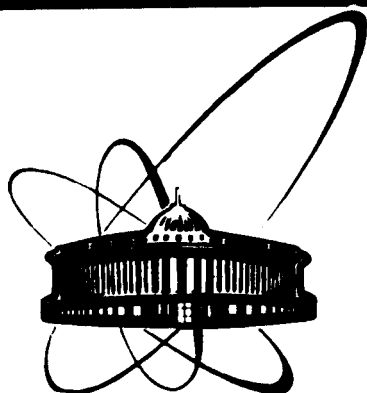


89-361



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

X 152

P13-89-361

Д.М. Хазинс

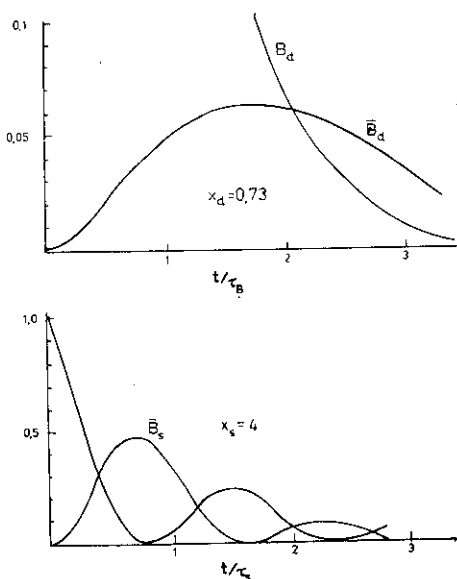
О ВОЗМОЖНОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ
ЛАВИННЫХ СЧЕТЧИКОВ
В ВЕРШИННЫХ ДЕТЕКТОРАХ

Направлено в Оргкомитет Международного
симпозиума "Эксперименты и методы
в физике высоких энергий", Бехине, ЧССР,
июнь 1989 года

1989

Исследование физики В-кварков на протонных ускорителях с фиксированной мишенью требует создания прецизионных координатных детекторов, помещаемых внутрь мишени и способных работать в условиях большой интенсивности падающего пучка частиц.

Высокая координатная точность нужна как для выделения /триггирования/ событий с образованием В-кварков, так и для исследования осцилляций В-мезонов. На рис. 1 показаны расчеты осцилляционных кривых, выполненные Б.З.Копелиовичем. Для того, чтобы не слишком исказить эту картину, нужно измерять время жизни отдельного В-мезона с относительной точностью ~20%. Как показывают оценки, для этого необходимо измерять координаты треков от продуктов распада В-мезона со среднеквадратичной точностью $\sigma_x = 30$ мкм. Причем для релятивистских В-мезонов эта оценка, в первом приближении, не зависит от γ -фактора В-мезона, так как эффект релятивистского увеличения времени его жизни компенсируется уменьшением углов вылета продуктов распада.



Существенное значение имеет также двухтрековое разрешение детектора (Δx). Требования к этому параметру зависят от изучаемой моды распада, конфигурации мишени и детектора, импульсов частиц. По-видимому, желательно иметь $\Delta x \sim 100$ мкм.

Сечение рождения В-кварков невелико /~0,5 мкб при энергиях УНК/, что требует высокой интенсивности пучка частиц на мишени. В проекте МЧС /много-частичный спектрометр/ предполагается работать при интенсивности адронного пучка до $2 \cdot 10^7$ с⁻¹ с мишенью, составляющей 0,1 ядерной длины. Учитыв-

Рис. 1. Расчетные кривые осцилляций В-мезонов.

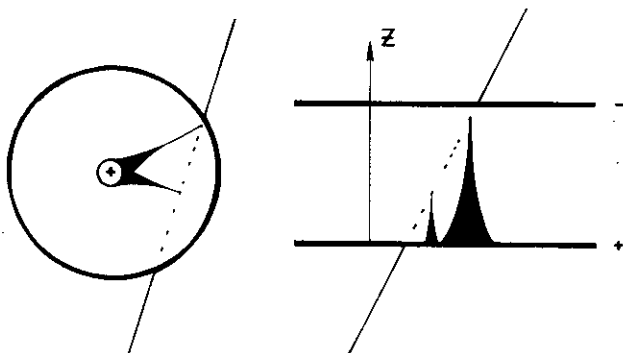


Рис. 2. Принципиальная схема лавинного детектора /справа/ в сравнении с пропорциональным счетчиком.

вая большую множественность рождающихся частиц и сильную ионизацию от ядерных фрагментов, образующихся при взаимодействиях, такая интенсивность требует высокой загрузочной способности ($J_{\max} \sim 5 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1} \text{ см}^{-2}$) и радиационной стойкости детектора ($R_T \sim 50 \text{ Мрад}$).

Вместе с тем требования к временному разрешению не столь велики. Например, при $\Delta t = 100 \text{ нс}$ одновременно с исследуемым событием, включающим в себя около двух десятков треков, в вершинном детекторе будет зарегистрировано также еще несколько /в среднем - 2/ прямых, хорошо распознаваемых треков, что вряд ли существенно усложнит анализ события.

Наиболее популярный тип детектора, который предлагается в настоящее время с указанной целью, - это микростриповые полупроводниковые детекторы. Их параметры с запасом удовлетворяют всем перечисленным требованиям, за исключением одного - радиационной стойкости. При типичной величине $R_T = 1 \text{ Мрад}$ ресурс полупроводникового детектора /так же, впрочем, как и других твердотельных детекторов/ будет составлять всего две недели. Имеет смысл поэтому рассмотреть в качестве альтернативы газоразрядные детекторы. В данном сообщении мы проанализируем возможности лавинных детекторов /ЛД/.

Схематически ЛД представляет собой плоский конденсатор, заполненный соответствующим газом /рис. 2/. Напряжение на детекторе подбирается таким образом, чтобы электроны, образовавшиеся после прохождения заряженной частицы, инициировали таунсендовские лавины, не завершающиеся искровыми пробоями. Хотя механизм разряда в ЛД такой же, как и в пропорциональном счетчике /ПС/, однако различия в конфигурации электрического поля приводят к существенным различиям в характере этих детекторов:

1/ Если в ПС амплитуда сигнала не зависит от места образования первичного электрона, то в ЛД она экспоненциально зависит от z -координаты, что приводит к большому амплитудному разбросу сигналов.

2/ В ПС время появления сигнала зависит от координаты прохождения частицы, а в ЛД такой зависимости нет.

3/ Существенно по-разному влияют на характеристики детектора положительно заряженные ионы. В ПС они образуют концентрированный заряд вблизи анодной проволоки, который ограничивает развитие лавины /ограниченно-пропорциональный режим/. Отойдя от проволоки, положительные ионы попадают в область слабого поля и создают объемный заряд, что ограничивает загрузочную способность счетчика. В ЛД эти эффекты несущественны. С одной стороны, это приводит к тесному соседству лавинного и искрового режимов работы детектора, с другой - к очень высокой загрузочной способности.

4/ Сигнал во внешней цепи ПС определяется, в основном, движением положительных ионов от проволоки, в ЛД - электронной компонентой.

ЛД в настоящее время получили широкое распространение в физике тяжелых ионов. Они имеют очень хорошее временное разрешение, достигающее $0,14 \text{ нс}^{1/}$, довольно большую амплитуду сигнала $\sim 100 \text{ мкА}^{2/}$ /величина заряда в сигнале 1 пКл / и необыкновенно высокую загрузочную способность: $\sim 2 \cdot 10^9 \text{ част.см}^{-2}\text{с}^{-1} \text{ }^{3/}$. Координатное разрешение этих детекторов также должно быть очень хорошим, в работе ^{4/} получена экспериментальная оценка $\sigma_x = 25 \text{ мкм}$. В физике тяжелых ионов обычно используются ЛД с зазором $d = 1-5/ \text{ мм}$, заполняемые высокомолекулярными органическими газами при низком давлении $P \geq 10 \text{ Тор}$. Размеры детекторов обычно небольшие, но есть пример ЛД размером $1 \times 1 \text{ м}^{2/5/}$.

Очевидно, что детектор с такими свойствами был бы очень полезен для физики высоких энергий. В литературе ^{4,6+12/} описан ряд попыток применения ЛД для регистрации релятивистских частиц.

Первая трудность состоит в том, что плотность ионизации от релятивистской частицы в тысячи раз меньше, чем от медленного многозарядного иона, что при сильной зависимости коэффициента газового усиления от координаты первичного электрона приводит к очень большому амплитудному разбросу выходного сигнала. К этому добавляются флуктуации первичной ионизации. Если при этом появляются лавины с зарядом в несколько пикокулон, то они переходят в стримеры и вызывают искровые пробои. Это заставляет устанавливать достаточно низкий порог электроники для эффективной регистрации релятивистских частиц.

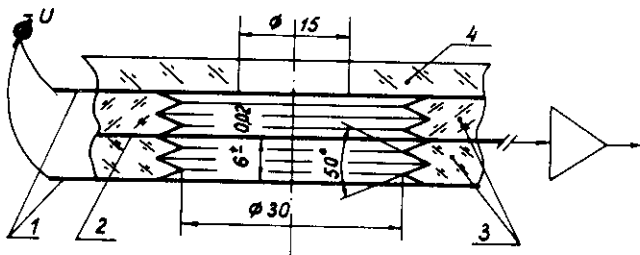


Рис. 3. Схема лавинного детектора ^{12/}. Катоды /1/ и анод /2/, изготовленные из дюралюминиевой фольги толщиной 5 мкм; 3 - межэлектродный изолятор из оргстекла, 4 - коллиматор.

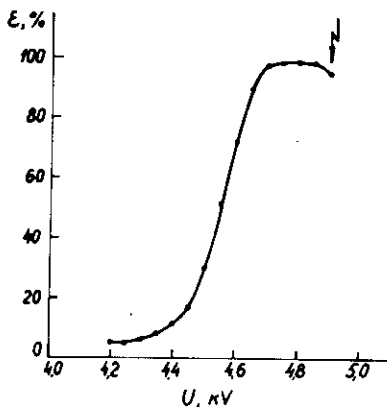


Рис. 4. Эффективность регистрации β -частиц в лавинном детекторе. Стрелкой отмечено начало искрообразования.

В работе ^{12/} нам удалось добиться устойчивой и высокоэффективной работы ЛД при регистрации β -частиц. Главные особенности использованного детектора: сравнительно высокое давление газа / $P = 2$ атм./, применение благородного газа /аргон/ с минимальными примесями органики /изобутан - 0,5%/, специальная форма межэлектродного изолятора /рис.3/.

На рис. 4 показана счетная характеристика для β -частиц при пороге регистрации 65 нА. Эффективность на плато составляет $\epsilon = 99\%$. При напряжении $U = 4,9$ кВ начинают появляться искровые пробои, инициируемые β -частицами. Сигналы имеют форму, близкую к треугольной, с временем нарастания ~ 100 нс и таким же временем спада. Амплитудное распределение сигналов показано на рис. 5.

Вторая проблема обусловлена сильноионизирующими частицами, которые неизбежно присутствуют в любом адронном пучке и могут вызывать искровые пробои в ЛД. Адроны с энергией $E \geq 2$ ГэВ образуют в веществе детектора многозарядные ионы с сечением $\sim 0,1$ б. Как показали измерения, при прохождении через пропорциональную камеру пучка пионов и протонов с импульсом 5 ГэВ/с выделение энергии в ней с вероятностью $\sim 10^{-7}$ достигает 5000-кратной ионизации от релятивистской частицы /рис.6/.

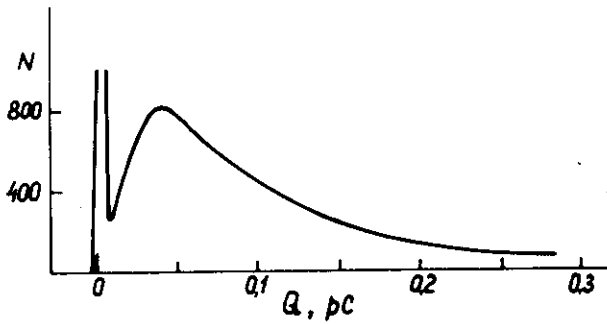


Рис. 5. Амплитудное распределение сигналов от β -частиц в лавинном детекторе.

Рис. 6. Распределение энерговыделения в пропорциональной камере при прохождении через нее адрона высокой энергии. По оси абсцисс - порог регистрации в единицах средней величины сигнала, по оси ординат - эффективность регистрации адрона.

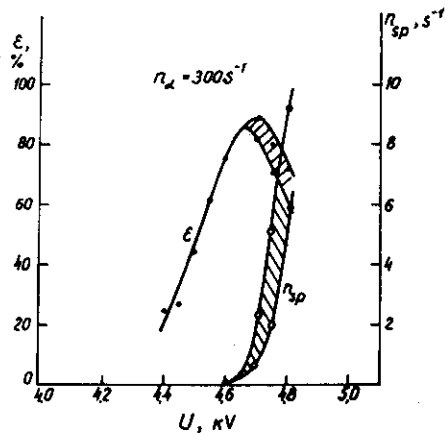
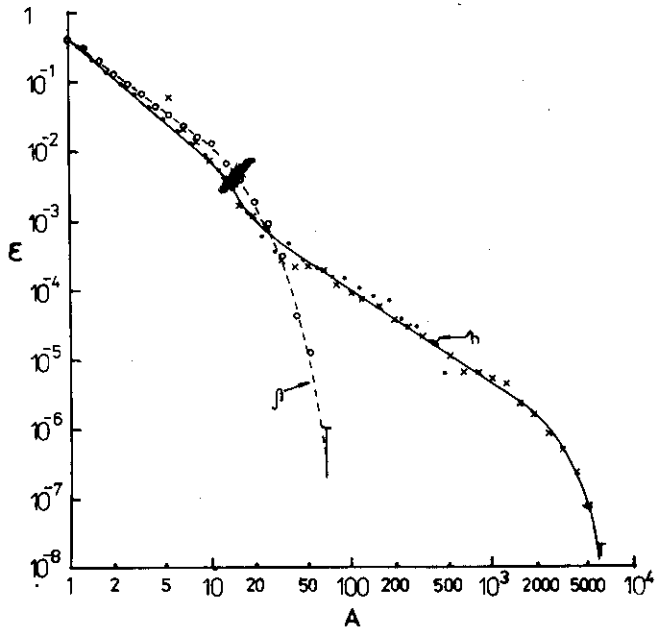


Рис. 7. Влияние α -частиц на регистрацию β -частиц. График получен в тех же условиях, что и на рис. 4, но при облучении лавинного детектора α -частицами с интенсивностью 300 с^{-1} . Частота искрообразования от α -частиц обозначена n_{sp} .

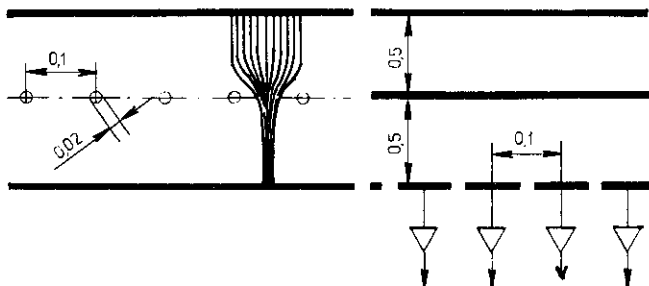


Рис. 8. Схема лавинного детектора для использования в вершинном детекторе.

Влияние сильноионизирующих частиц на работу ЛД проиллюстрировано на рис. 7, на котором так же, как и на рис. 4, показана счетная характеристика для β -частиц, но при дополнительном облучении детектора α -частицами с интенсивностью 300 с^{-1} , ионизирующая способность которых в 300 раз выше, чем у β -частиц. α -частицы вызывают искровые пробои с частотой $n_{\text{сп}}$, которые приводят к падению эффективности регистрации β -частиц.

Совместный анализ данных, приведенных на рис. 5-7, а также учет того факта, что величина сигнала на стрипе в несколько раз $/3 \div 5/$ превышает амплитуду сигнала со всего анода $/8/$, позволяет сделать заключение о том, что если выбрать среднюю величину сигнала на стрипе ЛД от релятивистской частицы на уровне 20 фКл, то вероятность искрообразования при прохождении через ЛД адрона будет $\leq 10^{-7}$.

При такой вероятности искрообразование не является серьезным препятствием. Как было показано в работе $/12/$, при малом содержании органики в газе искры не портят электродов детектора, а входные цепи усилителя надежно защищаются диодно-резисторной цепочкой. Мертвое время детектора, судя по данным $/13/$, может быть доведено до 1 мс, таким образом потери эффективности в реальном пучке не будут превышать 1%.

Так как третья проблема нам пока неизвестна, можно рассмотреть вариант ЛД для вершинного детектора /рис. 8/. Детектор состоит из двух пластин, анодной и катодной, между которыми находится сетка. Зазоры катод-сетка и анод-сетка составляют 0,5 мм каждый. Сетка намотана проволокой диаметром 20 мкм с шагом 100 мкм. Анод разделен на стрипы с шагом 100 мкм. Направления стрипов и проволок сетки взаимно перпендикулярны. Межэлектродное пространство заполняется ксеноном с добавками до давления 5 атм. Чувствительная поверхность детектора - $3 \times 3 \text{ см}^2$.

Сетка разделяет объем счетчика на дрейфовый /в котором образуется ~ 80 электронов после прохождения релятивистской частицы/ и усилительный. Это позволяет уменьшить амплитудный

разброс, так как все электроны, образованные в дрейфовом промежутке, проходят примерно одинаковый путь в усилительном промежутке. Параметры сетки подобраны таким образом, чтобы ее прозрачность для электронов, движущихся из дрейфового промежутка, составляла 100%, а разброс усиления из-за различия путей не превышал 1%.

Оценим теперь возможные параметры такого детектора.

Длительность сигнала на выходе такого ЛД определяется временем сбора электронов из дрейфового промежутка и будет составлять ~ 10 нс на полувывоте.

Средняя величина сигнала для релятивистских частиц может быть установлена на уровне ~ 20 фКл /120000 электронов/, что в 5 раз превышает сигнал от полупроводниковых микростриповых детекторов.

При больших напряженностях полей и малых зазорах в ЛД диффузия электронов должна быть сравнительно небольшой $/\sigma_D \sim 50$ мкм/. Измерение амплитуды сигнала на каждом стрипе с точностью 10% позволит определять координату прохождения частицы по центру тяжести распределения заряда на стрипах с точностью $\sigma_x = 20$ мкм.

Двухтрековое разрешение после математической обработки события может составлять $\Delta x \sim 100$ мкм.

Загрузочная способность ЛД ограничивается искровыми пробоями. Из вышеприведенных цифр следует, что при интенсивности 10^8 с⁻¹ неэффективность детектора будет составлять 10%. Объемный заряд в дрейфовом промежутке ограничивает загрузочную способность существенно слабее $/J_{\max} = 10^9$ см⁻²с⁻¹/.

Радиационные повреждения детектора невелики благодаря малой амплитуде сигнала, большой поверхности анода и небольшому содержанию органических примесей в газе. Суммарный заряд, выделяющийся в искрах, существенно меньше того, который переносят основные лавины, поэтому их вклад в повреждение детектора должен быть небольшим. Сравнивая ЛД с пропорциональными камерами, можно оценить его радиационную стойкость $R_r \sim 50$ Мрад.

Таким образом, в настоящее время не видно принципиальных препятствий для создания прецизионного координатного детектора на основе ЛД, а его ожидаемые параметры полностью соответствуют требованиям, предъявляемым к вершинным детекторам для исследования физики В-кварков на ускорителях с фиксированной мишенью.

Автор выражает благодарность З.В.Крумштейну и Л.К.Лыткину за многочисленные стимулирующие обсуждения, Ю.А.Будагову за поддержку работы, А.А.Курицыну и А.Н.Захарченко - за помощь в измерениях.

ЛИТЕРАТУРА

1. Breskin A., Zwang N. - NIM, 1977, 144, p.609.
2. Eyal Y., Stelzer H. - NIM, 1978, 155, p.157.
3. Gaukler G. et al. - NIM, 1977, 141, p.115.
4. Potter D.M. - NIM, 1984, 228, p.56.
5. Harrach D.V., Specht H.J. - NIM, 1979, 164, p.477.
6. Krusche A., Bloess D., Munnich F. - NIM, 1965, 33, p.177.
7. Bellazzini R. et al. - NIM, 1986, A247, p.445;
Bellazzini R. et al. - NIM, 1986, A251, p.196.
8. Graves W.R., Heil C., Urban M. - NIM, 1980, 176, p.229.
Urban M., Graves W.R., Heil C. - NIM, 1981, 188, p.47.
9. Lu C., McDonald K., Walenta A.H. - In article H.A.Gordon, IEEE Trans., NS-29, No.1, p.343, 1982.
10. Hilke H.J. - NIM, 1983, 217, p.189.
11. Peisert A. - NIM, 1983, 217, p.229;
Peisert A., Sauli F. - NIM, 1986, A247, p.453;
Gruhn C. et al. - NIM, 1986, A247, p.460.
12. Карпенко Г.В. и др. - В кн.: Координатные детекторы, Труды Международного симпозиума по координатным детекторам в физике высоких энергий. ОИЯИ, Д1,13-88-172, Дубна, 1988, с.237.
13. Parkhomchuk V.V., Pestov Yu.N., Petrovykh N.V. - NIM, 1971, 93, p.269.

Рукопись поступила в издательский отдел
24 мая 1989 года.