3rd Int. Conf., Corpus Christi, USA (1992).
540. B.M. Bleichert *et al.*, The Response of a Simple Modular Electron/Hadron Calorimeter to Electrons, *NIM* **199** (1982) 461.
541. D. Bogert *et al.*, *Hadron Showers in a Low-Density Fine-Grained Flash Chamber Calorimeter*, Fermilab-Pub 87-159 (1987); and The Operation of a Large Flash Chamber Neutrino Detector at Fermilab, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **NS-29**, No. 1 (1982) 363.
542. T.C. Weekes, Very High Energy Gamma-Ray Astronomy, *Phys. Rep.* **160** (1988) 1.
543. J. Ranft, Monte Carlo Calculation of Energy Deposition by Nuclear-Cascade (TANC) Counters, *NIM* **81** (1970) 29; and Estimation of Radiation Problems around High Energy Accelerators Using Calculation of the Hadronic Cascade in Matter, *Part. Acc.* **3** (1972) 129.
544. A. Baroncelli, Study of Total Absorption Counters for Very High Energy Particles, *NIM* **118** (1974) 445.
545. T.A. Gabriel & W. Schmidt, Calculated Performance of Iron-Argon and Iron-Plastic Calorimeters for Incident Hadrons with Energies of 5 to 75 GeV, *NIM* **134** (1976) 271.
546. T.A. Gabriel, Uranium Liquid Argon Calorimeters: A Calculational Investigation, *NIM* **150** (1978) 145.
547. R. Wigmans, *Energy Loss of Particles in Dense Matter: Calorimetry*, Lecture Notes, ICFA School on Instrumentation in Elementary Particle Physics Trieste 1987, NIKHEF-H 87-12 (1987).
548. R. Wigmans, *Advances in Hadron Calorimetry*, CERN-PPE/91-39 (1991).
549. R. Baumgart *et al.*, Electron-Pion Discrimination in an Iron/Streamer Tube Calorimeter up to 100 GeV, *NIM* **272** (1988) 722.
550. T. Akesson *et al.*, Properties of a Fine-Sampling Uranium-Copper Scintillator Hadron Calorimeter, *NIM* **134** (1985) 17.
551. B. Aubert *et al.* (WALIC-Collaboration), Studies of Compensation of Fe/TMP and Pb/TMP Sampling Calorimeters, *NIM A* **334** (1993) 383.

552. E. Borchi *et al.* (SICAPO Collaboration), Electromagnetic Shower Energy Filtering Effect. A Way to Achieve the Compensation Condition ( $e/\pi = 1$ ) in Hadronic Calorimetry, *Phys. Lett. B* **222** (1989) 525.
553. E. Borchi *et al.* (SICAPO Collaboration), Systematic Investigation of the Electromagnetic Filtering Effect as a Tool for Achieving the Compensation Condition in Silicon Hadron Calorimetry, *NIM A* **332** (1993) 85.
554. M. Holder *et al.*, A Detector for High Energy Neutrino Interactions, *NIM* **148** (1978) 235.
555. M. Holder *et al.*, Performance of a Magnetized Total Absorption Calorimeter Between 15 GeV and 140 GeV, *NIM* **151** (1978) 69.
556. D.L. Cheshire *et al.*, Measurements on the Development of Cascades in a Tungsten-Scintillator Ionization Spectrometer, *NIM* **126** (1975) 253.
557. D.L. Cheshire *et al.*, Inelastic Interaction Mean Free Path of Negative Pions in Tungsten, *Phys. Rev. D* **12** (1975) 2587.
558. A. Grant, A Monte Carlo Calculation of High Energy Hadronic Cascades in Iron, *NIM* **131** (1975) 167.
559. B. Friend *et al.*, Measurements of Energy Flow Distributions of 10 GeV/c Hadronic Showers in Iron and Aluminium, *NIM* **136** (1976) 505.
560. J.K. Walker, *Neutrino Detector Developments*, Fermilab. Conf. 78/58-Exp. (1978).
561. F.E. Taylor *et al.*, *A Fine Grain Flash Chamber Calorimeter*, Fermilab-Conf. 77/100-Exp (1977).
562. M. Aalste *et al.*, Measurement of Hadron Shower Punch-Through in Iron, *Z. f. Phys. C* **60** (1993) 1.
563. O. Botner, New Ideas in Calorimetry, *Phys. Scripta* **23** (1981) 556.
564. S. Denisov *et al.*, A Fine Grain Gas Ionization Calorimeter, *NIM A* **335** (1993) 106.
565. B. Aubert *et al.*, Performance of a Liquid Argon Accordion Calorimeter with Fast Readout, *NIM A* **321** (1992) 467; and *Performance of a Liquid Argon Electromagnetic Calorimeter with a Cylindric Accordion Geometry*, CERN-PPE/92-129 (1992).
566. B. Aubert *et al.*, Performance of a Liquid Argon Electromagnetic Calorimeter with a Cylindrical Accordion Geometry, *NIM A* **325** (1993) 116.
567. P. Baillon, *Detection of Atmospheric Cascades at Ground Level*, CERN-PPE/91-012 (1991).
568. S. Barwick *et al.*, Neutrino Astronomy on the 1 km<sup>2</sup> Scale, *J. Phys. G.* **18** (1992) 225.
569. Y. Totsuka, Neutrino Astronomy, *Rep. Progr. Phys.* **55** No. 3 (1992) 377.
570. Chr. Spiering, Neutrinoastronomie mit Unterwasserteleskopen, *Phys. Bl.* **49**, No. 10 (1993) 871.
571. R. Baumgart *et al.*, Interaction of 200 GeV Muons in an Electromagnetic Streamer Tube Calorimeter, *NIM A* **158** (1987) 51.
572. C. Zupancic, *Physical and Statistical Foundations of TeV Muon Spectroscopy*, CERN-EP/85-144 (1985).
573. M.J. Tannenbaum, *Comparison of Two Formulas for Muon Bremsstrahlung*, CERN-PPE/91-134 (1991).
574. L. Cifarelli, R. Wigmans & T. Ypsilantis (eds.), *Perspectives for New Detectors in Future Supercolliders*, World Scientific, Singapore (1989).
575. S. Cooper *et al.*, *Cryogenic Detector Development*, Max-Planck-Inst. München MPI-PhE/91-07 (1991).
576. G. Gerbier, *Dark Matter: An Overview of Direct Searches*, CEN Saclay, DPhPE 91-13 (1991).
577. M. Spiro, *Calorimeters for Astroparticle Physics*, Saclay Report DPhPE 91-17 (1991).
578. P.F. Smith & J.D. Lewin, Dark Matter Detection, *Phys. Rep.* **187**, No. 5 (1990) 203.
579. O. Fackler & J. Tran Thanh Van (eds.), *Proceedings of the 6th Moriond Workshop of*

- the 21st Rencontre de Moriond on 'Massive Neutrinos in Astrophysics and in Particle Physics'* (1986).
580. P. Belli *et al.*, Liquid Xenon Detectors for Dark Matter Experiments, *NIM A* **316** (1992) 55.
581. G. Forster *et al.*, Calorimetric Particle Detectors with Superconducting Absorber Materials, *NIM A* **324** (1993) 491.
582. E. Fiorini, Underground Cryogenic Detectors, *Europhys. News* **23** (1992) 207.
583. W. Seidel, Cryogenic Detectors for Dark Matter Searches, *Ann. N. Y. Acad. Sci.* Vol. **688** (1992) 632.
584. W. Seidel, Thermal Detectors for Underground Physics, *Nucl. Phys. B* (Proc. Suppl.) **32** (1993) 138.
585. L. Gonzales-Mestres & D. Perret-Gallix (eds.), *Low Temperature Detectors for Neutrinos and Dark Matter II*, Edition Frontières 1988.
586. L. Brogiato, D.V. Camin & E. Fiorini (eds.), *Low Temperature Detectors for Neutrinos and Dark Matter III*, Edition Frontières 1990.
587. N.E. Booth & G.L. Salmon (eds.), *Low Temperature Detectors for Neutrinos and Dark Matter IV*, Edition Frontières 1992.
588. K. Pretzl, N. Schmitz & L. Stodolsky, *Low Temperature Detectors for Neutrinos and Dark Matter*, Springer, Berlin, Heidelberg 1987.
589. J.R. Primack, D. Seckel & B. Sadoulet, Detection of Cosmic Dark Matter, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **38** (1988) 751.
590. K.P. Pretzl, Superconducting Granule Detectors, *Particle World* **1** (1990) 153.
591. V.N. Trofimov, *SQUIDS in Thermal Detectors of Weakly Interacting Particles*, Dubna-Preprint E8-91-67 (1991).
592. C. Kittel, *Einführung in die Festkörperphysik*, Oldenbourg, München/Wien (1980).
593. K.H. Hellwege, *Einführung in die Festkörperphysik*, Springer, Berlin/Heidelberg/New York (1976).
594. A. Allessandrello *et al.*, A Thermal High Resolution Alpha and Gamma-Ray Spectrometer, *NIM A* **320** (1992) 388.
595. D. Yvon *et al.*, *Bolometer Development, with Simultaneous Measurement of Heat and Ionization Signals*, Saclay-Preprint CEN-DAPNIA-SPP 93-11 (1993).
596. M. Frank *et al.*, Study of Single Superconducting Grains for a Neutrino and Dark Matter Detector, *NIM A* **287** (1990) 583.
597. CERN-Courier, *Workshop: Low Temperature Devices*, Vol 27, No. 5 (1987) 12.
598. G. Czapek *et al.*, Superheated Superconducting Granule Device: Detection of Minimum Ionizing Particles, *NIM A* **306** (1991) 572.
599. A. Gabutti *et al.*, A Fast, Self-Recovering Superconducting Strip Particle Detector Made With Granular Tungsten, *NIM A* **312** (1992) 475.
600. R.L. Glickstern, Uncertainties in Track Momentum and Direction due to Multiple Scattering and Measurement Errors, *NIM* **24** (1963) 381.
601. G.T. Ewan, J.S. Geiger & R.L. Graham, A One-Meter-Radius Iron-Free Double-Focussing  $\pi\sqrt{2}$  Spectrometer for  $\beta$ -Ray Spectroscopy with a Precision of  $1:10^5$ , *NIM* **9** (1960) 245.
602. K. Siegbahn & K. Edvarson,  $\beta$ -Ray Spectroscopy in the Precision Range of  $1:10^5$ , *Nucl. Phys.* **1** (1956) 137.
603. B. Renk, *Meßdatenerfassung in der Kern- und Teilchenphysik*, B.G. Teubner, Stuttgart (1993).
604. U. Tietze & Ch. Schenk, *Halleiterschaltungstechnik*, Springer-Verlag, Berlin (1993).
605. H1 Collaboration, *The H1 Detector at HERA*, DESY 93-103 (1993).
606. W.J. Haynes, *The Data Acquisition System for the HERA H1 Experiment*, Rutherford Appleton Laboratory, UK, RAL 90-039 (1990).

607. J.V. Allaby, *CERN School of Computing*, C. Verkerk (ed.), CERN 88-03 (1988) 240.
608. V. Blobel, *The BOS System, Dynamic Memory Management*, DESY R1-88-01, January 1988.
609. R. Brun, M. Goossens & J. Zoll, *ZEBRA Dynamic Data Structure and Memory Manager*, CERN Program Library Office, Q100 (1992).
610. R.K. Böck & J. Zoll, *HYDRA*, CERN, D.PH.II, PROG 74-4(1974).
611. M. Pimiä, *Track Finding in the UA1 Central Detector at the CERN  $p\bar{p}$  Collider*, Univ. of Helsinki, HU-P-D45 (1985); K. Karimaki, *Formulae for the UA1 Track Finding Algorithm*, UA1-TN 84/31 (1984).
612. W.T. Eadie, D. Drijard, F. James, M. Roos & B. Sadoulet, *Statistical Methods in Experimental Physics*, North-Holland (1971).
613. J. Hertz, A. Krogh & R.G. Palmer, *Introduction to the Theory of Neural Computation*, Santa Fe Institute, Addison-Wesley (1991).
614. R. Rojas, *Theorie der neuronalen Netze*, Springer (1993).
615. C. Peterson, *Neural Networks in High Energy Physics*, LU TP 92-23 (1992); C. Peterson, Track Finding with Neural Networks, *NIM A* **279** (1989) 537; G. Stimpfl-Abele & L. Garrido, Fast Track Finding with Neural Nets, *Comp. Phys. Comm.* **64** (1991) 46.
616. H.F. Teykal, *Elektron- und Pionidentifikation in einem kombinierten Uran-TMP- und Eisen-Szintillatorkalorimeter*, RWTH Aachen, PITPA 92/28 (1992).
617. B. Rensch, *Produktion der neutralen seltsamen Teilchen  $K_S$  und  $\Lambda^0$  in hadronischen Z-Zerfällen am LEP-Speicherring*, Univ. Heidelberg, HD-IHEP 92-09 (1992).
618. B. Adeva *et al.*, (L3-Coll.), The Construction of the L3 Experiment, *NIM A* **289** (1990) 35.
619. G. Altarelli, R. Kleiss & C. Verzegnassi, *Z Physics at LEP 1, Vol. 3: Event Generators and Software*, CERN 89-08 (1989).
620. S. Bethke, *Hadronic Physics in Electron-Positron Annihilation*, Univ. Heidelberg, HD-PY 93/07 (1993).
621. Particle Data Group, Review of Particle Properties, *Phys. Rev. D* **50** (1994) 1173.
622. F. James, *Monte Carlo Theory and Practice*, in T. Ferbel, *Experimental Techniques in High Energy Physics*, Addison-Wesley (1987), p. 627; F. James, A Review of Pseudo Random Number Generators, *Comp. Phys. Comm.* **60** (1990) 329.
623. F. Anselmo, *et al.*, Event Generators for LHC, in G. Jarlskog & D. Rein (eds.), *Large Hadron Collider Workshop Aachen*, CERN 90-10/ECFA 90-133, Vol. 2, (1990) p. 130.
624. W. Buchmüller & G. Ingelman, *Physics at HERA, Vol. 3: Event generators*, DESY (1991).
625. H. Plothow-Besch, PDFLIB: A Library of all Available Parton Density Functions of the Nucleon, the Pion and the Photon and the Corresponding  $\alpha_s$  Calculations, *Comp. Phys. Comm.* **75** (1993) 396; W. Buchmüller & G. Ingelman, *Physics at HERA, Vol. 1: Structure Functions - Hadronic Final State - Proton Spin - Photo Production*, DESY (1991).
626. Application Software Group, CN-Division, *GEANT3 User's Guide*, CERN (1994) W5013
627. R. Brun & F. Carminati, Detector Simulation and Software Tools, in G. Jarlskog & D. Rein (eds.), *Large Hadron Collider Workshop-Aachen*, CERN 90-10/ECFA 90-133, Vol. 1, (1990) p. 325.
628. W.R. Nelson, H. Hirayama & D.W.O. Rogers, *The EGS Code System*, SLAC-255, UC-32 (1985)
629. H. Fesefeld, *GHEISHA*, RWTH Aachen, PITPA 86/05 (1986).
630. K. Hanssgen & J. Ranft, HADRIN, NUCRIN, *Comp. Phys. Comm.* **39** (1986) 53; P. Aarnio *et al.*, *FLUKA: Hadronic Benchmarks and Applications*, CERN TIS 93-08 (1993).

631. R. Bionta *et al.*, Observation on a Neutrino Burst in Coincidence with Supernova SN 1987 A in the Large Magellanic Cloud, *Phys. Rev. Lett.* **58**, No. 14 (1987) 1494.
632. S. Brandt & H.D. Dahmen, Axes and Scalar Measures of Two-Jet and Three-Jet Events, *Z. Phys. C* **1** (1979) 61.
633. D. Buskulic, *et al.*, Production of  $K_s$  and  $\Lambda^0$  in Hadronic  $Z^0$  Decays, CERN PPE 94-74 (1994), and *Z. Phys. C* **64** (1994) 361.
634. R. Brun, O. Couet, C. Vandoni & P. Zanarini, *PAW Physics Analysis Workstation*, CERN Program Library Office, Q121 (1993).
635. R. Brun *et al.*, *HBOOK User's Guide*, CERN Program Library Office, Y250 (1994).
636. F. James & M. Roos, *MINUIT User's Guide*, CERN Program Library Office, D506 (1992).
637. N.A. Dyson, *Nuclear Physics with Application in Medicine and Biology*, John Wiley & Sons Inc. (Wiley Interscience), New York (1981), and *Radiation Physics with Applications in Medicine and Biology*, Ellis Horwood, New York (1993).
638. F. Sauli, Applications of Gaseous Detectors in Astrophysics, Medicine and Biology, CERN-PPE/92-047, and *NIM A* **323** (1992) 1.
639. K. Kleinknecht & T.D. Lee (eds.), *Particles and Detectors; Festschrift for Jack Steinberger*, Springer Tracts in Modern Physics, Berlin/Heidelberg Vol. 108 (1986).
640. D.J. Miller, Particle Physics and its Detectors, *NIM A* **310** (1991) 35.
641. G. Hall, Modern Charged Particle Detectors, *Contemp. Phys.* **33** (1992) 1.
642. H.O. Anger, Scintillation Camera with 11-Inch Crystal, *J. Nucl. Med.* **5** (1964) 515.
643. G. Montgomery, *The Mind in Motion*, Discover (1989) 58.
644. V.J. Stenger, *Physics and Psychics*, Prometheus, Buffalo, New York (1990).
645. S.B. Curtis & M.R. Raju, A Calculation of the Physical Characteristics of Negative Pion Beams Energy-Loss Distribution and Bragg Curves, *Radiation Research* **34** (1968) 239.
646. G.B. Goodman, *Pion Therapy for Cancer — What are the Prospects*, TRIUMF-Preprint TRI-PP-92-134 (1992).
647. A.J. Lennox, *Hospital-Based Proton Linear Accelerator for Particle Therapy and Radioisotope Production*, Fermilab-Pub. 90/217 (1990).
648. G. Kraft, *Schwerionenstrahlen in Biophysik und Medizin*, Arbeitsgemeinschaft der Großforschungsanlagen, AGF-Forschungsthemen 6 (1992); G. Kraft, Heavy-Ion Therapy at GSI, *Europhys. News* **25** (1994) 81; Th. Haberer *et al.*, *Magnetic Scanning System for Heavy-Ion Therapy*, GSI-Preprint GSI-93-15 (1993).
649. U. Braun, *Messung der Radioaktivitätskonzentration in biologischen Objekten nach dem Reaktorunfall in Tschernobyl und ein Versuch einer Interpretation ihrer Folgen*, Diploma-Thesis, University of Siegen (1988).
650. C. Grupen *et al.*, *Nuklid-Analyse von Beta-Strahlern mit Halbleiterspektrometern im Fallout*, Symp. Strahlenmessung und Dosimetrie, Regensburg (1966) 670.
651. L. Alvarez *et al.* Search for Hidden Chambers in the Pyramids, *Science* **167** (1970) 832.
652. F. El Bedewi *et al.*, Energy Spectrum and Angular Distribution of Cosmic Ray Muons in the Range 50 – 70 GeV, *J. Phys. A* **5** (1972) 292.
653. G. Danby, J.M. Gaillard, K. Goulianatos, L.M. Lederman, N. Mistry, M. Schwarz & J. Steinberger, Observation of High Energy Neutrino Reactions and the Existence of Two Kinds of Neutrinos, *Phys. Rev. Lett.* **9** (1962) 36.
654. CERN-Courier, *Oscillating Neutrinos*, Vol. 20, No. 5 (1980) 189.
655. H. Faissner, *The Spark Chamber Neutrino Experiment at CERN*, CERN-Report 63-37 (1963) 43.
656. R. Hillier, *Gamma Ray Astronomy*, Clarendon Press, Oxford (1984).
657. P.V. Ramana Murthy & A.W. Wolfendale, *Gamma Ray Astronomy*, Cambridge University Press (1986).
658. G.F. Bignami *et al.*, The COS-B Experiment for Gamma-Ray Astronomy, *Space Sci.*

- Instr.* **1** (1975) 245.
- 659. P. Léna, *Astrophysique. Méthodes Physiques de L'Observation*, © InterEditions, Paris (1986), and *Observational Astrophysics*, Springer (1988).
  - 660. Photo MBB-GmbH, *COS-B, Satellit zur Erforschung der kosmischen Gammastrahlung*, Unternehmensbereich Raumfahrt, München (1975).
  - 661. C.E. Fichtel *et al.*, SAS-2 Observations of Diffuse Gamma Radiation in the Galactic Latitude Interval  $10^\circ < |b| \leq 90^\circ$ , *Astrophys. J. Lett. Ed.* **217**, No. 1, p. L9 (1977), and *Proc. 12th ESLAB Symp.*, Frascati (1977) 95.
  - 662. J. Linsley, The Highest Energy Cosmic Rays, *Scientific American* **239**, No. 1 (1978) 48.
  - 663. J. Boone *et al.*, *Observations of the Crab Pulsar near  $10^{15}$ – $10^{16}$  eV*, 18th Int. Cosmic Ray Conf. Bangalore, India, Vol. 9 (1983) 57, and University of Utah, UU-HEP 84/3 (1984).
  - 664. G.L. Cassiday *et al.*, Cosmic Rays and Particle Physics, in T.K. Gaisser (ed.), *Am. Inst. Phys.* **49** (1978) 417.
  - 665. C. Grupen, Kosmische Strahlung, *Physik in unserer Zeit* **16** (1985) 69.
  - 666. G.L. Cassiday, private communication 1985.
  - 667. W. Stoltz, *Radioaktivität*, Hanser, München/Wien (1990).
  - 668. M.A. Geyh & H. Schleicher, *Absolute Age Determination*, Springer; Berlin, Heidelberg (1990).
  - 669. ALEPH Collaboration, Alignment of the ALEPH Tracking Devices, *NIM A* **323** (1992) 213.
  - 670. S.W. Hawking, *Is the End in Sight for Theoretical Physics? — An Inaugural Lecture*, Press Syndicate of the University of Cambridge (1980).

# Алфавитный указатель

- ОБЭ-фактор, *смотри* относительная биологическая эффективность  
активность 1 грамма радия, 50  
альфа-частицы, 22  
анализ  
    ручной, 149  
аналогово-цифровой преобразователь (АЦП), 83  
    импульсный (ИАЦП), 83  
аннигиляция, 11  
    электрон-позитронная, 99  
анод  
    покрытие, 112  
    протекший заряд, 112  
    структура на поверхности, 87  
анодная проволочка  
    натяжение, 84  
    толстая, 73  
    вольфрамовая, гальванизированная золотом, 84  
    зазор, 89  
аргон  
    сверхчистый, 109  
    твёрдый, 81  
атомные поправки, 8  
атомный номер, 16  
беккерель, 50  
бета-источник, 53  
биологический эффект, 51  
большой адронный коллайдер, 88  
бэр, 51  
центр  
    фотолюминесценции, 145  
    тяжести распределения зарядов, 86  
циклотронная частота, 40  
цилиндрическая камера  
    дрейфовая, 96  
    пропориональная, 96  
цилиндрические координаты, 60  
датировка, *смотри* радиоуглеродное датирование  
делитель напряжения, 91  
дельта-электроны, 5, 9  
детектор  
     $4\pi$ , 95  
    газовый, 48, 56  
    микрополосковый, 87  
    гибкий, 87  
    импульсный, 47  
    из фосфатного стекла, 145  
    калориметрический, 109  
    на хлориде серебра, 143  
    пластиковый, 143, 145  
    полупроводниковый, 56  
    радиофотолюминесцентный, 145  
    термолюминесцентный, 144  
    торцевой, 107, 111  
    многопроволочный, 107  
    трековый, запуск, 133  
    твердотельный, 11  
вершинный, 100, 122, 138, 141  
визуальный, 117  
ALEPH, времяпроекционная камера, 109  
JADE, 104  
MARK II, струйная камера, 104  
OPAL, 104  
детектора  
    характеристики, 42  
    изотропия, 49  
    однородность, 49  
    равномерность, 49  
    тестирование, 53  
    эффективность, 45  
диагностика рентгеновским излучением, 53  
диффузия  
    коэффициент, 36  
    зависимость от газа, 37  
    линейная, 36

- объемная, 36  
 подавление, 129  
 поперечная, 36  
 постоянная, 37  
 продольная, 36  
 статистически неупорядоченная, 36  
 зарядов в газе, 35  
 диметилэфир, 113  
 дипольный момент, 112  
 дисперсия, 42  
 длина  
     поглощения, 32  
     ядерного взаимодействия, 32  
 радиационная, 17, 153  
 распада частицы, 123  
 свободного пробега, 41, 64  
 тормозного излучения, 16  
 доверительный интервал, 46  
 доза  
     годовая на человека, 53  
     летальная, 53  
     максимально допустимая, 53  
     облучения индивидуальная, 62  
     эквивалентная, 51  
     энергетическая, 52  
 дозиметр термолюминесцентный, 144  
 дрейф упорядоченный, 36  
 дрейфа  
     характеристики, 81  
     конфигурация поля, 93  
     область, 95  
     объем, 94, 108  
     пространство, 95  
     скорость, 36, 38, 41  
         зависимость от поля, 38, 61  
     траектория, 99, 104  
     времени измерение, 42  
     время, 81, 89  
 дрейфовая  
     камера, 37, 49  
         безэлектродная, 87  
         большого объема, 92  
         цилиндрическая, 96  
         индукционная, 94  
         плоская, 88  
     преждевременное старение, 112
- трубка, 94  
 дрейфовый модуль  
     многопроволочный, 100, 103  
     многоволоконный, 102  
 двухструйная структура, 99  
 фабрика частиц, *смотри* высокопропагандистский ускоритель  
 фактор Фано, 12, 14, 15  
 ферритовый сердечник, 137  
 фильтр молекулярный, 114  
 флуктуации  
     потерь энергии, 15  
     пуассоновские, 15  
     Ландау, 15  
 фольга  
     лексановая, 146  
     пластиковая, 146  
     поликарбонатная, 146  
 фотолюминесценции центр, 145  
 фотоны, 1  
     низкоэнергетичные, 1  
     ослабление интенсивности, 18  
     поглощение, 72  
     свет звезд, 29  
     виртуальные, 20  
 фоторегистрация стереоскопическая, 136  
 фотоэффект, 1, 26  
 фотоэлектрический эффект, 153  
 фотоэлектроны  
     газовое усиление, 67  
     рождение, 71  
 фрагменты  
     мишени, 139  
     налетающие, 139  
 газ  
     гасящий, 72  
     молекулы, 73  
 рабочий  
     фреон, 119  
     ксенон, 119  
     система подачи, 114  
     сверхчистый, 113  
     температура, 36  
     жидкий, 117  
     электроотрицательный, 41, 56,  
         79

- чистота, 11  
газопаровая смесь, 123  
газовая  
  примесь, 113  
  смесь, 56  
  задержка, 95  
газовое усиление, 57  
  область, 94  
  в жидкостях, 81  
газовый  
  детектор, 48, 53  
    микрополосковый, 87, 148  
  коэффициент усиления, 62  
гашение, 72  
генератор  
  разрядный искровой, 127  
  Маркса, 127  
германий–литиевый дрейфовый счетчик, 56  
грэй, 51  
характеристики детекторов, 42  
импульс  
  магнитострикции, 136  
  поперечный, 95  
  высокого напряжения, 127  
  передний фронт, 133  
индивидуальная доза облучения, 62  
интерференционные эффекты  
  при столкновениях, 38  
ионизации  
  минимум, 5  
  особенности, 95  
  постоянная, 3  
  статистика, 15  
  структура, 83  
  эффективный потенциал, 12  
  энергия, 4  
ионизационная камера, 56  
  цилиндрическая, 60  
  плоская, 60  
  с сеткой Фриша, 59  
ионизационные потери, 56  
  позитронов, 10  
  тяжелых частиц, 3  
  электронов, 10  
ионизация, 1, 152  
  дозиметр, 62  
первичная, 11, 67  
статистика, 90, 104  
статистические флуктуации, 89  
полная, 11  
трека, 128  
удельная, 11, 138  
вторичная, 11  
ионы  
  канальная трубка, 72  
  подвижность, 80  
  положительные  
    прилипание в диэлектриках, 87  
  закрепление, 92  
искрение, 114  
искровая камера, 49, 133  
  многопластинчатая, 133  
  многозазорная, 95  
  стеклянная, 134  
искровой  
  разряд, 136  
  разрядный генератор, 127  
  зазор, 127  
искры образование, 133  
источник радиоактивный, 50, 54  
излучение, 1  
  биологический эффект, 50  
  единицы измерения, 50  
  флуоресцентное, 145  
  поступающее из атмосферы, 52  
  защита, 62  
измерение  
  ионизации, 56  
  треков, 56  
изопропанол, 113  
калибровочная функция, 46  
калибровочная частица, 20  
калориметр, 56  
  запускающий, 124  
калориметрия  
  адронов, 120  
  электронов, 120  
камера, 56  
  цилиндрическая, 94  
  дегазация материалов, 113  
  дрейфовая, 49, 133

- гиперболическая, 99  
 ионизационная, 56  
     на жидком инертном газе, 81  
     с сеткой Фриша, 59  
     твердотельная, 57  
     заполненная жидкостью, 79  
     искровая, 49, 133  
         многопластинчатая, 133  
         многозazorная, 95  
     изображения, 110  
     многопроволочная, 133  
         микроленточная, 149  
         пропорциональная, 42, 82  
     многоступенчатая лавинная, 94  
     на основе ПЗС-структуры, 138  
     пузырьковая, 117  
     разрядная, 130  
         с экструдированными пластиковыми трубками, 130  
         трубчатая, 130  
     срок жизни, 112, 113  
     стримерная, 110, 125  
     струйная, 95  
         дрейфовая, 103  
     соломенно-трубчатая, 100  
     трубчатая, 86  
     временное расширение, 94  
     времяпроекционная (ВПК), 95, 106  
         на жидком аргоне, 109  
     эмульсионная, 143  
     Вильсона, 117, 123  
         быстрое расширение, 124  
         цикл расширения, 124  
         диффузная, 125  
         многопластинчатая, 124  
         расширения, 125  
         рекомпрессия, 124  
         время цикла, 124  
 канал  
     плазменный, 129, 133  
     разрядный, 133  
 карманный дозиметр, 62  
 каскад  
     адронный, 145  
     электромагнитный, 145  
 катод  
     с меандровой структурой, 77  
     сегментированный, 73, 76  
 катодные  
     отложения, 112  
     подушечки, 92  
     полоски, 86  
 керамический субстрат, 87  
 комптон-эффект, 26, 27  
     обратный, 28  
 конденсатор цилиндрический, 85  
 конус травления, 146  
 координаты «мнимые», 86  
 коэффициент  
     ослабления массовый, 30  
     поглощения массовый, 30  
 кремниевая  
     пыль, 113  
     смазка, 114  
     трубка, 114  
 кремниевый  
     счетчик, 56  
     полосковый, 56  
 криогенное оборудование, 81  
 кристалл  
     фторида кальция, 144  
     фторида лития, 144  
     галоидного серебра, 142  
 кулоновское рассеяние, 153  
 квадратичная ошибка, 46  
 люминесценция, 1  
 лавина, 62  
     образование, 67, 73  
     распространение, 73  
         боковое, 113  
         размножение фотонов, 110  
         третичная, 72  
         вторичная, 72  
         электронная, 63, 69  
 линия  
     задержки магнитострикционная, 136  
     Блумлейна, 127  
 логика  
     внешняя, 95  
 локальные радиационные повреждения, 148  
 мюоны

- идентификация, 120  
космического излучения, 53  
угловое распределение, 55  
майларовая трубочка алюминизированная, 86  
максимум эмиссии, 111  
масса частицы, определение, 103  
математическое ожидание, 42  
мертвое время, 47  
метанол, 113  
метастабильное состояние, 63  
метилал, 113  
метод  
деления заряда, 98, 104  
фотометрический, 143  
микрополосковый газовый детектор, 87, 88  
минимальное натяжение проволочки, 85  
мишень  
активная, 119  
фрагменты, 139  
протонная, 139  
многопроволочная камера  
дрейфовая, 91, 110–112, 148, 149  
микроленточная, 149  
пропорциональная, 83–90, 95, 99, 107, 109–112, 136, 148, 149  
миниатюрная, 87  
торцевая, 108  
многочастичная эффективность, 49  
множественное рассеяние, 106  
мода работы счетчика  
пропорциональная, 63  
модуль упругости, 86, 136  
молекула, фрагмент, 112  
молекулярная связь ковалентная, 112  
монополь магнитный, 148  
мысленный эксперимент, 13  
накопительные кольца протонные, 148  
насыщения эффект, 67  
нейтрино  
взаимодействия, 117  
нейтроны  
быстрые, 52  
тепловые, 52  
неоднозначность координат, 86  
неоновая трубка сферическая, 131  
область темная, 138  
образец «проволочной тени», 112  
образование  
искры, 133  
полимера, 112  
пузырьков, 117  
объемное сопротивление, 93  
оксидный слой тонкий, 112  
определение  
массы частицы, 103  
эффективности, 45  
относительная биологическая эффективность, 51  
ошибка  
пуассоновская, 49  
стандартная, 44  
очищающее поле, 133  
пар  
давление насыщения, 123  
молекулярный, 63  
перенасыщенный, 124  
примесь, 111  
параметр  
 $b$  для энергетических потерь, 20  
калибровки, 46  
пары электрон-ионные, 12  
передающая линия, 127  
период  
полураспада, 50  
повторения, 148  
пикап, 94  
пластик, 87  
плато Ферми, 4, 10  
пленка  
сканирование, 144  
термолюминесцентная, 144  
плотности эффект, 4  
плотность  
массы поверхностная, 4, 26  
радикалов, 112  
умноженная на толщину, 4, 26  
заряда, 80  
подвижность  
ионов, 37  
носителей заряда, 36

- зависимость от газа, 37  
 электронов, 37
- поглощение  
 адронов, 32  
 электронов, 23
- поглощения  
 длина, 32, 35  
 граница, 26  
 коэффициент массовый, 26  
 полный, 30  
 процесс, 28
- погонная емкость, 84  
 счетчика, 65
- поле  
 качество, 90  
 магнитное, 38  
 продольное, 95  
 соленоидальное, 103  
 очищающее, 127
- полимеризация, 112  
 нитевидные структуры, 115
- полная ширина на полувысоте (ПШ-ПВ), 44
- полупроводниковый детектор, 56
- полуширина, *смотри* полная ширина на полувысоте
- поперечный импульс, 139
- порошок термолюминесцентный, 144
- постоянная  
 ионизации, 3  
 тонкой структуры, 5  
 Планка, 38
- потенциал кулоновский, 15
- потери энергии  
 $\alpha$ -частиц в воздухе, 5  
 мюонов, 5, 18–20  
     в воздухе, 5  
     на ионизацию, 5, 56  
     на рождение пар, 20  
     на тормозное излучение, 5, 16  
     на тройное рождение, 19  
     наиболее вероятные, 8  
     нейтронов в воздухе, 5  
     пионов в воздухе, 5  
     полные, 20  
     позитронов ионизационные, 10  
     при больших передачах энергии, 22  
     протонов в воздухе, 5  
     средние, 3, 5, 11, 12, 20  
     усеченные, 10  
     заряженных частиц, 4  
     электронов, 18  
         ионизационные, 10  
         на излучение, 10  
         на тормозное излучение, 16  
         в воздухе, 5
- потеря энергии  
 единица — МэВ/(г/см<sup>2</sup>), 4  
 единица длины —  $dx$  (в г/см<sup>2</sup>), 4
- поверхностное сопротивление, 93
- поверхность диэлектрическая, 87
- почернение  
 измерение фотометрическое, 144  
 радиальное распределение, 144  
 структура, 143
- право-левая неоднозначность, 90
- предусилитель  
 низкошумящий, 109  
 токовочувствительный, 57
- преобразователь  
 аналогово-цифровой (АЦП), 111
- прилипание, *смотри* ионы положительные
- прилипание ионов, 87
- примесь, 111  
 «хорошая», 113  
 «плохая», 113  
 электроотрицательная, 79
- пробег  
 $\alpha$ -частиц, 22, 23  
     в воздухе, 22  
     «стрэглинг», 25  
     фотонов, 26  
     мюонов, 23  
         при высоких энергиях, 25  
         в горной породе, 25  
     пионов, 23  
     протонов, 23  
     реальный, 23  
     свободный, 36  
     электронов, 23

- при низких энергиях, 23  
частиц при низких энергиях, 22
- процесс  
возбуждения, 1
- прогиб гравитационный, 86
- пропорциональный счетчик, 62  
ксеноновый, 69
- пространственное разрешение, 47, 89
- протон-антипротонное взаимодействие, 128
- протоны  
фоторождение, 119
- проводочка  
«стерео», 98  
анодная, 96  
слой, 96  
макроскопические отложения, 114  
выжигание, 114  
потенциальная, 91, 96  
высокое сопротивление, 114
- проводочная камера, 82  
цилиндрическая, 95  
эффекты старения, 111
- пузырьковая камера  
анализ фотографий, 117  
цикл расширения, 123  
голографмное считывание, 149  
изучение короткоживущих частиц, 122  
малая Берновская (BIBC), 122  
перегретое состояние, 117  
плотность пузырьков, 118  
продолжительность цикла, 117  
расширение, 117  
размер пузырьков, 123  
жидкостная, 120  
водородная, 117  
электронная, 109
- ядерная  
фотоэмulsionия, стопка, 138  
медицина, 53  
эмulsionия, 23, 137
- ядерное взаимодействие, 20  
ядерного заряда экранирование, 29
- рад, 51
- радиационная длина, 17  
смеси, 18
- радиационная стойкость, 81  
повышение, 88
- радикал, 112  
химически активный, 112  
свободный, 112
- радиоактивность  
естественная, 155  
при дыхании, 53  
при приеме пищи, 53  
человеческого тела, 52
- радиоактивный источник, 50
- радионуклид  
активность, 50  
постоянная распада, 50
- радиус  
ларморовский, 107
- распад  
нуклонов, 131
- распределение  
биномиальное, 45  
дискретное, 44  
функция, 42  
гауссовское, 8, 15, 43  
мюонов угловое, 55  
непрерывное, 44  
нормальное, 43  
потенциала, 60  
прямоугольное, 42  
пуассоновское, 44  
вероятности, 43  
Бернулли, 45  
Ландау, 8  
Максвелла-Больцмана, 36
- рассеяние  
, угол, 28  
длина, 15  
фотон-фотонное, 31  
комптоновское, 1, 27  
обратное, 28  
кулоновское, 15  
многократное, 15, 22
- многократное  
угол, 15  
на ядрах, 15  
назад, 28
- процесс, 1  
протон-протонное, 31

- стандартное отклонение, 15  
 угловое распределение, 15  
 электронов квазисвободное, 26  
 Комптоновское, 154
- разделение  
 электрон–адрон–мюон, 124
- размеры молекулярные, 38
- разрешающая способность, 42
- разрешение, 109  
 по энергии, 47  
 пространственное, 47  
 улучшение, 15  
 временное, 47
- разряд  
 искровой, 133, 134  
 локализованный, 73  
 микроплазмы, 111  
 плазменный, 134  
 поперечное распространение, 73  
 тлеющий, 131
- разрушение локальное, 145
- регистрация  
 фотографическая, 125  
 голограммическая, 123  
 оптическая, 117
- реконструкция  
 события трехмерная, 109  
 треков автоматическая, 143
- рентген, 52
- рентгеновская пленка, 143  
 промышленная, 143
- рентгеновские лучи характерные, 27, 53
- рентгеновское излучение  
 спектроскопия, 69
- режим  
 дрейфовый, 88  
 сигнальный, 62  
 стримерный, 74  
 токовый, 62
- рождение  
 электрон–позитронных пар, 1, 11, 12, 26, 29  
 параметр распределения энергии, 30  
 мюонами, 19
- параметр распределения энергии, 30  
 пороговая энергия, 29  
 прямое, 19, 20
- сцинтиляционный  
 счетчик, 48, 49, 124
- серебро  
 кластер, 142  
 образование фоновых ядер, 143
- сетка «ворота», 108
- сечение  
 адронное неупругое, 32  
 аннигиляции, 11  
 атомное, 31, 35  
 борновское приближение, 26  
 формула Клейна–Нишины, 27  
 фотоэффекта, 26  
 интерференционный эффект, 38  
 ионизации, 64  
 комптоновского рассеяния, 30
- поглощения  
 фотонов полное, 30  
 энергии, 28, 30  
 полное, 26, 32  
 протон–протонное, 31  
 ядерное, 35  
 рассеяния, 28  
 электронов, 79
- рождения электрон–позитронных пар, 26, 29
- столкновения, 38, 63  
 зависимость от энергии, 36
- томсоновское, 27
- тормозного излучения на электронах, 17
- взаимодействия  
 фотонов с веществом, 31  
 зависимость от энергии, 27  
 эффекта Рамзауэра, 38
- сигнал  
 амплитуда, 58  
 стримерный, 74  
 токовый, 96  
 внешнего запуска, 111  
 шумовой, 149
- силан, 114
- силикат, 113, 114

- синхронизация, 117  
скорость  
  полимеризации, 112  
  счета  
    двойных совпадений, 48  
    тройных совпадений, 48  
  звука, 136  
слой  
  поглотителя  
    толстый, 8  
    тонкий, 5, 9, 15  
случайный эксперимент, 45  
смесь газа и пара, 123  
соединение  
  галоидное, 114  
  углеродное, 114  
  углеводородное, 114  
соотношение  
  энергия-пробег, 22  
сопротивление зарядное, 72  
спектр  
  энергетический, 59  
спектроскопия  
  рентгеновского излучения, 69  
спонтанное деление, 148  
среда рабочая, 81, 109  
стандартная ошибка, 44  
старение, 112  
  конструкционные особенности, 114  
статистика  
  малых чисел, 46  
  носителей заряда, 12  
  пуассоновская, квадратичная ошиб-  
    ка, 46  
  счетная, 46  
  Регенера, 46  
стекло  
  фосфатное, активированное се-  
    ребром, 145  
стереоугол, 99  
столкновения  
  многократные, 35  
  молекул газа, 40  
  сила трения, 40  
  стохастическая сила, 40  
стример люминесцентный, 126  
стримерная
- камера, 125  
трубка, 125  
  самогасящаяся, 75  
стримерный  
  режим, 111  
  сигнал, 74  
струйная дрейфовая камера, 103  
счетчик  
  германий-литиевый дрейфовый,  
    56  
  кремниевый, 56  
  мозаичный, 86  
  полосковый кремниевый, 56  
  пропорциональный, 62, 65  
  самогашение, 72  
  спинтилляционный, 48, 49, 124  
  Гейгера-Мюллера, 47, 71  
считывание  
  магнитострикционное, 136  
  время, 47  
  электронное, 131  
  элемент, 88  
температура кипения, 117  
температурный градиент постоян-  
  ный, 125  
термолюминесценция, агенты, 144  
термолюминесцентный  
  дозиметр, 144  
  порошок, 144  
тестовый пучок из ускорителя, 53  
тетрафторсан, 114  
токсичность, 81  
торцевой детектор, 107  
тормозное излучение, 16  
тяжелые  
  ядра отдачи, 52  
травления  
  конус, 146  
  процесс, 146  
трек  
  скрытый, 128  
  частицы  
    накопление, 143  
    сохранение, 143  
трека  
  автоматическая реконструкция,  
    148

- фрагменты деления, 146  
 обратная экстраполяция, 141  
 оптическое изображение, 110  
 реконструкция, 99  
 усиление, 143  
 ширина, 128  
 триггера  
 требования, 48  
 трубка  
 стримерная, 73, 125  
 Йарочки, 73  
 Конверси, 130  
 твердотельная ионизационная камера, 57  
 углеродные волокна, 114  
 «усики», 114  
 углеводород галоидный, 114  
 угол  
 Лоренца, 99  
 ультрафиолетовый лазер, 109  
 уровень  
 достоверности, 44  
 значимости, 43  
 усилитель  
 зарядочувствительный, 158  
 узел, 137  
 жидккая рабочая среда, 79  
 жидкий  
 аргон, 79  
 для времязадеющей камеры, 109  
 инертный газ, 81  
 ксенон, 79  
 жидкость  
 «теплая», 81  
 тетраметилпентан (ТМП), 81  
 тетраметилсилан (ТМС), 81  
 нейтронная, 119  
 вероятность переноса средняя, 95  
 вершина  
 вторичная, 122  
 виртуальный фотон, 20  
 вольфрамовая проволочка золоченая, 114  
 воспламеняемость, 81  
 возбуждение, 1, 152  
 воздушный
- конденсатор цилиндрический, 62  
 время  
 мертвое, 47, 131  
 нарастания, 68  
 памяти, 48, 133  
 детектора, 131  
 повторения, 47  
 прилипания, 129  
 разрешения, 47, 83  
 считывания, 47  
 жизни, 50  
 восстановления, 47  
 задержки, 48  
 чувствительности, 47  
 вторичный  
 ионизационный процесс, 57  
 высокопроизводительный ускоритель, 88  
 выжигание отложений, 114  
 взаимодействие  
 адронов, 31  
 фотонов, 25, 26  
 фотоядерное, 20  
 неупругое, 20, 31  
 протон-антинпротонное, 128  
 ядерное, 20  
 сильное, 31  
 заряженных частиц, 1, 31  
 электрон-позитронное, 99  
 частиц и излучения с веществом, 1  
 взаимодействия  
 длина, 32, 35  
 механизм, 1  
 мишень, 119  
 процесс, 1  
 вероятность, 35  
 вершина, 128  
 задержка  
 времени, *смотри* время памяти  
 запуска, 128  
 электронная, 95  
 загрязнение, 38  
 запуска  
 сигнал, 48  
 задержка, 128  
 заряд

- индуцированный, 80  
плотность, 80  
пространственный, 73, 108  
время, 93  
зарядка электростатическая, 87  
зарядовые отложения, 114  
зазор искровой, 127  
защита от излучения, 62  
зенитный угол, 55  
зиверт, 51, 155  
зона  
    локальная неэффективная, 85  
    с контролируемой дозой, 53  
зона контролируемого доступа, 155  
звезда вторичных частиц, 138  
звуковая скорость, 136  
шумовой сигнал, 149  
эффект  
    биологический, 51  
    плотности, 4  
    пороговый, 143  
    экранирования, 10, 17  
    Мальтера, 113  
эффективность  
    биологическая относительная, 51  
    детектора, 45, 48  
    многотрековая, 134  
    многочастичная, 49  
    плато, 75  
    стримерной трубы, 77  
экранирование  
    неполное, 29  
    полное, 29  
    эффект, 10  
эксперимент  
    случайный, 45  
    UA5, 128  
эксперименты  
    на накопительных кольцах, 95, 120  
    с фиксированными мишенями, 122  
    с нейтрино, 131  
    с воздушными шарами, 149  
    с высокой загрузкой, 94, 100  
    в космосе, 149  
эквивалентная доза, 51  
электрод сигнальный следящий, 131  
электрода  
    материал, 114  
    на пластиковой фольге, 87  
    структура, 87  
электрон  
    -дырочная пара, 11  
    -ионной пары рождение, 12  
    -электронные столкновения, 10  
    первичный, 10  
    вторичный, 10  
    захваченный К-оболочки, 53  
электронная литография, 87  
электронов  
    лавина, 69  
    облако, 37  
    подвижность, 68  
    поглощение, 23  
    сбор, 59, 80  
    сигнал, 59  
    средняя энергия между столкновениями, 65  
    выбивание, 5  
    спектр, 9  
    энергетическая зависимость, 9  
электроны конверсионные моноэнергетические, 53  
электроотрицательность, 113  
электроотрицательные газы  
    хлор, 41  
    кислород, 41  
эмulsion  
    фотографическая, 139  
    ядерная, 23, 137  
энергетические потери, *смотри* потери энергии  
логарифмический рост, 5  
на тормозное излучение, 153  
параметр  $b$ , 20  
плато Ферми, 4  
энергетических потерь  
    флуктуации, 5, 9, 15, 22  
    измерение, 100  
    пороговая величина, 9  
    распределение, 5, 10  
    спиновая зависимость, 9  
    статистические флуктуации, 12

- энергетический  
уровень  
  ротационный, 63  
  вибрационный, 63
- энергетическое разрешение, 15
- энергии  
  калибровка, 53  
  максимум передачи, 2  
  распределение тепловое, 36  
  разрешение, 47, 53  
  выделение в детекторе, 9
- энергия  
  физически поглощенная, 51  
  фотона приведенная, 27  
  ионизации, 4  
  критическая, 18, 153  
  мюонов максимально передава-  
    емая, 2  
  полная, 2  
  связь атомных электронов, 27
- эпоксидная смола стекловолоконная,  
  114
- этанол, 113
- частиц  
  идентификация, 100, 103  
  разделение, 104  
  регистрация в жидкостях, 79
- частица  
  минимально ионизирующая, 5  
  релятивистская, 2
- $4\pi$ -геометрия, 120
- чрезмерная зарядка, 93
- Авогадро число, 3
- АЦП, *смотри* аналогово-цифровой  
  преобразователь
- Бернулли распределение, 45
- Бете-Блоха формула, 3, 103
- Блумлейна линия, 127
- Гейгера  
  разряд, 73  
  режим, 72  
    ограниченный, 73
- Гейгера-Мюллера счетчик, 47, 71
- Йарочки трубка, 73
- Конверси трубка, 130
- Ландау  
  флуктуации, 9, 15
- распределение, 5, 10
- Лапласа уравнение, 60
- Лоренца  
  фактор, 2  
  сила, 38  
  угол, 40
- Мальтера эффект, 113
- Маркса генератор, 127
- Мольер теория, 15
- Оже-эффект, 27
- Пеннинга эффект, 63
- Пуассона  
  флуктуации, 15  
  распределение, 44  
  статистика, 12
- ПЗС, *смотри* камера на основе ПЗС-  
  структурь
- ПШПВ, *смотри* полная ширина на  
  полувысоте
- Рамзауэра эффект, 38
- Регенера статистика, 46
- Таунсенд коэффициент  
  первый, 63  
  второй, 67
- Вильсона камера, 123
- ВПК, *смотри* камера времяпроекци-  
  онная
- BIBC, *смотри* пузырьковая камера  
  малая Берновская
- JADE, *смотри* детектор JADE
- LHC, *смотри* большой адронный  
  коллайдер
- MARK II, *смотри* детектор MARK  
  II
- OPAL, *смотри* детектор OPAL
- PLUTO, *смотри* детектор PLUTO
- UA5, *смотри* эксперимент UA5