

УДК 539.1.074

МНОГОКАНАЛЬНЫЙ ВРЕМЯПРОЛЕТНЫЙ ДЕТЕКТОР В СОСТАВЕ АДРОННОГО СПЕКТРОМЕТРА ЭКСПЕРИМЕНТА NA49 В ЦЕРН

*С.В.Афанасьев, А.Ю.Исупов, В.И.Колесников,
А.И.Малахов, Г.Л.Мелкумов, А.Ю.Семенов*

Создан 891-канальный сцинтилляционный времяпролетный детектор площадью $2,2 \text{ м}^2$ для времяпролетной системы адронного спектрометра NA49, предназначенного для регистрации продуктов «центральных» (Pb + Pb)-взаимодействий при энергии ядра-снаряда 158 ГэВ/нуклон. Временное разрешение времяпролетной системы составило 75 пс, что позволяет надежно разделять пионы и каоны вплоть до импульса 8 ГэВ/с и выделять протоны (антипротоны) и дейтроны вплоть до импульса $10 + 12 \text{ ГэВ/с}$.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Multichannel Time-of-Flight Detector for NA49 Hadron Spectrometer at CERN

S. V. Afanasiev et al.

The 891-channel scintillation TOF detector with 2.2 м^2 area for NA49 hadron spectrometer TOF system, which was designed for products registration of (Pb + Pb) central interactions at beam energy of 158 GeV/nucleon, was constructed. Time resolution of the TOF system is 75 ps, one enough to separate pions from kaons up to the momentum of 8 GeV/c reliably and to detect protons (antiprotons) and deuterons up to the momentum of $10 + 12 \text{ GeV/c}$.

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR.

1. Введение

Изучение ядро-ядерных взаимодействий при релятивистских энергиях дает ценную информацию о динамике и структуре ядерной материи на малых межнуклонных расстояниях, о высокоимпульсной компоненте волновых функций ядер, кварковых степенях свободы в ядрах. Исследования столкновений ядер с малым прицельным параметром («центральных» взаимодействий) важны, прежде всего, для определения поведения сильно взаимодействующей материи в условиях сильного сжатия и высокой температуры. Здесь особый интерес представляет поиск возможного фазового перехода ядерной материи от бесцветных адронов к состоянию свободных кварков и глюонов — кварк-глюонной плазме (КГП) [1—4]. Ионы свинца, ускоренные на ускорителе SPS в ЦЕРН до энергии 158 ГэВ/нуклон, испытывающие центральное столкновение с ядрами свинцовой мишени, позволяют достичь максимальной плотности энергии (несколько

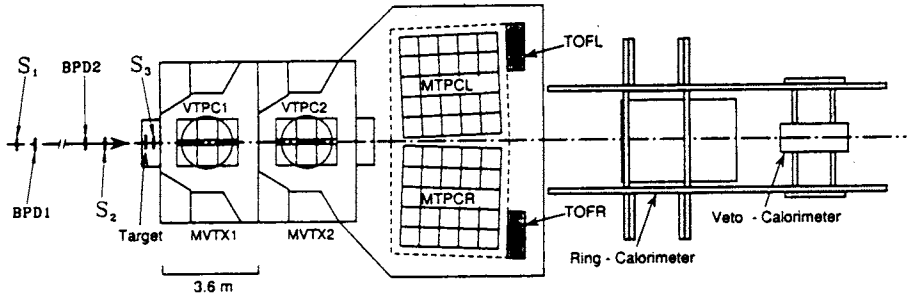


Рис.1. Схема спектрометра NA49

ГэВ/фм³) в максимальном объеме взаимодействия (приблизительно равном объему ядра свинца), доступном для современных экспериментов. Предполагается, что кратковременное существование КПП на ранней стадии взаимодействия должно изменить соотношение выходов вторичных частиц и повлиять на пространственно-временную эволюцию конечного состояния в сравнении с адронной картиной, исключающей цветной деконфайнмент. Эксперимент NA49 [5] был спроектирован не только для измерения с высокой точностью выходов заряженных адронов (π^\pm , K^\pm , p , \bar{p}) и нейтральных частиц (ϕ , K_S^0 , Λ , $\bar{\Lambda}$), но также и для наблюдения изменения ряда параметров взаимодействий от события к событию (event by event). События, в которых несколько параметров (множественности адронов, радиус «пионного» источника, отношение π/K и т.д.) одновременно отклоняются от значений, усредненных по всем событиям, представляются наиболее перспективными кандидатами для обнаружения КПП при более детальном анализе. Адронный спектрометр [6—8], изображенный схематически на рис.1, предназначен для регистрации $\approx 60\%$ от примерно 2000 заряженных частиц, образующихся в «центральной» (Pb + Pb)-взаимодействии. Пучок ионов свинца выделяется по совпадению сигналов с черенковских счетчиков S_1 и S_2 , его положение и направление определяется с помощью пропорциональных камер BPD1 и BPD2. Черенковский счетчик S_3 служит для выделения взаимодействий с определенной степенью «центральности». Две времяпроекционные камеры VTPC (размером $2 \times 1,4 \times 0,6$ м³), расположенные внутри широкоапертурных дипольных магнитов с анализирующей способностью $4,5$ Тл · м каждый и две камеры MTPC ($3,8 \times 3,8 \times 1,3$ м³), расположенные сзади магнитов, служат для определения траекторий и ионизационных потерь dE/dx заряженных частиц [9—11]. Идентификация заряженных частиц основана на использовании комбинации dE/dx -информации (из TPC) и скорости частиц, измеряемой двумя времяпрелетными детекторами площадью $2,2$ м² каждый. Один из этих детекторов (TOFR) изготовлен группой из Марбургского университета (ФРГ), а другой (TOFL, описание которого и составляет предмет данной статьи) — группой из ЛВЭ ОИЯИ. Выделение V^0 вершин в VNPC и MTPC используется для идентификации K_S^0 , Λ - и

Λ -распадов. С помощью сегментированного калориметра RCAL [12] измеряются потоки поперечной энергии и анизотропия событий. «Вето»-калориметр VCAL [12,13] используется для определения энергии спектаторных нуклонов и фрагментов ядра-снаряда, информация о которой лежит в основе триггера для отбора событий по прицельному параметру.

2. Система измерения времени пролета

2.1. Требования, предъявляемые к времяпролетной системе

При идентификации заряженных частиц интервал импульсов $3 + 7$ ГэВ/с, соответствующий области «центральной» быстроты для (Pb + Pb)-столкновений при энергии 158 ГэВ/нуклон ($\gamma = 2,9$), является наиболее сложным с точки зрения разделения пионов, каонов и протонов (антипротонов) с помощью ионизационных измерений во времяпроекционных камерах. Поэтому основной задачей времяпролетных детекторов спектрометра NA49 является «усиление» идентификации заряженных частиц в этом импульсном интервале. Для этого необходимо измерение времени пролета π -, K -мезонов и протонов (антипротонов) на базе примерно 14 м с точностью не хуже 80 пс, что достаточно для их разделения с помощью комбинированной идентификации на уровне $3,5 + 4 \sigma$.

Высокая множественность вторичных заряженных частиц в «центральном» (Pb + Pb)-столкновении при энергии ядра-снаряда 158 ГэВ/нуклон, а также учет продуктов распадов нейтральных вторичных частиц приводят к тому, что в районе расположения времяпролетных детекторов плотность потока заряженных частиц составляет $\approx 60 \text{ м}^{-2}$ за одно взаимодействие. Для того чтобы потери времяпролетной информации, связанные с одновременным попаданием двух и более заряженных частиц в один и тот же счетчик, составляли не более 10 %, необходимо, чтобы «рабочая площадь» сцинтиллятора счетчика не превышала $20 + 25 \text{ см}$.

2.2. Описание времяпролетного детектора

Исходя из требований к системе измерения времени пролета детектор составлен из 891 индивидуального сцинтилляционного счетчика [14] со сцинтилляторами прямоугольной формы размером 23 мм (толщина по пучку) \times 34 мм (высота) \times 60/70/80 мм (длина ближних/средних/дальних от пучка счетчиков в соответствии с различной плотностью загрузки счетчиков). Сцинтилляторы изготовлены в ЛВЭ ОИЯИ с применением полистирола с растворенной в нем сцинтиллирующей добавкой 3 % PBD. Каждый сцинтиллятор обернут светоотражающей алюминиевой фольгой и приклеен с помощью оптического клея Viscon BC-600 на фотокатод отечественного фотоумножителя ФЭУ-87. Питание умножителя осуществлялось с помощью специально подобранного резистивного делителя высокого напряжения [14]; каждый делитель потреблял ток $\approx 0,25 \text{ мА}$. Параметры фотоумножителя, а также характеристики выходного сигнала ФЭУ даны в таблице.

**Таблица. Параметры используемого фотоумножителя
и характеристики выходного сигнала**

Тип фотоумножителя	ФЭУ-87
Диаметр: фотоумножителя	30 мм
фотокатода	20 мм
Число динодов	11
Типичное напряжение питания	1,9 кВ
Выходной сигнал: амплитуда (мин. иониз. част.)	1,5 В
время нарастания (10 + 90 %)	4 нс

Испытания опытных образцов счетчиков, проведенные на пучках синхрофазотрона ЛВЭ ОИЯИ [14] и ускорителя SPS в ЦЕРН [15], показали, что временное разрешение используемых сцинтилляционных счетчиков составляет $50 \div 70$ пс. Амплитудные и временные характеристики каждого фотоумножителя, поступившего из производства, были измерены на стенде, после чего по результатам измерений были отобраны ФЭУ, удовлетворяющие выдвинутым требованиям.

Для удобства использования сцинтилляционные счетчики объединены по 11 штук в светоизолирующих кассетах (всего 81 кассета) (рис.2), изготовленных из тонкого алюминиевого листа и текстолита. Помимо общего механического крепления счетчиков в кассете и удобной разводки сигнальных кабелей и кабелей высоковольтного

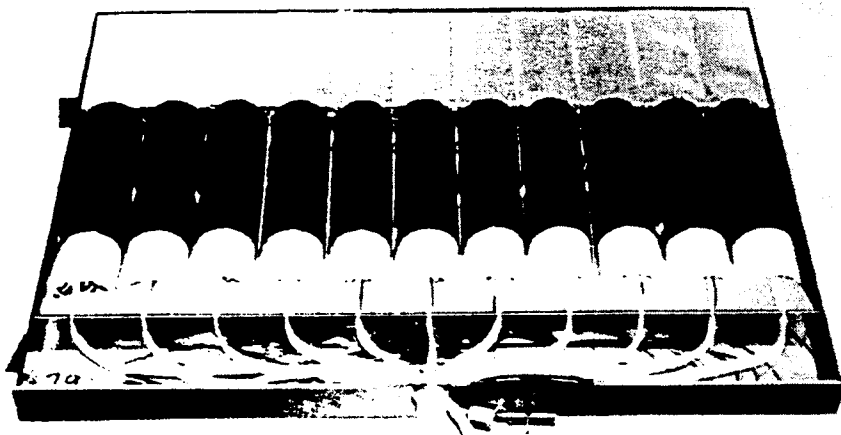


Рис.2. Расположение сцинтилляционных счетчиков в кассете

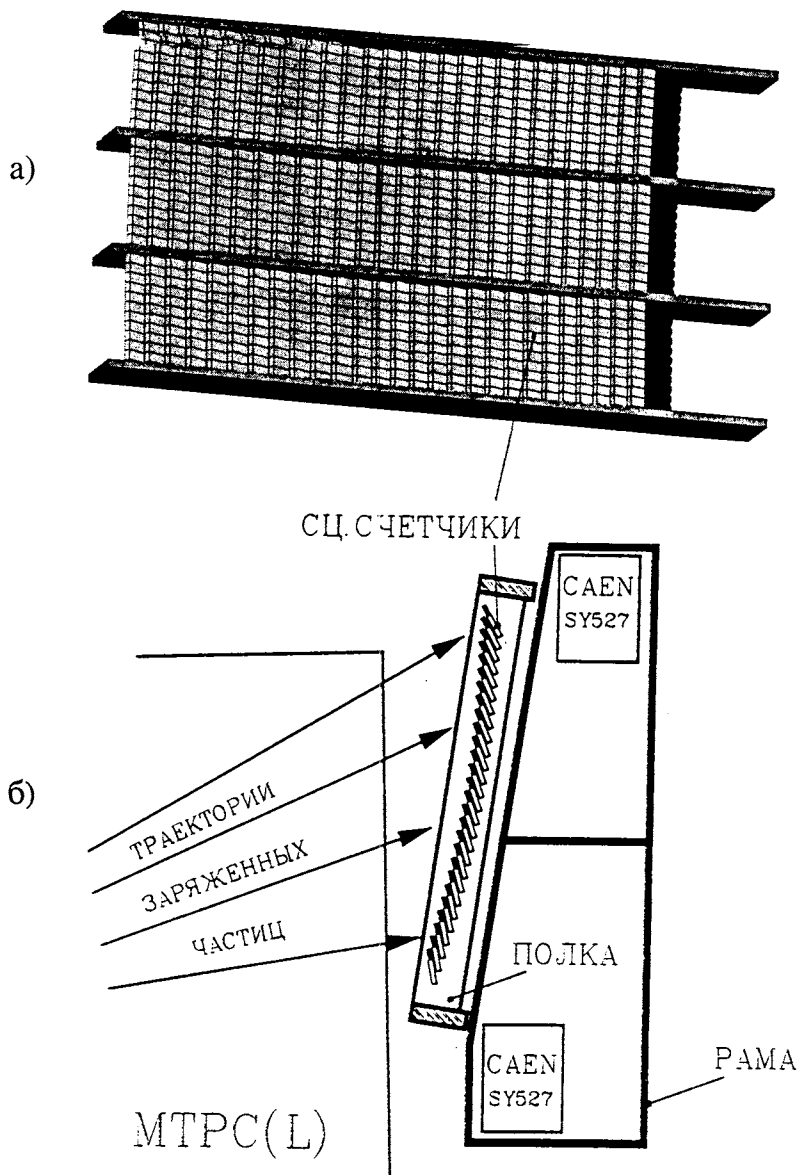


Рис.3. Схема расположения сцинтилляционных счетчиков на ферме детектора: а) вид со стороны мишени; б) вид сверху

питания кассета содержит систему тонких кварцевых фибров для подводки вспышки света от ультрафиолетового лазера к сцинтиллятору каждого счетчика, что позволяет следить за состоянием детектора в промежутках между «сбросами» пучка ускорителя.

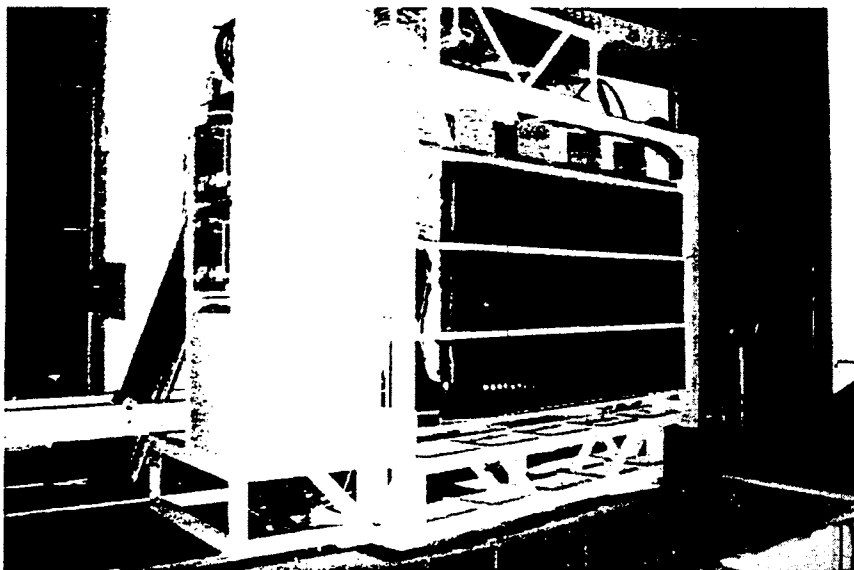


Рис.4. Фотография времяпролетного детектора TOFL

При разработке фермы времяпролетного детектора основные усилия были направлены на достижение сочетания максимальной «радиационной прозрачности» детектора с механической жесткостью конструкции для обеспечения точной фиксации кассет со сцинтилляционными счетчиками в пространстве. Созданная ферма представляет собой 4 «полки» из пористого пластика с закрепленными на них направляющими, что позволяет фиксировать кассеты со счетчиками в пространстве на трех уровнях (как это показано на рис.3а). Расположение направляющих и, следовательно, кассет задано таким образом, чтобы сцинтилляторы счетчиков составляли поверхность, перпендикулярную траекториям заряженных частиц, вылетающих из мишени (рис.3б). Пластиковые «полки» зафиксированы на подвешенной в пространстве стальной раме. Кроме того, на раме закреплены 4 крейта системы высоковольтного питания счетчиков. Система ползунковых механизмов обеспечивает возможность перемещений и поворотов всей фермы в горизонтальной плоскости для юстировки положения детектора. Внешний вид времяпролетного детектора представлен на рис.4.

2.3. Система высоковольтного питания детектора

На рис.5 показана блок-схема высоковольтного питания сцинтилляционных счетчиков на основе системы CAEN SY527. В крейте расположены блоки генераторов «опорного» высокого напряжения CAEN A753, которое по высоковольтным кабелям длиной 20 м подается к крейтам #1..4, закрепленным на ферме времяпролетного детектора. В этих крейтах расположены блоки высоковольтных «делителей» CAEN A933, в задачу которых входит, используя единое для каждого блока « опорное» напряжение,

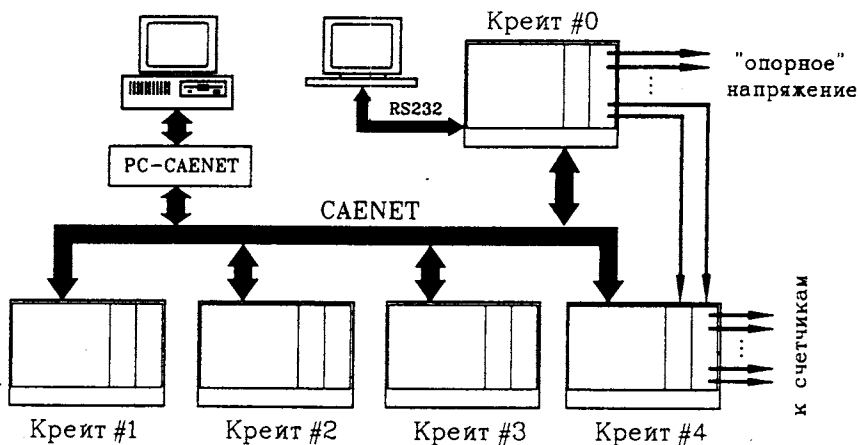


Рис.5. Блок-схема высоковольтного питания сцинтилляционных счетчиков

установить индивидуальные напряжения на 24 независимых выходах блока для питания 24 сцинтилляционных счетчиков. Крейты высоковольтной системы связаны между собой сетью CAENET, к которой через интерфейс PC-CAENET A303 подключен персональный компьютер. Программа SLOW CONTROL, реализуемая персональным компьютером, обеспечивает установку индивидуальных напряжений питания для каждого сцинтилляционного счетчика детектора, а также контроль состояния высоковольтной системы в течение всего периода работы. Кроме того, установку напряжений питания счетчиков и контроль высоковольтной системы оператор может осуществлять, используя терминал, подключенный через серийный порт RS232 непосредственно к крейту #0.

2.4. Электроника считывания и логика триггера

Выходные сигналы со счетчиков по коаксиальным кабелям Suhner S03272 длиной 20 м подаются к стойкам с электроникой. Блок-схема электроники считывания информации с времяпролетного детектора показана на рис.6. Сигналы с анодов сцинтилляционных счетчиков подаются на входы выполненных в стандарте VME формирователей со следящим порогом CFD 5.05 (16 входов/блок; производитель KFKI, Будапешт). С помощью встроенных в формирователи пассивных делителей сигналы делятся в отношении 1:1; одна часть сигналов через встроенную в формирователь аналоговую задержку подается в 12-битовый ЗЦП (Fastbus LeCroy 1885F; для формирования логических сигналов. Установка порогов формирователей (в нашем случае — 100 мВ) производится программным способом через расположенные в крейтах с формирователями VME процессорные модули Eugocom5; остальную настройку формирователей можно осуществлять с помощью переключателей на платах блоков формирователей. Сформированные логические импульсы используются в качестве сигналов СТОП для 12-битовых ВЦП (Fastbus LeCroy 1875A; 25 пс/канал; 64 входа/блок).

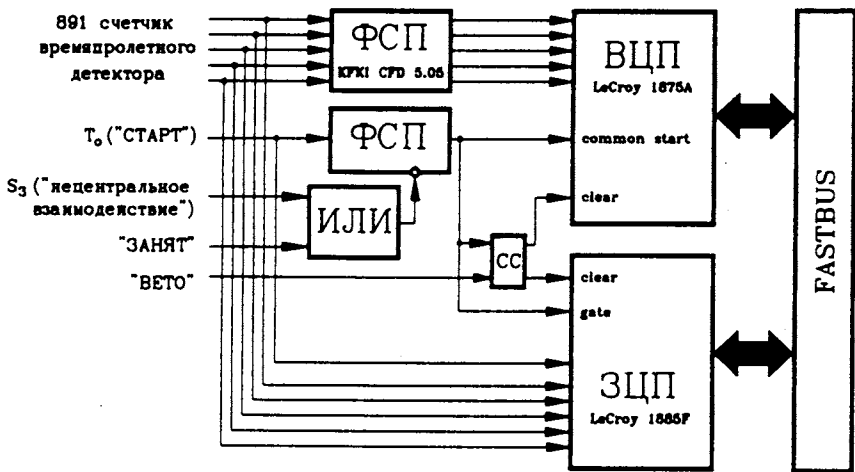


Рис.6. Блок-схема электроники считывания времяпролетного детектора

Триггер времяпролетной системы реализован на базе NIM-модулей и основан на следующем принципе: каждый сигнал T_0 со стартового счетчика S_1 (после описанных ниже блокировок) запускает блоки ВЦП и ЗЦП; затем с помощью логики триггера принимается решение о том, соответствует ли этому сигналу «центральное» взаимодействие ядра-снаряда с ядром мишени; в противном случае вырабатывается сигнал БЫСТРЫЙ СБРОС, переводящий модули ВЦП и ЗЦП в исходное состояние прежде, чем будет осуществлен их опрос системой сбора данных. Сигнал T_0 блокируется:

- сигналом с газового черенковского счетчика S_3 , расположенного за мишенью и сигнализирующего, что взаимодействие не является «центральным»;
- сигналом ЗАНЯТ, устанавливаемым на время, необходимое для перевода модулей ВЦП и ЗЦП в исходное состояние после прихода сигнала БЫСТРЫЙ СБРОС;
- сигналом ЗАНЯТ, устанавливаемым на время, необходимое системе сбора данных для опроса других детекторов спектрометра NA49.

В качестве сигнала БЫСТРЫЙ СБРОС служит задержанный сигнал T_0 в случае, если присутствует сигнал ВЕТО, вырабатываемый «вето»-калориметром тогда, когда энерговыделение в нем превышает определенный порог, что служит сигналом о «нецентральности» взаимодействия. При проведении эксперимента использовались два варианта триггера, настроенных на прицельные параметры 3,5 и 4 фм. Этим вариантам триггера соответствуют сечения, равные 5 % и 7 % от $\sigma_{\text{tot}}^{\text{inel}}$ соответственно.

В случае отсутствия сигнала БЫСТРЫЙ СБРОС производится считывание модулей ВЦП и ЗЦП системой сбора данных, и осуществляется запись информации на магнитную ленту. Контроль записываемой на ленту информации осуществляется с помощью программы ON-LINE MONITOR. Подробное описание системы сбора данных спектрометра эксперимента NA49 можно найти в работе [16].

3. Анализ времяпролетной информации

Времяпролетная информация, полученная в процессе работы спектрометра, нуждается в ряде коррекций:

— требуется коррекция момента прихода сигнала с ФЭУ, учитывающая, что каждый канал измерения времени пролета, включающий в себя сцинтилляционный счетчик, сигнальные кабели и считывающую электронику, вносит во время пролета индивидуальную постоянную задержку;

— необходимо скомпенсировать зависимость измеренного времени от точки, в которой заряженная частица пересекает сцинтиллятор;

— требуется компенсация зависимости измеренного времени прихода сигнала с фотоумножителя от амплитуды этого сигнала;

— необходим учет неизбежного при проведении длительного сеанса медленного дрейфа временных параметров времяпролетного детектора и стартового счетчика.

Калибровка времяпролетного детектора была выполнена на основе информации, набранной при работе спектрометра NA49 на пучке ядер свинца с энергией 158 ГэВ/нуклон. Предварительно проведенная реконструкция треков заряженных частиц во времяпроекционных камерах позволяла не только определить с большой точностью координаты пересечения плоскости времяпролетного детектора каждой заряженной частицей, но также предоставляла информацию об импульсе частицы и о длине ее пролета от мишени до времяпролетного детектора. Кроме того, используя результаты измерения ионизационных потерь заряженных частиц в МТРСЛ, оказалось возможным идентифицировать пионы и использовать только этот сорт заряженных частиц для описанной ниже калибровки времяпролетного детектора.

Измерение положения фермы детектора в пространстве, проведенное с использованием геодезической аппаратуры, в сочетании с информацией о расположении сцинтилляционных счетчиков относительно фермы, позволило определить положение счетчиков в пространстве с точностью до нескольких миллиметров. Для уточнения положения счетчиков относительно МТРС был проведен анализ координат «изображений» сцинтилляторов, образованных точками пересечения плоскости детектора продолжениями треков заряженных частиц во времяпроекционной камере. Точность поправки зависит от числа используемых треков, однако, используя совокупность информации о необходимых поправках в положениях сцинтилляторов, а также об отклонениях размеров «изображений» сцинтилляторов на плоскость от расчетных, можно определить необходимую комбинацию «сдвигов» и «поворотов» всего времяпролетного детектора, как единого целого, «перемещающую» детектор из его «предполагаемого» положения в истинное. В завершение была осуществлена незначительная корректировка положения сцинтилляторов друг относительно друга. Точность скорректированного положения сцинтилляционных счетчиков оценивается на уровне $0,2 \pm 0,3$ мм.

Как уже указывалось, высокая множественность вторичных заряженных частиц в центральных (Pb + Pb)-взаимодействиях приводит к значительному числу событий, в которых две заряженные частицы попадают в один и тот же сцинтилляционный счетчик, что ведет к искажению времяпролетной информации. Для устранения такого рода искажений были исключены из обработки срабатывания тех счетчиков, в сцинтиллятор которых «попадали» продолжения более чем одного трека из МТРСЛ. Количес-

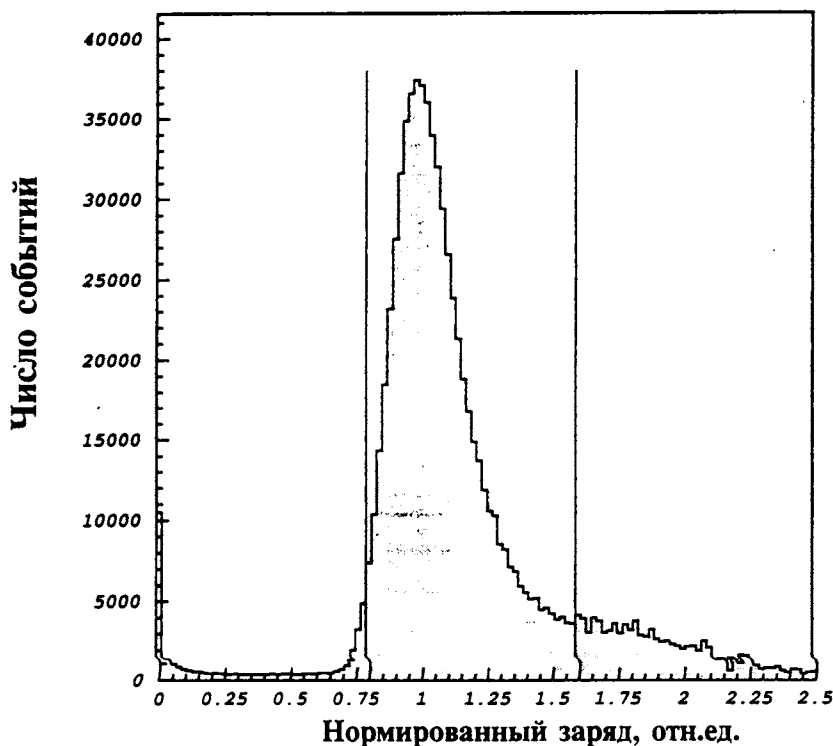


Рис.7. Распределение нормированных значений заряда сигналов с времяпролетного детектора

тво исключенных из обработки по этой причине частиц составило 10 + 15 %, и при дальнейшей идентификации число частиц каждого сорта корректировалось на соответствующую поправку.

Следующей причиной «потерь» при регистрации заряженных частиц с помощью времяпролетного детектора является отбор по заряду сигналов со сцинтилляционных счетчиков. на рис.7 представлено суммарное (по всем счетчикам детектора) распределение нормированных значений зарядов со счетчиков:

$$Q^{\text{ном}} = (Q - Q_{\text{pedestal}}) / (Q_0 - Q_{\text{pedestal}}), \quad (1)$$

где Q_0 — положение максимума распределения по заряду для каждого счетчика, Q_{pedestal} — положение пьедестала для каждого счетчика. При обработке времяпролетной информации в рассмотрение принимались только те частицы, нормированный заряд которых лежал в пределах 0,8 + 1,6. Заряд менее 0,8 соответствует, в основном, частицам, попавшим в края сцинтилляционных счетчиков (см. рис.8). Из-за малого

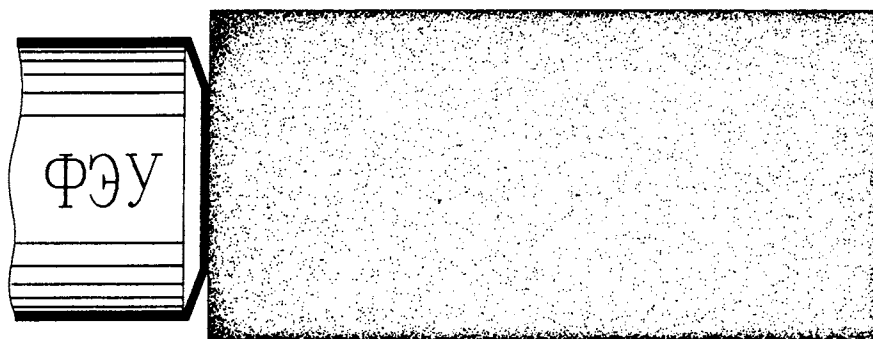


Рис.8. Точки попаданий в сцинтилляторы счетчиков частиц, которым соответствуют нормированные заряды сигналов менее 0,8. Видно, что плотность частиц, попадающих к краям сцинтиллятора, значительно превосходит плотность частиц, попадающих в центральную область сцинтиллятора

числа фотонов времяпролетное разрешение детектора, определенное по выборке из таких событий, несколько хуже, что (при отсутствии отбраковки) приводит, например, к увеличению π -мезонного фона при идентификации K -мезонов. Заряд более 1,6 ассоциируется с ситуацией, когда в сцинтилляторе (вместе с попаданием заряженной частицы) происходит конверсия гамма-кванта. В таком случае также происходит искажение времяпролетной информации (возможна потеря соответствия между треком в МТРСЛ и срабатыванием сцинтилляционного счетчика; ввиду искажения амплитуды коррекция зависимости времени пролета от амплитуды становится неэффективной и т. д.). «Потери» частиц, связанные с отбором событий по заряду сигналов с времяпролетного детектора, оцениваются на уровне $\approx 7\%$ для конверсии гамма-квантов и $3 + 7\%$ — для частиц, попадающих в края сцинтилляторов. Эти «потери» были также учтены на этапе идентификации.

На рис.9 показана зависимость времени прихода сигнала от «локальной» координаты точки входа заряженной частицы в сцинтиллятор. Окно фотокатода ФЭУ перекрывает лишь часть площади торца сцинтиллятора, через который производится сбор света, что приводит к значительной неоднородности светосбора (по амплитуде и по времени) для частиц, пересекающих сцинтиллятор в области $X < 1$ см. Поэтому при разработке детектора было решено не использовать эту область сцинтиллятора для регистрации частиц, для чего счетчики были расположены таким образом, чтобы «первый сантиметр» сцинтиллятора каждого счетчика был перекрыт сцинтиллятором соседнего счетчика. Зависимость времени прихода сигнала от X в области $X > 1$ см была скорректирована с помощью полинома второго порядка:

$$T^* = T - P_0 - P_1 \cdot X - P_2 \cdot X^2, \quad (2)$$

где P_0 , P_1 и P_2 — индивидуальные коэффициенты для каждого счетчика, полученные фитированием экспериментальных данных.

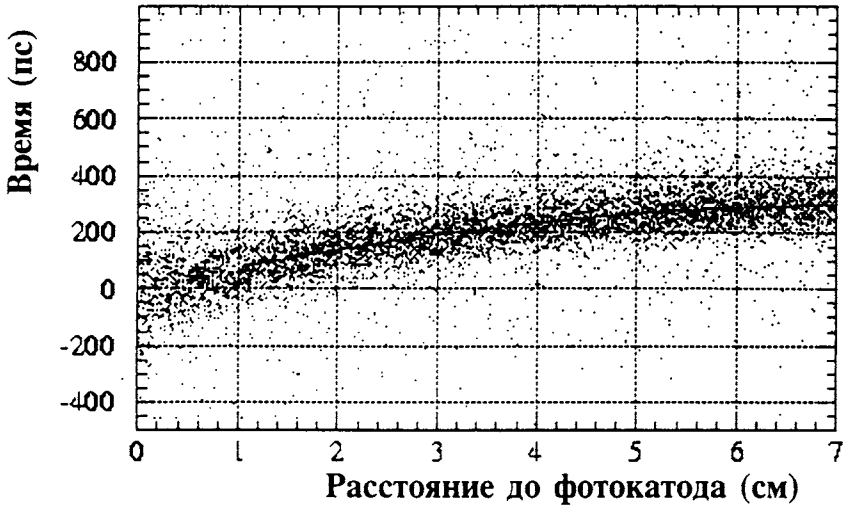


Рис.9. Зависимость времени прихода сигнала сцинтилляционного счетчика от расстояния между точкой входа заряженной частицы в сцинтиллятор и фотокатодом умножителя

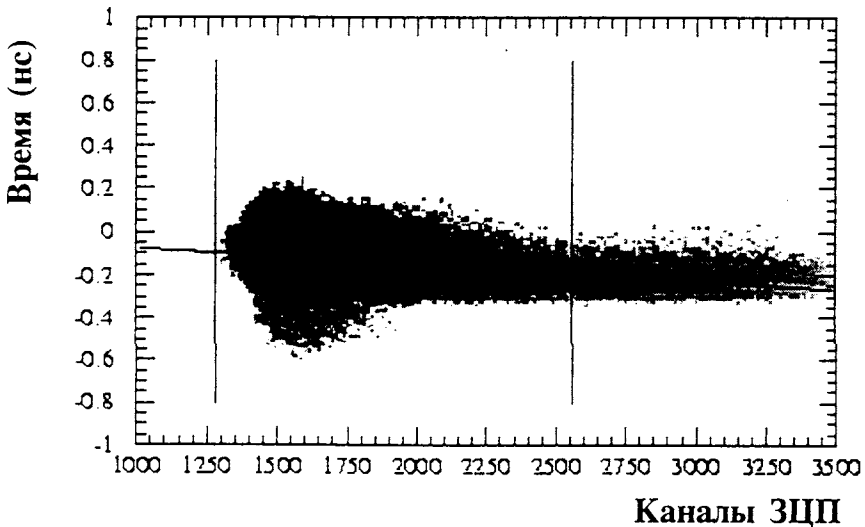


Рис.10. Зависимость времени прихода сигнала от заряда этого сигнала

Зависимость времени прихода сигнала со счетчика от заряда этого сигнала (см. рис.10) была скорректирована с помощью полинома второго порядка аналогичным образом для каждого сцинтилляционного счетчика.

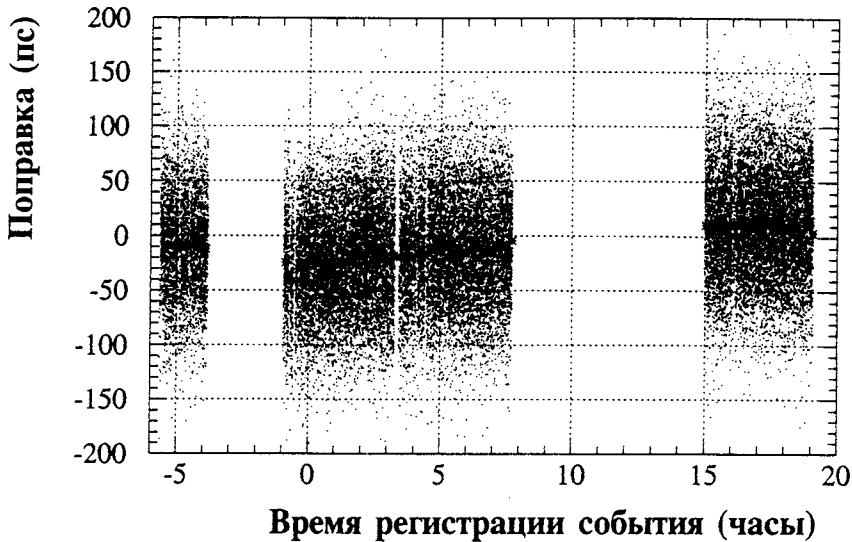


Рис.11. Зависимость поправки времен пролета на «дрейф» стартового счетчика и времяпролетного детектора от момента регистрации события. Точками показаны значения поправок для индивидуальных событий, звездочками — средние значения поправок для каждых 500 событий

Для определения индивидуальной временной задержки для каждого канала измерения времени пролета был использован спектр $T_{\pi}^{\text{zero}} = T^* - L/v_{\pi}(p)$, где T^* — скорректированное на зависимости от амплитуды сигнала и «локальной» координаты X время прихода сигнала со сцинтилляционного счетчика, $L/v_{\pi}(p)$ — вычисленное время пролета пиона со скоростью $v_{\pi}(p)$ по траектории длиной L :

$$L/v_{\pi}(p) = \frac{L}{c} \sqrt{\frac{p^2 + (m_{\pi}c)^2}{p^2}}. \quad (3)$$

Ввиду того, что для калибровки были использованы пионы, среднее значение полученного спектра является искомой задержкой ΔT_i (где i — номер канала измерения времени пролета).

Высокая множественность регистрируемых пионов ($N_{\pi} \approx 70 \div 90$ штук за одно «центральное» событие) позволила частично скомпенсировать искажения времени пролета частиц, вносимые стартовым счетчиком (из-за его ненулевого временного разрешения) и медленным «дрейфом» временных параметров времяпролетной системы как единого целого. Среднее значение величины $T_{\pi}^* = T_{\pi}^{\text{zero}} - \Delta T_i$ для пионов, зарегистрированных в каждом событии, было принято в качестве поправки на «дрейф»

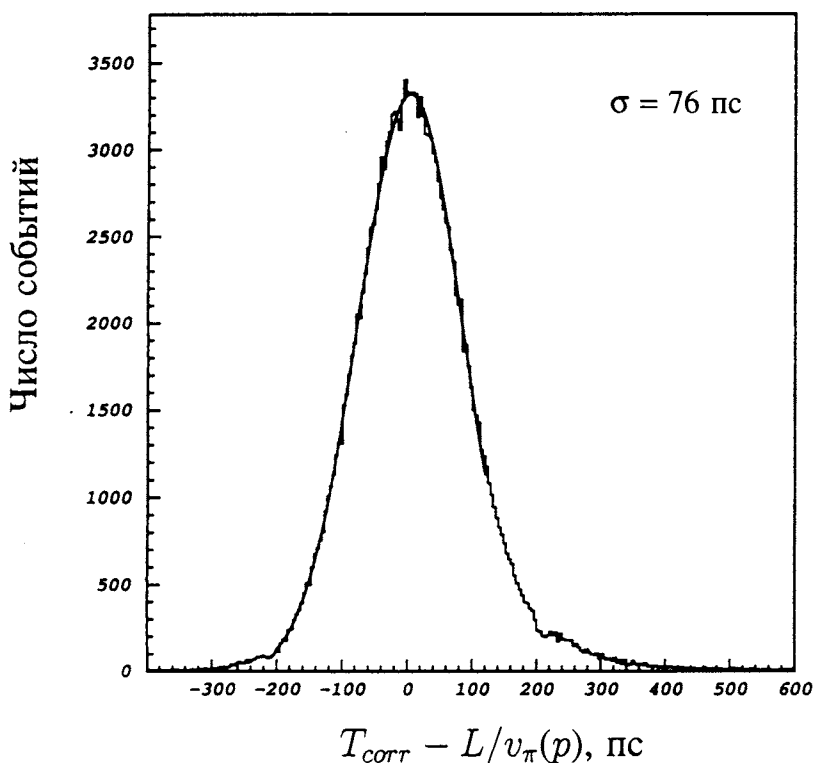


Рис.12. Временной спектр $T_{corr} - L/v_{\pi}(p)$ для всех счетчиков детектора после проведения коррекций. Ширина спектра характеризует разрешение времяпролетной системы $\sigma_{TOF} = (76 \pm 2)$ пс

T_j^{drift} (где j — номер события) для всех времен пролета, измеренных в этом событии. Точность данного метода, определяемая величиной $\sigma_{TOF}/\sqrt{N_{\pi}}$, менее 10 пс (где σ_{TOF} — среднее временное разрешение времяпролетной системы), превосходит временное разрешение стартового счетчика $\sigma_{START} \approx 25$ пс. На рис.11 представлены поправки времени пролета T^{drift} для событий, записанных при работе установки в течение нескольких часов. Разброс поправок для отдельных событий (на рисунке показаны точками) отражает в основном временное разрешение стартового счетчика. Звездочки на рисунке представляют результаты усреднения поправок для каждых 500 событий и соответствуют «дрейфу» временных параметров всей системы измерения времени пролета.

На рис.12 представлено распределение величины $T_{corr} - L/v_{\pi}(p)$ (где T_{corr} — время пролета после всех вышеописанных коррекций) для частиц отрицательного знака, зарегистрированных в различных сцинтилляционных счетчиках детектора. Среднее вре-

менное разрешение созданной системы для измерения времени пролета характеризуется шириной пика для π^- -мезонов (см. рис.12) и составляет $\sigma_{\text{ТОФ}} = (76 \pm 2)$ пс для π -мезонов в импульсном интервале $3 + 10$ ГэВ/с. Следует подчеркнуть, что указанное разрешение включает в себя не только собственное разрешение сцинтилляционных счетчиков, но и неопределенности, связанные с конечным разрешением стартового счетчика, с ошибками определения импульсов частиц и длины их треков, с искажениями, вносимыми в процессе работы электроники, и т.д.

4. Идентификация заряженных частиц

После измерения времени пролета заряженной частицы t и привлечения информации о длине трека частицы между стартовым счетчиком и времяпролетным детектором L и ее импульсе, предоставляемой времяпроекционной камерой, нетрудно определить скорость частицы

$$\beta = \frac{L}{c \cdot t} \quad (4)$$

и ее инвариантную массу:

$$(m_0 c^2)^2 = (pc)^2 \left(\frac{1 - \beta^2}{\beta^2} \right). \quad (5)$$

На рис.13 показаны зависимости величины $1/\beta$ и квадрата инвариантной массы от импульса частицы. Ширина линий, отвечающих соответствующим сортам частиц, определяется точностью измерения величин p , L и t :

$$\sigma_{1/\beta}^2 = \left(\frac{c}{L} \right)^2 \sigma_t^2 + \left(\frac{c \cdot t}{L^2} \right)^2 \sigma_L^2, \quad (6)$$

$$\sigma_{(m_0 c^2)^2}^2 = \sigma_{(pc)^2}^2 \left(\frac{1 - \beta^2}{\beta^2} \right)^2 + \sigma_{\beta}^2 \left(\frac{2(pc)^2}{\beta^3} \right)^2. \quad (7)$$

В результате, используя только информацию об инвариантной массе, можно говорить о разделении π - и K -мезонов с помощью созданной времяпролетной системы вплоть до импульса $4,0 + 4,5$ ГэВ/с (см. рис.14), а также об идентификации протонов (и антипротонов) вплоть до импульса 8 ГэВ/с.

Привлечение информации об ионизационных потерях частиц в газе времяпроекционных камер существенно расширяет импульсный интервал, в котором возможно идентифицировать заряженные частицы. На рис.15 показаны зависимости ионизационных потерь частиц dE/dx в газе камеры МТРСЛ от квадрата инвариантной массы m_0^2 , полученной путем измерения времени пролета и импульса заряженной частицы,

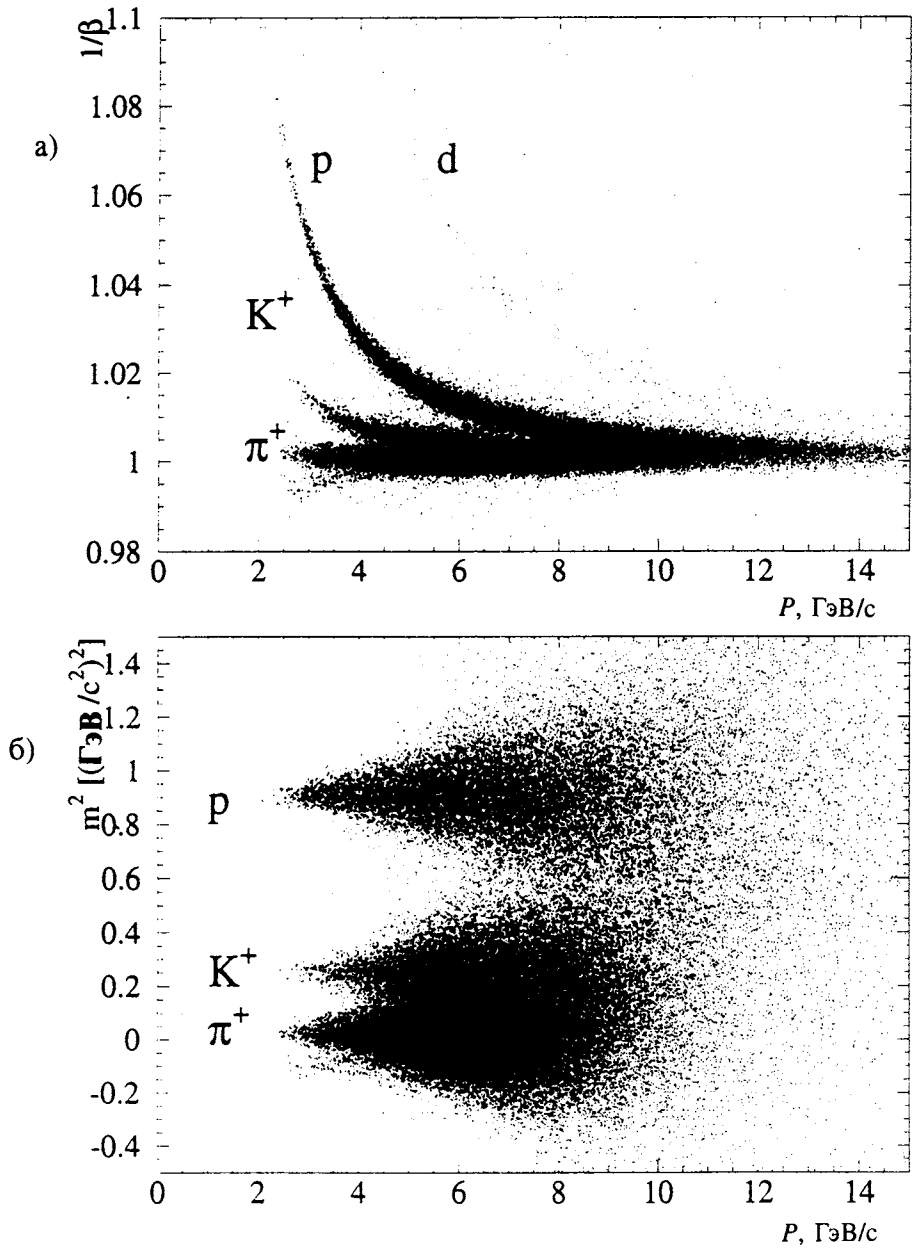


Рис.13. Зависимость восстановленных с помощью измерения времени пролета величины $1/\beta$ (а) и квадрата инвариантной массы (б) от импульса, измеренного в МТРСЛ, для вторичных частиц с положительным зарядом

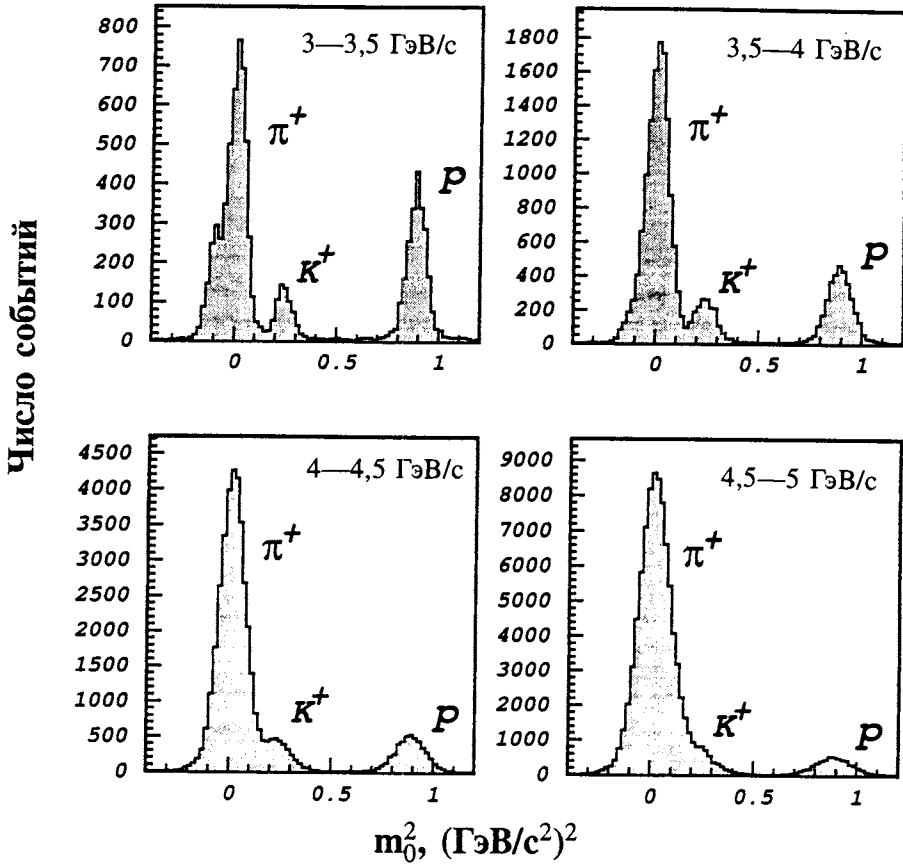


Рис.14. Распределение по квадрату инвариантной массы для положительно заряженных частиц в импульсном диапазоне 3 + 5 ГэВ/с

для случая, когда времяпролетный детектор TOFL регистрирует отрицательно заряженные частицы. Аналогичные зависимости для положительно заряженных частиц показаны на рис.16. Двумерные гистограммы, представленные на рисунках, отвечают различным импульсным интервалам частиц (ширина каждого интервала — 1 ГэВ/с). Каждая гистограмма была профитирована суммой трех однотипных двумерных распределений, соответствующих пионам, каонам и протонам (антипротонам). Двумерные функции для каждого из трех сортов частиц, представленных на гистограммах, были выбраны в виде суммы двух компонент: двумерного распределения Гаусса, описывающего основную часть пика,

$$G = P_1 \cdot \exp \left(- \frac{(m_0^2 - P_2)^2}{P_3^2} - \frac{(dE/dx - P_4)^2}{P_5^2} \right) \quad (8)$$

Ионизационные потери в МТРСЛ, отн.ед.

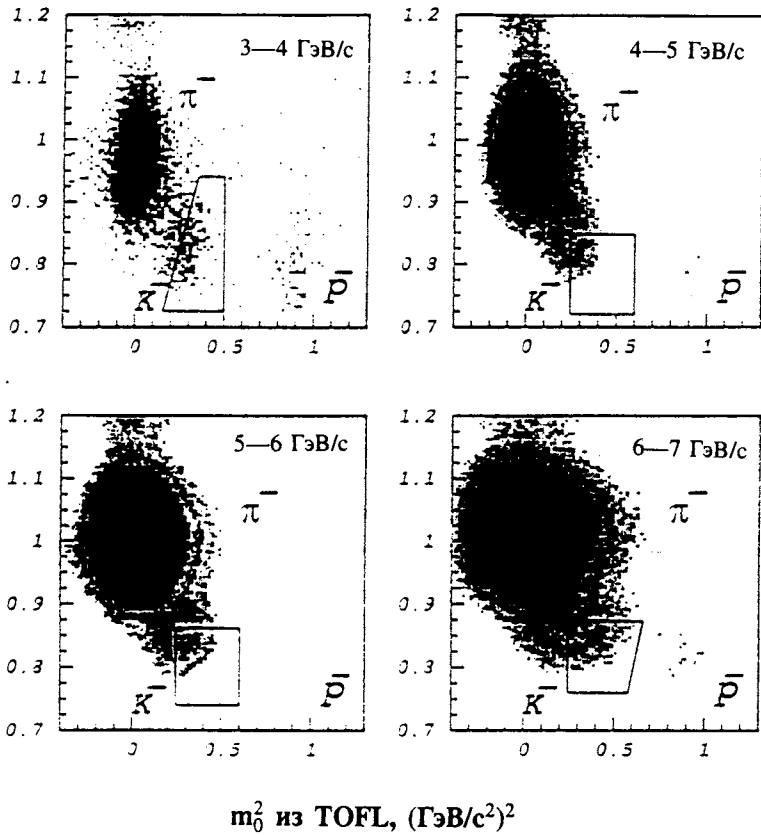


Рис.15. Зависимость ионизационных потерь в МТРСЛ от квадрата инвариантной массы, восстановленной с использованием информации о времени пролета, для вторичных частиц с отрицательным зарядом. Линиями выделены области, используемые для подсчета числа K^- -мезонов

(где $P_1 \dots P_5$ — параметры фитирования, отвечающие за нормировку, положение максимума и ширину двумерного распределения), и экспоненциальной части, учитывающей «спад» распределений,

$$Ex = P_6 \cdot \exp\left(-\frac{(dE/dx - P_7)^2}{P_8^2}\right) \cdot \exp(P_9 \cdot (m_0^2 - P_{10})), \quad m_0^2 \geq P_{10} \quad (9)$$

$$Ex = P_6 \cdot \exp\left(-\frac{(dE/dx - P_7)^2}{P_8^2}\right) \cdot \exp(P_{11} \cdot (P_{10} - m_0^2)), \quad m_0^2 < P_{10} \quad (10)$$

Ионизационные потери в МТРСЛ, отн.ед.

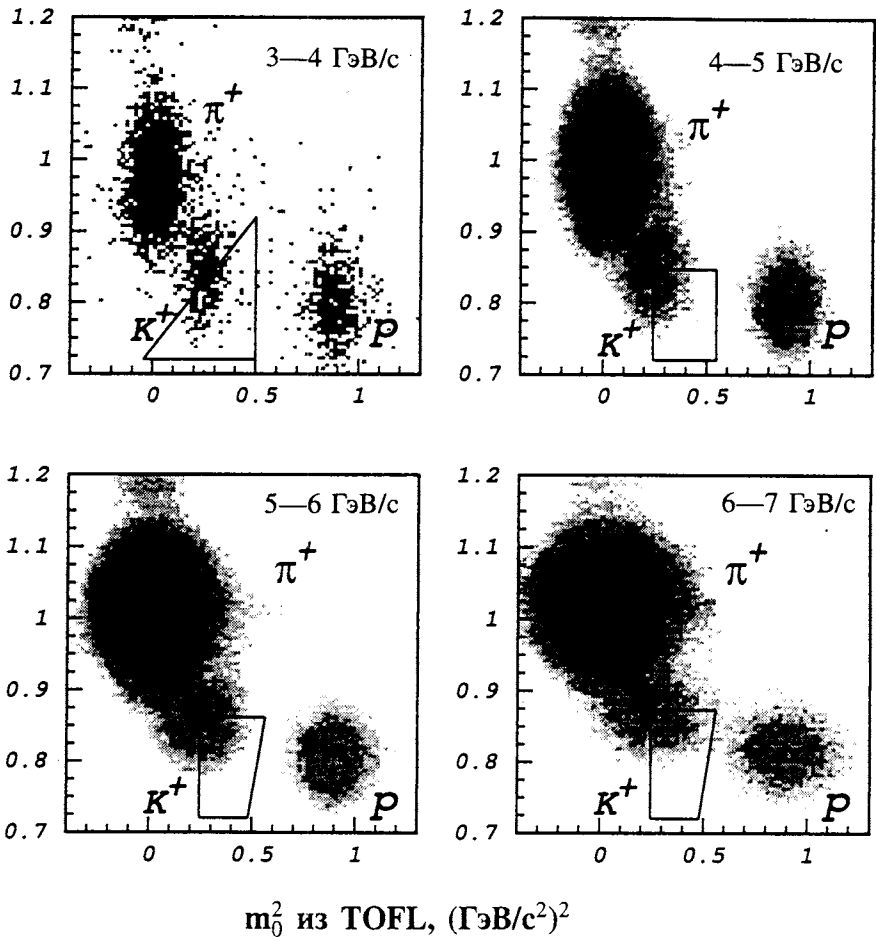
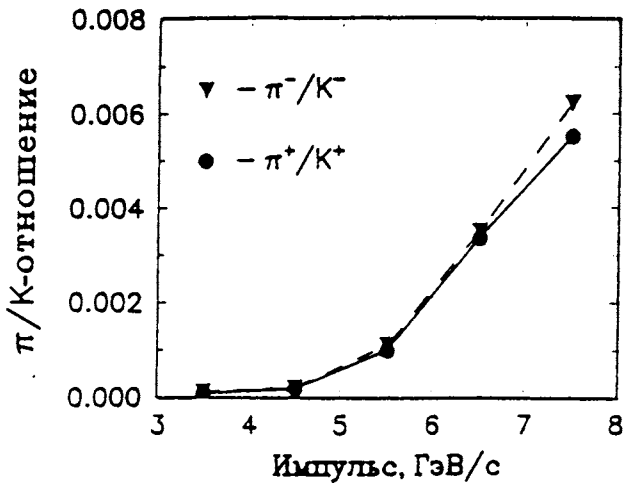
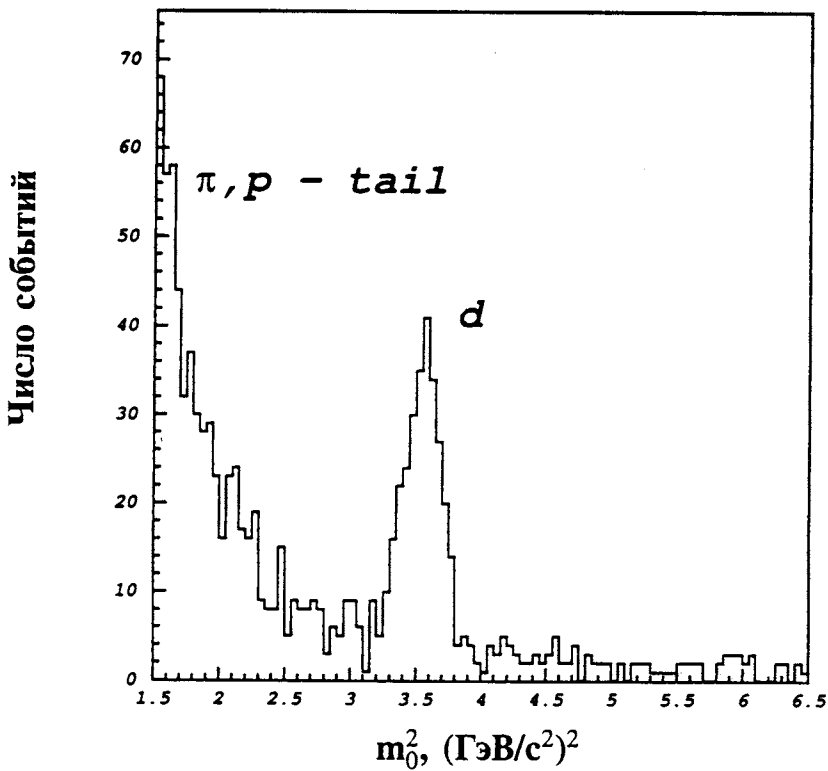


Рис.16. Зависимость ионизационных потерь в МТРСЛ от квадрата инвариантной массы, восстановленной с использованием информации о времени пролета, для вторичных частиц с положительным зарядом. Линиями выделены области, используемые для подсчета числа K^+ -мезонов

(где $P_6 \dots P_{11}$ — параметры фитирования, отвечающие за аналогичные характеристики экспоненциальной части распределения). Вклад экспоненциальной части, не слишком заметный при импульсах порядка $3 + 5$ ГэВ/с, при больших импульсах становится определяющим при описании «хвостов» пиков. Результаты проведенного фитирования позволяют использовать для подсчета числа частиц каждого сорта те области двумерных гистограмм, где частицы разных сортов разделены наиболее надежно (эти области выделены на рис.15 и 16); при этом несложно определить, какой процент частиц искомого сорта попадает в выделенные области и каковы примеси частиц других сортов при

Рис.17. Примеси π -мезонов в идентифицированных каонахРис.18. Распределение по квадрату инвариантной массы для положительно заряженных частиц в импульсном диапазоне $3 + 11$ ГэВ/с

такой процедуре идентификации. В качестве примера на рис.17 показаны оценки примесей пионов в идентифицированных K -мезонах для различных импульсных интервалов при использовании показанных на рис.15 и 16 областей двумерных гистограмм. Из данных, представленных на рисунке, следует, что вплоть до импульса 8 ГэВ/с возможно выделить каоны с примесью пионов менее 1 %.

Помимо $(\pi-K-p)$ -разделения, созданная времяпролетная система позволяет выделять дейтроны, образующиеся в результате изучаемых реакций (см. рис. 13а и рис.18).

5. Заключение

Создание многоканальной сцинтилляционной времяпролетной системы в составе адронного спектрометра эксперимента NA49 позволяет существенно усилить идентификацию вторичных заряженных частиц (π^\pm , K^\pm , p , \bar{p} и d), рожденных в области «центральной» быстроты в (Pb + Pb)-взаимодействиях при энергии 158 ГэВ/нуклон, дополнительно к идентификации, обеспечиваемой времяпроекционными камерами путем измерения ионизационных потерь частиц в газе TPC.

Высокие параметры детектора позволяют использовать его в экспериментах не только в ЦЕРН, но и на пучках ускорительного комплекса ЛВЭ ОИЯИ — нуклотроне и синхрофазотроне.

Авторы выражают признательность академику А.М.Балдину за постоянный интерес к этой работе, а также благодарят группу химиков, сотрудников КБ, НОАФИ и опытного производства ЛВЭ ОИЯИ, без самоотверженного труда которых создание детектора было бы невозможным. Авторы признательны всем членам коллаборации NA49, и особенно — сотрудникам группы марбургского университета под руководством профессора Ф.Пульхофера за сотрудничество и помощь.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты 95-02-05070 и 96-02-17207).

Литература

1. Shuryak E.V. — Phys. rep., 1980, v.61, p.71.
2. Gross D.J., Pisarski R.D., Jaffe L.G. — Rev. Mod. Phys., 1981, v.53, p.43.
3. van Holle L. — Phys. Lett., 1982, v.118, p.138.
4. Bjorken J.D. — Phys. Rev., 1983, D27, p.140.
5. Large Acceptance Hadron Detector for an Investigation of Pb-induced reactions at the CERN SPS, NA49 collaboration, CERN/SPSLC 91-31, SPSLC/P264, 1991.
6. Afanasiev S.V. et al., NA49 collaboration, to be published in Nucl. Instr. and Meth.
7. Afanasiev S.V. et al., NA49 collaboration, Nucl. Phys., 1996, A610, p.76c.
8. Afanasiev S.V. et al., NA49 collaboration, Nucl. Phys., 1996, A610, p.188c.
9. Fuchs M. fo NA49 coll. — Nucl. Instr. and Meth., 1995, A367, p.394.
10. Bieser F. et al. — Nucl. Instr. and Meth., 1997, A385, p.535.
11. Kuahmichel A. fo NA49 coll — Nucl. Instr. and Meth., 1995, A360, p.52.
12. de Marzo C. et al. — Nucl. Instr. and Meth., 1983, v.217, p.405.

13. Alber T. et al. — *Phys. Rev. Lett.*, 1995, v.75, p.3814.
14. Афанасьев С.В. и др. — *Краткие сообщения ОИЯИ*, №1[81]-97, 1997, с.45.
15. Afanasiev S.V. et al. — *Acta Physica Slovaca*, 1994, vol.44, No.6, p.451.
16. Rauch W. for NA49 coll. — *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 1994, vol.41, No.1, p.30.