

ПРИМЕНЕНИЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ДЕТЕКТОРОВ В ФИЗИКЕ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

П. Ф. Манфреди

Институт электроники университета Павии, Италия

Рассмотрена система в виде двух пакетов кремниевых детекторов, используемых для определения множественности заряженных частиц. Дан анализ работы германиевых и кремниевых детекторов с полосковыми электродами, применяемых для определения координат треков от заряженных частиц. Рассмотрены проблемы разработки многоканальных малошумящих спектрометрических трактов с высоким быстродействием.

A system of two packs of silicon detectors used for determination of charged particle multiplicity is considered. Operation of germanium and silicon detectors with strip electrodes, used for finding the coordinates of tracks from charged particles, is analysed. Problems of development of multichannel, low-noise shape amplifiers with high counting rate are considered.

ВВЕДЕНИЕ

К настоящему времени экспериментальными группами, работающими в области физики высоких энергий, уже накоплен значительный опыт работы с системами полупроводниковых детекторов. К примеру, в ЦЕРНе и ИФВЭ (Серпухов) в ряде экспериментов использовались пакеты кремниевых детекторов в роли активных мишеней при исследовании когерентных процессов на ядрах кремния [1—3]. Эта методика также с успехом применена при измерении времени жизни очарованного D -мезона, которое проведено в ЦЕРНе на установке ФРАММ. Для измерения времени жизни D -мезона была использована система из сорока кремниевых детекторов толщиной 300 мкм, расположенных через 150 мкм [4, 5]. Детекторы в этом эксперименте использовались как в качестве активной мишени, так и для определения мест рождения и распада D -мезона, образованного γ -квантом, при анализе измерений множественности заряженных частиц [6].

В 1982 г. на установке ФРАММ был применен новый детектор — германиевая мишень с широкими полосковыми электродами на одной из граней.

В это же время появились микростриповые кремниевые детекторы, общее число полосковых электродов на которых достигает нескольких тысяч.

Успехи в разработке детекторов привели к необходимости создания новых малошумящих многоканальных трактов, обладающих

повышенными надежностью и быстродействием. Предусилители таких трактов должны были быть минимально возможных размеров, так как плотность сигнальных выводов в детекторах с полосковыми электродами высока.

Ниже проводится анализ работы измерительных систем на основе полупроводниковых детекторов и рассматриваются факторы, ухудшающие их разрешающую способность и снижающие быстродействие.

1. ФОРМИРОВАНИЕ СИГНАЛОВ С ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ДЕТЕКТОРОВ

Использование полупроводниковых детекторов для определения мест рождения и распада частиц, множественности и идентификации струй основано на принципе измерения энергии, выделившейся в чувствительном объеме детекторов. При этом точность измерений

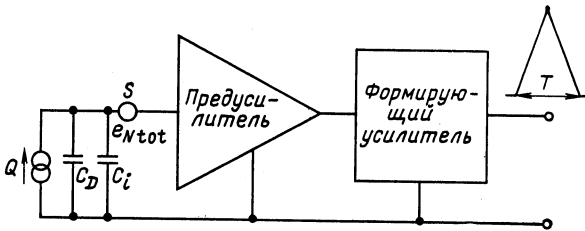


Рис. 1. Эквивалентная схема для определения отношения сигнала к шуму: S — спектральная плотность шума, $\text{нВ}/\sqrt{\text{Гц}}$; Q — заряд, образованный в детекторе; C_D — емкость детектора; C_i — входная емкость предусилителя

определяется шумами предусилителей спектрометрического тракта, так как уровень сигнала с полупроводникового детектора от релятивистских частиц очень мал. Так, для кремниевого детектора толщиной 100 мкм потери энергии составляют в среднем 27 кэВ, что соответствует образованию в чувствительном объеме детектора около восьми тысяч электрон-дырочных пар.

Для оценки отношения сигналов к шуму используется эквивалентная схема, показанная на рис. 1. Детектор здесь представлен емкостью C_D и источником тока $Q\delta(t)$, где Q — заряд, образованный прошедшей частицей в объеме детектора. Этот заряд собирается на соединенных параллельно емкостях детектора и входной емкости предусилителя C_i . Источники шумов предусилителя можно представить в виде источника напряжения, спектральная плотность энергии S которого предполагается независимой от частоты $e_{N \text{ tot}}$ (вклад источников параллельного шума при коротких временах формирования незначителен).

Предположим, что сигнал формируется фильтром, характеризваемым постоянной интегрирования T , с весовой функцией $W(t)$ треугольной формы. Приведенное ко входу предусилителя средне-

квадратичное шумовое напряжение $\sqrt{e^2_{Ntot}}$ в этом случае определяется выражением:

$$\sqrt{e^2_{Ntot}} = S \left[\frac{2}{T} \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (1)$$

где $[\sqrt{e^2_{Ntot}}]$ измеряется в мкВ.

Отношение сигнала к шуму η можно найти по формуле

$$\eta = 12 \frac{d^2 v}{A \sqrt{e^2_{Ntot}}}, \quad (2)$$

где d — толщина детектора, $100 \cdot \text{мкм}$; A — площадь детектора, см^2 ; v — множественность частиц.

Зависимость минимальной толщины детектора $d_{\text{мин}}$ от отношения сигнала к шуму описывается выражением:

$$d_{\text{мин}} = S \frac{A \eta}{12 v} \sqrt{\frac{2}{T}}. \quad (3)$$

Из выражений (1) и (2) следует, что отношение сигнала к шуму увеличивается с ростом T . Однако значение T сверху ограничено средней скоростью счета входных импульсов λ .

Следует отметить, что скорость счета фоновых импульсов при изучении редких событий на современных экспериментальных установках достигает нескольких миллионов импульсов в секунду. Чтобы обеспечить минимальное число наложенных импульсов, постоянная интегрирования T фильтра обычно выбирается из условия

$$T \leq 0,1/\lambda. \quad (4)$$

Так для $\lambda = 2 \cdot 10^6$ имп/с T не может превысить 50 нс. Поэтому исходя из времени собирания носителей заряда в детекторе, составляющем единицы наносекунд, значение T равно нескольким десяткам наносекунд.

Выражение (3) можно преобразовать к виду

$$d_{\text{мин}} = \eta A S \frac{0,37}{v} \sqrt{\lambda}. \quad (5)$$

Выражение (5) используется для определения разрешения по множественности в направлении пучка заряженных частиц для систем полупроводниковых детекторов в форме пакета.

2. ОТНОШЕНИЕ СИГНАЛА К ШУМУ ДЛЯ РАЗЛИЧНЫХ ТИПОВ ДЕТЕКТОРОВ

Приведенные выше выражения позволяют провести корректный анализ разрешения по энергии для различных систем детекторов.

* Единица толщины d , используемая в статье.

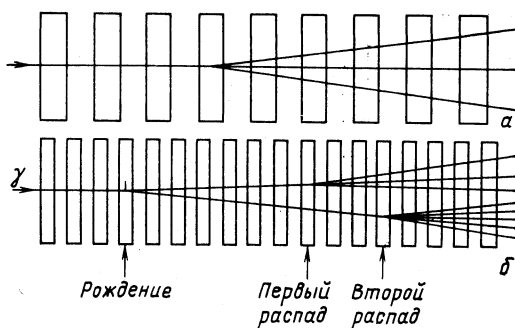


Рис. 2. Пакеты полупроводниковых детекторов, используемые: а — в качестве активной мишени; б — для измерения времени жизни частиц, образованных и распавшихся в мишени; в — для определения множественности частиц

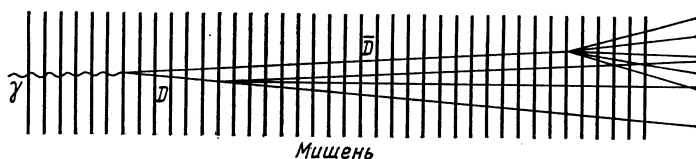


Рис. 3. Схема рождения и распада очарованного D -мезона в активной мишени

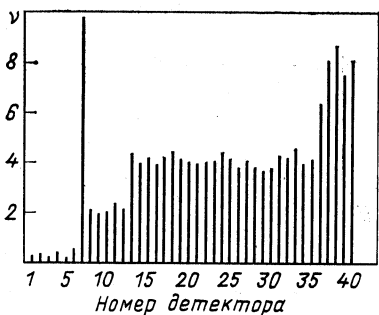


Рис. 4. Амплитудный спектр, полученный от детекторов активной мишени, используемый для определения множественности заряженных частиц

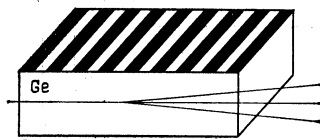


Рис. 5. Германиевый детектор, выполняющий функцию пакета детекторов

На рис. 2 приведена схема системы детекторов в форме пакета. На рис. 3 изображена схема рождения очарованного D -мезона, зарегистрированного на установке ФРАММ. Две частицы, рожденные в мишени γ -квантом, распадаются в самой мишени. Соответствующее амплитудное распределение сигналов с детекторов пакета показано на рис. 4. Амплитуды импульсов пропорциональны числу одновременно регистрируемых релятивистских частиц. Таким образом, по амплитудному распределению можно судить об изменении количества частиц вдоль пакета детекторов.

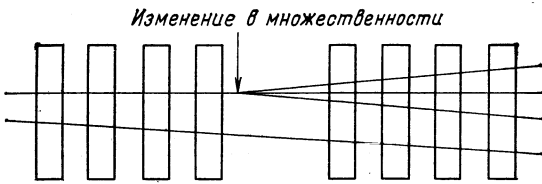


Рис. 6. Установка, состоящая из двух пакетов детекторов для измерения изменений множественности частиц

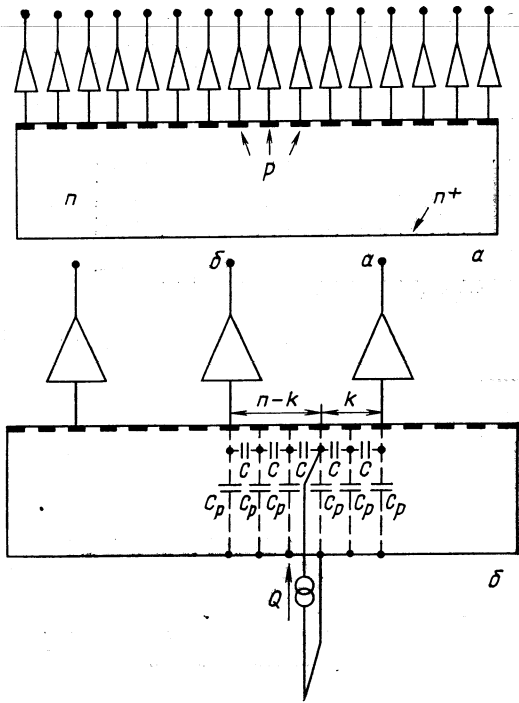


Рис. 7. Съем информации с микростриповых детекторов: а — с каждого полоскового детектора; б — по методу деления заряда

Активная площадь детекторов обычно не превышает 10 см². Для лучших транзисторов спектральная плотность шумов $S \geq (0,5 \div 1) \text{ нВ/Гц}^{1/2}$, поэтому $a_{\text{мин}}$ в соответствии с выражением (5) для $\nu = 1$ будет около 200 мкм. Эта толщина детекторов накладывает ограничение снизу при измерениях времени жизни частиц в экспериментах, подобных ФРАММ.

Несколько лучшей разрешающей способностью обладает германиевый детектор, на одну из граней которого нанесены полоски сигнальных электродов (рис. 5).

Это обусловлено бóльшим удельным энерговыделением релятивистских частиц в германии, чем в кремнии. Заряд, собираемый каждым электродом, определяется количеством электрон-дырочных пар, образованных заряженными частицами, прошедшими под электродом. Следует отметить, что выходная емкость каждого сигнального электрода составляет всего несколько десятков пикофарад. Недостатком этого детектора являются флуктуации времени сбора носителей заряда, значение которого меняется от 20 до 70 нс, что ограничивает максимальную скорость счета $2 \cdot 10^5 \text{ имп./с}$.

Сумма сигналов с отдельных кремниевых детекторов пакета, так же как и с полосковых электродов германиевого детектора,

пропорциональна множественности частиц. Из этой суммы можно вычесть сигналы, соответствующие энерговыделению, превышающему границы флуктуаций Ландау, что позволяет увеличить точность определения множественности частиц по сравнению с обычными полупроводниковыми детекторами. Система (рис. 6), состоящая из двух пакетов кремниевых детекторов, позволяет сформировать быстрый «триггер» для всей установки, который появляется при различии множественностей частиц, определяемых первым и вторым пакетами детекторов.

Аналогично можно рассмотреть работу микростриповых детекторов — кремниевых поверхностно-барьерных детекторов с сигнальными электродами, выполненными в виде ряда полосок с шагом 50—100 мкм. Эти детекторы с высокой пространственной точностью (до 5 мкм) позволяют определить место прохождения ионизирующей частицы через детектор.

Съем информации с микростриповых детекторов можно осуществить двумя способами.

В первом способе (рис. 7, а) к каждой полоске подключаются отдельные предусилитель, формирующий усилитель и дискриминатор. Номер сработавшего дискриминатора соответствует номеру сигнального электрода, на который поступил заряд, образованный прошедшей через детектор заряженной частицей.

Второй способ отличается тем, что здесь проводится и амплитудный анализ сигналов с полосковых электродов (рис. 7, б). Предположим, что входное сопротивление предусилителей равно нулю. Подключаются они к каждому пятому электроду, оставляя остальные в «плавающем» состоянии. Если не учитывать емкость каждого электрода на подложку C_p , то сигналы, появляющиеся на выходах a и b — U_a и U_b , равны:

$$U_a = Q(n - k)/n; \quad (6)$$

$$U_b = Qk/n, \quad (7)$$

где n — число полосковых электродов в плавающем состоянии; k — номер электрода, на который был собран заряд Q .

Используя преобразование сигналов вида $U_b/(U_a + U_b)$, определяем k :

$$U_b/(U_a + U_b) = k/n. \quad (8)$$

Недостатками второго способа являются необходимость использования полного спектрометрического тракта для каждого сигнального электрода и нелинейность преобразований при определении k , вносимая емкостями C_p .

Предусилители для микростриповых детекторов выполняют обычно в виде гибридных интегральных схем, так как уровень их шумов много меньше, чем монолитных.

Использование предусилителей, выполненных на дискретных деталях, затруднено из-за высокой плотности выводов микростриповых детекторов (уже производятся детекторы с расстоянием между полосковыми электродами 10 мкм).

3. ВЫБОР ВХОДНОГО ЭЛЕМЕНТА ДЛЯ МАЛОШУМЯЩИХ ПРЕДУСИЛИТЕЛЕЙ

Описанные выше детекторы использовались с предусилителями, входным элементом которых являлись биполярные транзисторы [13, 14], имеющие следующие преимущества по сравнению с поле-

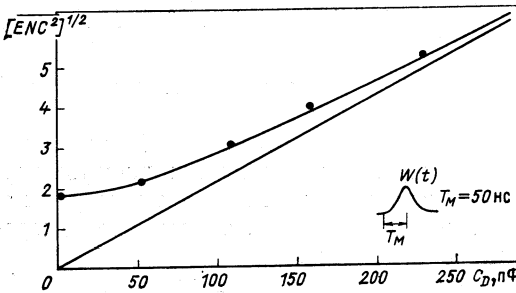


Рис. 8. Зависимость среднеквадратичного шумового заряда электронов $[ENC^2]^{1/2}$ от емкости детектора C_D ($[ENC^2]^{1/2}$, тыс. элементарных зарядов электрона; C_D , пФ) при $g_m = 27,5$ Ом; $R_{BB'} = 14,5$ Ом

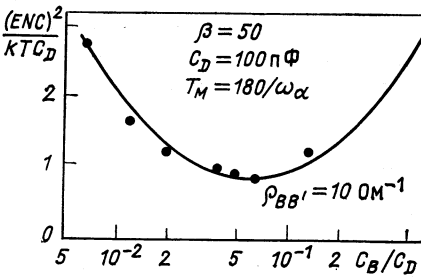


Рис. 9. Зависимость нормированного на KTC_D среднеквадратичного шумового заряда электронов от отношения емкости базы биполярного транзистора к емкости детектора:

— теория; ● — эксперимент

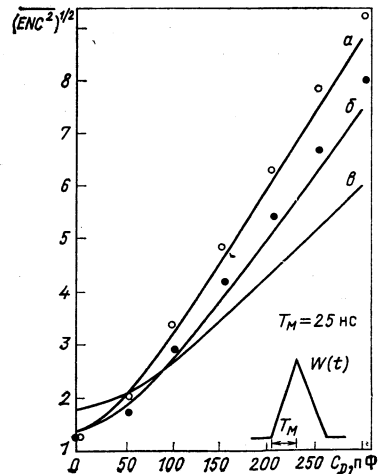


Рис. 10. Зависимость среднеквадратичного шумового заряда электронов $[ENC^2]^{1/2}$ от емкости детектора:

a — для биполярного транзистора, работающего при токе коллектора 1 мА; б — для параллельного соединения двух биполярных транзисторов, работающих при токе коллектора 1 мА; в — для параллельного соединения двух биполярных транзисторов, работающих при токе коллектора 2 мА; сплошные линии — экспериментальные кривые, ○ и ● — теоретические. $R_{BB'} = 15$ Ом; $\beta = 10^3$, $\omega_\alpha = 2\pi \cdot 2 \cdot 10^9$ рад/с

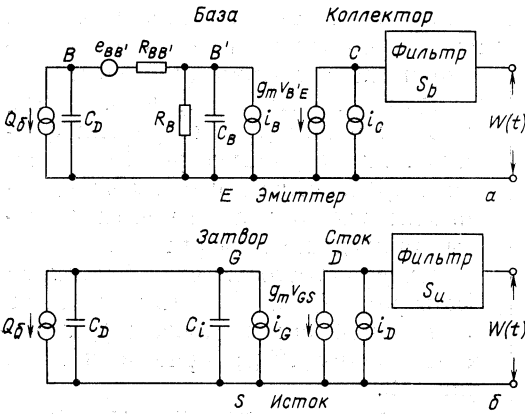


Рис. 11. Эквивалентные схемы спектрометрических трактов, использованные для оценки эффективности работы в качестве входного элемента:

а — биполярного транзистора; б — полевого транзистора

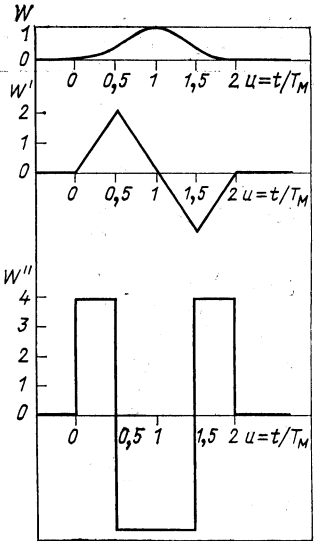
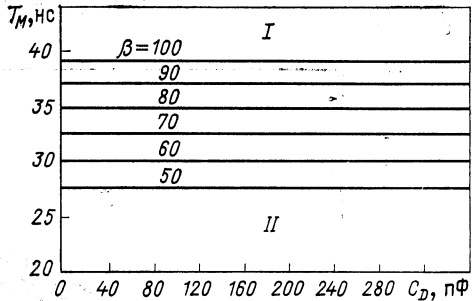


Рис. 12. Сигнал на выходе спектрометрических трактов, приведенных на рис. 11, как функция от нормированного по T_M времени (T_M — время появления максимума сигнала)

Рис. 13. Кривые, определяющие в плоскости (C_D, T_M) области, в которых входной элемент в виде параллельно соединенных биполярных транзисторов предпочтительнее входного элемента на параллельно соединенных полевых транзисторах:

I — параллельное соединение полевых транзисторов, $g_m/c = 10^9$ рад/с; II — параллельное соединение биполярных транзисторов, $\omega_{\alpha} = 2\pi \cdot 10^9$ рад/с

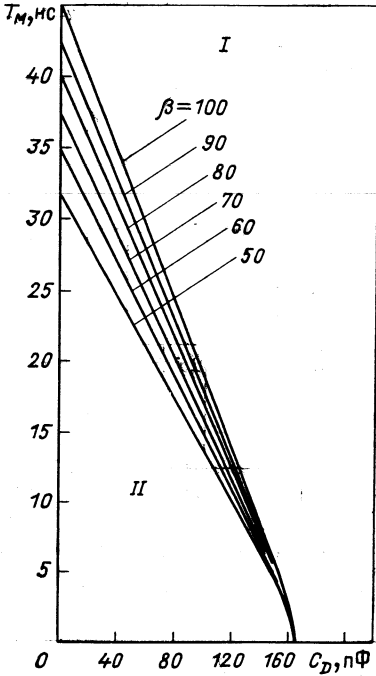


выми транзисторами. Последовательный шум биполярных транзисторов с граничной частотой порядка 10 ГГц меньше, чем полевых, а параллельный шум при малых временах интегрирования формирующего усилителя (десятки наносекунд) практически незначителен.

Шумовые свойства предусилителя с входным биполярным транзистором можно определить из зависимости среднеквадратичного шумового заряда электронов $\sqrt{ENC^2}$ от емкости детектора C_D (рис. 8).

Следует отметить наличие минимума на кривой, описывающей дисперсию шума в зависимости от входной емкости предусилителя

(рис. 9). Величину последовательного шума от сопротивления базы транзистора $R_{BB'}$ можно уменьшить, соединив несколько транзисторов параллельно (рис. 10).



Для того чтобы определить, при каких емкости C_D и времени формирования T_M биполярные транзисторы предпочтительнее полевых, были использованы эквивалентные схемы, приведенные на рис. 11.

Предполагалось, что благодаря фильтрам S_b и S_u ответ трактов на входной сигнал вида δ -функции имеет форму $W(t)$, приведенную на рис. 12.

Полученные результаты приведены на рис. 13—15 соответственно для случаев параллельного соединения биполярных и параллельного

Рис. 14. Кривые, определяющие в плоскости (C_D, T_M) область, в которой предпочтительнее применение одного биполярного транзистора перед параллельным соединением полевых транзисторов:

I — параллельное соединение полевых транзисторов, $g_m/C_i = 10^\circ$; II — отдельный биполярный транзистор $R_{BB'} = 15$ Ом; $\omega_\alpha = 2\pi \cdot 10^9$ рад/с

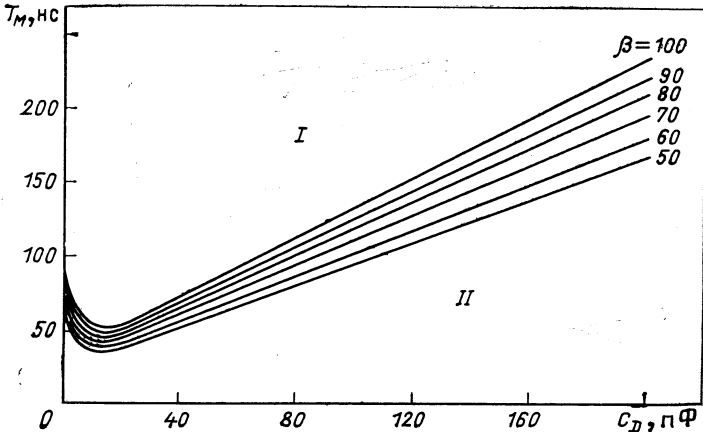


Рис. 15. Кривые, определяющие в плоскости (C_D, T_M) область, в которой предпочтительнее применение входного элемента на биполярном транзисторе перед входным элементом на полевом транзисторе:

I — полевой транзистор, $g_m = 10$ мА/В, $C_i = 10$ пФ; II — биполярный транзистор при оптимальной емкости $C_B, R_{BB'} = 15$ Ом; $\omega_\alpha = 2\pi \cdot 10^9$ рад/с

соединения полевых транзисторов; одного биполярного и параллельно соединенных полевых транзисторов; одного биполярного и одного полевого транзисторов.

Необходимо отметить, что входной элемент в виде параллельно соединенных полевых транзисторов имеет максимальное отношение сигнала к шуму, если число транзисторов N определяется выражением:

$$N = C_D / C_{iN}, \quad (9)$$

где C_{iN} — входная емкость полевого транзистора.

4. ПРЕДУСИЛИТЕЛИ С ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫМ ВХОДОМ

Для измерения множественности частиц и выработки быстрого «триггера» использовалась установка, показанная на рис. 16. Она состоит из двух пакетов детекторов и спектрометрических трактов с логической схемой на выходе трактов. Предполагается, что число детекторов в пакетах равно N_1 и N_2 , а первое и второе значения множественности — ν_1 и ν_2 . Изменение $\nu_1 - \nu_2$ указывает на происшедший между пакетами детекторов распад.

При обычной обработке информации с детекторов, т. е. когда каждый детектор имеет свой предусилитель, отношение сигнала к шуму описывается выражением:

$$\eta = 0,11 \frac{(\nu_2 - \nu_1) d^2}{\left[\frac{S_1^2}{N_1} + \frac{S_2^2}{N_2} \right] \sqrt{e^2 N}}. \quad (10)$$

Здесь d — толщина детектора, 100 мкм; S_1 и S_2 — активные площади детекторов первого и второго пакетов, см²; $\sqrt{e^2 N}$ — среднеквадратичное значение шумового напряжения предусилителей, приведенное ко входу, мкВ.

Другой вариант установки показан на рис. 17. Детекторы в пакетах здесь соединены последовательно; сигналы с них поступают на предусилители с дифференциальными входами, чувствительными к напряжению. Надо отметить, что такой съем информации возможен лишь для полупроводниковых детекторов без «мертвого слоя». Отношение сигнала к шуму для данной конфигурации установки описывается тем же выражением (10), что и для первого варианта, но за счет сокращения числа предусилителей это отношение улучшается (*Прим. ред.*). К примеру, в условиях эксперимента BEAUTY, где $S_1 = 0,8$ см², $S_2 = 5,3$ см², $N_1 = 3$, $N_2 = 10$, значение η была втрое лучше, чем для первого варианта.

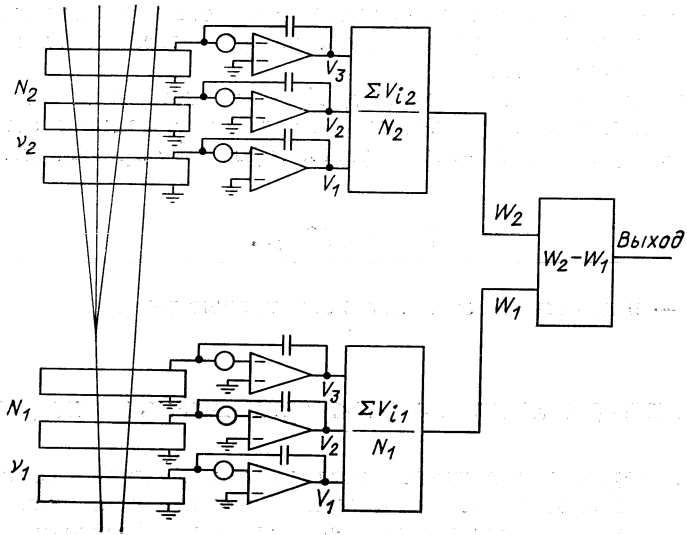


Рис. 16. Структурная схема установки для определения изменений множественности заряженных частиц с независимыми спектрометрическими трактами для каждого детектора

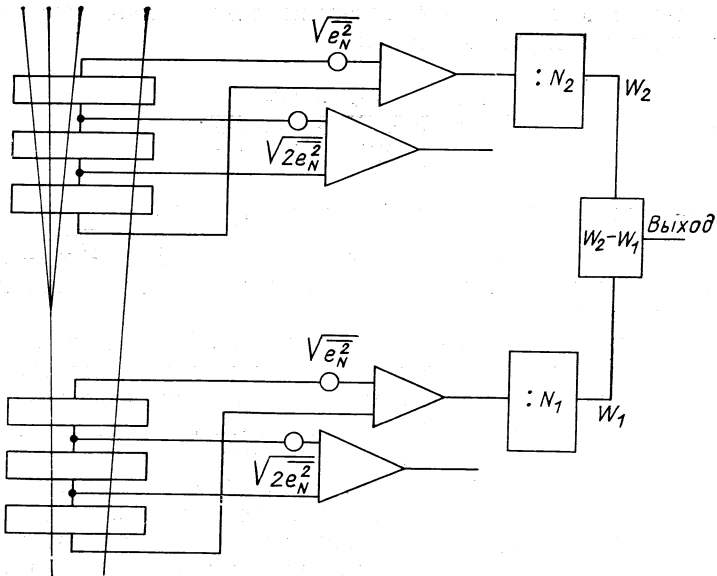


Рис. 17. Структурная схема установки для определения изменений множественности заряженных частиц с последовательным соединением детекторов

5. СПЕКТРОМЕТРИЧЕСКИЙ ТРАКТ

Как уже было отмечено выше, постоянная формирования фильтров спектрометрических трактов составляет несколько десятков наносекунд. Однако формирование таких коротких сигналов фильтром с весовой функцией треугольной формы связано с определенными трудностями. Так же трудно выполнить и стоящее вслед за фильтром устройство выборки и хранения.

Этих трудностей можно избежать, используя спектрометр, в котором фильтром служит управляемый интегратор. Дополнительное формирование сигнала перед интегратором не требуется, так как ограничение сверху полосы пропускания активными элементами предусилителя выполняет функцию предварительной фильтрации.

Однако управляемый интегратор не свободен и от недостатков, одним из которых является необходимость использования перед ним восстановителя нулевой линии, который ухудшает разрешение и линейность спектрометра.

Но для ускорителей с пульсирующим пучком можно предложить систему (рис. 18), избавленную от этого недостатка. На рисунке

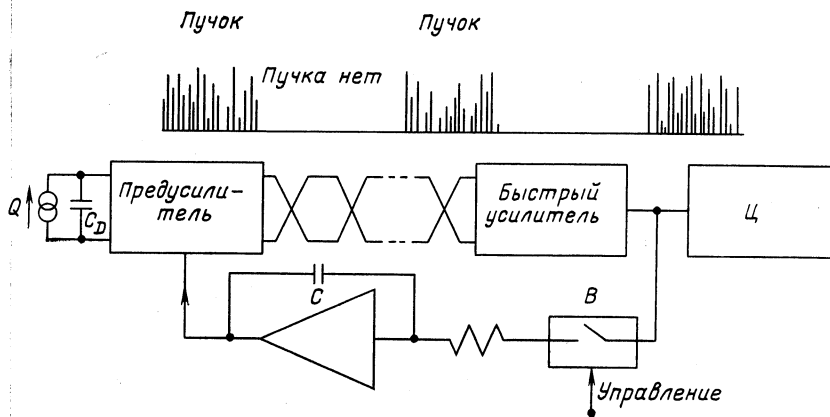


Рис. 18. Структурная схема спектрометрического тракта, предназначенного для работы при высоких скоростях счета

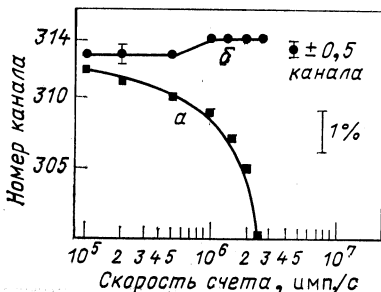


Рис. 19. Зависимость положения пика спектра [релятивистских частиц от скорости счета спектрометрического тракта для вариантов:

а — ключ В постоянно замкнут; б — ключ В размыкается на время прохождения пучка через детекторы

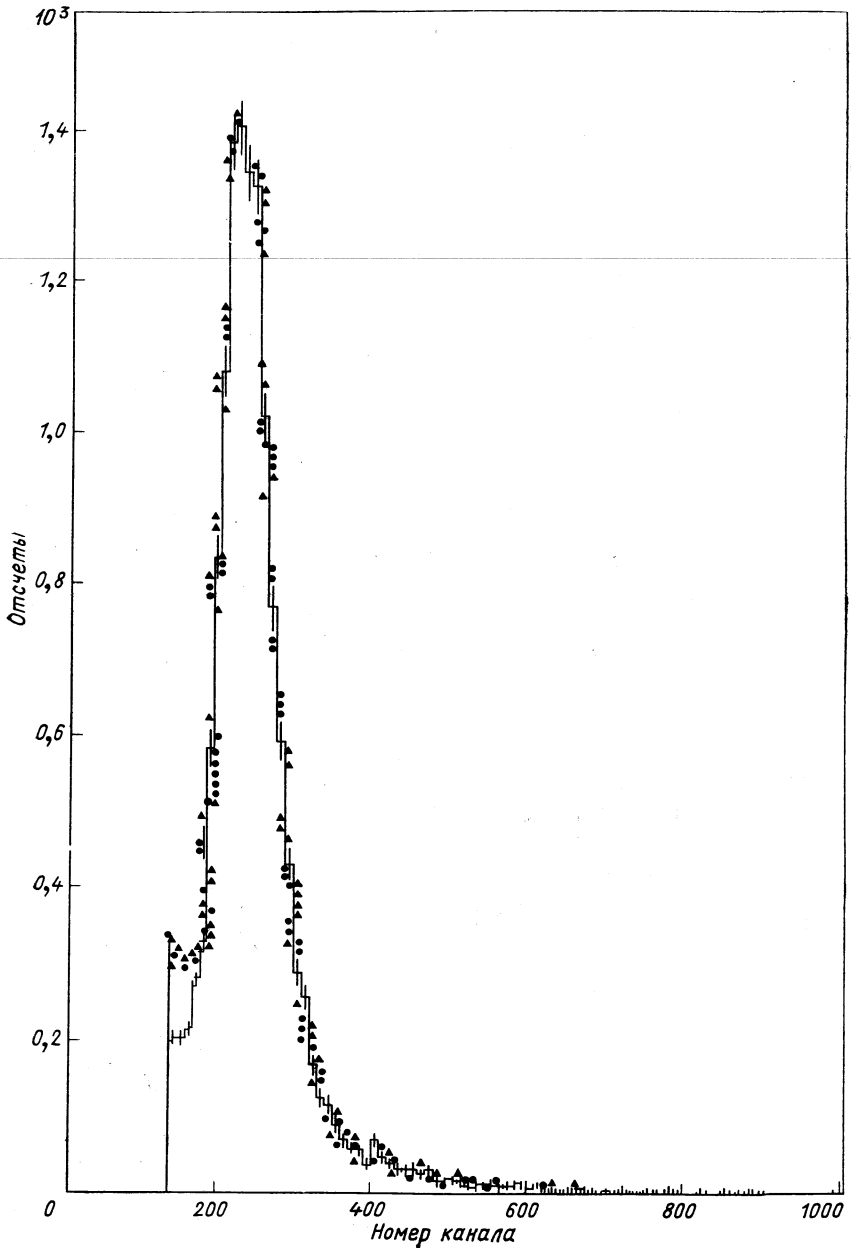


Рис. 20. Спектры Ландау для пучка π^- -мезонов для $p = 10$ ГэВ/с при различных скоростях счета входных импульсов, имп./с:
 скорость счета: — — $2,7 \cdot 10^5$; \blacktriangle — $5,1 \cdot 10^5$; \bullet — 10^6

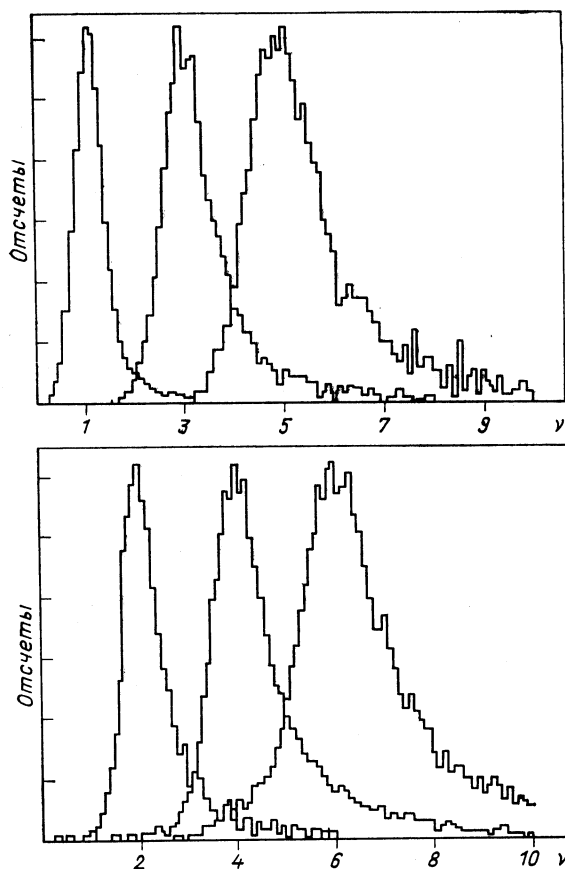


Рис. 21. Спектры, показывающие разрешение по множественности спектрометрического тракта с кремниевым детектором толщиной 200 мкм

показан спектрометрический тракт, состоящий из предусилителя, быстрого усилителя и аналого-цифрового преобразователя (АЦП), входной интегратор которого служит фильтром с изменяемыми во времени параметрами. Быстрый тракт не имеет в своем составе восстановителя нулевой линии, а лишь дифференцирующую цепочку с компенсацией полюса нулем для укорачивания входного сигнала.

Стабильность спектрометра по постоянному току обеспечивается стоящим в цепи обратной связи интегратором большой емкости, вход которого отключается от входа быстрого усилителя ключом *B* на время прохождения пучка через детектор.

Зависимость ухода нулевого уровня системы от скорости счета показана на рис. 19. Работоспособность системы иллюстрируют

спектры Ландау, приведенные на рис. 20. Разрешение по множественности описанного тракта, работающего с кремниевым детектором, показано на рис. 21.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. АКИМОВ Ю. К.— ЭЧАЯ, 1977, т. 8, вып. 1, с. 193.
2. Bellini G., Dicorato M., Manfredi P. F., Vegni G.— Nucl. Instrum. and Methods, 1973, v. 107, p. 85.
3. Bellini G. e.a.— In: Proc. of the meeting on miniaturization of high energy physics detectors/Ed. by A. Stefanini. Pisa. Sept. 1980.
4. Bellini G., Foa L., Giorgi M.— Phys. Rep., 1982, v. 83, p. 9.
5. Bellini G. e.a.— Nucl. Instrum. and Methods, 1982, v. 196, p. 351.
6. Adamovich M. e.a.— CERN/SPSC/81-18, 1981.
7. Amendolia S. R. e.a.— Nucl. Instrum. and Methods, 1980, v. 176, p. 457.
8. Heijne E. H. e.a.— Ibid., 1980, v. 178, p. 331.
9. Amendolia S. R. e.a.— IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-30, 1983, v. 1, p. 98.
10. Benso S. e.a.— Nucl. Instrum. and Methods, 1982, v. 201, p. 329.
11. Radeka V.— In: Proc. of the workshop on silicon detectors in high energy physics, Fermilab, Batavia, ILL, Oct. 1981.
12. England J. B. e.a.— Nucl. Instrum. and Methods, 1981, v. 185, p. 43.
13. Manfredi P. F., Misler D., Varoli V.— In: Proc. of a topical seminar on interactions of elementary particles with nuclei / Ed. G. Bellini, L. Bertocchi, S. Bonetti. Trieste, 1970.
14. D'Angelo P. e.a.— Nucl. Instrum. and Methods, 1982, v. 193, p. 533.
15. Gatti E., Hrisoho A., Manfredi P. F.— IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-30, 1983, v. 1, p. 319.
16. Chase R. L. e.a.— Ibid., NS-29, 1982, v. 1, p. 602.
17. Bellini G. e.a.— Ibid., NS-30, 1983, v. 1, p. 415.