

НОВЫЕ ПРИБОРЫ И МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЙ

539.107.4

ИЗМЕРЕНИЯ ВРЕМЕН ЖИЗНИ В ОБЛАСТИ 10^{-13} с*)

Открытие относительно долгоживущих частиц с новыми ароматами (чармом, бьюти...) вызвало интерес к экспериментальным методам, которые позволяют визуализировать и измерять следы, связанные с образованием и распадом частиц со средним временем жизни порядка 10^{-13} с. Некоторые подходы в сочетании с последними техническими разработками оказываются весьма перспективными и уже в настоящее время позволяют получать физические результаты. Представлено сообщение о современном статусе полупроводниковых детекторов, стримерных и пузырьковых камер с высоким разрешением, эмульсионных и гибридных методик.

539.107.4

ВВЕДЕНИЕ **)*Дж. Сандвайсс*

Предсказание и последующее за ним открытие чарма¹ выдвинуло требование к разработке нового класса детекторов частиц в области экспериментальной физики элементарных частиц. Полученные позже данные^{1,2}, почти с полной убедительностью доказывающие существование нового аромата кварков, «бьюти», усилили интерес к этим приборам и поставили новые технические задачи перед их разработчиками.

Специфические феноменологические особенности частиц, содержащих новые с- и b-кварки***), заключаются в том, что их наименее возбужденные состояния могут распадаться только за счет слабого взаимодействия и они обладают относительно короткими временами жизни. Для очарованных частиц это время лежит в области 10^{-13} — 10^{-12} с, а для b-частиц, в соответствии с наилучшими оценками, в области 10^{-14} — 10^{-13} с. До развития детекторов, описанных в настоящем обзоре, единственной методикой, позволяющей непосредственно измерять времена жизни в этой области, был метод ядерной эмульсии. Ниже мы увидим, что, несмотря на отличное разрешение, ядерно-эмульсионные детекторы обладают очень серьезными недостатками.

Потребность в новых детекторах возникла из-за специфических свойств адронов, содержащих с- и b-кварки, и из-за большого значения, которое

*) Lifetime Measurements in the 10^{-13} s. Range.— Phys. Rept., March 1982, v. 83, No. 1, p. 5.— Перевод В. М. Раппопорта.

Вторая часть переводов статей из данного номера «Physics Reports» (March 1982, v. 83, No. 1) будет опубликована в следующем выпуске УФН. (Прим. ред.).

**) S a n d w e i s s J., Introduction.— Phys. Rept., March 1982, v. 83, No. 1, pp. 5—7.— Перевод В. М. Раппопорта.

Дж. Сандвайсс — сотрудник Йельского университета, США.

***) В последующем изложении будем их называть соответственно очарованными и b-частицами. (Прим. перев.)

© North-Holland Publishing Co. 1982.

© Перевод на русский язык, издательство «Наука». Главная редакция физико-математической литературы, «Успехи физических наук», 1984

имеет изучение этих частиц в адронных взаимодействиях. Поскольку как очарованные, так и b -частицы были открыты в e^+e^- -взаимодействиях и большая часть наших знаний о них на данный момент получена из экспериментов на e^+e^- -накопительных кольцах, может возникнуть вопрос, почему изучение их образования в адронных взаимодействиях является таким важным.

Кроме очевидного ответа, что адронные взаимодействия s - и b -кварков представляют физический интерес, существуют другие веские причины, требующие изучения систем b - и s -кварков в процессах адронного образования. Вот их краткий перечень:

1. ВЕРОЯТНОСТЬ ОБРАЗОВАНИЯ

Типичное значение сечения рождения очарованных частиц для адронных пучков с энергией ~ 400 ГэВ составляет $10\text{--}20$ мкб, ожидаемое значение сечения рождения b -частиц для этих же энергий составляет ~ 10 нб, а с ростом энергии до ~ 800 ГэВ сечение должно возрасти до ~ 50 нб³. Такие сечения рождения в сочетании с высокой светимостью, доступной в экспериментах с неподвижной мишенью, и при выборе соответствующих детекторов позволят за разумный интервал времени исследовать процессы со статистикой в миллионы событий для чарма и десятки тысяч для b -кварков. Эти вероятности примерно на два порядка по величине превосходят доступные в e^+e^- -экспериментах даже при геометрии установки в 4л.

2. СМЕШАННОЕ РОЖДЕНИЕ

Механизм рождения в e^+e^- -взаимодействиях наиболее сильно связан только с небольшим числом состояний. Так, например, до сих пор очарованные барионы и F -мезоны изучались только в простейших реакциях. С другой стороны, можно ожидать, что в адронных пучках будут образовываться все типы b - и s -систем с достаточными для эксперимента сечениями. Смешанный характер адронного рождения является светлой стороной экспериментального исследования взаимодействий, в которых участвуют сложные процессы. Таким образом, мы можем надеяться исследовать не только все слабонерастаивающиеся b - и s -системы, но и более высокие возбужденные состояния этих систем, которые будут рождаться за счет сильного взаимодействия.

3. АССОЦИИРОВАННОЕ РОЖДЕНИЕ

Новые ароматы как в адронных пучках, так и в e^+e^- -взаимодействиях должны рождаться ассоциированно. Поэтому один из новых адронов может быть «принесен в жертву» для устройства триггера последовательности событий, при этом второй адрон может исследоваться в «чистых» условиях.

4. ВОЗМОЖНОСТЬ НАБЛЮДЕНИЯ ВЕРШИН ОБРАЗОВАНИЯ И РАСПАДА

Совершенно очевидно, что визуальное наблюдение событий рождения возможно только в экспериментах во внешних пучках с неподвижной мишенью. Времена жизни очарованных и b -частиц столь малы, что вершины распада также могут наблюдаться только в видимой мишени. Наблюдение вершин рождения и распада необходимо для исследования новых систем по следующим причинам:

а) Очевидно, что для измерения времени жизни слабонерастаивающихся членов семей b - и s -адронов требуется наблюдение вершин рождения и распада.

б) Изучение «невосстанавливаемых» распадов (например, с испусканием нейтрино) может производиться только при непосредственном наблюдении распада, в противном случае оно если и возможно, то весьма затруд-

нено. Однако такие полулептонные распады представляют большой интерес и могут содержать важную информацию относительно структуры слабой связи и форм-факторов b - и c -систем.

в) Непосредственное наблюдение вершин рождения и распада позволяет исключить большую часть комбинаторного фона, который даже для полностью реконструируемых распадов вносит большой вклад в фон для спектрометров «эффективной массы». Средняя множественность заряженных частиц при распаде очарованных частиц составляет $\sim 2,6$, а для распада b -частиц ~ 6 . Такие множественности весьма затрудняют «распутывание» событий рождения в e^+e^- -столкновениях, кроме отдельных случаев, не принадлежащих полному набору требующих изучения систем.

Из сказанного выше становится понятно, что для комплексного изучения физики тяжелых кварков в адронных взаимодействиях требуется вершинный детектор со следующими идеализированными свойствами:

а) Разрешение треков, наблюдаемых в детекторе, должно соответствовать эффективному наблюдению вершин рождения и распада как разнесенных в детекторе объектов. Для реализации этого требования ширина треков для очарованных частиц должна составлять ~ 20 мкм, а для b -частиц ~ 5 мкм.

б) Для значительного обогащения выхода событий с тяжелыми кварками в выборке данных по сравнению с «неочищенными» взаимодействиями детектор должен запускаться триггером. Потребность в использовании таких триггеров становится очевидной, если учесть, что сечение 50 нб (которое должно ожидаться для рождения b -частиц при энергии пучка адронов ~ 800 ГэВ) соответствует ~ 1 событию на $6,4 \cdot 10^5$ взаимодействий и даже «большое» сечение ~ 10 мкб (для чарма при ~ 400 ГэВ) соответствует ~ 1 событию на 3000 взаимодействий. Редкие, но вызывающие большой интерес события с участием чарма, такие, как рождение F -мезона и его последующий распад на $\tau + \nu_\tau$, также могут иметь сечения, сравнимые с рождением b -частиц.

в) Детектор должен работать в пучках высокой интенсивности или, что то же самое, быть пригодным для изучения обладающих большими сечениями взаимодействий исходного пучка в детекторе. Для полностью управляемого детектора, такого, как стримерная камера, это требование означает короткое время памяти. Так, например, в стримерной камере с типичным временем памяти ~ 1 мкс может происходить до $\sim 10^6$ взаимодействий за 1 с, при этом на каждый снимок в среднем будет приходиться по одному взаимодействию. В пузырьковой камере, где можно управлять только освещением, это требование переводится на язык частоты. В камере с частотой срабатывания 100 Гц может происходить 100 взаимодействий в секунду при одном, в среднем, взаимодействии на снимок. В других детекторах требование измерения высокой интенсивности взаимодействий может выражаться по-разному, но оно остается одним из важнейших аспектов рабочей характеристики детектора.

Реальные детекторы потребуют, конечно, компромиссов между приведенными требованиями, причем в конкретных детекторах будут реализованы различные компромиссные решения, каждое из которых наилучшим образом подходит для исследования различных аспектов физики тяжелых кварков. Классическая методика ядерной эмульсии позволяет получить очень высокое разрешение — ширина трека составляет ~ 1 мкм, но эмульсия не управляется и по существу обладает бесконечным временем памяти. Для более современных детекторов возникла проблема модификации других методов для приближения их свойств к идеальным. Так, например, разработчики пузырьковой и стримерной камер и твердотельных детекторов добились увеличения разрешения. Специалисты по стримерным камерам работают также над увеличением плотности газа, чтобы приблизить предел числа треков на снимок к предельному числу взаимодействий. Соответ-

стве нно, разработчики пузырьковых камер работают над увеличением частоты срабатывания.

В помещенных ниже статьях будут обсуждаться различные детекторы, их сильные и слабые стороны. Следует, однако, сделать еще одно последнее вступительное замечание. Описываемые разработки являются относительно новыми, и все технологии в настоящее время быстро развиваются. В каждой из помещенных статей авторы попытались наметить возможные будущие пути развития детекторов, но, как показывает опыт, впереди нас могут ожидать любые неожиданности.

ЛИТЕРАТУРА

1. Appelquist T., Barnett R. M., Lane K.— Ann. Rev. Nucl. and Particle Sci., 1978, v. 28, p. 387.
2. Bebek C. et al.— Phys. Rev. Lett., 1981, v. 46, p. 84.
3. Afek Y., Leroy C. and Margolis B.— Physics Dept., McGill University Preprint.

539.107.4

ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ДЕТЕКТОРЫ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ВРЕМЕН ЖИЗНИ И ПОЛУЧЕНИЯ ВЫСОКОГО ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАЗРЕШЕНИЯ *)

Дж. Беллини, Л. Фoa, М. Джорджи

ВВЕДЕНИЕ

Полупроводниковые детекторы, которые являются основными приборами для исследований в области ядерной физики низких энергий, в прошлом не имели широкого применения в экспериментальной физике высоких энергий. — Комплексное исследование возможностей этих детекторов стало проводиться только в последние 13 лет. Интерес к ним возрос, они успешно развивались, и в настоящее время кажется весьма правдоподобным утверждение, что следующее поколение экспериментов для получения высокого пространственного разрешения будет в основном полагаться на такие детекторы.

Кремниевые детекторы в эксперименте при высоких энергиях использовались впервые в 1968 г. в качестве активных («живых») мишеней для исследования дифракционного возбуждения адронов. Основной задачей являлось измерение отдачи ядра, на котором происходила реакция, и определение таким образом природы взаимодействия, т. е. разделение когерентных и некогерентных событий.

В первой части мы описываем некоторые проблемы, с которыми столкнулись экспериментаторы в этой работе, поскольку их решение привело к созданию первых телескопов из кремниевых детекторов, а во второй части будем иметь дело с более подробным описанием рабочих характеристик этих приборов.

Обнаружение очарованных частиц в середине семидесятых годов привело к открытию новой области применения полупроводниковых детекторов: измерение времени жизни тяжелых слабораспадающихся частиц, таких, как D-мезоны. Для решения этой задачи от хорошего детектора желательно получить максимально подробную физическую информацию: требуется не только отделить когерентные события от некогерентного фона, но также определить точки рождения и распада мезона с таким пространственным

*) Bellini G., Foà L., Giorgi M. Semiconductor Detectors for Lifetime Measurements and High Space Resolution.— Phys. Rept., March 1982, v. 83, No. 1, pp. 9—38. — Перевод В. М. Раппопорта.

Дж. Беллини — сотрудник Миланского университета, Л. Фoa и М. Джорджи — сотрудники Пизанского университета, Италия.

разрешением, которое позволяет измерить длину пути мезона. Некоторые подробности этой процедуры описаны в третьей части, поскольку первые результаты таких измерений появились фактически только в настоящее время.

В прошлом кремниевый детектор состоял из тонкого слоя чистого кристалла, помещенного между металлическими пластинками, которые служили для создания обедненной области и для сбора зарядов ионизации. Прогресс в технологии изготовления этих детекторов открыл новую возможность: электроды имеют узкополосковую структуру, а детектор работает как тонкоструктурная пропорциональная камера, обеспечивающая разрешение, которое в принципе может достигать 10—20 мкм.

В четвертом разделе описаны успехи, достигнутые в этом направлении за последние два года, а в последней части показано прогрессирующее в настоящее время развитие полупроводниковых детекторов с высоким разрешением, которые используются для измерения очень коротких времен жизни, для поиска частиц с малым сечением образования (например, b -частиц) или, наконец, в качестве детекторов вторичных частиц для ускорителей со встречными кольцами. В приложении описаны основные принципы, использованные при создании электроники для процессоров активных мишеней.

1. ИДЕНТИФИКАЦИЯ КОГЕРЕНТНЫХ СОБЫТИЙ

Идентификация когерентного образования позволяет выяснить точные значения квантовых чисел конечного состояния, которые могут представлять интерес при изучении дифракционных процессов. К тому же, поскольку в качестве мишени используются ядра, появляется возможность исследовать процессы взаимодействия, происходящие в течение очень короткого времени, такие, как резонанс-нуклонное сечение или пространственно-временное развитие адронных столкновений на раннем этапе. Примерами служат изучение рождения резонансов в мезонных пучках в области A_1^{3-7} , N^* в протонных и нейтронных пучках ^{8,9} или фоторождение векторных мезонов при высоких энергиях ^{10,11}. Преимущества требования когерентности взаимодействия с бомбардируемым ядром используется также при изучении рождения частиц с обменом виртуальным фотоном (эффект Примакова) для измерения радиационных ширины распада как в фотонных ($\pi^0, \eta \rightarrow \gamma\gamma$) ^{12,13}, так и в пионных пучках ($\rho^0 \rightarrow \pi^0\gamma$) ¹⁴.

Отбор этого механизма рождения производится обычно с помощью изучения углового распределения образовавшихся частиц, которое в данном случае в основном определяется ядерным форм-фактором. Однако этот когерентный дифракционный пик всегда накладывается на некогерентный пьедестал, который для каждого отдельного случая выделить из когерентного рождения нельзя. Отбор когерентных событий может быть значительно улучшен, если мишенью является не пассивный объект, а детектор, способный измерять выделившуюся во взаимодействии энергию. Действительно, эти процессы по характерной величине выделившейся энергии существенно отличаются от некогерентных. В когерентных событиях ядро испытывает отдачу как целое. Его кинетическая энергия зависит только от массы и угла вылета образовавшейся системы,

$$T = |t| 2M_{\text{ядро}},$$

где

$$\sqrt{t} = p_{\text{inc}} \theta + \frac{m^2 - m_{\text{inc}}^2}{2E_{\text{inc}}} *).$$

При значениях кинетической энергии ядра порядка нескольких десятков кэВ она не вся выделяется в детекторе в виде ионизации. Однако получен-

*) Индекс inc соответствует налетающей частице. (Прим. перев.)

ные данные показывают, что выше значения $T = 100$ кэВ ионизация является доминирующим процессом.

В отличие от этого, большинство некогерентных событий характеризуется испусканием протонов низкой энергии, которые обладают большой ионизацией и приводят к появлению достаточно больших сигналов.

Однако эффективность отбора уменьшается из-за нескольких источников ошибок.

1) Шум электроники предусилителя, связанный с емкостью самого детектора, размывает измеренную энергию отдачи. Этот пункт обсуждается в следующем разделе.

2) Из полной измеренной энергии необходимо вычесть ионизацию, образованную налетающими и вылетающими частицами; такое вычитание является источником больших ошибок по следующим двум причинам: из-за флуктуации Ландау процесса ионизации и неопределенности точки взаимодействия внутри кристалла. При высокой множественности конечного состояния особенно большую ошибку вносит второй пункт.

Для уменьшения этой неопределенности мишень всегда делают в виде телескопа. В этом случае суммарное значение вычитаемой энергии уменьшается пропорционально числу элементов телескопа, а когерентный сигнал остается локализованным в одном элементе. Однако, как будет показано в следующем разделе, шум электроники с уменьшением толщины слоев растет, так что пришлось искать компромиссную толщину детектора, которая в то время составила 200—300 мкм.

В первом эксперименте в ЦЕРНе² на пионном пучке с импульсом 15,1 ГэВ/с мишень состояла из пяти слоев толщиной 200 и 1000 мкм. Во втором эксперименте, проведенном в Серпухове¹⁵ в заряженном пучке с энергией 40 ГэВ по исследованию образования трехпионной конечной системы, мишень состояла из 10 слоев, каждый толщиной 200 мкм.

Быстрая электроника, разработанная для серпуховского эксперимента (предусилители с «холодным» сопротивлением и изменяющиеся во времени фильтры) (см. приложение и работу¹⁶), позволила работать с пучками, интенсивность которых превышала $5 \cdot 10^5$ частиц/с. Для детекторов толщиной 200 мкм было получено энергетическое разрешение 25 кэВ.

Анализ результатов этих экспериментов позволяет определить в этом достаточно простом случае рабочие характеристики телескопа. Отбор когерентных событий производится в два этапа:

1) Идентифицируется детектор телескопа, в котором произошло взаимодействие, и измеряется энергия ядра отдачи. Для этого 10 амплитуд импульсов, зарегистрированных в каждом событии, используются для получения функции наибольшего правдоподобия:

$$T_k = \prod_{i=1}^{k-1} P_1^i \prod_{j=k+1}^{10} P_3^j,$$

где P_1^i — это вероятность того, что измеренный i -й сигнал соответствует одной пересекающей детектор частице, а P_3^j — аналогичная вероятность для трех частиц. В построении функции T_k k -й детектор не участвует. Если k пробегает значения от 2 до 9, то максимальное значение T_k указывает на слой, в котором произошло взаимодействие. Поскольку сигналы из детекторов, расположенных непосредственно перед и после k -го слоя, участвуют в получении T_k , взаимодействия в первом ($k = 1$) и последнем ($k = 10$) детекторах отбрасываются, что позволяет исключить события, образованные вне мишени. Правильно подобранные обрезания по P_j^i позволяют отбирать следующую последовательность: одна частица — ядро отдачи — три частицы, при этом подавляется большая часть некогерентных событий, а именно те события, в которых протоны, образовавшиеся при фрагментации ядер, пересекли более одного детектора.

Энергию ядра отдачи W_{SIL} получают, вычитая из энергии, потерянной в слое взаимодействия, энергию, выделенную двумя частицами с минимальной ионизацией. Таким образом, учитывается усредненная энергия, выделенная одной налетающей и тремя вылетающими частицами.

2) Значительное большинство оставшихся некогерентных событий, в которых испускаются только нейтроны или все испущенные протоны останавливаются внутри детектора взаимодействия, отбрасываются на следующем этапе. Это осуществляется с помощью сравнения W_{SIL} , измеренной в детекторе взаимодействия, с энергией отдачи W_{SIL} , вычисленной по восстановленным из кинематики взаимодействия значениям m и θ .

Такая методика обладает высокой эффективностью выделения нужных реакций. По полной области t' некогерентный фон составляет не более ~5% от полной статистики. В области, соответствующей первому дифракционному максимуму [$t' < 0,03$ (ГэВ/с)²], такой отбор не является необходимым, поскольку при высокой энергии некогерентная примесь не превышает 10—15%. С другой стороны, когерентное рождение в области второго дифракционного максимума [$0,05 < t' < 0,08$ (ГэВ/с)²], в которой всецело доминируют некогерентные события (70—80%), позволяет изучать только непосредственная маркировка каждого события. Таким образом, метод активных мишеней позволяет изучать дифракционное рождение вплоть до относительно высоких p_T (~0,3 ГэВ/с).

2. МЕХАНИЗМ РАБОТЫ ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ ДЕТЕКТОРОВ

Механизм ионизации в твердых кристаллах подробно изучался и широко освещался в литературе¹⁷. Его можно кратко свести к следующему. В идеальном диэлектрическом кристалле электрическая проводимость обеспечивается электронами, присутствующими в зоне проводимости. Плотность свободных электронов составляет

$$n_e \propto T^{3/2} e^{-E_g/2kT},$$

где E_g — это энергетическая щель между валентной зоной и зоной проводимости (в рамках зонной модели), k — это постоянная Больцмана, а T — абсолютная температура в градусах Кельвина.

При очень низкой температуре (по крайней мере в пределе $T = 0$ К) все электроны оказываются захваченными в валентной зоне, и электрическая проводимость запрещена. Если помещенный между двумя электродами кристалл электрически поляризовать, он начнет вести себя как плоский конденсатор в случае отсутствия токов утечки. Как только заряженная частица пересекает такое устройство, выделенная частицей энергия (E_{loss}) вносит свой вклад в образование электрон-дырочных пар. Образуется n электрон-дырочных пар, где $n = E_{\text{loss}}/E_I$, а E_I — это энергия ионизации кристалла. Электроны перескакивают в зону проводимости и таким образом собираются на положительно заряженном электроде. Время собирания, τ_c , которое фактически является наблюдаемым временем нарастания регистрируемого токового сигнала, определяется средней скоростью дрейфа свободных электронов в зоне проводимости в направлении электрического поля E :

$$V = E\mu_e$$

где μ_e — это подвижность электрона. Движение электронов в валентной зоне определяется стремлением заполнить дырки. При этом можно рассматривать эквивалентное движение дырок с характерной подвижностью μ_h в противоположном направлении.

Если через n обозначить плотность свободных носителей внутри кристалла, соответствующее удельное сопротивление материала будет выражаться

в виде

$$\rho = \frac{1}{en(\mu_e + \mu_h)}.$$

В нашем примере при отсутствии процессов ионизации $n \approx 0$ и $\rho \rightarrow \infty$. Другими словами, характер поведения идеального кристаллического детектора (детектора проводимости) практически аналогичен наполненной газом ионизационной камере. Основное отличие заключается в том, что E_I оказывается меньше типичной энергии ионизации газовых смесей, равной 30 эВ. Точный механизм ионизации в реальных кристаллах описать сложнее и при разработке твердотельных детекторов необходимо учитывать следующие важные параметры:

1) Энергию ионизации E_I , необходимую для образования электрон-дырочной пары. Чем она меньше, тем больше сигнал. Значение E_I коррелирует с шириной запрещенной зоны, хотя для энергетических потерь важную роль играют колебательные моды в решетке.

2) Плотность свободных носителей n_c внутри детектора в условиях эксперимента.

3) Плотность центров захвата n_t . Внутри энергетической щели между валентной зоной и зоной проводимости могут находиться ловушки и метастабильные уровни. Сигналы, которые образуются за счет потерь энергии при ионизации, могут существенно снизиться из-за механизма захвата в глубоких потенциальных ямах. К тому же промежуточными уровнями внутри зоны в основном определяется рекомбинация электронов и дырок. Присутствие этих уровней усиливает также тепловой вклад в проводимость через механизм двух- или многоступенчатого возбуждения, при котором электрон, перескочивший за счет предварительного теплового возбуждения из валентной зоны на промежуточный уровень, испытывает дополнительное возбуждение и попадает в зону проводимости даже в том случае, если тепловая энергия kT значительно меньше энергетической щели E_g . Захват и рекомбинация приводят также к увеличению времени сбора t_c ; иногда этот вклад в t_c играет более важную роль, чем собственная подвижность свободных носителей.

4) Фундаментальными параметрами, которые должны учитываться при выборе вещества детектора, являются плотность ρ , атомный номер Z и атомный вес A кристалла или, точнее, радиационная длина и длина столкновения.

Учет параметров 1) и 2) требует компромиссного решения, поскольку очень низкое значение E_I связано с узкой щелью E_g , а тепловое возбуждение увеличивает плотность свободных носителей ($N \propto T^{3/2} \exp(-E_g/2kT)$). Для уменьшения интенсивности процессов захвата и рекомбинации необходимо использовать очень чистые кристаллы.

Совершенно очевидно, что только небольшое число природных кристаллов удовлетворяет вышеперечисленным требованиям узкой щели $E_g < 10$ эВ, малой величине $E_I < 30$ эВ, низкой плотности свободных носителей при комнатной температуре (низкому шуму, связанному со случайными флуктуациями тока утечки), высокой подвижности носителей и их длительному времени жизни ($> 0,1$ мс), т. е. редким процессам захвата и рекомбинации. Из природных кристаллов лучше всего этим требованиям удовлетворяет алмаз высокой чистоты¹⁸, у которого $E_g = 6$ эВ, зона проводимости при комнатной температуре практически свободна от носителей ($kT = 0,026$ эВ), и благодаря высокой чистоте вещества в нем по существу отсутствуют ловушки и метастабильные уровни. Однако чистые природные алмазы большого размера встречаются столь редко и стоимость их столь высока, что использовать их в широких масштабах в физических экспериментах пока что невозможно.

Широкодоступными и относительно дешевыми являются полупроводниковые кристаллы, такие, как кремний и германий высокой чистоты, поскольку

они производятся для электронной промышленности. Оказывается, что по чистоте и величине энергии ионизации они удовлетворяют перечисленным выше требованиям. Каждый атом имеет четыре валентных электрона и связан простой ковалентной связью в стабильную структуру внутри решетки. При очень низких температурах все электроны захвачены в структуре валентной зоны, и по своим характеристикам кристаллы соответствуют хорошим диэлектрикам. С ростом температуры электроны могут статистически разрывать ковалентные связи, что приводит к появлению проводимости. Когда kT достигает величины энергии ковалентной связи (т. е. энергии

Т а б л и ц а

	Кремний	Германий
Атомный номер Z	14	32
Атомный вес A	28,06	72,60
Плотность (300 K)	2,33 (г/см ³)	5,33 (г/см ³)
Диэлектрическая постоянная ϵ_r	12	16
Ширина запрещенной зоны E_g (T, K)	$(1,205 - 2,8) \cdot 10^{-4} T$ (эВ)	$(0,782 - 3,4) \cdot 10^{-4} T$ (эВ)
Ширина запрещенной зоны E_g (300 K)	1,106 (эВ)	0,67 (эВ)
Ширина запрещенной зоны E_g (77 K)	1,183 (эВ)	0,755 (эВ)
Энергия ионизации E_i	3,66 (эВ)	2,96 (эВ)
Подвижность электронов μ_e (T, K)	$2,1 \cdot 10^9 T^{-2,5}$ (см ² /В·с)	$4,9 \cdot 10^7 T^{-1,66}$ (см ² /В·с)
Подвижность дырок μ_h (T, K)	$2,3 \cdot 10^9 T^{-2,7}$ (см ² /В·с)	$1,05 \cdot 10^9 T^{-1,66}$ (см ² /В·с)
Подвижность электронов μ_e (300 K)	1350 (см ² /В·с)	3900 (см ² /В·с)
Подвижность дырок μ_h (300 K)	480 (см ² /В·с)	1900 (см ² /В·с)
Подвижность электронов μ_e (77 K)	$4 \cdot 10^4$ (см ² /В·с)	$3,6 \cdot 10^4$ (см ² /В·с)
Подвижность дырок μ_h (77 K)	$1,9 \cdot 10^4$ (см ² /В·с)	$4,2 \cdot 10^4$ (см ² /В·с)
Радиационная длина	9,8 см	2,2 см
Длина взаимодействия с π -мезоном высокой энергии	24 см	10,5 см
Величина наиболее вероятных энергетических потерь для частицы с минимальной ионизацией	285 (кэВ/мм)	584 (кэВ/мм) *)

*) Величина наиболее вероятных энергетических потерь рассчитывалась по методу Ландау с поправками Маккаби—Пауэрфа¹⁹ и Стерихеймера—Пайерлса²⁰. При использовании очень тонких детекторов быстрые δ -электроны, образованные в процессе ионизации, вылетают из детектора, и соответствующая энергия в кристалле не выделяется. Эта недостающая энергия не является пренебрежимо малой. Наиболее вероятные значения собранной для частицы с минимальной ионизацией энергии, например, в кремниевых слоях толщиной 100, 200, 600 и 2000 мкм составляют соответственно 24,2; 51,0; 165,4; 597,0 кэВ. Энергия, выделенная в детекторе толщиной 200 мкм, на фиксированной длине пути начальной частицы на 20% меньше, чем в толстой пластинке.

запрещенной зоны в зонной модели), полупроводниковые кристаллы приобретают свойства проводников. В таблице представлены основные физические параметры для кремния и германия, обладающих собственной проводимостью (без добавок).

В литературе по полупроводникам часто ссылаются на собственную проводимость кремния и германия. Под собственной проводимостью мы будем понимать электрическую проводимость кристаллов, основной вклад в которую вносит тепловое возбуждение электронов и дырок.

Таким образом, при данной температуре плотность электрических носителей, связанных с примесями, n_d , не должна превышать плотность n_i свободных электронов или дырок, образованных при тепловом возбуждении. Зависимость n_i от температуры в К дается простыми соотношениями:

- для кремния $n_i = 3,9 \cdot 10^{16} T^{3/2} e^{-7014/T}$ на 1 см³,
- для германия $n_i = 9,2 \cdot 10^{15} T^{3/2} e^{-4350/T}$ на 1 см³.

Таким образом, можно считать, что кремний при температуре 300 К имеет собственную проводимость, если уровень примесей не превышает $1,5 \cdot 10^{10}/\text{см}^3$ и его удельное сопротивление из приведенной формулы равно $\rho_{\text{Si}} = 230\,000 \text{ Ом} \cdot \text{см}$.

Аналогично, чистота германия должна превышать $2,4 \cdot 10^{13}/\text{см}^3$, что соответствует удельному сопротивлению при температуре 300 К $\rho_{\text{Ge}} = 45 \text{ Ом} \cdot \text{см}$. Такие уровни чистоты для германия, который известен как наиболее чистый из существующих в настоящее время материалов, вполне доступны (существующая технология позволяет получать примеси порядка нескольких единиц на $10^9/\text{см}^3$). Для кремния же достичь чистоты, превышающей $(3-4) \times 10^{10}/\text{см}^3$, которая соответствует $\rho > 100\,000 \text{ Ом} \cdot \text{см}$, очень трудно, а обычный наиболее чистый из коммерчески доступных материалов имеет $\rho < 10\,000 \text{ Ом} \cdot \text{см}$.

Если полупроводниковый кристалл просто поместить между любыми электродами и электрически поляризовать, через него в соответствии с омическим сопротивлением такой структуры будут протекать огромные токи утечки. Такое устройство нельзя использовать вместо ионизационных камер для регистрации ионизирующих частиц. Для уменьшения тока утечки обычно создается диодная структура, а именно формируется n — p -переход либо с помощью диффузии добавок или внедрения ионов, либо с помощью создания барьеров металл — полупроводник типа Шоттки. Поэтому в технологии изготовления полупроводниковых детекторов важную роль играют материалы примесей, с помощью которых формируются переходы, и для достижения высокого удельного сопротивления «компенсируется» отсутствие у кристаллов сверхвысокой чистоты.

Для кристаллов кремния и германия существуют два типа электрически активных примесей:

а) Донорами являются атомы с валентностью, равной пяти, такие, как Р, As, Sb, Li. В этих элементах четыре электрона организуют ковалентную связь с другими атомами из решетки первичного кристалла, а связь пятого осуществляется с помощью кулоновских сил (для квазисвободного электрона $E_1 < 5 \cdot 10^{-2} \text{ эВ}$ в Si и $< 10^{-2} \text{ эВ}$ в Ge), так что при комнатной температуре его нормальное состояние — свободное, и при этом положительные заряды сосредоточены в валентной зоне.

б) Акцепторами являются атомы с валентностью, равной трем (В, Al, Ga, In, ...), которые образуют квазисвободные дырки и фиксируют отрицательные заряды.

Мы видели, что в веществе с собственной проводимостью $n_e = n_h = n_i$; если в кристалл впрыскиваются примеси n -типа, плотность свободных электронов возрастает и из-за процесса рекомбинации плотность дырок уменьшается, так что n_e становится больше n_h . При термодинамическом равновесии скорость рекомбинации пропорциональна $n_e n_h$, и в случае отсутствия процессов, отличных от теплового возбуждения (например, введения в запрещенную зону дополнительных промежуточных уровней и ловушек), ее можно положить равной скорости рекомбинации в полупроводниках с собственной проводимостью, которая пропорциональна n_i^2 , т. е. получим, что $n_e n_h = n_i^2$.

Например, можно начинать с дешевого кремния p -типа $\rho = 2000 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ (примесь В составляет $6,5 \cdot 10^{12} \text{ атомов}/\text{см}^3$), основной вклад в проводимость которого вносят свободные дырки, и, добавляя равное количество примеси лития, добиться среднего условия $n_e \approx n_h$, эквивалентного веществу с собственной проводимостью с $\rho = 230\,000 \text{ Ом} \cdot \text{см}$. Доноры лития под действием кулоновского притяжения взаимодействуют внутри кремния с акцепторами, образуют при этом электрические диполи, и свободные носители на больших расстояниях видят нулевой суммарный заряд. Несмотря на суще-

ствование такого эффекта, в кристаллах с высокой степенью компенсации кулоновское взаимодействие свободных носителей с примесями приводит к уменьшению их подвижности. р — п-переход получают с помощью диффузии добавки р-типа большой концентрации в тонкий поверхностный слой кристалла п-типа с малыми примесями.

Из-за диффузии и рекомбинации дырок и электронов вблизи перехода образуется «обедненная» область, не содержащая свободных носителей. Закрепленные в решетке кристалла заряды образуют интенсивный пространственный заряд, что приводит к возникновению разности потенциалов (контактная разность потенциалов) вдоль перехода. На рис. 1 качественно

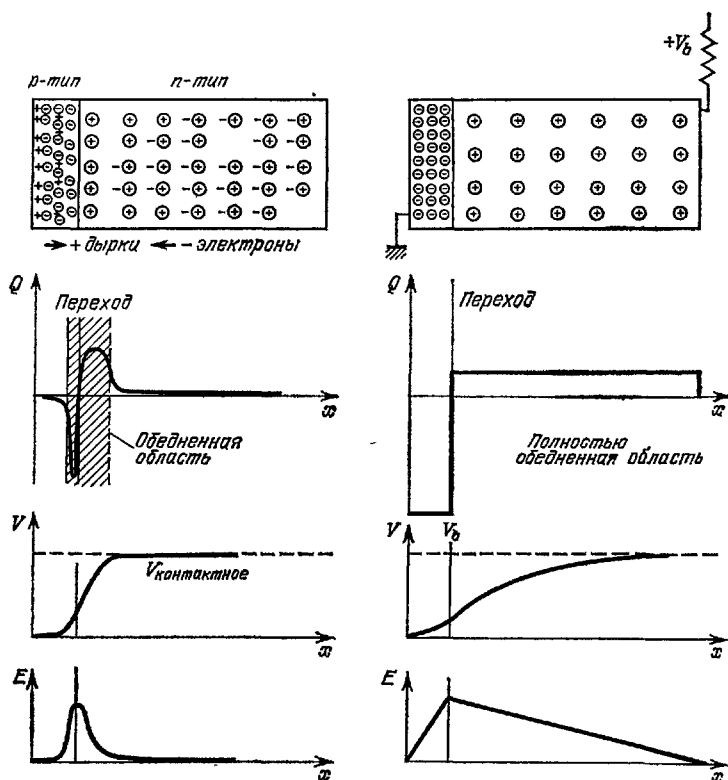


Рис. 1. Электрические характеристики диодного и полностью обедненного детектора.

иллюстрируется этот процесс. Когда к поверхностям кристалла прикладывается внешнее напряжение смещения с положительной полярностью со стороны п-типа, свободные заряды перемещаются в направлении от перехода, и в соответствии с напряжением V_b возникает обедненная область, которая распространяется на всю толщину структуры (полное обеднение). При этих условиях полностью обедненный кремниевый кристалл имеет характеристики диэлектрика с эквивалентным удельным сопротивлением, на 3—5 порядков по величине превышающим полупроводник с собственной проводимостью. В охлажденном для ограничения теплового возбуждения до 77 К германии можно получить усиление даже на 9 порядков.

Толщина обедненного слоя оказывается равной $d \approx \sqrt{2\epsilon\mu V\rho V_b}$, где μ — это подвижность основных носителей, в нашем примере — электронов. Эта формула позволяет вычислить напряжение смещения, необходимое для получения обедненного слоя полупроводникового детектора толщиной t .

Как мы видели из рис. 1, электрическое поле вдоль полностью обедненного детектора толщиной d с расстоянием от перехода линейно уменьшается.

Под действием этого поля электроны с полным зарядом Q , образованные на расстоянии x_0 от перехода, перемещаются в сторону электрода, расположенного в противоположной стороне от перехода, и достигнут его за бесконечный период времени. Однако на электроде генерируется наведенный импульс, который следующим образом зависит от времени:

$$q = Q \frac{d - x_0}{d} \left[1 - \exp \left(-\frac{t}{\epsilon \rho} \right) \right].$$

Для того чтобы собрать $(1 - e^{-2}) \approx 86\%$ заряда Q , потребуется время $\tau = 2\epsilon\rho$, которое для детектора с $\rho = 20$ кОм·см (аналогичного используемому в эксперименте NAI) обычно составляет 40 нс. Аналогичным образом можно вычислить время собирания дырок

$$\tau_h = \frac{\tau_e \mu_e}{\mu_h}.$$

Поскольку, например, для кремния при 300 К отношение подвижностей электронов и дырок равно трем, время собирания в основном определяется сбором электронов. Это особенно справедливо, если предусилитель настроен на достаточно короткий фронт сигнала. В охлажденном до 77 К германии вклад, который вносят во время собирания электроны и дырки, практически одинаков. Для широкого класса детекторов, от обладающих собственной проводимостью до сверхчистых полупроводников с поверхностными барьерами, фронт получаемых импульсов главным образом определяется описанным выше временем дрейфа электронов и дырок. Для детекторов, у которых компенсация осуществляется большими примесями лития, эффекты захвата и вторичной эмиссии могут значительно удлинять импульсы.

Время дрейфа носителей влияет также на поперечное размытие пространственного заряда, дрейфующего вдоль электрического поля по направлению к электроду сбора. Этот эффект вызывает особый интерес с точки зрения применения описываемых приборов в качестве пространственных детекторов с очень высоким пространственным разрешением. Этот вопрос подробно обсуждается в разделах 4 и 5.

Коэффициент диффузии D в приближенном виде можно выразить как

$$D = \frac{KT\mu}{e},$$

а поперечное размытие пространственного заряда равно $\sigma = \sqrt{2Dt}$, где t — время дрейфа. Конечно, эти приближенные соотношения не учитывают более сложных процессов, происходящих во время распространения зарядов внутри решетки, таких, как рекомбинация и рассеяние. Тем не менее вычисленные значения согласуются с измеренными для кремния при 300 К, которые для D дают величину $35 \text{ см}^2 \text{ с}^{-1}$ ²¹. Например, в полностью обедненном кремниевом детекторе толщиной 1 мм с удельным сопротивлением 20 000 Ом·см $\sigma = 17$ мкм. В германиевом детекторе толщиной 5 мм с концентрацией примесей, меньшей $3 \cdot 10^{-10}$ атом/см³, переполяризованном при напряжении 2000 В и работающем при 77 К, мы получили $\sigma \approx 13$ мкм. Тепловая диффузия может приводить к большим затруднениям при использовании для получения высокого пространственного разрешения детекторов, определяющих координату попадания частицы, в физике высоких энергий.

На энергетическое разрешение кремниевых детекторов могут влиять различные источники ошибок, которые можно свести к следующим:

1) Собственный шум детектора, основной вклад в который вносит ток утечки. Источники собственного шума детектора имеют различное происхождение. Одним из источников является изменяющийся ток утечки, i_L . Если вещество не чистое, суммарные токи, за которые отвечает тепловое возбуждение, могут быть весьма велики. Поверхностные токи обычно связаны с технологией обработки поверхности полупроводника и могут быть сни-

жены с помощью нанесения охранных колец или пассиваций поверхности. Справедливо следующее соотношение: $\langle \text{шум} \rangle \propto \sqrt{I_L t}$, где t — время работы электроники. К тому же двойной эффект вносят последовательные сопротивления, возникающие из-за плохих контактов на поверхности: снижают сигнал и являются источником дополнительного шума (шума Джонсона). В экспериментах при высокой энергии появляется еще и другой источник шума: возмущения в месте расположения экспериментальной установки и электромагнитные наводки вносят свой вклад в дополнительный шум.

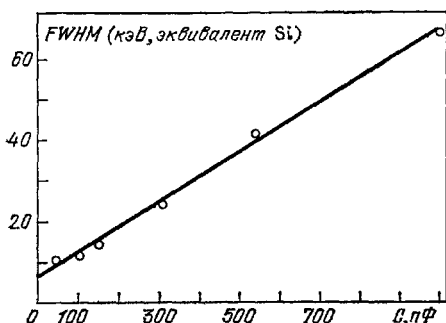


Рис. 2. Зависимость разрешения FWHM от емкости детектора для меняющегося во времени фильтра.

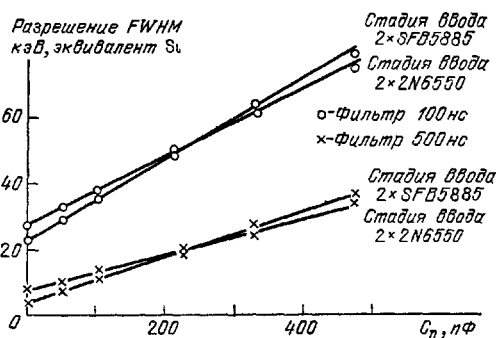


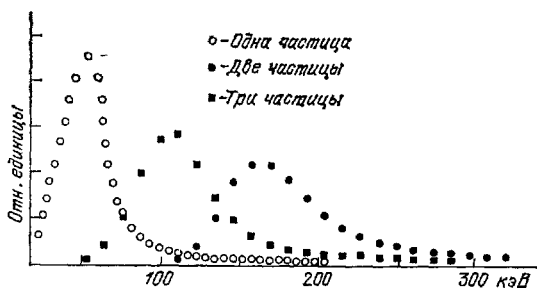
Рис. 3. Зависимость разрешения FWHM от емкости детектора для трапецидального и треугольного фильтров.

При использовании кремниевых детекторов в экспериментах при высоких энергиях вкладом собственных шумов можно пренебречь по сравнению с другими источниками. Причина этого заключается в очень коротком времени формирования импульсов аналогового процессора.

2) Шум процессора сигналов. Основной вклад в него вносит предусилитель¹⁸. Этот шум линейно растет с емкостью детектора и обратно про-

Рис. 4. Энергетическое распределение для 1, 2 и 3 частиц высокой энергии, пересекающих использованный в эксперименте на серпуховском ускорителе детектор толщиной 200 мкм.

Применялась автономная обработка данных.



порционален корню квадратному из длительности импульса. В экспериментах при высоких энергиях для работы в пучках с высокой интенсивностью требуются короткие импульсы. На рис. 2 и 3 показана зависимость разрешения FWHM от емкости для трех типов процессоров, использованных в различных экспериментах. Рис. 2 соответствует холодному сопротивлению, чувствительному по току, которое связано с изменяющимся во времени фильтром (процессор А); время формирования составляет 0,4 мкс. На рис. 3 показаны шумы для двух процессоров, в каждом из которых использовался один и тот же тип предусилителя, но при этом один был связан с трапецидальным фильтром, время формирования импульса — 0,5 мкс, а другой — с треугольным фильтром, длительность импульса — 0,1 мкс (процессоры В и С).

3) Флуктуации числа образованных носителей заряда. Этот эффект имеет особое значение для частиц с минимальной ионизацией (флуктуации Ландау).

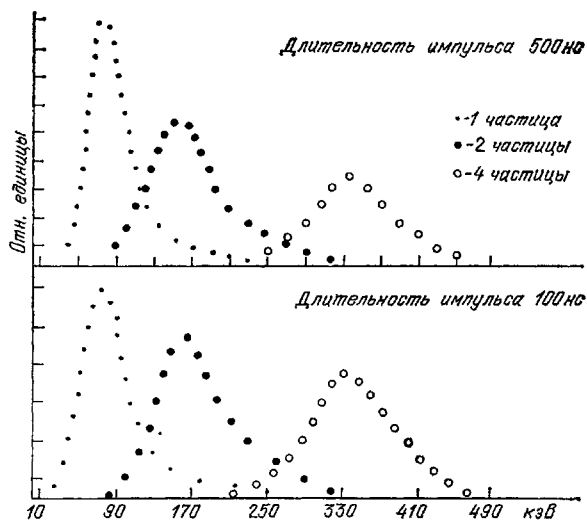


Рис. 5. Энергетическое распределение для 1, 2 и 4 частиц, пересекающих использованную в эксперименте NA1 в ЦЕРНе мишень-детектор толщиной 300 мкм. Применялась автономная обработка данных.

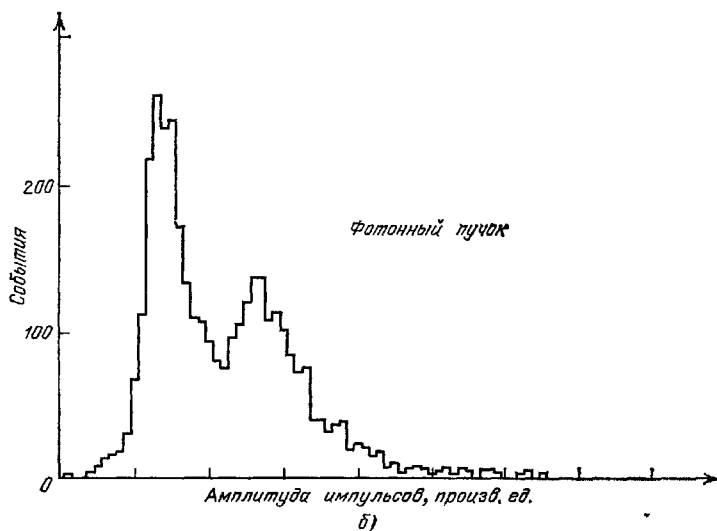
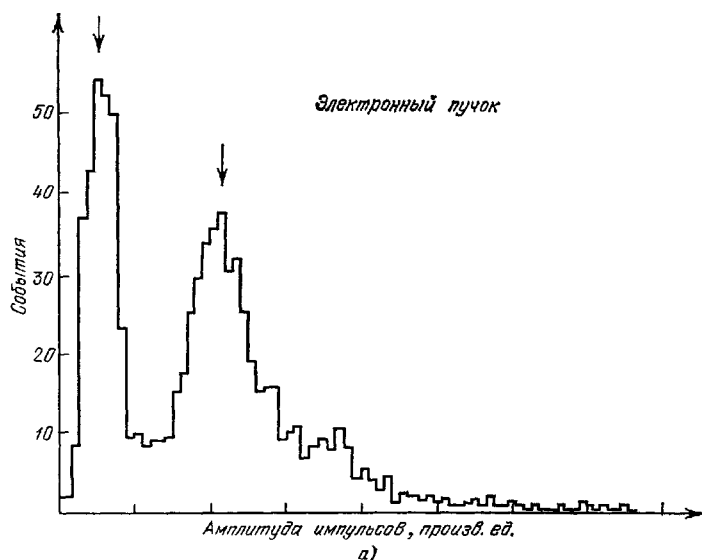


Рис. 6. Спектр, полученный при использовании в эксперименте NA1 в ЦЕРНе на электронном и фотонном пучках мишени-детектора толщиной 300 мкм.

Нет никакого спектрметрического отбора по множественности. Пучок электронов образует конечные состояния с нечетными множественностями (1 электрон, 1 электрон + 1 e^+e^- -пара + ...), в фотонном пучке образуются события с четными множественностями (1 e^+e^- -пара, 2 e^+e^- -пары, ...).

Суммарный эффект этих различных ограничивающих факторов, влияющих на разрешение, можно видеть на рис. 4 и 5, где показаны распределения амплитуд импульсов для различного числа пересекающих детектор частиц. Распределения, приведенные на рис. 4, получены с помощью процессора *A*, связанного с детектором толщиной 200 мкм и площадью 350 мм² ¹⁵. Процессоры *B* и *C*, связанные с детектором толщиной 300 мкм и площадью 160 мм², дают распределения, приведенные на рис. 5. Показанные на этих рисунках данные были получены после отбора передними спектрометрами событий с фиксированной множественностью. На рис. 6 показаны спектры вторичных электронов, образованных пучками фотонов и электронов внутри мишени, полученные при управляемой обработке данных («он лайн»), без отбора конечных состояний.

3. ИЗМЕРЕНИЕ ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ ЧАСТИЦ, РАСПАДАЮЩИХСЯ ПО СЛАБОМУ ВЗАИМОДЕЙСТВИЮ

Открытие долгоживущих тяжелых частиц привело к появлению новой области применения телескопов из кремниевых детекторов, а именно чисто электронного измерения времен жизни этих частиц.

Измерение можно разделить на следующие основные этапы:

1) В многочастичном спектрометре отбираются события, в которых родились долгоживущие частицы. Эта процедура осуществляется с помощью восстановления масс этих частиц по измеренным импульсам вторичных частиц, образовавшихся при их распаде.

2) Телескоп из тонких кремниевых детекторов, использующийся в качестве активной мишени, определяет вершины рождения и распада исследуемых частиц. Для каскадных конечных состояний эти точки проявляются в виде скачков в распределении по множественности.

3) Наконец, для вычисления фактических времен жизни отдельных частиц по измеренной длине пробега используется энергия распадных частиц, определенная в спектрометре.

В дальнейшем мы будем в основном ссылаться на наши измерения времени жизни заряженного *D*-мезона, которые к моменту написания статьи позволили получить первые результаты. Однако совершенно ясно, что эту же методику можно адаптировать ко всем другим частицам с временами жизни в области $3 \cdot 10^{-14}$ — $3 \cdot 10^{-12}$ с.

Мы должны подчеркнуть, что эти измерения очень сильно отличаются от экспериментов по поиску новых частиц или по изучению их распадных мод. Обычно данные по образованию частиц с малым сечением рождения получают в виде пика в распределении по массам. Пик накладывается на большую фоновую подложку. Даже если статистика событий в пике является удовлетворительной, об отдельном событии, содержащемся в релевантной области масс, сказать ничего нельзя. В нашем случае измерение длины пробега частицы в мишени требует идентификации эксклюзивной выборки событий с полным восстановлением кинематики как в вершине рождения, так и в распадной вершине.

Учитывая это существенное различие, можно отметить три наблюдения, которые являются сильным указанием на рождение частиц при их изучении через когерентное взаимодействие с ядрами кремния. Первое учитывает продольное разрешение детекторов. Вершины образования и распада *D*-мезонов идентифицируются по скачкам в распределении по множественности с разрешением, определяемым расстоянием между двумя последовательными слоями. Эта процедура предполагает выбор очень тонких детекторов, возможно, толщиной менее 100 мкм. Однако мы знаем, что выделенная частицей с минимальной ионизацией энергия E_R линейно зависит от толщины детектора d , а шум электроники E в то же время приблизительно пропорционален емкости детектора и, следовательно, $1/d$ (см. приложение). Таким образом,

отношение сигнал/шум есть функция d^2 . В предположении, что толщина слоя равна 300 мкм и время жизни частицы составляет 10^{-13} с, требование наличия нескольких слоев между вершинами рождения и распада (например, 4) определяет нижний предел γ -фактора:

$$c\tau \geq 4d, \quad \gamma \geq 40.$$

Это означает, что с ростом энергии мезонов увеличивается чувствительность детектора к малым временам жизни, т. е. в этом случае складывается ситуация, обратная наблюдаемой при визуальных методах измерения, когда увеличение энергии означает усиление кластеризации вторичных частиц без какого-либо улучшения чувствительности. Таким образом, для нашего подхода предпочтительными являются наибольшие передачи импульсов от налетающей частицы образующимся мезонам.

Вторая причина выбора когерентного рождения состоит в самой возможности измерения траектории мезона. В когерентных взаимодействиях ядра отдачи остаются строго внутри одного слоя, и в последующих слоях измеряется множественность образовавшегося состояния вплоть до точки, где скачок в распределении по множественности указывает на распад частицы. В некогерентном событии несколько сильно ионизирующих ядерных фрагментов пересекают ряд слоев, расположенных за точкой взаимодействия, что затрудняет быстрое измерение множественности образовавшегося состояния и может замаскировать присутствие связанного с распадом скачка.

Наконец, выбор процесса когерентного рождения позволяет полностью восстанавливать топологию события, поскольку конечное состояние содержит только пару слабораспадающихся частиц и, возможно, один или два пиона. Все они вместе образуют собственные возбужденные состояния. При этом нет никакого центрального рождения или фрагментации мишени. Поэтому полная множественность ограничена и достаточно мала, что облегчает идентификацию всей совокупности частиц. Действительно, при высоких множественностях флуктуация Ландау может замазать разницу между энергетическими потерями $N + 2$ и N частиц. К тому же в когерентном рождении комбинаторный фон остается запрятым среди продуктов распада исследуемых частиц.

За требование когерентности процесса рождения приходится платить ценой скорости счета, которая при фоторождении падает как фактор 10, если происходит отбор событий только с дифракционным рождением, и на другой фактор, который зависит от энергии, но наверняка больше 10, для требования когерентного рождения на ядре. Однако необходимо отметить, что истинной причиной трудностей изучения новых частиц никогда не является низкая абсолютная частота рождения. В основном, проблемы возникают при идентификации в многочастичном рождении сложных конечных состояний этих частиц. Для более тяжелых состояний, которые образуются только при высоких энергиях, когда велики средние множественности, ожидается еще более сложная картина. Таким образом, смиряясь с этой потерей в скорости счета, мы можем с легкостью требовать обеспечения полного акцептанса переднего спектрометра и регистрации всех распадных каналов с более сложной структурой (например, с двумя или тремя π -мезонами).

Выбор пучка достаточно узко ограничен конкретными исследуемыми частицами. Требование когерентности означает, что новые частицы должны рождаться парами, только в этом случае не произойдет передачи их собственного квантового числа и аромата ядру мишени. Это требование через форм-фактор ядра предполагает также использование минимальной начальной энергии. Поскольку форм-фактор ядра кремния быстро спадает до нуля выше значения $q = 100$ МэВ/с, переданный продольный импульс, необходимый для образования конечного состояния $q_{||} = \sqrt{|t_{\min}|}$, не может превышать этот предел. Используя это условие, мы получим следующее

соотношение:

$$q_{||} = \frac{m^2 - m_{inc}^2}{2p_{inc}} = 100 \text{ МэВ/с},$$

которое устанавливает порог ~ 80 ГэВ/с для когерентного образования $D\bar{D}$ -пар, а для рождения $B\bar{B}$ -пар порог составит ~ 500 ГэВ/с. Порог рождения $B\bar{B}$ -состояний явно не укладывается в энергетическую область SPS, но через несколько лет их можно будет наблюдать на ускорителе «Fermilab Doublet» в пионном или протонном пучке.

Достаточно низкий порог рождения пары $D\bar{D}$ или всех других состояний со скрытым чармом (F^+F^- , $\Lambda_c\Lambda_c$) открывает возможность использования фотонного пучка с максимальной энергией между 150 и 200 ГэВ. Выбор такого пучка имеет несколько преимуществ:

- 1) в фоторождении относительная доля образования конечных состояний с новыми квантовыми числами выше, чем в адронных реакциях;
- 2) точка взаимодействия определяется наилучшим образом, поскольку в предшествующих слоях никакой ионизации не регистрируется.

Недостатки метода связаны не столько с самой мишенью, сколько с передним спектрометром: из-за большого фона e^+e^- -пар, образовавшихся под действием фотонного пучка, затрудняется реконструкция конечного состояния. Более того, энергия налетающих фотонов известна только с той точностью, которую обеспечивает система их маркировки (в нашем случае $\pm 5\%$), что вызывает потерю точности в одном из наиболее полезных кинематических уравнений при восстановлении события.

Наш спектрометр (FRAMM) состоит из переднего ряда 4 магнитов, разделенных дрейфовыми камерами и очень сложными фотонными детекторами. Особенности такой структуры предполагают использовать для фоторождения пар очарованных частиц фотонный пучок с энергией от 80 до 150 ГэВ. Описание спектрометра можно найти в более ранних публикациях²⁵. Мишень состоит из 40 слоев кремниевых детекторов, каждый толщиной 300 мкм, с чувствительной областью 200 мм², расстояние между слоями составляет 100 мкм. Более подробно технические характеристики этих детекторов освещались в предыдущих публикациях^{15,22,23,24}. Процессоры сигналов для первых 20 детекторов имеют времена формирования импульсов 500 нс, а для последующих 20 слоев длительность импульсов составляет 160 нс. Такое различие обусловлено ростом скорости счета электронных пар с увеличением толщины мишени^{16,26}.

В нашем первом эксперименте мы анализировали несколько сотен $D\bar{D}$ -кандидатов, идентифицированных с помощью переднего спектрометра²⁶. Отбор этих событий проводился в несколько этапов. Сначала передняя струя частиц разделялась на две группы при условии, что в обеих группах содержится по одному К-мезону (идентифицированному или кандидату). Затем между двумя группами производился обмен частицами и для получения всех возможных конфигураций последовательно рассматривались все кандидаты в К-мезоны. При этом единственным ограничением является условие включения для заряженных D-состояний разрешенных по Кабиббо распадов.

Затем для каждой конфигурации вычислялись две массы, что позволяло получить для всех возможных конфигураций событий распределение

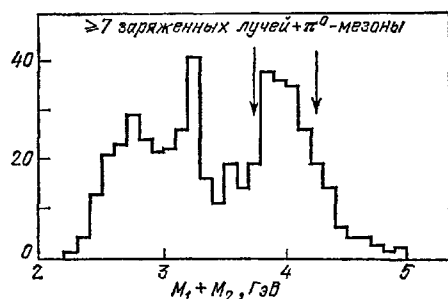


Рис. 7. Распределение комбинаций $M_1 + M_2$ для событий с 7 или большим числом лучей, полностью восстановленных на установке FRAMM.

по переменной $M_1 + M_2$. В этом распределении, показанном для выборки данных с множественностью в передней струе, равной 7 или 8 на рис. 7, в районе 4 ГэВ над достаточно малым фоном проявляется пик. Для последующего исследования распределения амплитуд импульсов мишени отбирались события, обладающие по крайней мере одной конфигурацией между рядами.

Исследуемая область масс для рождения пар очарованных мезонов в фотонном пучке вплоть до энергии 150 ГэВ простирается от порога (3,66 ГэВ), примерно до 5,5 ГэВ; при верхней границе t_{\min} достигает наибольшего доступного для форм-фактора ядра кремния значения. В зависимости от массы фоторожденного 1-состояния в диапазоне $3,66 < m < 3,9$ ГэВ образуются чистые $D^0\bar{D}^0$ - или D^+D^- -пары, в интервале $3,9 < m < 4,5$ ГэВ D^*D^- -или D^*D^+ -пары, а в области более высоких масс рождаются резонансные состояния, содержащие D - и \bar{D} -мезоны, смешанные с несколькими π -мезонами. Во всех случаях, кроме первого, заряд одного из D -мезонов не определяет зарядовое состояние другого, поскольку D^* может распадаться либо в D^+ , либо в D^0 .

Поскольку ожидается, что D^0 и D^+ должны иметь разные времена жизни*), для разделения распадов по разным массовым распределениям требуется четкая идентификация конечного состояния. Это накладывает очень жесткие требования на характеристики спектрометра, поскольку часто две разные конфигурации одного и того же события в рамках экспериментального разрешения одновременно согласуются с рождением пар очарованных мезонов. Такая ситуация может возникнуть, например, при замене между двумя D -мезонами заряженного пиона на π^0 -мезон.

Предполагается, что в соответствии с разными зарядовыми состояниями D -мезонов и различными распадными длинами должны наблюдаться распределения амплитуд импульсов мишени различной формы.

1) Плоское распределение, совместимое с измеренной в спектрометре множественностью (рис. 8, а). Этот случай соответствует либо рождению частиц, не содержащих s -кварк, либо распаду обоих D -мезонов внутри слоя взаимодействия**).

2) Отдельный когерентный сигнал, за которым в распределении по множественности следуют один или два скачка (рис. 8, б). Эти события можно интерпретировать только как образование нейтральных D -мезонов (D^0 или D^{*0}) и их последующий распад (или одного из них) внутри мишени. Этот случай — единственный, когда на основе одной только информации от мишени можно идентифицировать зарядовое состояние рожденных мезонов.

3) Когерентный сигнал, за которым следуют уровень, соответствующий множественности, равной двум, и один или два скачка (рис. 8, в). В этом случае мы должны воспользоваться информацией от спектрометра: если полная масса образованного состояния меньше 3,9 ГэВ, единственной интерпретацией события является рождение D^+D^- -пары. Для больших значений масс распадающиеся частицы могут быть либо заряженными, либо нейтральными.

4) Наконец, распределение, в котором за первым уровнем, соответствующим 4 или 6 частицам с минимальной ионизацией, следует один скачок (рис. 8, г). Это — случай немедленного распада одного из мезонов и протяженной длины распада другого. В этих событиях, так же как и в первом случае, когерентный сигнал может быть замаскирован меньшей ионизацией от образованных частиц, которые пересекают только часть слоя взаимо-

*) Современные данные, усредненные по всем экспериментам, дают времена жизни для D^+ -мезона $\tau = (8,8_{-1,0}^{+1,3}) \cdot 10^{-13}$ с, для D^0 -мезона $\tau = (4,4_{-0,5}^{+0,6}) \cdot 10^{-13}$ с. (Прим. перев.)

**) Такие события и некогерентные случаи, которые определялись по выбросу множественности в начале скачка, из рассмотрения исключались.

действия. И в этом случае определить зарядовое состояние D-мезонов только по информации от мишени невозможно.

Обсуждение механизма рождения и распределения амплитуд импульсов мишени было приведено для демонстрации того факта, что разделение распадов заряженных и нейтральных D-мезонов никоим образом не является легкой задачей. С уточнением рабочих характеристик спектрометра и ростом уверенности в его массовом разрешении будет расти и число однозначно идентифицированных событий. Результатов этой длительной работы ожидает процедура, позволяющая получить абсолютно правильное решение проблемы идентификации. Она состоит в нанесении всех распадов на график зависимости

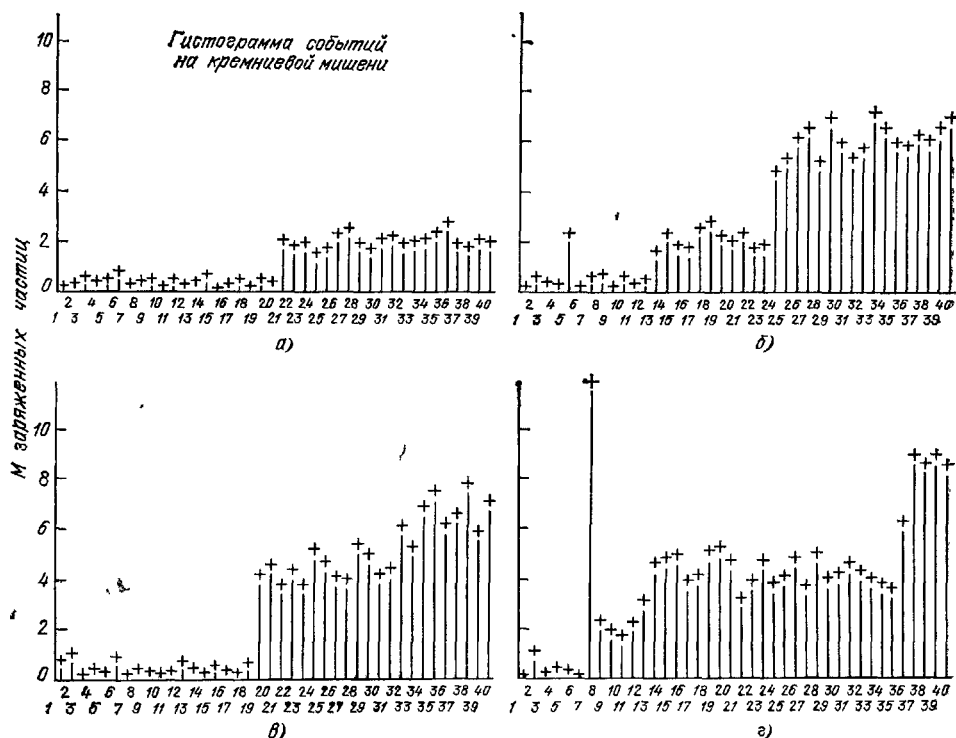


Рис. 8. Некоторые распределения амплитуд импульсов мишени, полученные в эксперименте NA1.

$\ln(dN/dt)$ от t и в поиске двух разных углов наклона. Единственной необходимой предпосылкой для проведения такого измерения является достаточно большая статистика. В случае выполнения этого условия несколько надежно идентифицированных событий, обладающих разными зарядовыми состояниями, окажутся достаточными для того, чтобы иметь возможность приписать измеренные значения двум разным частицам. Первичный грубый отбор событий по отклику мишени оказывает существенную помощь анализу. Несколько минимальных условий, например, чтобы множественность на конце мишени превышала 4, и первичное исключение некогерентных событий позволяют уменьшить в 10—100 раз число требующих обработки событий.

После идентификации события измеряется расстояние от точки взаимодействия до скачка. Вносятся поправки на конечный размер мишени и распределение этих расстояний наносится на логарифмический график.

Для измерения времен жизни этот график особенного интереса не представляет, но он исключительно полезен для изучения возможного фона.

Действительно, фоновые скачки могут возникать по двум причинам:
 1) из-за некогерентного взаимодействия одного π -мезона в слое, лежащем ниже по отношению к слою фактического рождения ($\pi \rightarrow 3\pi$);
 2) из-за конверсии фотона от распада π^0 .

Второй источник значительно опаснее, и поэтому мы должны были отбрасывать все события, в которых одна из частиц идентифицировалась как электрон. Из-за небольшой толщины мишени (4% длины взаимодействия и 15% радиационной длины) оба фоновых скачка должны образовывать участок плоского распределения. Поиск скачков в событиях без чарма показал, что это утверждение справедливо и что полное число «ложных» скачков составляет меньше 10% от «истинных» (рис. 9).

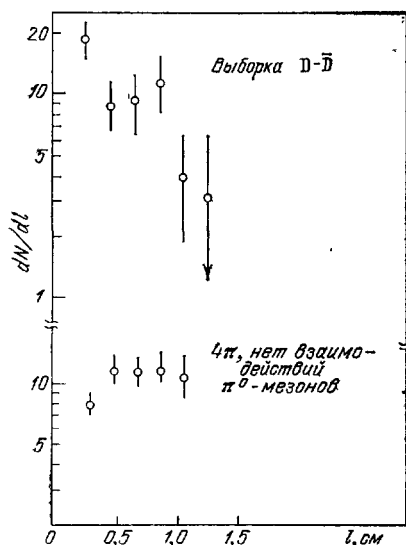


Рис. 9. Распределение распадных длин для событий с образованием очарованных частиц.

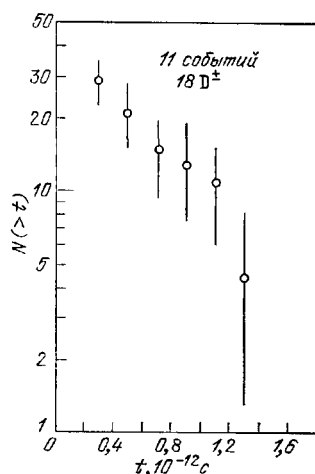


Рис. 10. Временное распределение для выборки событий с рождением очарованных частиц.

Измеренные промежутки нужно с помощью конкретных значений γ_D перевести во временные интервалы. К сожалению, при отсутствии однозначной идентификации конечной конфигурации энергии однозначно не определяются, поэтому мы сделали следующее допущение:

$$\gamma_D = \gamma_{\bar{D}} = \frac{E}{2m_D},$$

где E — это энергия $D\bar{D}$ -пары, усредненная по всем эквивалентным конфигурациям. В том случае, если оба D -мезона распадаются на одинаковое число заряженных частиц, всегда останется неопределенность в сопоставлении измеренных в переднем спектрометре γ -факторов и траекторий, измеренных в мишени. На рис. 10 нанесено временное распределение для выборки событий. Оно имеет спад, явно согласующийся с экспоненциальным наклоном.

Не входя в детали анализа, который показывает, что основной вклад в этот наклон дает распад D^\pm (подробнее см. в работах ^{27,28}), по приведенным результатам можно сделать следующие заключения:

- 1) описанным выше методом можно измерять времена жизни слабо-распадающихся объектов в интервале $5 \cdot 10^{-13}$ — 10^{-12} с;
- 2) можно контролировать основные источники ошибок, во всяком случае, в измеренный наклон искажений они не вносят;
- 3) структура мишени и начальная энергия определяют доступную для измерения область τ ;

4) если для разных очарованных частиц требуется получить отдельные чистые выборки, то такое измерение накладывает жесткие требования на рабочие характеристики спектрометра, однако времена жизни D^0 - и D^+ -мезонов можно разделить чисто статистически, путем поиска двух наклонов в графике зависимости $\ln(dN/dt)$ от t при условии достаточно большой статистики выборки.

4. ДЕТЕКТОРЫ, ЧУВСТВИТЕЛЬНЫЕ К МЕСТУ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

В шестидесятые годы, в основном для ядерно-физических экспериментов, исследовалась возможность использования полупроводниковых детекторов для одновременного измерения точки взаимодействия ионизирующих частиц и выделенной ими энергии.

Исследование детекторов традиционно проводилось двумя методами: 1) многоэлектродным и 2) непрерывным методом с использованием одного электрода.

Все ранние технические разработки широко освещались в литературе²⁹. Для обсуждаемой области применения исследовались только детекторы с тонкими переходами, а именно использовались переходы типа металл — полупроводник (барьер Шоттки) или детекторы с внедренными ионами.

Структурные электроды напылялись либо со стороны омического контакта, либо со стороны перехода. Детекторы с дискретными электродами были созданы для считывания одной или двух координат (декартовых координат, x и y , или полярных, r и θ). Такой тип детекторов работает как многопроволочная пропорциональная камера; их пространственное разрешение определяется расстоянием между нанесенными полосками. Механизм чувствительных к месту взаимодействия детекторов, использующих непрерывный метод, главным образом основан на разделении заряда с помощью омических поверхностных делителей.

В более позднее время, в 1980 г., к детекторам, чувствительным к месту взаимодействия, возник интерес у физиков, работающих в области высоких энергий. Причина этого заключается в следующем:

1) детекторы имеют очень высокое пространственное разрешение (лучше 20 мкм);

2) детекторы могут работать в вакууме (в частности, в области пересечения встречных пучков);

3) детекторы обладают низкой чувствительностью к высоким магнитным полям.

К настоящему времени созданы различные типы многоэлектродных кремниевых детекторов, которые исследовались на пучках высокой энергии в основном работающими в ЦЕРНе группами^{30,31,32}. Даже если было бы доказано, что по рабочим характеристикам многоэлектродные детекторы с тонкой структурой успешно конкурируют с многопроволочными пропорциональными камерами, большое число каналов считывания создает ощутимые финансовые и технические трудности. По этой причине в настоящее время исследуется возможность сочетания многоэлектродного метода с разделением заряда между соседними полосками.

Идея состоит в использовании собственного сопротивления кристалла, работающего в частично необходимом режиме. На рис. 11 качественно показана рабочая схема детектора n -типа с поверхностным барьером при измерении только одной координаты (MESD). Для обеспечения омического контакта на поверхность, противоположную переходу, нанесены алюминиевые электроды. Межполосковый необходимый слой кремния работает в качестве делителя с низким сопротивлением пространственного заряда, достигающего поверхности. Местоположение события восстанавливается с помощью амплитуд импульсов, измеренных на двух соседних полосках.

Чтобы сохранить линейность характеристики и стабильность в течение длительного времени эксплуатации, поверхность детектора должна быть защищена и поддерживаться в чистом состоянии. Действительно, сверхчистые полупроводниковые кристаллы имеют тенденцию к захвату молекул (кислорода или органических соединений), которые могут изменить поверхностную проводимость детекторов. По этой причине MESD будет работать лучше в условиях вакуума.

В прошлом различные группы исследовали нанесенные на поверхность толстые пленки, обладающие омическим сопротивлением (Ni—Cr или Bi), но неоднородность слоев по толщине часто вызывала нелинейные изменения

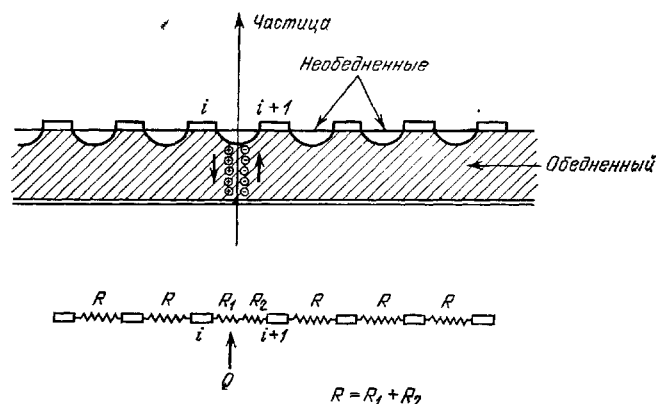


Рис. 11. Рабочая схема омического разделения заряда в детекторе типа MESD.

от точки к точке. Более обнадеживающие результаты были получены с помощью глубокой имплантации ионов элементов, обладающих активным сопротивлением³³. Позже для детекторов, используемых в экспериментах в космосе³⁴, применялась гибридная методика, заключающаяся в сочленении

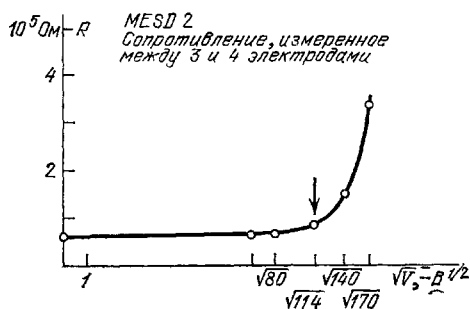


Рис. 12. Зависимость сопротивления между двумя соседними полосками от \sqrt{V} (пропорциональной глубине обеднения).

стандартного многоэлектродного детектора высокой плотности с внешним делителем из цепочки резисторов. Все эти методы, использующие внешние резисторы или толстые пленки, обеспечивают стабильную работу в течение длительного времени, но из-за электрических контактов последовательно соединенных резисторов они характеризуются большим шумом.

На рис. 12 показана зависимость сопротивления между соседними полосками, расстояние между которыми составляет 1,3 мм, для детектора MESD, созданного в Пизе (толщина 800 мкм)³⁵, от корня квадратного из напряжения смещения. Стрелка обозначает напряжение, соответствующее полному номинальному обеднению. Как только напряжение становится больше величины обеднения, сопротивление увеличивается и область, в которой все еще происходит разделение заряда, сжимается до узкого участка в середине межполоскового промежутка. Более четко эта ситуация иллюстри-

руется на рис. 13. Гистограммы амплитуд импульсов соответствуют одиночным частицам, которые приводят к появлению сигналов либо на одном электроде (одиночное попадание), либо на двух соседних электродах (двойное попадание). События, в которых возникают импульсы больше, чем на двух электродах (чистое наложение), составляют порядка процента от общей статистики. При напряжении полного обеднения межполосковая область

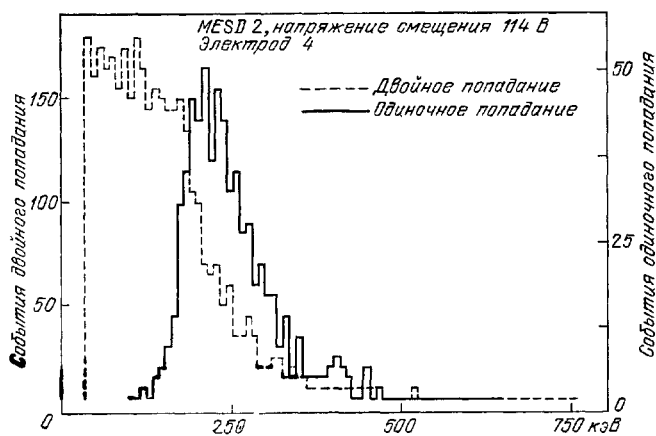


Рис. 13. Распределение амплитуд импульсов собранных на одной полоске сигналов для напряжения, соответствующего полному обеднению.

все еще остается частично необедненной, и для частицы, пересекающей межполосковый промежуток, в случае разделения заряда ожидается плоское распределение. Наблюдаемое распределение совместимо с плоским, на которое наложен хвост распределения Ландау. Нанесенная сплошной линией гистограмма, которая соответствует событиям одиночного попадания, не

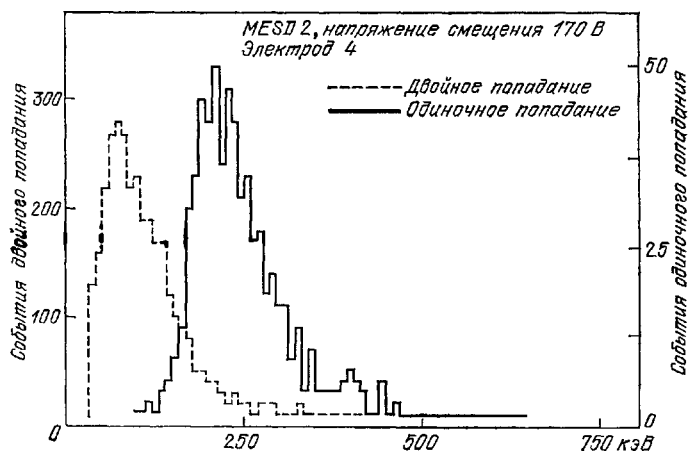


Рис. 14. Распределение амплитуд импульсов собранных на одной полоске сигналов для смещения, соответствующего переобеднению.

согласуется с ожидаемым распределением Ландау для частицы с минимальной ионизацией, пересекающей 800 мкм кремния. На рис. 14 показаны аналогичные гистограммы для напряжения, соответствующего переобеднению. Процент двойных попаданий уменьшается, и форма гистограммы, изображенной пунктиром, оказывается идентичной кривой Ландау, центр которой приходится приблизительно на половину максимального значения спектра одиночного попадания. Этот результат согласуется с разделением заряда, происходящим в узкой области межполоскового промежутка, при этом половина заряда перемещается по направлению к одной полоске, а оставшаяся половина — в сторону соседней.

Линейность измерения местоположения иллюстрируется на рис. 15, где показана зависимость разделения заряда между двумя полосками от положения исходных частиц, измеренного обычными дрейфовыми камерами. Основной вклад в вертикальные экспериментальные ошибки вносит пространственное разрешение использующихся дрейфовых камер, $\sigma = 150$ мкм,

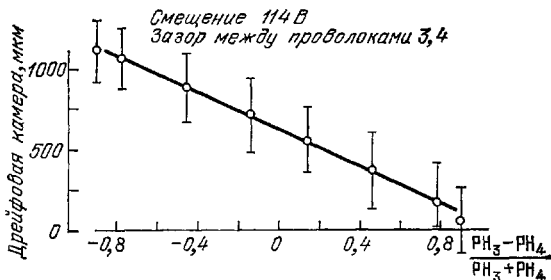


Рис. 15. Зависимость координаты частицы, измеренной дрейфовой камерой, от измерения разделения заряда в MESD.

расходимость пучка приводит к дополнительной ошибке $\sigma = 100$ мкм. В то же время ожидаемая точность MESD, вычисленная с помощью измеренного значения $\sigma_{\text{noise}} = 15$ кэВ по формуле

$$\sigma = \frac{l \sigma_{\text{noise}}}{\langle E_{\text{loss}} \rangle},$$

составляет 85 мкм. Очевидно, что при увеличении плотности электродов (уменьшении l) можно добиться пропорционального улучшения разрешения.

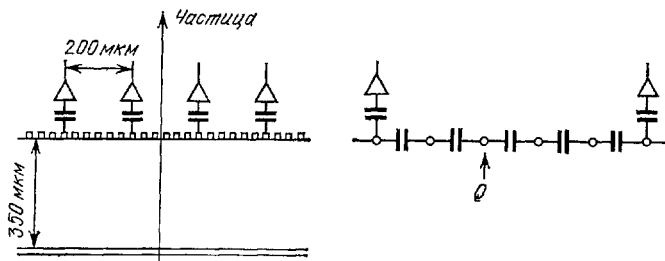


Рис. 16. Рабочая схема емкостного разделения заряда.

Ожидается, что можно получить предельное разрешение порядка $\sigma_{\text{диффузии}}$, которое для толщины 1 мм составляет ~ 17 мкм. Сравнительно недавно аналогичный метод исследовался с помощью подразделения заряда между электродами через емкостную связь³². Поверхность между электродами рассматривалась как активное сопротивление ~ 300 МОм, с шинами считывания были связаны только некоторые полоски, а остальные, расположенные между ними, оставались ненагруженными. На рис. 16 показана схема детектора, в котором ненагруженные электроды через последовательные емкости соединены со считываемыми полосками, при этом емкость связи соответствует емкости между самими полосками. Детектор с шагом полосок 40 мкм и считыванием через каждые 180 мкм при исследовании на α -частицах показал пространственное разрешение $\sigma = 15$ мкм.

В заключение этой главы отметим, что кажется разумным для будущих экспериментов в области физики высоких энергий создать детекторы, которые могли бы измерять положение частиц с минимальной ионизацией с точностью 10—20 мкм. Пока что максимальные размеры таких детекторов ограничены площадью порядка 5×5 см², поэтому для получения больших поверхностей требуется найти новые технологические решения.

5. ДАЛЬНЕЙШЕЕ РАЗВИТИЕ

5.1. Улучшение характеристик телескопного метода

Рабочие характеристики телескопов из кремниевых детекторов могут быть улучшены, если удастся снизить емкость детектора, которая определяет шум электроники. Емкость, которую представляет собой включенный в телескоп детектор, превышает емкость изолированного слоя кремния той же площади и толщины. Причина этого заключается в том, что возникает дополнительная емкость воздушного промежутка 100—150 мкм, который появляется из-за присутствия смежных детекторов, и в других технических усложнениях. Чтобы снизить полную емкость, можно разделить поверхность каждого детектора на 4—6 частей и каждую часть отдельно связать с независимым процессором импульсов. Можно создать детекторы толщиной 150 мкм, расстояние между которыми будет меньше 80 мкм, а полная емкость меньше 50 пФ. Это соответствует шуму электроники порядка 20 кэВ, что нужно сравнить с энергетическими потерями частиц с минимальной ионизацией, равными 42 кэВ. Таким образом, можно улучшить пространственное разрешение стандартного телескопа до ~ 230 мкм.

5.2. Включение в триггер активных мишеней

Большое значение для концепции активных мишеней имеет возможность их непосредственного включения в триггер. Для решения этой задачи были разработаны специальные методы, которые сейчас находятся в стадии проверки.

В эксперименте по когерентному рождению, поставленном на серпуховском ускорителе, уже проводился простой отбор в масштабе реального времени. Для уменьшения частоты ложного срабатывания установки в триггер был включен последний кремниевый детектор из телескопа. Импульс от последнего детектора обрабатывался и дискриминировался в течение ~ 100 нс.

Для того же эксперимента было разработано аппаратное обеспечение для отбора простых конфигураций событий. Этот аналоговый прибор был запрограммирован таким образом, чтобы выдавать выходные уровни, пропорциональные вероятности, с которой событие можно причислить к той или иной категории. Вероятность вычислялась по методу наибольшего правдоподобия. Время задержки, которое вносит такой процессор, составляет 300—500 нс.

5.3. Триггер на очарованные частицы

Кремниевые детекторы, сочлененные либо с активными, либо с обычными мишенями, могут применяться в качестве триггера событий, содержащих очарованные частицы. Основная идея состоит в использовании больших распадных длин этих частиц для идентификации их образования на триггерном уровне с помощью определения изменения множественности заряженных частиц.

Два детектора, T1 и T2, помещаются непосредственно за мишенью, расстояние от T1 до мишени и промежутки между T1 и T2 оптимизируются в соответствии с импульсом и временем жизни рожденной частицы. Установка должна запускаться, когда разность между множественностями, измеренными в T1 и T2, равна по крайней мере двум релятивистским частицам, что соответствует случаю распада долгоживущей частицы между детекторами T1 и T2.

Наибольшим источником ложных триггеров являются взаимодействия вторичных адронов и конвекция фотонов внутри T1 и T2. От большей части фона можно избавиться при быстрой автономной обработке или с помощью микропроцессора в процессе накопления, если в качестве детекторов T1 и T2 использовать телескопы из тонких слоев с раздельным считыванием.

Второй телескоп, T2, можно заменить также набором микрополосковых кремниевых детекторов, если топология события позволяет получить достаточное разделение треков при достижении передним конусом частиц поверхности детектора с наибольшими размерами ($\sim 5 \text{ см}^2$).

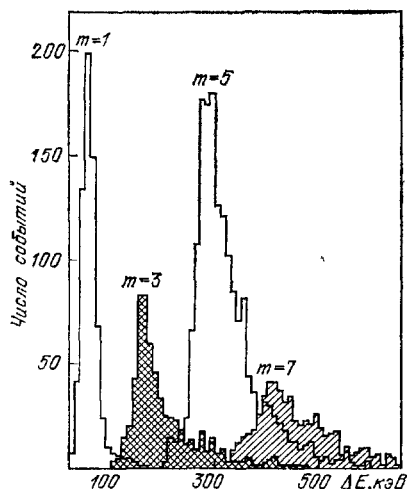


Рис. 17. Разрешение по множественности, полученное телескопом из кремниевых детекторов, исследованное в спектрометре «Omega».

Такой триггер для выделения событий с образованием очарованных частиц запланирован совместно с ядерной эмульсией или активной мишенью в экспериментах по рождению b-частиц ³⁷, ³⁸, ³⁹. Необходимо подчеркнуть, что обработка множественностей и их разностей в масштабе реального времени требует очень тщательной коррекции переводного коэффициента между каналами и энергией и строгого контроля за шумом процессоров; до сих пор проверки проводились только на уровне автономной обработки.

Телескоп из десяти кремниевых детекторов с ионной имплантацией, каждый толщиной 200 мкм, диаметром 2,5 см, с зазорами между детекторами 200 мкм, помещался на расстоянии ~ 9 мм от обычной мишени. С детекторами были связаны те же процессоры импульсов, что и в эксперименте

NA1. Установка помещалась в адронный пучок перед спектрометром «Omega», и телескопом из кремниевых детекторов и спектрометром «Omega» одновременно измерялась зарядовая множественность образованных в мишени событий ³⁷, ³⁸. Затем из десяти сигналов выбирались семь наименьших, они усреднялись и сравнивались с измеренной в «Omega» множественностью. Результаты, приведенные на рис. 17, показывают достаточно согласующееся разрешение вплоть до множественности 7.

5.4. Мишень из монолитного германия

Для измерения времен жизни частиц с γ -фактором порядка 30, которые будут рождаться, например, в имеющихся в ЦЕРНе электронных пучках, требуются мишени с еще более тонкой структурой. Как было показано выше, структурность порядка 100 мкм находится вне пределов досягаемости для телескопов из кремниевых детекторов из-за превышения шума над сигналом. Решение проблемы могут обеспечить германиевые детекторы, работающие при 77 K в условиях высокого вакуума, поскольку благодаря большей плотности и Z потери энергии для них при данной толщине увеличиваются в два раза по сравнению с кремнием. К тому же в германии для образования электрон-дырочной пары требуется в 1,3 раза меньше энергии, чем в кремнии. Все это вместе приводит к увеличению амплитуды импульсов в 2,6 раза, что позволяет работать с детекторами толщиной не более 100 мкм. При такой конфигурации зазор между двумя слоями (~ 100 мкм) будет равен активной толщине и, таким образом, достигается действительный предел тонкой структуры телескопа.

Для преодоления этого ограничения мы исследовали многоэлектродный детектор из монокристаллического германия, схематически изображенный на рис. 18. Electroдами являются полосы, нанесенные на верхнюю грань кристалла, ортогональную направлению пучка, продольный размер ячейки определяется сбором заряда на последовательные полосы. Чтобы избежать разделения заряда между граничащими ячейками, камера должна работать, как было показано в разделе 2, в режиме переобеднения.

В соответствии с разработанной в настоящее время технологией изготовления германиевых кристаллов имеющий под собой реальную почву

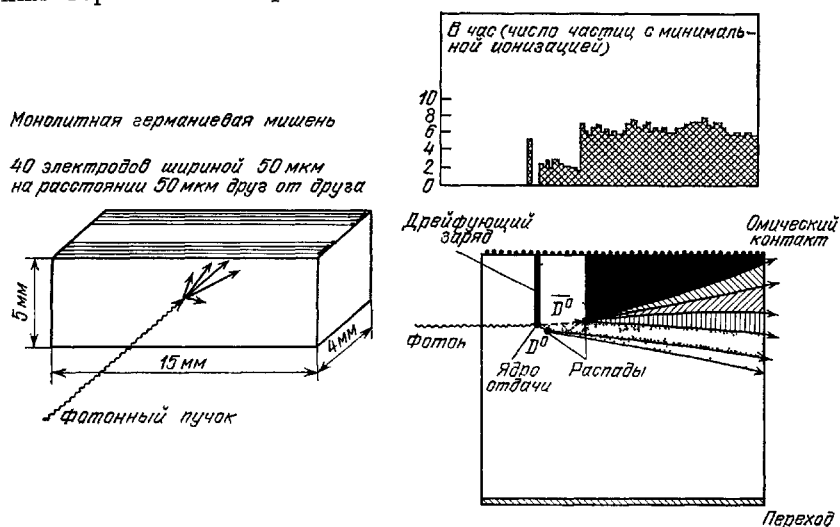


Рис. 18. Схема германиевой многоэлектродной мишени при исследовании для эксперимента по фоторождению (NA1) в ЦЕРНе.

проект детектора с ячейками размерами 100 мкм основан на следующих параметрах: сверхчистый кристалл германия р-типа с концентрацией примесей $3 \cdot 10^{10}/\text{см}^3$, длиной вдоль направления пучка 0,4 см, шириной 1,5 см и толщиной 0,5 см. Переход и омические контакты организуются с помощью введения ионов Р и В. Напряжение смещения 1700—2000 В должно обеспечить достаточное переобеднение для гарантии хорошего разделения между ячейками и малого времени сбора (50 нс по всей толщине²¹). Как было показано в разделе 2, тепловая диффузия (меньше 20 мкм) пространственного заряда не должна приводить к смешиванию информации от отдельных ячеек. Формирующие электроды на передней и задней гранях кристалла будут обеспечивать параллельность линий напряженности поля. Как и во всех многоэлектродных детекторах, собственная емкость на одну полосу является пренебрежимо малой, так что основной вклад в полную емкость, которую чувствует электроника, будут вносить электрические соединения с предусилителем (несколько пФ).

Использование этого детектора в качестве мишени в эксперименте NA1 должно позволить уменьшить размеры структуры в четыре раза по сравнению с существующей в настоящее время и перекрыть, таким образом, область очень коротких времен жизни. Основным недостатком германия является его большой атомный вес, что сокращает область по t , перекрываемую фактором. Поэтому для уменьшения величины t_{\min} предполагается использовать пучки более высокой энергии, особенно, если учесть преимущества будущей энергетической области работы SPS 450 ГэВ. При $E_{\gamma_{\max}} = 200$ ГэВ скорость счета на германии может составить до 65% от настоящей величины на кремниевой мишени при $E_{\gamma_{\max}} = 150$ ГэВ (в среднем 15 пар очарованных частиц в час).

5.5. Детекторы вторичных вершин

Большая пространственная точность, которую обеспечивают многоэлектродные детекторы, и их способность работать в условиях вакуума предполагают возможность их использования вокруг области встречи для ускорителей со встречными пучками в качестве детекторов вторичных вершин.

В настоящее время стало ясно, что при аннигиляции частиц очень высокой энергии ($p\bar{p}$, e^+e^-) на основе одной только комбинаторики нельзя

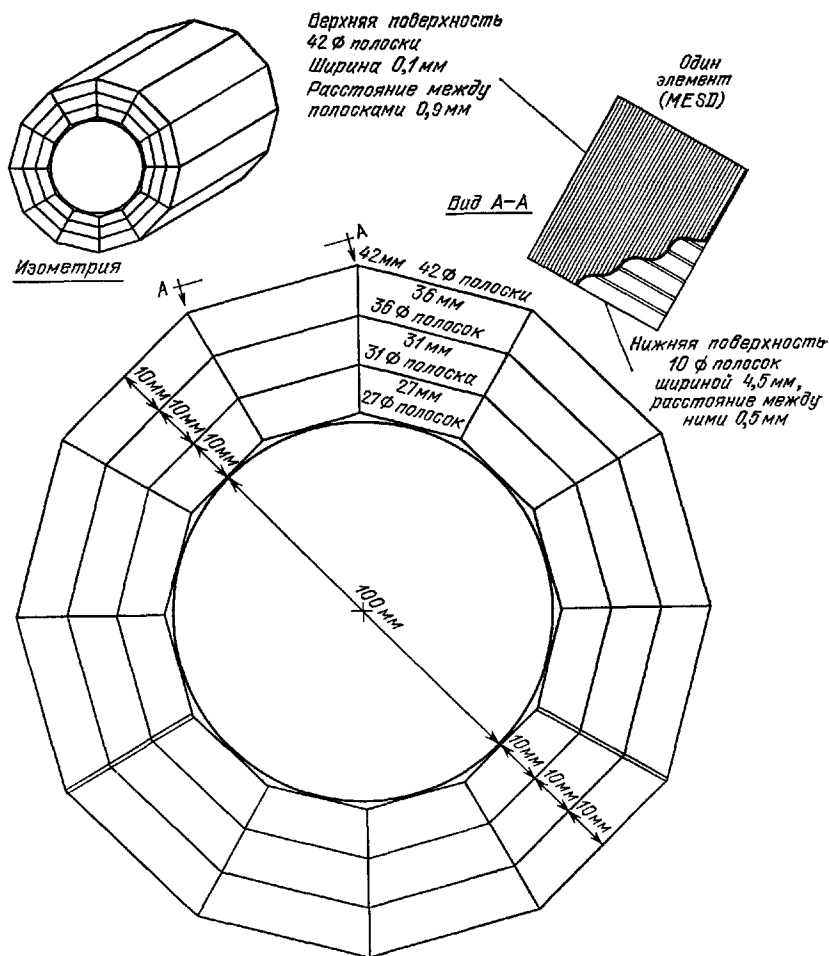


Рис. 19. Предполагаемое расположение детекторов MESD вокруг места встречи пучков $p\bar{p}$ -коллайдера в Фермиевской лаборатории для регистрации вторичных вершин.

обеспечить маркировку событий, характеризующихся рождением частиц с тяжелыми кварками, поскольку средняя множественность таких событий велика. Ключевым признаком рождения хорошо определенной слабораспадающейся частицы является идентификация нескольких треков, выходящих из вторичной вершины, находящейся на некотором расстоянии от точки взаимодействия. Мы можем утверждать даже, что этот метод в будущем может сыграть ту же роль, какую играли черенковские счетчики в физике шестидесятих годов.

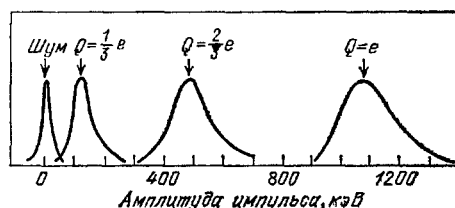
Для вычисления разрешающей способности такого детектора предположим, что вокруг точки взаимодействия установлены две концентрические бочки MESD (радиус внешней в два раза превосходит радиус внутренней),

в азимутальном направлении разделенные на полоски, обеспечивающие разрешение Δl , равное 30 мкм. Неопределенность восстановления распадной вершины, Δl , зависит от угла раствора θ продуктов распада. Типичное значение Δl составляет

$$\Delta l \simeq \frac{\Delta}{\sin \theta \cdot \cos \theta}.$$

Тогда оптимальное разрешение будет получено в случае рождения нескольких частиц в области 45° . Для треков с меньшими углами раствора относительная ошибка $\Delta l/l$ составляет порядка $2\sigma/\sigma t$ независимо от γ -фактора распадающейся частицы. Таким образом, рассматриваемое пространственное разрешение будет достаточным для определения распадной вершины частиц со временем жизни больше 10^{-13} с.

Рис. 20. Зарядовое разрешение, ожидаемое на пр-коллайдере в Фермиевской лаборатории при указанном на рис. 19 расположении детекторов.



В настоящее время для пр-коллайдера в Фермиевской лаборатории и для LEP исследуются специальные проекты, основанные на этом подходе. На рис. 19 показана схема детектора, который сейчас обсуждается в коллаборации CDF⁴⁰.

Четыре бочки, находящиеся внутри вакуумпровода коллайдера, состоят из 12 секторов MESD, каждый из которых имеет толщину 1 мм, с расстоянием между полосками 0,9 мм и обеспечивает всего ~1600 каналов разделения зарядов. Для облегчения разрешения треков электрод перехода также разделен, но на более широкие полоски (по 5 мм). Весь детектор перекрывает телесный угол $4\pi/3$. Толщина слоев, которая в принципе может быть значительно меньше, была выбрана равной 1 мм. Это было сделано, чтобы иметь возможность использовать каждый сектор и в качестве телескопа dE/dx для поиска свободных частиц с дробными зарядами. На рис. 20 показано ожидаемое зарядовое разрешение, полученное с помощью пересчета для четырех детекторов данных эксперимента NA1. Пики $1/3 e$ и $2/3 e$ находятся на расстоянии соответственно 9 и 6 стандартных отклонений от пика, соответствующего целому заряду.

ПРИЛОЖЕНИЕ

ОСНОВНЫЕ ПРИНЦИПЫ РАБОТЫ ПРОЦЕССОРОВ АКТИВНЫХ МИШЕНЕЙ

Использование твердотельных детекторов в качестве активных мишеней накладывает жесткие ограничения на конструкцию устройств для обработки импульсов. В первую очередь, процессор должен работать на очень высокой скорости счета и тем не менее обладать хорошим энергетическим разрешением и пренебрежимо малым кумулятивным эффектом для последовательных импульсов.

При использовании детекторов в качестве мишеней они работают при той скорости счета, которая определяется интенсивностью пучка или, для фотонного пучка, образованными в мишени электронными парами. Часто скорости счета превосходят 10^6 импульсов за секунду. Например, чтобы при скорости счета 10^6 импульсов/с число кумулятивных сигналов оставалось в разумных пределах, длительность импульса не должна превосходить ~100 нс.

При таких малых длительностях импульсов очень трудно получить хорошее разрешение в процессе обработки сигналов. Тем не менее те неболь-

пие сигналы, которые выдают наши детекторы, требуют разрешений, определенно превосходящих 50 кэВ. Ситуация становится еще более серьезной из-за больших величин емкостей детекторов, которые встречаются в экспериментах в области физики высоких энергий. Более того, при соединении детекторов в телескоп их емкость значительно превосходит номинальное значение, ожидаемое для отдельного слоя.

Чтобы осуществить аналоговую обработку сигналов от твердотельных детекторов, требуются предусилитель, основной усилитель и фильтр, называющийся также формирователем. Чтобы дать только грубое представление о том, какую роль играет каждый элемент процессора в определении его рабочих характеристик, достаточно сказать, что предусилитель отвечает за величину чисто стохастического шума, попадающего в процессор, а фильтр определяет степень устранения внешних помех, характеристики скорости счета и вероятность кумуляции.

Использовались чувствительные по току и по заряду предусилители со следующей общей особенностью: в них присутствовал специальный чувствительный к заряду контур, спроектированный для очень высоких скоростей счета и больших емкостей детекторов ^{41, 42}.

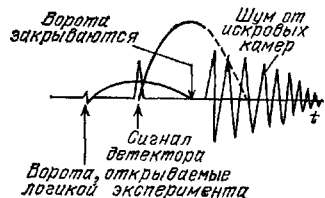


Рис. 21. Временная диаграмма изменяющегося во времени процессора.

Существенное ограничение на разрешение обычного предусилителя, работающего с детектором большой емкости в линию с формирователем очень коротких импульсов, накладывает нестабильность времени нарастания.

Ширина сформированного импульса 100 нс оказывается того же порядка по величине, что и время нарастания импульса предусилителя, соединенного с детектором емкостью несколько сотен пФ. Таким образом, амплитуда сформированного импульса зависит от фронта предусилителя. Эта проблема была очень эффективно решена в работах Манфреди и Гатти ^{42, 43}, которые создали предусилитель со стабилизированным временем нарастания. Такие предусилители представляют собой стабилизированное «холодное» сопротивление на входной паре полюсов как результат внутренней структуры, основанной на стабилизированной по обратной связи крутизне. Сопротивление, которое благодаря меньшему шуму по сравнению с физическим резистором той же величины называется «холодным», можно использовать как низкошумящую демпфирующую оконечную нагрузку для кабелей и преобразователей. Благодаря такому устройству появляются возможности создания различных схем предусилителей, предназначенных для использования в экспериментах в области физики высоких энергий ²⁶.

До выбора предусилителей с введенной благодаря чувствительному по заряду контуру стабилизированной крутизной для минимизации эффектов нестабильности времени нарастания использовалось другое техническое решение. Суть его состоит в том, что между детектором излучения и обычным чувствительным по заряду предусилителем помещался развязывающий усилитель с общей базой ⁴.

Среди различных элементов аналогового процессора особое внимание обращалось также на фильтр. На устройство фильтра основные ограничения накладывают следующие характеристики установки: число детекторов в мишени, наибольшая скорость счета, энергетическое разрешение и чувствительность к помехам. Манфреди и соавторы разработали изменяющийся во времени фильтр и фильтр, не изменяющийся во времени, основанный на методе пересекающихся фильтров ^{16, 28, 44, 45}.

Изменяющийся во времени фильтр преобразует короткий токовый импульс детектора в синусоиду с очень небольшим затуханием, которая резко зануляется вскоре после пика первого лепестка диаграммы. На рис. 21 пока-

зана временная диаграмма работы процессора. При срабатывании триггерной логики открываются ворота, но сигнал задерживается на половину времени открытых ворот. Наконец, сразу же за пиком ворота закрываются, и в амплитуде пика записывается информация об энергии. При такой временной диаграмме вклады шумов от дипольной щели, возникающей при открытии ворот, к моменту достижения характеристикой фильтра пикового значения зануляются.

Разрешение такого процессора для детекторов с различными емкостями показано на рис. 2. Он отличается хорошими рабочими характеристиками при наибольшей доступной в этом случае интенсивности пучка $((2-4) \cdot 10^5$ импульсов/с).

Нужно отметить, что благодаря очень короткому времени формирования, используемому в аналоговом процессоре, токи утечки детектора вносят пренебрежимо малый вклад в электрический шум. Для мишеней, состоящих из относительно большого числа детекторов, использование изменяющихся во времени фильтров становится затруднительным, поскольку они требуют тщательного согласования временных связей между аналоговыми сигналами и логическими командами. Поэтому для экспериментов с большим числом детекторов были разработаны основанные на подходе пересекающихся фильтров процессоры, не изменяющиеся во времени^{16, 26, 45}.

Использовались два типа фильтров: первый — с трапецидальным формирователем импульсов длительностью 500 нс и второй — с треугольным формирователем длительностью 100 нс. Этот второй процессор работает на скорости счета $\sim 10^6$ импульсов/с без заметного ухудшения, связанного с эффектами линии развертки, и с достаточно малой вероятностью кумулятивных импульсов. Разрешающие характеристики трапецидального и треугольного фильтров показаны на рис. 3.

Когда имеется уже несколько десятков каналов, метод пересекающихся фильтров оказывается негодным. Кремниевые мишени микрополоскового типа или активные мишени, состоящие из большого числа детекторов, требуют совершенно нового подхода к устройству аналоговых процессоров. В последнее время были успешно проверены новые идеи, позволяющие удовлетворить требованию непрерывного роста числа каналов. Было показано, что для очень малых времен обработки хороший биполярный СВЧ-транзистор дает лучшее отношение сигнал/шум, чем любой другой доступный полевой прибор. Так были созданы дешевые предусилители со сниженным рассеянием мощности, которые можно легко реализовать в гибридной форме.

Было получено также новое решение проблемы обработки событий с очень высокими интенсивностями^{46, 47}. Оно обходит вопрос возвращения на нулевую линию и поэтому не ухудшает собственного отношения сигнал/шум предусилителя. Используется принцип непосредственной связи усилительной системы с контуром коррекции дрейфа, который активен только в течение мертвого времени ускорителя, когда на детектор никакого излучения не попадает. Сейчас внимание привлекают также чувствительные по напряжению предусилители одноходового и дифференциального типов, поскольку они предназначены для получения плавающих сигналов от стопок кремниевых детекторов.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Bellini G. et al.— Nucl. Instr. and Meth., 1969, v. 67, p. 173.
2. Bellini G. et al.— Ibid., 1973, v. 107, p. 85.
3. Bemporad C. et al.— Nucl. Phys. Ser. B, 1971, v. 33, p. 397.
4. Pernegr J. et al.— Ibid., 1978, v. 134, p. 436.
5. Bellini G. et al. Preprint CERN/EP/81-40, 1981.
6. Bellini G. et al.— Submitted to Phys. Rev. Lett.
7. Roberts T. J. et al.— Phys. Rev. Ser. D, 1978, v. 18, p. 59.
8. Edelstein R. M. et al.— Phys. Rev. Lett., 1977, v. 38, p. 185.
9. Mollet W. et al.— Ibid., v. 39, p. 1646.

10. Alvensleben H. et al.— Phys. Rev. Lett., 1970, v. 24, p. 786.
11. Ting S. C. C.— In: Proc. of 14th Intern. Conference on High Energy Physics, Vienna, Sept. 1968.— Geneva: CERN SIS, 1968.
12. Bellettini G. et al.— Nuovo Cimento, 1965, v. 40, p. 1139.
13. Bemporad C. et al.— Phys. Lett. Ser. B, 1967, v. 25, p. 380.
14. Berg D. et al.— Phys. Rev. Lett., 1980, v. 44, p. 706.
15. Bellini G. et al.— In: Proc. Meeting on Miniaturization of High Energy Physics Detectors. Pisa, Sept. 1980/Ed. by A. Stefanini.— Lnd.: Plenum Press, 1982.
16. Manfredi P. F.— Ibid.
17. Например: Goulding F. S.— Nucl. Instr. and Meth. 1966, v. 43, p. 1.
18. Canali C. et al.— Ibid., 1979, v. 160, p. 73.
19. Maccabee H. D., Papworth P. S.— Phys. Lett. Ser. A, 1969, v. 30, p. 241.
20. Sternheimer R. M., Peierls R. F.— Phys. Rev. Ser. B, 1979, v. 3, p. 3681.
21. Jacoboni C. et al.— Solid State Electron., 1977, v. 20, p. 77.
22. Albini E. et al. Paper to the XX Intern. Conference on High Energy Physics. Madison, 1980.
23. Bellini G. et al.— Submitted to Nucl. Instr. and Meth.
24. Amendolia S. R. et al.— Nucl. Instr. and Meth., 1980, v. 176, p. 449.
25. Baldini R. Celio et al. Status Report CERN/SPSC/80-85 SPS/M 247.— 5 Sept. 1980.
26. Artuso M. et al.— In: Proc. of X Intern. Symposium on Nuclear Electronics. Dresden, 1980.
27. Giorgi M. A. Paper to Low Q² Physics Session of 16th Rencontre de Moriond. Les Arcs, France, March 1981.
28. Albini E. et al. Paper to Intern. Conference on High Energy Physics. Lisbon, July 1981.
29. Laegsgaard E.— Nucl. Instr. and Meth., 1978, v. 162, p. 93.
30. Amendolia S. R.— Ibid., 1980, v. 176, p. 457.
31. Heijne E. H. M. et al.— Ibid., v. 178, p. 331.
32. England J. B. et al.— Ibid., 1981, v. 185, p. 43.
33. Ludwig E. J.— Rev. Sci. Instr., 1965, v. 36, p. 1175.
34. Lamport J. E.— Rev. Sci. Instr. and Meth., 1980, v. 178, p. 105.
35. Giorgi M. A.— Цит. в¹⁵ сб.
36. Haller E. E. et al.— Adv. Phys., 1981, v. 30, p. 93.
37. Benso F. et al.— Submitted to Nucl. Instr. and Meth.
38. CERN — GENOA — MILAN — MOSCOW. Proposal CERN/SPSC/81-18.
39. Milan — Pavia — VPI. Letter of Intent P696.— February 1981.
40. CDF Design Report.— Fermilab, Summer 1981.— Ch. 7.
41. Gatti E., Manfredi P. F.— In: Proc. of 2nd Ispra Nuclear Electronics Symposium. EUR 370 e, 1957.— P. 33.
42. Gatti E., Manfredi P. F.— IEEE Trans. Nucl. Sci., 1975, v. NS-25, p. 66.
43. Manfredi P. F. et al.— In: Proc. of Topical Seminar on Interactions of Elementary Particles with Nuclei/Ed. by G. Bellini et al.— Trieste, 1970.— P. 275.
44. Manfredi P. F.— In: Eurocon'74.— Amsterdam, 1974.
45. Cisotti M. et al.— Nucl. Instr. and Meth., 1979, v. 159, p. 275.
46. D'Angelo P. et al. Submitted to Nucl. Instr. and Meth.
47. Chase R. L. et al. Submitted to Scientific Committee of the 1981 Nuclear Science Symposium.

539,107,4

СТРИМЕРНЫЕ КАМЕРЫ С ВЫСОКИМ РАЗРЕШЕНИЕМ ДЛЯ СПЕКТРОСКОПИИ ТЯЖЕЛЫХ КВАРКОВ*)

Дж. Сандвайсс

ВВЕДЕНИЕ

Стримерная камера была изобретена в начале шестидесятых годов Г. Е. Чиковани¹ и Б. А. Долгошеиным². Принцип работы стримерной камеры изображен на рис. 1. После прохождения заряженной частицы в газе остается ее след, состоящий из электронов и ионов. Используются газы с достаточно большим временем рекомбинации, поэтому к объему газа можно приложить короткий высоковольтный импульс в то время, когда на следе частицы еще остаются свободные электроны. Под действием электрического поля высокого напряжения эти электроны инициируют лавины и образуют

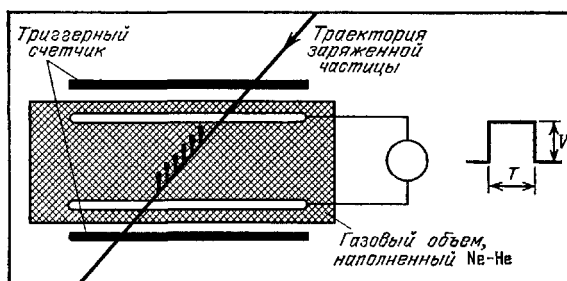
*) Sandweiss J. High Resolution Streamer Chambers for Heavy Quark Spectroscopy.— Phys. Rept., March 1982, v. 83, No. 1, pp. 39—60.— Перевод В. М. Раппопорта.

фотовспышки, или стримеры. Высоковольтный импульс обрывается в тот момент, когда стримеры еще хорошо локализованы. Стримеры фотографируются, т. е. регистрируется испущенный ими свет.

До последнего времени, когда возник интерес к изучению тяжелых кварков, стримерные камеры использовались в основном при атмосферном давлении в виде детекторов достаточно больших размеров (порядка одного кубического метра). Развитие этих камер во многом обязано пионерской работе, проведенной в Центре Стенфордского Линейного Ускорителя (SLAC)³. Основные свойства электронных лавин и механизм образования стримеров обсуждались во многих работах (см., например, статьи Райса Ивенса⁴ и Мика Креггса²) и здесь подробно рассматриваться не будут. Большие камеры, работающие при атмосферном давлении, в основном использовались

Рис. 1. Основной принцип работы стримерной камеры.

При прохождении заряженной частицы через камеру в ней остается трек ионизации. При подаче короткого высоковольтного импульса первичные электроны образуют небольшие фотовспышки, или стримеры, которые очерчивают траекторию частицы.



в качестве спектрометров заряженных частиц. Для этой цели они помещались в магнитное поле. Нужно отметить, возможно, что если регистрируются стабильные частицы, которые могут пересечь всю камеру, точность определения импульса квадратично зависит от длины трека и только линейно от пространственного разрешения камеры.

После открытия очарованных частиц ситуация изменилась и появился мощный стимул для разработки стримерных камер с высоким разрешением, в которых можно непосредственно наблюдать рождение и распад новых частиц.

Большое преимущество стримерных камер перед пузырьковыми заключается в том, что стримерная камера является управляемым прибором, который может работать с малыми временами памяти (вплоть до ~ 1 мкс). Так, например, для первичного пучка нейтронов в принципе можно рассматривать возможность постановки экспериментов, в которых скорость счета всех взаимодействий составляет $\sim 10^6$ за секунду. Конечно, такой эксперимент потребует очень избирательной триггерной системы. В отличие от этого, пузырьковая камера, которая работает, скажем, с частотой 30 Гц, в принципе не может работать при полной интенсивности взаимодействий, превышающей 20 Гц. Таким образом, стримерная камера с высоким разрешением, возможно, является единственным прибором, позволяющим использовать регистрацию вершин для изучения систем b-кварков на большой статистике, поскольку сечения образования этих систем значительно меньше, чем очарованных частиц.

Чтобы иметь стримерную камеру с заданной пространственной шириной трека, нужно убедиться в том, что диаметр стримеров и их разброс относительно фактической траектории частицы достаточно малы. Как мы увидим, использование масштабных камер, работающих при высоком давлении, позволяет получать стримеры малых размеров. Однако более сложную проблему выдвигает разброс центров стримеров, который возникает из-за диффузии электронов до подачи высоковольтного импульса.

В настоящее время эта диффузия устанавливает верхний предел на разрешение стримерной камеры, хотя для решения этой проблемы уже сейчас имеются перспективные предпосылки.

В настоящей статье мы приведем обзор работ по разработке стримерных камер с высоким разрешением (СКВР), сделанных объединенной группой Йельского университета и Фермиевской лаборатории, обсудим будущие направления развития СКВР и, наконец, кратко прокомментируем проекты экспериментов с использованием СКВР.

ПРОГРАММА РАЗВИТИЯ СКВР ОБЪЕДИНЕННОЙ ГРУППЫ ЙЕЛЬ—ФЕРМИЛАБ

Начиная с 1975 г., объединенная группа Йельского университета и Фермиевской лаборатории стала выполнять программу по исследованию и развитию стримерных камер с высоким разрешением для изучения очарованных (и b -) частиц. Первый эксперимент (Е-490) был поставлен в 1979 г.

на протонном пучке в Фермилабе⁶. Впоследствии характеристики камеры были значительно улучшены, и в настоящее время она продолжает использоваться во втором эксперименте в Фермилабе (Е-630) на нейтронном пучке. Конструкция и характеристики камеры, которая использовалась в эксперименте Е-490, подробно описывались в ранних публикациях и здесь будут приведены только те основные особенности, которые представляют интерес для будущего развития таких камер.

На рис. 2 иллюстрируется основной принцип работы стримерной камеры с высоким разрешением. На рис. 2 показаны две лавины, каждая из которых развивается от одного электрона. В случае а) давление газа равно P_0 , прикладывается электрическое поле E_0 и длительность импульса составляет t_0 . В случае б) параметрами служат соответственно $2P_0$, $2E_0$, $t_0/2$ (мы предполагаем, что температура газа в обоих случаях одинакова). В каждой из лавин будет генерироваться одинаковое число электронов, поскольку

приращение энергии (среднее) между актами столкновения электронов с атомами будет для случаев а) и б) одним и тем же (в случае а) в два раза больше расстояние между атомами, но поле в два раза меньше). Однако, поскольку среднее расстояние между столкновениями в случае б) в два раза меньше, ясно, что и линейные размеры лавины для случая б) будут в два раза меньше, чем для а).

Этот масштабный фактор непосредственно влияет на лавинную стадию развития стримеров. Как мы хорошо знаем, изменение характера лавинного процесса происходит, когда поле пространственного заряда становится сравнимым с внешним приложенным полем^{4,5}. В этот момент лавина переходит в стример, который, грубо говоря, представляет собой трубку быстро удлиняющейся нейтральной плазмы. Механизм роста стримеров включает в себя генерацию новых лавин посредством фотоионизации. Рост этих новых лавин происходит за счет ударной ионизации электронами и продолжается до тех пор, пока все лавины не сольются в трубку нейтральной плазмы. Механизм формирования стримеров является сложным, поскольку в нем участвуют и другие процессы. Нельзя сказать заранее, будет ли масштабный фактор, который иллюстрируется на рис. 2, применим на более сложной стадии развития стримера, хотя эвристически можно ожидать, что более высокие давления и поля и более короткие импульсы должны привести к уменьшению размеров стримеров. К счастью, опыт работы с камерой объединенной группы Йель—Фермилаб показывает, что масштабное правило действительно применимо, по крайней мере приближенно, к формированию

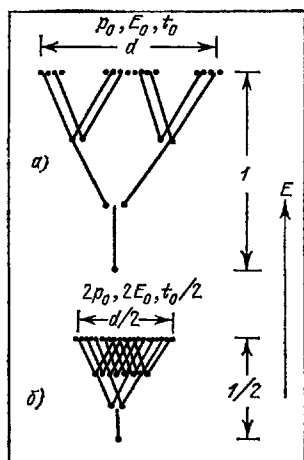


Рис. 2. Иллюстрация масштабного принципа в образовании лавины ионизации.

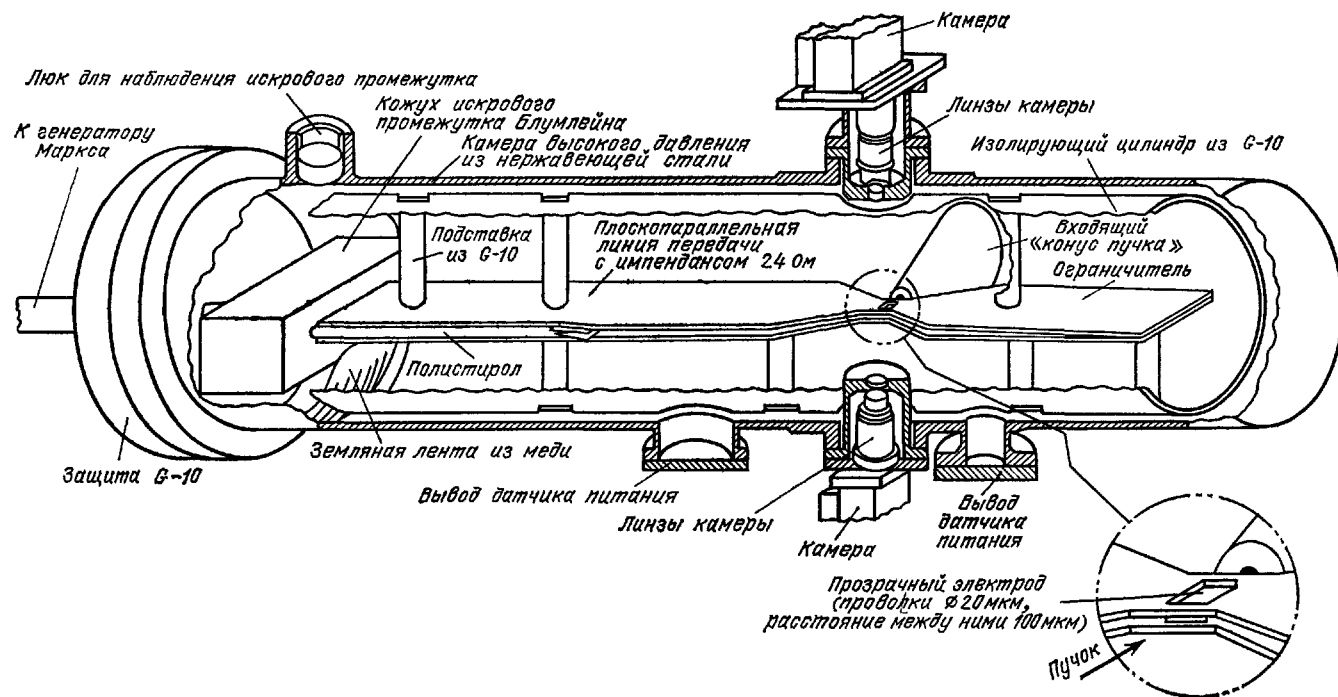


Рис. 3. Разрез стримерной камеры с высоким разрешением, разработанной коллаборацией Йель—Фермилаб для экспериментов E-409 и E-630.

стримеров. Однако нужно учитывать, что полное исследование еще не завершено. Получены, к примеру, некоторые данные из работы группы на камере Е-630 и предварительные результаты В. Эккардта⁹, которые показывают, что можно использовать импульсы, длительность которых несколько превышает масштабные величины, и при этом получать стримеры практически тех же размеров. Эти данные будут подробно обсуждаться ниже.

Камера Йель—Фермилаб рассчитана на давление вплоть до 40 атм. Когда она стояла на эксперименте Е-490, набор статистически происходил при 24 атм, позже, с улучшенной конструкцией генератора импульсов, камера надежно работала в эксперименте Е-630 при давлении 40 атм. На рис. 3

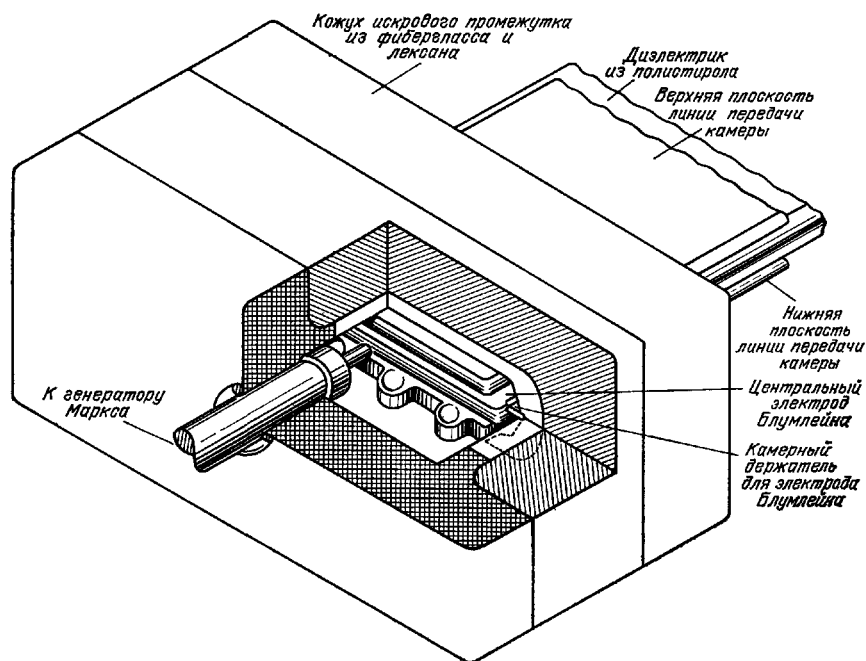


Рис. 4. Конструкция включения искрового промежутка Блумлейна, использованная в стримерной камере эксперимента Е-490.

Электрод генератора Маркса не касается центрального электрода Блумлейна и заряжает его через небольшой зазор. Возникающая при зарядке искра освещает четыре сужающихся зазора ультрафиолетовым светом и снабжает тем самым эти зазоры исходными электронами. Дальнейшие подробности см. в тексте.

показан разрез камеры. Камера представляет собой, по существу, параллельную полосковую линию передачи, на одном конце которой находится формирователь импульсов, а на другой — разрядник-прерыватель. Линия рассчитана так, чтобы по всей длине иметь постоянный импеданс в 240 Ом. Зазор между электродами в активной области камеры равен 0,5 см, а на остальной части линии для уменьшения возможности случайных пробоев между электродами выдерживается большее расстояние.

Детали конструкции и подробное описание работы камеры в эксперименте Е-490 были уже опубликованы⁸. Многие из элементов камеры — емкостные датчики, применяющиеся для наблюдения коротких высоковольтных импульсов, конструкция прозрачных электродов и широкополосный прерыватель — представляют собой более или менее прямое продолжение уже известных разработок и обсуждаться здесь не будут. Однако формирователь импульсов («Блумлейн») и регистрирующая оптика имеют непосредственное отношение к дальнейшему развитию камер и будут кратко описаны ниже.

На рис. 4 показан разрез формирователя импульсов. Через небольшой «зарядовый» промежуток на центральный электрод параллельной плоской

системы Блумлейна подавался медленный импульс (с фронтом 30—40 нс) от генератора Маркса. Ультрафиолетовый свет от искры в этом зазоре поджигал четыре сужающихся промежутка благодаря возникающим в них под воздействием фотоэффекта электронам. При этом для этих промежутков исключался эффект статистической задержки. Аналогичная система использовалась ранее Рорбахом¹⁰ для конического Блумлейна с тремя промежутками. На линии передачи камеры в момент пробоя сужающихся промежутков Блумлейна генерировался быстрый импульс. На рис. 5 показан полученный на осциллокопе след 50 высоковольтных импульсов со средней амплитудой 150 кВ и видимой полной шириной на полувысоте (FWHM) ~ 1 нс. Однако примерно за половину видимой ширины отвечает ширина полосы электронно-лучевой трубки, и из быстрых выборочных измерений мы знаем, что импульс обладал треугольной формой с шириной основания 1 нс и FWHM 0,5 нс. Этой системе для эффективного сокращения границы электрода Блумлейна с нижним электродом требуется четыре зазора. Если

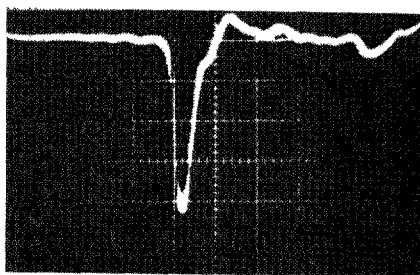


Рис. 5. Пятьдесят наложенных друг на друга высоковольтных импульсов со средней амплитудой ~ 150 кВ, образованных импульсной системой эксперимента Е-490.

Время развертки составляет 2 нс/см, а фронт осциллокопа равен 0,8 нс.

зазоры синхронно не поджигаются (в пределах нескольких десятых наносекунды), система Блумлейна в нужном режиме работать не будет, а вместо этого на выходе у нее будут возникать меньшие по амплитуде, более широкие и значительно более флуктуирующие импульсы.

Мы, как и Рорбах, обнаружили, что система Блумлейна работает только в том случае, если искровой промежуток заполняется аргоном. Ниже будет обсуждаться тот факт, что низкое пробивное напряжение аргона устанавливает существенное ограничение на максимальное выходное напряжение, которое может обеспечить система такого типа. Хотя оказалось, что наша система Блумлейна может успешно работать, но она требовала значительной и почти постоянной подстройки. Поэтому для следующего эксперимента мы внесли в нее значительные изменения.

В наших первых работах со СКВР стримеры регистрировались непосредственным фотографированием. Мы обнаружили, что видимые диаметры сфотографированных стримеров сильно отличались друг от друга и везде, даже на одиночных треках, присутствовали засветки. С помощью электронно-оптических усилителей изображения (ЭОПов) мы добились значительно большей однородности стримеров и снизили засветку до приемлемого даже для взаимодействий в газе камеры уровня. Мы обнаружили, что природу засветок можно «понять» с помощью следующей фепоменологической картины. Когда подается высоковольтный импульс, плотность электронов в лавине сначала экспоненциально растет. Однако с ростом плотности зарядов ионизации еще быстрее начинает расти разряд. Таким образом, зачаточный разряд в некотором смысле повторяет картину роста стримеров. Важной особенностью для появления эффекта засветки является тот факт, что по мере развития стримеров увеличивается относительная скорость роста, т. е. времена удвоения становятся все меньше. В результате стримеры, которые были инициированы большим числом электронов (как, например, в вершине взаимодействия в газе), в процессе роста могут оказаться значительно

ярче стримеров, возникающих из нескольких электронов. Именно, эти более яркие стримеры и могут давать засветку.

Следовательно, засветка возникает по двум причинам. Во-первых, должно меняться число инициирующих стримеры электронов. Флуктуации Ландау обеспечивают это требование даже для одиночных треков, но взаимодействия в газе вызывают значительно большие изменения числа электронов в вершине взаимодействия. Во-вторых, скорость (относительная) роста стримеров должна увеличиваться с ростом стримеров.

Метод оптического усиления позволяет отчасти решить проблему засветок, поскольку он позволяет фотографировать стримеры на ранней стадии

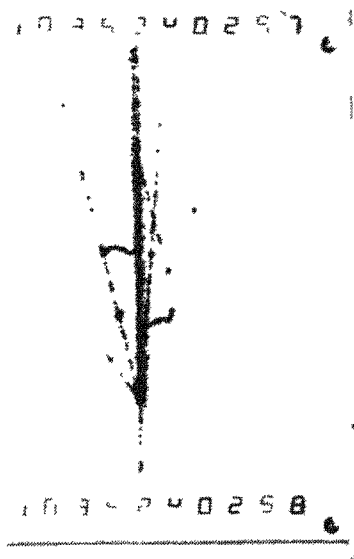


Рис. 6. Типичное событие, полученное в эксперименте E-490.

Рабочие параметры камеры приведены в табл. 1. Снимок соответствует пространственной длине в 4 см. Длинный распадный путь и большие углы раствора нейтральной V-частицы свидетельствуют о том, что на снимке изображен распад странной частицы

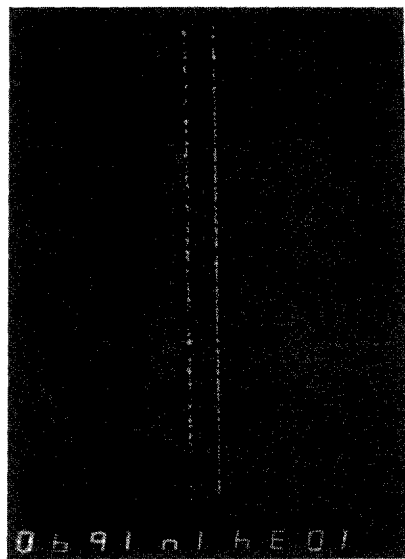


Рис. 7. Два трека, полученные при одинаковом высоковольтном импульсе.

Рабочие характеристики камеры соответствуют приведенным в табл. I (E-490). Более широкий и диффузный трек использовался для запуска системы, а более узкий и плотный след является более «поздним и случайным». Ясно виден эффект диффузии первичных электронов

роста, когда нелинейность роста меньше. В табл. I приведена сводка рабочих параметров камеры в эксперименте E-490, а на рис. 6 показано типичное событие. В E-490 мы использовали ЭОПы, выполненные на микроканальных платах (модель 4109), выпускаемые отделом электрошно-оптических приборов ИТТ. По экономическим причинам использовались не специализированные трубки с усилением 10 000, а полуспециализированные, с оптическим усилением 2500.

Основное ограничение на разрешение, полученное в эксперименте E-490, устанавливала диффузия начальных электронов в промежутке времени между событием и подачей высоковольтного импульса. Действительно, даже «большие» стримеры часто можно разделить на кластеры стримеров, которые образовались от сгустков электронов (флуктуации Ландау), продиффундировавших достаточно далеко друг от друга, чтобы образовать отдельные стримеры, но недостаточно далеко, чтобы их можно было оптически разрешить. Рис. 7 иллюстрирует эту ситуацию более ярко. На нем показаны два треска, полученные при одинаковом высоковольтном импульсе. Размы-

Таблица I

Рабочие характеристики стримерной камеры
с высоким разрешением Йель—Фермилаб для эксперимента E-490

Рабочий газ	24 атмосферы смеси Ne/He (9/1)
Газ искрового промежутка	50—60 атмосфер аргона
Амплитуда высокого напряжения	150 кВ
Длительность импульса	0,5 нс
Видимые размеры камеры	$3 \times 4 \times 0,45$ см ³
Оптическое усиление	2500
Диаметр стримеров	~ 50 мкм
Ширина трека (пространственная)	~ 150 мкм
Ошибка установки точки (пространственная)	40 мкм
Типичная временная задержка для высоковольтного импульса	700 нс

тый трек с меньшей плотностью представляет собой след от частицы пучка* по которому камера запускалась, а более узкий и плотный трек является и более «поздним», он появился после триггерного, и поэтому для него задержка ка высоковольтного импульса была меньше.

После эксперимента E-490 в камеру Йель—Фермилаб были внесены три основных изменения: для минимизации засветок в вершинах были приобретены полностью специализированные ЭОПы, были внесены улучшения в систему формирования импульсов и для подавления диффузии во время задержки высоковольтного импульса были введены добавки CO₂. Первая модификация является очевидной, а вторая и третья были результатами тщательного исследования и будут кратко обсуждаться ниже.

Поскольку используемый в качестве газа искрового промежутка аргон ограничивает выходное напряжение и мало надежен в работе, мы начали работу по осуществлению поджига четырех сужающихся зазоров Блумлейна лазером, который может одновременно освещать (при расщеплении его луча) все четыре зазора. Мы использовали азотный лазер с импульсной энергией 3—4 мДж и шириной выходного импульса порядка 4 нс. Максимальная мощность в импульсе достигала одного мегаватта. Хотя мы могли синхронно поджечь два промежутка, но поджечь все четыре нам не удавалось. Поскольку выходной импульс, получаемый с двумя зазорами, лишь незначительно лучше, чем с одним, мы прекратили работу с лазером и сконцентрировали наши усилия на оптимизации рабочих характеристик системы с одним зазором. Может быть одновременный запуск многих зазоров и будет полезным, но только с более мощным лазером и улучшенной схемой. Однако в настоящее время мы верим, что можно сделать такую однозазорную систему, которая удовлетворит требованиям дальнейшего развития стримерных камер с высоким разрешением.

Модифицированная система генератора импульсов, по существу, в той же конфигурации, в какой она используется сейчас в эксперименте E-630 в Фермилабе, представлена на рис. 8.

Выход генератора Маркса через низкоиндуктивное сопротивление 100 Ом соединен с центральным электродом Блумлейна. Резистивный делитель напряжения с малой индуктивностью (отношение чувствительностей ~1000) используется для контроля подаваемого на электрод Блумлейна импульса от генератора Маркса. Полное сопротивление контрольного устройства составляет 5000 Ом, а его фронт (для импульса с прямоугольным фронтом на входе) — 8 нс. Характерной особенностью является внутренний коаксиальный монтаж выходного резистора связи.

Теория высокочастотного поведения резистивного делителя была разработана Берингером¹¹. Интересно отметить, что задача линии передачи такого типа (с очень большими потерями) была первой из задач, связанных с линиями передач, которая была решена аналитически. Ее решил лорд

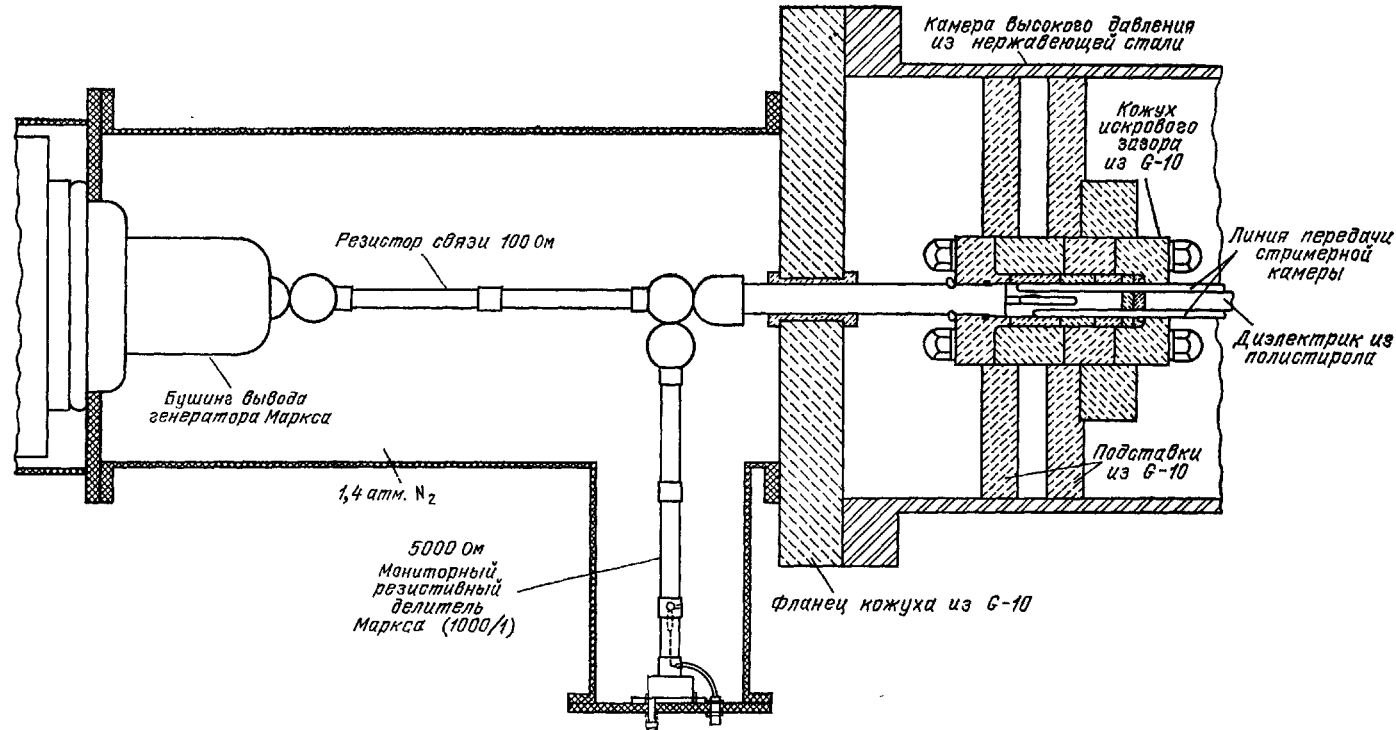


Рис. 8. Схематический вид высоковольтной импульсной системы, используемой в эксперименте Е-630.
Дальнейшие подробности см. в тексте.

Кельвин¹² за двадцать лет до опубликования работы Максвелла «Исследование по электричеству и магнетизму». Большие резисторы контрольного устройства и 100-омные соединительные сопротивления сделаны из трубчатого карборунда. Специально для наших камер был разработан генератор Маркса и сейчас он выпускается в продажу (Pulsar, модель 400). Его фронт составляет 50 нс, так что характерное время монитора 8 нс является вполне достаточным для измерения характеристик импульсов.

В системе Блумлейна были ликвидированы все зазоры, кроме одного, и центральный электрод Блумлейна, как показано на рисунке, был непосредственно соединен (через 100-омное сопротивление) с выходом генератора Маркса. Было обнаружено, что можно подобрать такие параметры — давление газа, ширину зазора и амплитуду импульса генератора Маркса — чтобы зазор пробивался на пике высоковольтного импульса со сдвигом времени не более ± 5 нс. Быстрый выходной импульс является, по существу, затухающей синусоидальной волной. Его амплитуда в пике оставалась постоянной в пределах $\pm 2\%$, полная ширина на полувысоте в зависимости от конкретных условий работы составляла 1,2—1,4 нс. Амплитуда и форма импульса соответствовали ожидаемым для систем Блумлейна, работающей скорее в емкостном режиме, а не в режиме линии передачи. Ниже мы обсудим оптимизированную схему для одноазорной системы Блумлейна.

Для системы Блумлейна были испробованы различные газы. Наиболее подходящими оказались воздух и азот. Для воздуха в основном были получены более оптимальные параметры (более высокая амплитуда, более узкие импульсы, меньшая амплитуда вибрации), но часто, чтобы избежать необходимости перестройки зазора, использовался азот. Типичные значения параметров следующие: зазор шириной 3,2 мм пробивается в пике амплитуды импульса генератора Маркса 300 кВ при давлении N_2 760 psi *) или при давлении воздуха 600 psi *). Как было обнаружено группой из SLACa³, рост давления газа выше определенного предела не увеличивал напряжения пробоя. При зазоре шириной ~ 3 мм эта точка для N_2 лежала около давления ~ 56 атм, а для воздуха при ~ 45 атм.

Камера с одноазорной импульсной системой работала достаточно хорошо. Рост ширины импульса от 0,5 нс, которая обеспечивалась в эксперименте E-490, до $\sim 1,3$ нс, которую формировала новая система, по-видимому, не оказал существенного влияния на образование стримеров. Однако увеличение ширины снизило максимальное напряжение, необходимое для образования стримеров. Камера хорошо работала с чистой смесью Ne/He(9/1) при давлении 40 атм и напряжении в пике нового импульса 105 кВ (соответствует пику электрического поля 233 кВ/см). Для более узкого импульса (0,5 нс), который использовался раньше, при давлении 24 атмосферы требовалось напряжение в пике 150 кВ. Частично это улучшение — мы оцениваем его меньшим эквивалентных 10 кВ — наверняка обязано новым ЭОПам с полным усилением.

Мы имели возможность получать импульсы с амплитудой вплоть до 200 кВ, так что в принципе могли работать с камерой при давлении смеси Ne/He(9/1) до 80 атм. Однако из-за того, что корпус камеры был рассчитан только на 40 атм, для возможности использования преимуществ излишков напряжения требовался другой подход. Поскольку основной вклад в ширину трека вносила диффузия первичных электронов во время задержки высоковольтного импульса, мы экспериментировали с различными газовыми смесями для стримерной камеры на предмет подавления этой диффузии.

Легко видеть, что первичные электроны становятся тепловыми (термализуются) за времена, значительно меньшие типичной задержки высоковольтного импульса. Мы произвели следующую приближенную, но информативную оценку.

*) Psi (pounds per square inch) — (столько-то) фунтов на квадратный дюйм; 1psi $\approx 0,07$ атм. Далее, все единицы давления будут приведены в атм. (Прим. перев.)

Сечение соударений для электронов с энергией несколько эВ в Ne составляет $\sim 10^{-16}$ см². При 40 атмосферах это приводит к средней длине свободного пробега $9,3 \cdot 10^{-6}$ см и к частоте столкновений электронов с энергией 5 эВ, равной $1,4 \cdot 10^{13}$ Гц. Типичное значение относительной потери энергии на упругое столкновение составляет 2 М электрона/М атома, так что в этом случае характерное время, за которое энергия первичных электронов уменьшится в e раз, будет равно ~ 18 нс. Присутствие в газе Ne приведет к уменьшению этого времени, поскольку у Ne меньший атомный вес и большее электрон-

атомное сечение. В основном, электроны более высоких энергий будут замедляться быстрее, поскольку с ростом энергии возрастает сечение столкновений и скорость электронов (что увеличивает частоту столкновений). Менее энергичные электроны будут замедляться, по понятным причинам, медленнее, но, конечно, для достижения тепловых энергий они и терять должны меньше. В любом случае разумно ожидать, что электроны термолизуются за время порядка 100 нс. Это значительно меньше типичных задержек высоковольтных импульсов, которые составляют от 0,5 до 1 мкс.

Поэтому мы остановились на газах, которые имеют большие электрон-атомные сечения для электронов низких энергий (от тепловых до нескольких эВ). Конечно, электроотрицательные газы в рассмотрение не принимались. Первым исследуемым газом был Xe с 2%-ной концентрацией. Мы обнаружили, что в этом случае в камере часто возникают случайные пробой и треки дают засветки. Мы предположили, что причиной этого является фотоионизация Xe ультрафиолетовыми фотонами, образованными при переходе в основное состояние первого возбужденного уровня Ne. Грубые оценки средней свободной длины для фотоионизации Xe дают в нашем случае ~ 100 мкм. Возможно, что значительно более высокие concentra-

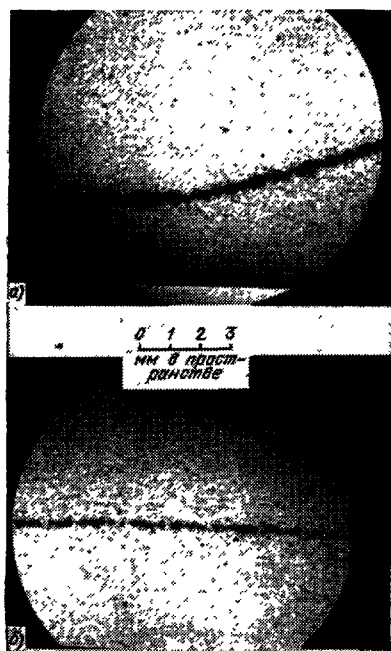


Рис. 9. Два электронных трека от источника ^{106}Ru , полученные при давлении 40 атм в камере с модификацией E-630.

На рис. а) показан трек в чистой смеси Ne/He (9/1), а на рис. б) показан трек в смеси с 2%-ной добавкой CO_2 при полном давлении 40 атм.

ции Xe могут приводить к положительному эффекту, поскольку средняя свободная длина фотоионизации станет меньше размера стримера и этот процесс будет просто способствовать развитию лавины и росту стримера. К сожалению, большой объем нашей камеры (~ 23 куб. фута *) и высокая цена Xe помешали экспериментальной проверке гипотезы. Было сделано любопытное наблюдение: рабочее напряжение камеры с 2%-ной добавкой Xe оставалось таким же, как и для чистой Ne/He-смеси.

Следующим исследуемым газом был CO_2 . Мы выбрали CO_2 , поскольку этот газ обладает большим сечением столкновений электронов низких энергий с атомами и основной вклад в его сечение фотопоглощения вносит не фотоионизация, а процесс диссоциации. С CO_2 мы получили хорошие результаты и работали с ним вплоть до его концентрации 2,5 %. На рис. 9 показаны два трека, полученные в камере от источника ^{106}Ru . В обоих случаях давление в камере составляло 40 атм, но один трек был получен в чистой смеси

*) $\sim 0,644$ м³. (Прим. перев.)

Ne/He, а второй — с 2%-ной добавкой CO_2 . Ясно видна разница в ширинах треков. Работа с CO_2 требует увеличения напряжения: мы обнаружили, что при полном давлении 40 атм и 2,5%-ной концентрации добавки CO_2 к смеси Ne/He в пике высоковольтного импульса требуется от 150 до 160 кВ.

Хотя импульсная система может выдавать значительно более высокие напряжения, но на прозрачных электродах (проволоки диаметром 25 мкм, расстояние между которыми составляет 100 мкм) возникают спонтанные



Рис. 10. Типичное событие, полученное на контрольной ленте в эксперименте E-630.

Событие возникло под действием нейтрона с высокой энергией. В камере образовалась медленная нейтральная странная частица. Камера работала с газовой смесью Ne/He с 2,5%-ной добавкой CO_2 . Полное давление составляло 40 атм.



Рис. 11. Типичное событие без ядерных фрагментов, полученное на контрольной ленте в эксперименте E-630.

Этот снимок был сделан при импульсе, амплитуда которого слегка превышала нормативную, и поэтому размеры стримеров оказались больше оптимальных.

пробой при напряжении выше 160 кВ. В настоящее время разрабатывается улучшенная конструкция электродов.

На рис. 10 и 11 показаны два типичных события, полученные на контрольной пленке в эксперименте E-630. Эти события образованы нейтронами высоких энергий, вылетающими под углом 0° из мишени, бомбардируемой протонами с энергией 400 ГэВ. Средняя энергия нейтронов составляла 300 ГэВ. На рис. 10 представлены близкие к оптимальным условия развития

Таблица II

Рабочие параметры стримерной камеры
с высоким разрешением Иель—Фермилаб для эксперимента E-630

Рабочий газ камеры	40 атм Ne/He с добавкой CO_2 (2,5%)
Газ искрового промежутка	~ 52 атм
Амплитуда высоковольтного импульса	150—160 кВ
Длительность импульса (FWHM)	1,3 нс
Видимые размеры камеры	$3 \times 4 \times 0,45 \text{ см}^3$
Оптическое усиление ЭОПов	10 000
Диаметр стримера	~ 50 мкм
Ширина треков (пространственная)	~ 80 мкм
Типичное время задержки	700 нс

стримеров, а для изображенного на рис. 11 трека высоковольтный импульс был несколько великоват, и стримеры имеют заметно больший по сравнению с рис. 10 размер. В настоящее время мы еще не проводили развернутой обработки событий, полученных в первом сеансе эксперимента Е-630. Однако уже сейчас видно, что ширина треков (FWHM) составляла около 80 мкм или приблизительно половину полученной в Е-490 ширины. В табл. II приведена сводка рабочих параметров камеры Йель—Фермилаб для сеанса Е-630.

ВОЗМОЖНОСТИ ДАЛЬНЕЙШЕГО РАЗВИТИЯ МЕТОДА СТРИМЕРНЫХ КАМЕР С ВЫСОКИМ РАЗРЕШЕНИЕМ

Полученные для камеры Йель—Фермилаб результаты представляют собой только «первую попытку» реализации камеры с высоким разрешением. Уже сейчас мы понимаем, какие улучшения в конструкцию камер второго поколения надо внести в процессе дальнейшего развития методики. Эти модификации будут касаться следующих вопросов:

1. Размеры камеры. Как показывают расчеты по Монте-Карло и опыт работы экспериментов Е-490 и Е-630, для исследования очарованных и b -частиц потребуются камеры больших размеров. Вероятно, оптимальной будет камера со следующим эффективным объемом: длиной 20 см, глубиной 1 см и шириной около 10 см.

2. Ширины треков и разрешения. При уменьшении ширины трека до ~ 20 мкм эффективность изучения очарованных частиц будет расти¹⁴. Времена жизни b -частиц еще неизвестны, но ожидается, что они будут $\leq 10^{-13}$ с, так что, вероятно, потребуется уменьшение ширины трека до нескольких микрон. Для этого нужно будет уменьшить диаметр стримеров и подавить диффузию первичных электронов во время задержки высоковольтного импульса.

3. Плотности мишени. Желательно будет работать с мишенями с наибольшей возможной плотностью так, чтобы предел скорости счета, устанавливаемый числом первичных частиц пучка, попадающих в камеру за время ее памяти, был сравним с ограничением скорости счета, связанным с взаимодействиями в камере. С этой точки зрения потребуются мишени с плотностью вплоть до эквивалентной нескольким сотням атмосфер (при комнатной температуре).

Имеется несколько перспективных направлений развития, которые позволяют надеяться на возможность решения указанных выше задач модернизации стримерной камеры. Развивается голографический метод съема информации, методика подавления диффузии с помощью газовых добавок и низких температур, разрабатываются очень быстрые генераторы высоковольтных импульсов. Наконец, возможность использования лазеров для питания роста стримеров позволит работать с плотностями, практически соответствующими жидким мишеням. Все эти вопросы несколько более подробно будут обсуждаться ниже.

ГОЛОГРАФИЧЕСКИЙ МЕТОД РЕГИСТРАЦИИ СТРИМЕРОВ

Регистрация стримеров с помощью формирования голограмм рассеянного стримерами света лазера обеспечивает ряд важных и резко выраженных преимуществ для стримерных камер с высоким разрешением.

Основная причина, по которой для регистрации стримеров желательно применить голографический метод, — это возможность иметь оптическую систему с существенной глубиной фокуса (~ 1 см) и разрешением порядка 10 мкм. Все оптические системы изображения имеют фундаментальную связь между ограниченным дифракцией разрешением и глубиной фокуса. Обозначив диаметр (в пространстве предметов) первого дифракционного минимума точечного источника через S_d , а через S_c — диаметр кружка рас-

сеяния (в пространстве предметов) точечного источника, смещенного на Δu от плоскости наилучшего фокуса в пространстве предметов, из стандартных оптических уравнений получим

$$S_d = (M + 1) F \lambda, \quad (1)$$

$$S_c = \frac{\Delta u}{(M + 1) F}. \quad (2)$$

В уравнениях (1) и (2) F — это обычная числовая апертура (отношение фокальной длины к диаметру), M — коэффициент сжатия (отношение размеров объекта к изображению), а λ — длина волны видимого света. Мы видим, что для достижения хорошего дифракционного предела нужно минимизировать комбинацию $(M + 1)$, а для получения хорошей глубины фокуса эта же комбинация требует максимизации. В качестве примера мы оценили, что для $\lambda = 6000 \text{ \AA}$ и $S_d = S_c = 40 \text{ мкм}$ доступная глубина фокуса будет равна $\Delta u = 0,27 \text{ см}$. Таким образом, при $\Delta u = \pm 0,27 \text{ см}$ глубина фокуса и дифракция будут вносить в видимый размер точечного объекта одинаковые вклады, и результирующий диаметр изображения точечного объекта (в размерах пространства объектов) будет равен $\sim \sqrt{2} \cdot 40 \text{ мкм} = 56,5 \text{ мкм}$. Ясно, что при глубине фокуса $\sim 1 \text{ см}$ с оптической системой изображения нельзя получить разрешение $\sim 10 \text{ мкм}$.

Большое преимущество метода голографической регистрации заключается в том, что из голограммы можно реконструировать пространственный вид всего объекта с точностью, не зависящей от распределения объекта в глубину. При исследовании и измерении восстановленного объекта требуется система образования изображения типа отсчетного микроскопа с горизонтальной подачей, который нужно будет последовательно фокусировать на различные глубины проектируемого изображения. Другие вопросы этого пункта касаются деталей оптики и метрологии метода голографической регистрации, которые здесь обсуждаться не будут.

Как мы увидим, второе важное преимущество метода голографической регистрации для стримерной камеры заключается в том, что он обладает большой по сравнению с непосредственным фотографированием чувствительностью и эта чувствительность другого типа. Это преимущество должно быть естественно и для более простых средств фотографирования стримеров и заключается в использовании рассеянного ими света от внешнего источника.

Тот факт, что электрический разряд обладает оптической неоднородностью и что его можно изучать по взаимодействию с лучом падающего на него света, был известен уже достаточно давно. Например, Фримен и Креггс¹⁵ в 1969 г. для изучения образования искровым пробоем ударной волны использовали систему Шлирена. Впервые метод был применен для регистрации треков в стримерной камере в работе Кулюкина и др.¹⁶, которые получали голограммы треков электронов от распада ^{90}Sr в гелиевой камере, работающей при нормальном давлении. Козлов и др.¹⁷ опубликовали более полные результаты аналогичного исследования, проведенного на гелиево-метановой камере. Калимов и др.¹⁸ получили голографические снимки стримерной камеры для взаимодействия протонов с энергией 800 МэВ в камере со смесью 70% He, 30% CH_4 при нормальном давлении. На рис. 12 приведены два снимка из этой работы. Позже Калимов¹⁹ и Будзак^{20, 21} опубликовали результаты голографической регистрации треков в водородных стримерных камерах.

В основе методов этих исследований лежит получение совмещенных голограмм с помощью импульсного лазера, который запускался с тем расчетом, чтобы выдаваемый импульс света приходился точно (в рамках $\pm 10 \text{ нс}$) на определенный контролируемый момент времени после подачи на камеру высоковольтного импульса. Использовались рубиновые лазеры, азотные лазеры и лазеры на красителях с накачкой азотными лазерами. Отметим,

что для проведения экспериментов в области физики высоких энергий с использованием стримерных камер потребуются лазеры, которые можно запускать в любое время в течение периода от 1 до 10 с. Поэтому рубиновый лазер с модулированной добротностью, который обычно может включаться каждую минуту в течение нескольких миллисекунд, для нашей цели не подходит. Наиболее адекватным представляется лазер на красителе с эксимерной накачкой, который может запускаться с малой задержкой (~ 300 нс), обладает малыми временными флуктуациями (~ 5 нс), достаточно большой энергией в импульсе (~ 8 мДж) и малой шириной импульса (≤ 10 нс).

При совмещенной голографии плотность энергии освещения пленки приближенно определяется чувствительностью пленки и требованием работы в определенной области характеристики чувствительности пленки. Эти условия устанавливают плотность энергии в области $0,3-0,8$ мкДж/см². В этом



Рис. 12. Две голограммы событий в стримерной камере при нормальном давлении смеси 70% He, 30% CH₄¹⁸.

Оба взаимодействия произошли под действием протонов с энергией 800 МэВ. В случае (а) — начальный протон упруго рассеялся, а в случае (б) произошло неупругое рассеяние на атоме углерода с образованием трех α -частиц. Ясно виден рост плотности ионизации неупруго рассеянного протона. Расстояние между проволочными электродами составляет примерно 1 см.

случае контрастность стримеров зависит от того, достаточно ли они рассеивают света, чтобы образовать на пленке видимую модуляцию интенсивности освещения. Результаты работы, на которую мы ссылались выше, показывают, что стримеры действительно обладают достаточно большой оптической неоднородностью, что позволяет регистрировать их с помощью совмещенной голографии.

Мы можем просуммировать основные вопросы, которые были экспериментально установлены с помощью перечисленных выше голографических исследований стримерных камер, работающих под давлением в 1 и 2 атм.

1. Стримеры могут быть зарегистрированы голографическим методом при условиях, которые не позволяют производить фотографирование испускаемого ими собственного света. Это относится как к требуемой напряженности электрического поля, так и к составу газовой смеси.

2. При регистрации голографическим методом размеры стримеров оказываются значительно меньше ($\sim 1/10$), чем при фотографировании их собственной светимости. Это происходит, вероятно, главным образом из-за того, что стримеры могут наблюдаться на более ранней стадии развития, но может быть связано и с тем, что соответствующая оптическая неоднородность локализована лучше, чем обычные светящиеся области.

3. В соответствии с теоретическими расчетами, с ростом давления в камере увеличивается контрастность стримеров, зарегистрированных голографическим методом.

В качестве примера роста чувствительности голографического метода мы можем рассмотреть регистрацию треков в водородной камере. Чистый водород в режиме фотографирования самосвечения требует напряженности ~ 70 кВ/см при ширине импульса в основании меньше 6 нс²². Добавка 0,05% CH₄ позволила камере работать в таком режиме при 50—60 кВ/см²².

В отличие от этого, описанная в работе Будзяка и др.²¹ камера работала при двух атмосферах чистого водорода с полем 30 кВ/см (полущунтированный импульс, фронт — 10 нс). Таким образом, в единицах отношения напряженности поля к давлению (E/P) камера с голографическим съемом работает при $70/15 = 4,67$ меньших значений. Поскольку рост ионизации в лавине (и рост стримеров) очень сильно зависит от параметра E/P , мы видим, что голографический метод регистрации в этом случае во много тысяч раз чувствительнее, чем фотографический. Таким образом, мы можем утверждать, что использование рассеяния луча лазера для решения проблемы засветок устранит необходимость применения усилителей изображения. Это в свою очередь позволит преодолеть важное ограничение, накладываемое на возможные размеры стримерной камеры с высоким разрешением.

Томбак и Стабников^{22,23} изучали механизм, ответственный за возникновение в стримере оптических неоднородностей. По их модели, которая хорошо согласуется с экспериментальными данными¹⁷⁻²¹, неоднородность возникает из-за области пониженного давления газа, образующейся вокруг стримера. Стример нагревает область газа вокруг себя приблизительно до 10 000 К. Этот газ затем почти адиабатически расширяется и образует область со значительно меньшей плотностью и измененным коэффициентом преломления. В рамках модели было получено, что для камер с H_2 и CH_4 при атмосферном давлении изменения коэффициента преломления достигают порядка 10^4 ; для инертных газов He и Ne они существенно меньше (от 3 до 10). Интересной особенностью этого механизма является зависимость изменения коэффициента преломления (и контрастности стримера) от интервала времени после подачи высоковольтного импульса.

Поскольку эффект связан с изменением плотности газа, он становится заметным только через промежуток времени, который требуется для расширения нагретому газу вокруг стримера. При условиях, в которых были получены экспериментальные данные¹⁷⁻²¹, оптимальные задержки составляли несколько сотен наносекунд.

Другой особенностью этой модели является зависимость от начального коэффициента преломления газа в камере (до образования стримера). Поскольку максимальное возможное изменение коэффициента преломления равно его исходному значению, ясно, что предпочтительными являются газы с большим преломлением. Детальные вычисления подтверждают это утверждение и показывают, что коэффициент преломления действительно является основной характеристикой даже в том случае, когда учитываются все другие параметры (коэффициенты Таунсенда и проч.).

В рамках описанной модели с ростом давления в камере контрастность стримера будет увеличиваться, поскольку исходный коэффициент преломления, естественно, пропорционален давлению. Это позволит получать более высокое разрешение.

В настоящее время основной программой работ группы Йель—Фермилаб является развитие камер с высоким разрешением с помощью метода голографической регистрации. В ЦЕРНе В. Экардтом⁹ также запланировано проведение экспериментов по голографической регистрации стримеров при высоком давлении.

ПОДАВЛЕНИЕ ДИФFUЗИИ

Как было отмечено ранее, основной вклад в ширину треков в камерах с высоким разрешением вносит диффузия первичных электронов ионизации во время задержки высоковольтного импульса. Можно считать, что биография электрона ионизации делится на три этапа. Сначала электрон с энергией от нескольких десятков до сотен электрон-вольт посредством механизма ионизации теряет энергию до величины ниже той, при которой ионизация еще может продолжаться. Для нас эта фаза жизни электронов интереса не представляет, и в дальнейшем мы ее обсуждать не будем. Затем электрон

с энергией в несколько электрон-вольт (5—10) термализуется за счет упругих и/или неупругих столкновений с атомами газа. Во время этой фазы электроны диффундируют на некоторое расстояние от «границы области». Наконец, оставаясь в газе, электроны испытывают до подачи высоковольтного импульса тепловую диффузию. Раньше мы уже делали оценку того, что в чистом неоне при 40 атм для уменьшения энергии теплового электрона в e раз за счет одних только упругих столкновений потребуется ~ 20 нс, так что в этом случае термализация должна произойти за время ≤ 100 нс. Это значение нужно сравнить с тем интервалом времени, в течение которого электрон оставался тепловым (~ 1 мкс). Как мы увидим, добавка газов, которые подавляют тепловую диффузию, сокращает также и время термализации, так что, по крайней мере для аддитивного подхода к проблеме подавления диффузии, наиболее существенным фактором являются тепловая диффузия.

Мы обсудим два подхода к решению проблемы подавления диффузии, применение газовых добавок и использование низких температур.

Для использования в качестве добавок производился поиск таких газов, которые имеют большое сечение электрон-атомного (или молекулярного) рассеяния для электронов с низкими энергиями (от нескольких эВ до тепловых) и при этом существенно не влияют на формирование видимых стримеров, когда подается высоковольтный импульс. В табл. III приведены

Таблица III

Значение параметра ПД (в $\text{см}^{-1} \text{с}^{-1}$) для различных газов при комнатной температуре¹³

Газ ПД	Ne $64,8 \cdot 10^{21}$	He $6,41 \cdot 10^{21}$	Ar $2,85 \cdot 10^{21}$	CO ₂ $0,49 \cdot 10^{21}$	N ₂ $3,96 \cdot 10^{21}$
-----------	----------------------------	----------------------------	----------------------------	---	--

значения произведения ПД для различных газов. Параметр П — это величина плотности газа, а Д — коэффициент диффузии.

Произведение ПД является характеристическим свойством газа, поскольку Д обратно пропорционально П.

Значение ПД для тепловых электронов в Хе неизвестно, но из измерений сечений рассеяния¹³ разумно ожидать, что оно будет существенно меньше, чем число, приведенное для Ar.

Влияние добавок газов на образование стримеров предсказать трудно. Мы знаем, что 2%-ная добавка Хе к смеси Ne/He(9/1) при 40 атм не изменяет рабочее электрическое поле по отношению к чистому газу Ne/He, но вызывает образование существенной доли ложных стримеров. Как было отмечено выше, более высокие концентрации Хе могут смягчить остроту этой проблемы; возможно также, что смеси Хе и фотопоглощающего газа типа CO₂ будут работать хорошо.

Разумно ожидать, что добавка газов, которые подавляют диффузию, потребует увеличения рабочей напряженности поля. Именно этот случай, как отмечалось выше, реализуется при фотографировании собственной светимости для добавки CO₂. Для метода голографической регистрации ситуация может сильно измениться. В случае молекулярных добавок типа CO₂ возможность неупругих столкновений электронов с молекулами будет также уменьшать время термализации. Здесь требуется исследовать много параметров и ясно, что эта стадия развития стримерных камер находится еще на ранней ступени.

Для примера полезно оценить, чего можно достигнуть простой экстраполяцией существующего подхода добавки CO₂. В камере, работающей в эксперименте E-630 при давлении 40 атм с 2,5%-ной добавкой CO₂, фотографирование собственной светимости стримеров можно производить при

напряженности 255 кВ/см, а для чистой Ne/He-смеси — при 233 кВ/см. Считая, что на каждые дополнительные 2,5% CO_2 потребуется $355 - 233 = 122$ кВ/с, оценим максимально допустимую концентрацию CO_2 для амплитуды импульса 500 кВ на зазор в 0,7 см. Такой импульс является разумной оценкой возможностей соответствующим образом сконструированной одно-зазорной системы Блумлейна. При электрическом поле, равном $500/0,7 = 714$ кВ/см, в камеру, работающую при давлении 40 атм, можно добавить 2,5 $(714 - 233)/122 = 9,8\%$ CO_2 . При этом ширина треков уменьшится на фактор $\sqrt{9,8/2,5} = 2$ по отношению к ширине 80 мкм, полученной для 2,5%-ной добавки CO_2 .

Использование метода голографической регистрации практически наверняка позволит работать с еще большими концентрациями CO_2 и, следовательно, получать соответствующее уменьшение ширины треков. Отметим, что по расчетам ²² работа с чистым CH_4 при голографическом съеме требует электрических полей, в 2 ÷ 3 раза превышающих те, которые нужны для работы на чистом Ne. Газы CO_2 и CH_4 имеют аналогичные характеристики взаимодействия с электронами. В случае голографического съема большой коэффициент преломления газа компенсирует более энергоемкий процесс образования ионизации. Поэтому при напряженности поля ~ 700 кВ/см, которое в три раза превышает величину поля, требующуюся для чистой смеси Ne/He, мы можем ожидать, что использование голографического съема позволит применять большие концентрации CO_2 порядка 50%. В этом случае ширина треков должна уменьшиться в $\sqrt{50/2,5} = 4,5$ раза, что дает ширину FWHM ~ 20 мкм. Совершенно очевидно, что наиболее интересные исследования будут проведены в ближайшем же будущем, и во время написания статьи этот вопрос подвергался всестороннему изучению.

Другой подход к проблеме подавления диффузии был подсказан полученными недавно результатами по изучению поведения электронов в низкотемпературном гелии при высоком давлении ²⁴. Уже в течение некоторого времени известно, что электроны в жидком He и жидком Ne образуют «капельные состояния», эффективная масса которых составляет несколько сотен атомных масс. Следовательно, эти состояния обладают эффективно нулевой диффузией. Выполненная недавно работа показала, что этот эффект является только одной из сторон более общего явления, которое имеет место, когда электроны с достаточно малой энергией (и большой длиной волны де Бройля) находятся в хаотически организованной среде типа жидкости или газа. Кратко это явление можно описать следующим образом: с ростом плотности газа при постоянной температуре от малых значений до соответствующих примерно 0,1 плотности жидкости происходит плавное изменение коэффициента диффузии. Эти данные свидетельствуют в пользу того, что в стримерной камере, работающей при температурах, слегка превышающих критическую для Ne или смеси Ne/He (в случае плотности, соответствующей приблизительно 100 атм при комнатной температуре), тепловая диффузия практически должна отсутствовать. Остается еще много вопросов, которые требуют ответа, как, например, диффузия во время термализации, метод очистки и применимость метода голографической регистрации.

Оказалось, что для решения этих проблем уже сейчас наметились перспективные пути. Например, добавка небольшого количества H_2 должна привести к очень быстрому спаду энергии электронов ионизации до 0,1 Эв. Остаточный процесс термализации в смеси Ne/He/ H_2 при эквивалентной плотности, соответствующей 100 атм, также должен проходить значительно быстрее, чем вычисленное для чистого Ne при 40 атм время ~ 100 нс. Присутствие в смеси легких атомов He и H_2 приводит к тому, что в упругих столкновениях с ними электроны будут терять существенно большую долю энергии, чем с атомами Ne. Грубые оценки дают времена термализации порядка одной наносекунды. Благоприятные условия для голографического съема должны обеспечиваться высоким начальным давлением и соответ-

ственно большим коэффициентом преломления. Низкие температуры должны вызвать также большее относительное расширение при одной и той же выделенной в камере энергии. При таких давлениях, возможно, окажется, что рекомбинация является достаточным для очистки средством. Если рекомбинация будет происходить слишком быстро, то ее можно контролировать, прикладывая к камере слабое постоянное напряжение. Понятно, что до того, как стримерная камера при низкой температуре станет полезным прибором, осталось проделать еще много работы. Если удастся решить все вопросы, связанные с созданием такой камеры, то она будет представлять собой исключительно ценный прибор благодаря отсутствию тепловой диффузии и, следовательно, возможности подавать высоковольтные импульсы с задержкой в несколько микросекунд без ухудшения разрешения. Это свойство может оказаться весьма важной характеристикой для экспериментов по исследованию очарованных и b -частиц, в которых сложной триггерной системе для принятия логического решения на запуск может потребоваться несколько микросекунд.

БЫСТРЫЙ ВЫСОКОВОЛЬТНЫЙ ГЕНЕРАТОР ИМПУЛЬСОВ

Большинство высоковольтных генераторов импульсов, которые применяются для стримерных камер, составляют системы конструкции Блумлейна^{3,25}, и стримерные камеры с высоким разрешением не являются исключением. Большое преимущество конструкции Блумлейна состоит в том, что выходное напряжение равно зарядовому, а не его половине, что типично для импульсных генераторов линейного типа. Из-за того, что для работы стримерной камеры требуются короткие импульсы, нельзя применить метод увеличения подаваемого на камеру напряжения с помощью импульсного трансформатора.

Для работы стримерной камеры с высоким разрешением требуются импульсы амплитудой от 200 до 500 кВ и длительностью приблизительно 1 нс. Эти импульсы подаются на линию передачи камеры с импедансом 20—40 Ом в зависимости от конкретной схемы. Описанный выше опыт работы группы Йель-Фермилаб указывает на то, что сконструировать надежную в работе многозазорную систему Блумлейна с искровым поджогом зазоров достаточно трудно, хотя может быть и выполнимо. Наиболее перспективным подходом оказался соответствующим образом спроектированный импульсный генератор Блумлейна с одним зазором.

Поскольку искровой промежуток должен поджигаться очень быстро и выдерживать высокое напряжение, он должен работать с наименьшим возможным зазором и наибольшим давлением. Известно, что эффект роста напряжения пробоя промежутка с увеличением давления газа при некотором давлении выходит на насыщение³. Это критическое давление зависит от конструкции промежутка. Как отмечалось ранее, мы тоже наблюдали этот эффект. Однако использующийся в эксперименте Е-630 промежуток мог работать при 330 кВ на зазоре 3,2 мм, когда он заполнялся сухим воздухом под давлением ~ 49 атм. Анализ выходной формы волны при этих условиях указывал на эффективную индуктивность искры $\sim 6 \cdot 10^{-9}$ Гн. Эффективная индуктивность искры главным образом зависит от ее радиуса^{3,26}, но некоторое влияние на индуктивность оказывает и геометрия электродов. Зазор описанного выше типа при соответствующей геометрии может иметь эффективную индуктивность $4 \cdot 10^{-9}$ Гн. Р. Беринджер²⁷ предложил конструкцию конического коаксиального Блумлейна, которая минимизирует индуктивность искры. Он провел обширные вычисления форм волн, образованных при индуктивном поджоге системы Блумлейна²⁸. Если индуктивность поджога L удовлетворяет условию $L/Z_0 \leq \tau/4$, где $2Z_0$ — импеданс выходной линии, а τ — ширина выходного импульса, то амплитуда выходного импульса достигнет полной величины зарядового напряжения. Таким образом, мы мо-

жем ожидать, что описанный выше промежуток будет работать при 330 кВ и выдавать импульс на линию с импедансом 40 Ом.

Перспективным направлением, которое требует дальнейшего исследования, кажется использование в искровом промежутке других газов для уменьшения зазора и, следовательно, индуктивности. В качестве кандидата можно рассмотреть смесь приблизительно равных количеств N_2 и SF_6 ²⁹. Такие смеси обладают примерно 85% диэлектрической прочности чистого SF_6 при том же полном давлении. Их преимуществом является то, что они могут работать при давлении, почти в два раза превышающем предельное давление сжигания SF_6 . Диэлектрическая прочность на пробой постоянным током для SF_6 примерно в три раза больше, чем для воздуха, поэтому можно ожидать существенного улучшения характеристик. Конический коаксиальный импульсный генератор Блумлейна, конструкция которого рассчитана на то, чтобы выдавать на линию с импедансом 40 Ом импульсы с амплитудой 500 кВ и длительностью 1 нс, в настоящее время разрабатывается в Йеле. Генератор импульсов сможет работать с различными газами при давлениях в искровом промежутке вплоть до ~63 атм.

СТРИМЕРНАЯ КАМЕРА С НАВЕДЕННЫМ ЛАЗЕРОМ ПОЛЕМ — СКНЛП

Импульсная линия передачи типа обсуждаемых до сих пор камер скорее всего ограничена максимальными электрическими полями ~500 кВ/см и ширинами импульсов ~1 нс. Если дальнейшее развитие методики стримерных камер с высоким разрешением потребует более высоких полей и /или более коротких импульсов, то перспективным подходом для создания полей, в которых развиваются лавины и формируются стримеры, кажется использование излучения лазера. Идея использования лазера для снабжения энергией роста лавин не является новой. Моррисон и др.³⁰ подвели итоги ранней работы и доложили о попытке наблюдения треков при лазерном питании стримеров. Они использовали CO_2 -лазер (длина волны 10,6 мкм), обеспечивающий в импульсе длительностью ~200 нс энерговыделение 4 Дж/см², в аргоне и в смеси аргон-криптон при давлениях вплоть до 12 атм. В эксперименте, о котором идет речь³⁰, никаких треков не наблюдалось, но авторы отметили, что плотность энергии их лазера, которая ограничивалась порогом разрушения окна камеры, была примерно в два раза меньше теоретически предсказанной. В последнее время коллаборация Йель-Фермилаб-Лос-Аламос работала над прототипом стримерной камеры с наведенным лазером полем (СКНЛП), используя предсильнительную часть созданной в Лос-Аламосе системы HELIOS, большой системы CO_2 -лазера, первоначально применяемой для изучения инерциального удержания синтеза. В настоящее время работа продолжается и результаты пока неизвестны. В последующем изложении мы кратко обсудим физические принципы и основные технологические аспекты СКНЛП.

Свободный электрон в газе будет поглощать энергию из наведенного лазером поля с той же интенсивностью, с какой он поглощал бы энергию из «эквивалентного» стационарного поля. Связь между эффективным постоянным полем E_{eff} и среднеквадратичной величиной электрического поля лазера, E_{rms} , дается соотношением^{5, 31}

$$E_{eff} = E_{rms} \sqrt{1 + \omega^2 \tau^2},$$

где ω — это угловая частота света лазера, а τ — среднее время столкновения электрона с атомом. Для излучения CO_2 с длиной волны 10,6 мкм при давлениях порядка 100 атм $\omega\tau \sim 1$. Для более высоких давлений (или скорее для плотностей, соответствующих более высоким давлениям), которые должны представлять интерес для СКНЛП, эквивалентное постоянное поле будет близким по величине среднеквадратичному полю лазера. Отметим, что импульс в 10 Дж, приложенный в течение 0,5 нс к площадке в 1 см², образует

среднеквадратичное электрическое поле $2,7 \cdot 10^6$ В/см. Лазеры CO_2 с импульсными энерговыделениями в несколько десятков джоулей и с шириной выходных импульсов ~ 1 нс находятся вполне в рамках современного статуса лазерной технологии.

При использовании СКНЛП возникает проблема окна камеры. Весьма вероятно, что требующаяся для визуализации треков плотность энергии будет превышать порог разрушения окон. Поэтому возникнет необходимость так фокусировать луч лазера, чтобы плотность энергии на окнах была значительно меньше, чем в объеме камеры. Другой проблемой устойчивой работы СКНЛП в физических экспериментах является требование однородности — по апертуре и от импульса к импульсу. Одним из перспективных подходов для решения этих проблем является фокусировка лазера в небольшую линию изображения, которая затем электрооптическим образом разворачивается по апертуре камеры. Несмотря на то, что демонстрация возможности использования СКНЛП может быть достаточно скоро доведена до конца, ясно, что для получения СКНЛП, удовлетворяющей требованиям физических экспериментов, потребуется существенная доработка.

ПРОЕКТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ СТРИМЕРНЫХ КАМЕР С ВЫСОКИМ РАЗРЕШЕНИЕМ

Подробное обсуждение проектов экспериментов с использованием стримерных камер с высоким разрешением для изучения физики тяжелых кварков выходит за рамки настоящего сообщения. Тем не менее несколько комментариев могут представлять интерес.

Первая основная особенность использования СКВР, как и любого другого вершинного детектора, состоит в необходимости иметь установленную ниже по пучку дополнительную аппаратуру, которая могла бы обеспечить детальное измерение частиц конечного состояния. Вряд ли можно переоценить значение максимально возможной информации, относящейся к зарегистрированному событию. Как следствие этого, установленный ниже по пучку спектрометр должен иметь значительно большие размеры, он будет значительно сложнее и дороже, чем сам вершинный детектор.

Все расположенные ниже по пучку системы должны будут обеспечить избирательный триггер для запуска вершинного детектора. Однако СКВР для полной реализации их потенциальных возможностей потребуют значительно большей избирательности триггера. Легко видеть, что это является следствием полной управляемости стримерной камеры. Более того, если скорость срабатывания и, возможно, разрешение установлены на уровнях, которые диктует сама камера, триггер должен быть быстрым.

В качестве примера мы рассмотрим случай, в котором на одном снимке можно регистрировать, скажем, 5 треков пучка. Тогда должна быть установлена такая интенсивность пучка, чтобы во время задержки триггера в камеру попало не больше 5 частиц пучка. Таким образом, допустимая интенсивность пучка будет обратно пропорциональна времени задержки триггера. При временах задержки порядка нескольких микросекунд можно будет работать с пучками интенсивностью несколько единиц на $10^6/\text{с}$. В этом случае типичная частота взаимодействий будет составлять несколько десятков кГц (давление в камере 100 атм, эффективная длина 20 см). Частота срабатывания камеры может составлять несколько Гц, так что избирательность должна быть по крайней мере порядка 10^4 . Очевидно, что для уменьшения времени просмотра и измерения желательно получить еще большую избирательность. Сейчас имеются хорошие предпосылки для разработки таких триггерных систем, в которых будут использоваться быстрые процессоры специального назначения.

В заключение подчеркнем, что будущим экспериментам по изучению физики тяжелых кварков предоставляется возможность исследовать эту

новую область столь же детально и с такой же точностью, какой характеризовалось изучение физики странных частиц в прошлом. Ясно также, что экспериментальные установки будут в основном новыми системами, в которых будут учтены достигнутые успехи в развитии как вершинных детекторов, так и связанных с ними спектрометров конечных состояний.

ДОПОЛНЕНИЕ

Дальнейший анализ экспериментов по изучению голографического метода¹⁸⁻²³ указал на то, что в этих экспериментах стримерная камера работала при таких условиях, когда в стримерах накапливалась значительно большая энергия, чем это было бы возможно в камерах с высоким разрешением. Поэтому можно ожидать, что для камер с высоким разрешением эффект «теплого избыточно яркого свечения» должен быть значительно меньше. Эксперименты, недавно выполненные П. Ле-Коком и В. Экардтом из ЦЕРНа, подтверждают это заключение. Перспективным подходом для развития обладающего высоким разрешением голографического метода регистрации стримеров представляется использование лазера с настройкой резонатора на один из оптических переходов с метастабильных состояний неона.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- Chikovani G. E. et al.— Phys. Lett., 1963, v. 6, p. 254.
- Dolgoshein B. A. et al.— Nucl. Instr. and Meth., 1964, v. 29, p. 270.
- Bulos F. et al.— SLAC Report No. 74 — 1967.
- Rice-Evans P. Spark, Streamer, Proportional, and Drift Chambers. Landau: Richelieu Press, 1974.
- Electrical Breakdown of Gases/Ed. by J. M. Meek, J. D. Craggs.— J. Wiley and Sons, 1978.
- Sandweiss J. et al.— Phys. Rev. Lett., 1980, v. 44, p. 1104.
- Sandweiss J.— Phys. Today, 1978, v. 31, No. 10, p. 40.
- Majka R. et al.— Submitted to Nucl. Instr. and Meth.
- Ekar dt V. Private Communications.
- Rohrbach R.— In: Proc. of Intern. Conference on Instrumentation for High Energy Physics.— Frascati, 1973.— P. 161.
- Beringer R. Yale Accelerator Users Group Internal Note Oct. 1980.
- Thompson W.— Proc. Roy. Soc., May 1855, VII, p. 382.
- Huxley L. G. H., Crompton R. W. The Diffusion and Drift of Electrons in Gases.— N.Y. (J. Wiley and Sons, 1974).
- Grennell D. et al.— Nucl. Instr. and Meth., 1979, v. 158, p. 111.
- Freeman R. A., Craggs J. D.— J. Phys. Ser. D, 1969, v. 2, p. 421.
- Kulyukin M. M. et al.— Цит. в ¹⁰ сб.
- Kozlov V. S. et al.— Nucl. Instr. and Meth., 1977, v. 140, p. 125.
- Калимов А. Г. и др.— Письма ЖЭТФ, 1979, т. 30, с. 460.
- Калимов А. Г. и др. Лазерная телеграмма треков в водородной стримерной камере: Препринт ЛИЯФ АН СССР 518.— Ленинград.
- Будзяк А. и др. Голографическая регистрация следов электронов в водородной стримерной камере: Препринт ОИЯИ 1-80-303.— Дубна, 1980.
- Будзяк А. и др. Лазерная водородная стримерная камера высокого давления: Препринт ОИЯИ 1-80-299.— Дубна, 1980.
- Стабников М. В., Томбак М. А. О природе оптических неоднородностей в стримерах: Препринт ЛИЯФ АН СССР 497.— Ленинград.
- Томбак М. Д. Формирование лазерных телеграмм стримеров: Препринт ЛИЯФ АН СССР 499.— Ленинград.
- Schwarz K.— Phys. Rev. Ser. B, 1980, v. 21, p. 5125.
- M. I. T. Radiation Laboratory Series/Ed. by G. N. Glasoe, J. V. Lebacqz.— Vol. 5, p. 465.
- Beringer R. Yale Accelerator Users Group Internal Note. Dec. 1980.
- Beringer R. Private Communications.
- Beringer R. Yale Accelerator Users Group Internal Note. May 1981.
- Gaseous Dielectrics II/Ed. by L. G. Christophorou.— Lnd.: Pergamon Press, 1980.
- Morrison R. W. et al.— Цит. в ¹⁰ сб.— P. 237.
- Yablono vitch E.— Appl. Phys. Lett., 1973, v. 3, p. 121.

