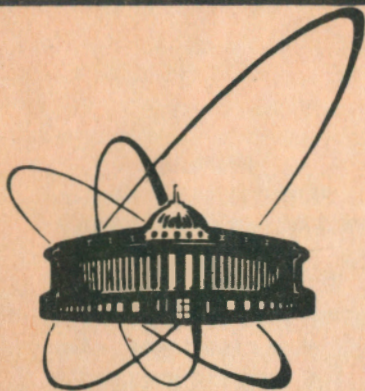


90-32



СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

В 624

P1-90-32

А.С.Водопьянов, В.М.Головатюк, К.Г.Денисенко,  
Н.Л.Денисенко, Э.Н.Цыганов

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ  
ДВУХТРЕКОВОГО РАЗРЕШЕНИЯ  
ВЕРШИННОГО ДЕТЕКТОРА УСТАНОВКИ УКД  
НА ОСНОВЕ МОДЕЛИРОВАНИЯ  
 $\bar{p}p$ -ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ ПРИ ЭНЕРГИИ 6 ТэВ

1990

## I. Введение

На сооружаемом ускорительно-накопительном комплексе (Серпухов, ИФЭ), ввод которого планируется в 1995-1996 гг., одной из базовых установок для изучения взаимодействия адронов при энергии пучков 3 ТэВ будет универсальный калориметрический детектор (УКД) /1/. Центральная трековая система УКД включает в себя вершинный полупроводниковый детектор, подробное описание параметров которого можно найти в /2/. В данной работе приводятся некоторые оценки общих характеристик взаимодействий протонов с антипротонами при энергии  $E_{\text{cm}}=6$  ТэВ и анализируются требования, предъявляемые к работе вершинного детектора. В частности, обсуждается возможность улучшения эффективности восстановления треков в струе с помощью вершинного микрострипового детектора.

## II. Общие характеристики $p\bar{p}$ -взаимодействий

Для того чтобы рассмотреть условия, при которых будет работать вершинный детектор, было проведено моделирование  $p\bar{p}$ -взаимодействий при энергии  $E_{\text{cm}}=6$  ТэВ с помощью пакета программ ISAJET (версия 6.12) /3/. Была использована подпрограмма TWOJET, которая может генерировать события с двумя струями с большими переданными импульсами  $p_T^{\text{jet}}$  (см. рис.1). Микровершинный детектор регистрирует частицы в интервале псевдобыстрот  $|\eta| < 1,5$ , поэтому были промоделированы события с двумя струями, для которых выполнено условие  $0,05E_{\text{cm}} \leq p_T^{\text{jet}} \leq 0,2E_{\text{cm}}$ , и, как будет показано в

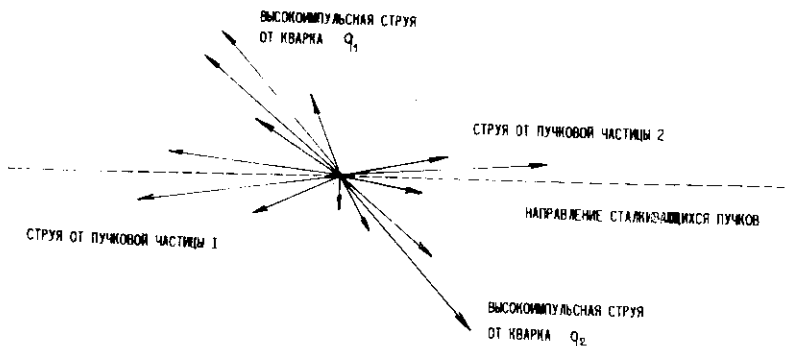


Рис.1. Схематическое изображение события  $p\bar{p} \rightarrow qq + X$ .

дальнейшем, эти струи попадают в интервал  $|\eta| < 1,5$ . Масса  $t$ -кварка была взята равной 120 ГэВ. Для остальных параметров были взяты значения, приведенные в описании пакета ISAJET. Было сгенерировано по 1000 двухструйных событий с образованием струй от фрагментации кварков  $c\bar{c}$ ,  $b\bar{b}$  и  $t\bar{t}$ .

При анализе результатов моделирования взаимодействий протонов с антипротонами было обнаружено, что рассмотренные характеристики событий со струями от  $c$ -,  $b$ - и  $t$ -кварков в основном не отличаются друг от друга. Некоторые отличия имеются только для событий с  $t$ -кварком, так как они имеют более сложную топологию, связанную с распадом  $t \rightarrow W\bar{b}$ , что приводит к разделению струй от  $t$ -кварка на несколько подструй. В результате в распределении по множественности появляется несколько пиков, соответствующих разному числу частиц в событиях с лептонными и кварковыми модами распада  $W$ .

На рис.2 представлены распределения по полной множественности и по множественности заряженных частиц во взаимодействиях  $pp$  при  $E_{\text{см}} = 6$  ТэВ, в которых рождаются пары кварков  $c\bar{c}$  и  $b\bar{b}$ . Среднее

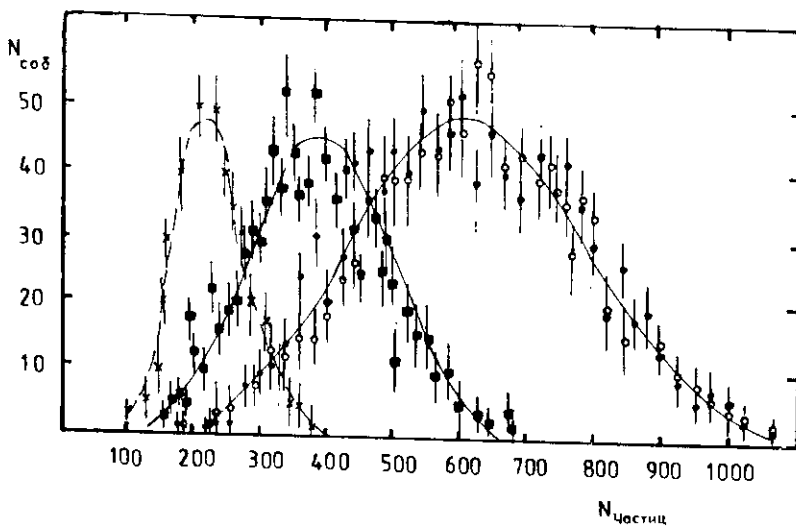


Рис.2. Распределение по полной множественности в событиях с рождением  $c\bar{c}$ -кварков ( $\phi$ ) и в событиях с рождением  $b\bar{b}$ -кварков ( $\psi$ ); распределение по множественности заряженных частиц в событиях с рождением  $b\bar{b}$ -кварков ( $\blacksquare$ ); распределение по множественности заряженных частиц, удовлетворяющих критериям отбора  $|\eta| < 1,5$  и  $p_T > 300$  МэВ/с ( $\times$ ). Непрерывные линии проведены от руки для удобства читателя.

число частиц в событии  $\langle n_{tot}^{cc} \rangle = 622$  и  $\langle n_{tot}^{bb} \rangle = 623$ , а при отборе только заряженных частиц  $\langle n_{ch}^{cc} \rangle = 350$  и  $\langle n_{ch}^{bb} \rangle = 370$ . Таким образом, в рассматриваемых событиях примерно 40% образующихся стабильных частиц составляют нейтральные частицы и гамма-кванты. Почти такое же соотношение между заряженными адронами и нейтральными частицами предсказывается и для событий без жестких КХД-взаимодействий /4/.

Результаты расчетов распределений по множественности с помощью программы ISAJET согласуются с предсказаниями предложенной в /5/ модели, описывающей изменение множественности с ростом энергии. С другой стороны, как было показано в работе /6/, предсказания модели /5/ при энергиях  $E_{cm} = 540$  ГэВ хорошо согласуются с экспериментальными данными, что дает основания считать получаемые с помощью ISAJET распределения по множественности достаточно достоверными.

При наличии магнитного поля 1,5 Тл заряженные частицы, имеющие импульс  $p_T < 300$  МэВ/с, закручиваются в магнитном поле и не выходят за пределы центральной трековой системы. Поэтому для того, чтобы оценить множественность частиц, попадающих в вершинный детектор, был проведен отбор по критериям  $|\eta| < 1,5$  и  $p_T > 300$  МэВ/с. Полученные распределения показаны на рис.2. Видно, что средняя множественность таких частиц в рассматриваемых событиях примерно равна 190, а число высокоимпульсных заряженных частиц, попадающих в вершинный детектор, составляет около 100.

Распределение по множественности заряженных частиц в струях, возникающих от с- и  $\bar{c}$ -кварков, показано на рис.3. Используемое в данной работе определение струи полностью совпадает с принятым в программе ISAJET. Для анализа условий работы вершинного детектора такое определение вполне оправдывает себя, и только в редких случаях дополнительно вводится обрезание по  $\eta$  и  $p_T$ . Среднее число заряженных частиц в струях с большими импульсами  $\langle n_{ch}^{jet} \rangle \approx 40$ , как

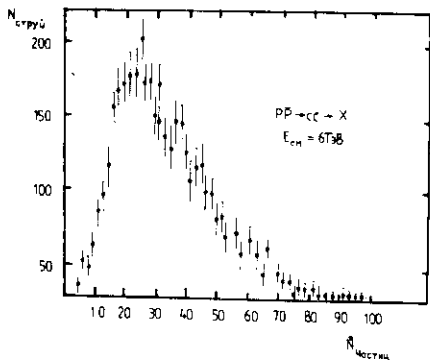


Рис.3. Распределение по множественности заряженных частиц в струях от с-кварков.

было отмечено в /7/. В струях с малыми переданными импульсами, то есть в струях, возникающих от остатков пучковых частиц,  $\langle n_{tot}^{beam} \rangle = 100$  и  $\langle n_{ch}^{beam} \rangle = 62$ . Надо отметить, что струи от пучковых частиц в вершинный детектор фактически не попадают (см. рис.4), в то время как распределение высокоимпульсных струй по углу  $\theta$  имеет максимум при  $\theta = \pi/2$  для всех рассмотренных типов кварковых струй.

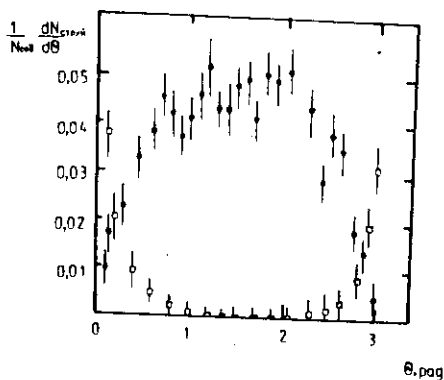


Рис.4. Распределение по углу  $\theta$  высокоимпульсных струй ( $\bullet$ ) и струй от остатков пучковых частиц ( $\circ$ ) для событий  $pp \rightarrow c\bar{c} \rightarrow X$ .

Интересно рассмотреть изменения характеристик высокоимпульсных струй с ростом их импульса. Были выбраны четыре интервала для полного импульса струй в диапазоне 0-3000 ГэВ/с и рассмотрены изменения конфигурации струй с различными импульсами по углам  $\theta$  и  $\phi$ . На рис.5 представлены распределения по углу  $\theta$  относительно оси струи для событий  $pp \rightarrow b\bar{b} \rightarrow X$ . Видно, что частицы

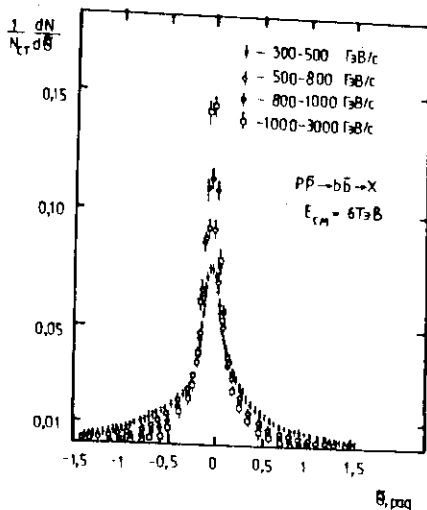


Рис.5. Распределение частиц по углу  $\theta$  относительно оси струи для событий со струями от  $b\bar{b}$ -кварков для струй с различными импульсами в диапазоне 300-3000 ГэВ/с.

из струй с большими импульсами концентрируются в более узком конусе. Ширина конуса струи для струй с разными импульсами представлена в таблице. Из таблицы видно, что при увеличении импульса струи с 400 до 2000 ГэВ/с ширина конуса по углу  $\theta$  уменьшается в три раза.

Таблица. Изменение параметров струй с ростом их импульса

Интервал импульсов струй, ГэВ/с	Ширина струи по углу $\theta$ , мрад
300 - 500	$180 \pm 20$
500 - 800	$150 \pm 16$
800 - 1000	$70 \pm 10$
1000 - 3000	$50 \pm 8$

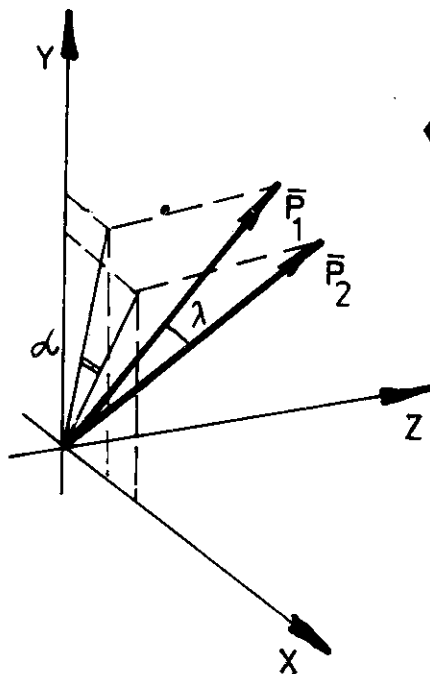


Рис.6. Схематическое изображение двух ближайших заряженных частиц I и 2 в одной струе.  $P_1$  и  $P_2$  - импульсы частиц I и 2.  $\lambda$  - угол между векторами  $P_1$  и  $P_2$ .  $\alpha$  - проекция угла  $\lambda$  на плоскость XY. Z - ось пучков.

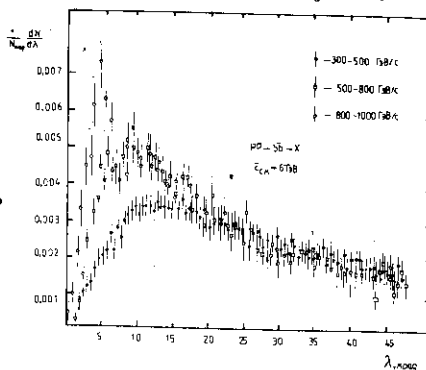


Рис.7. Распределение по углу  $\lambda$  частиц в струях с различными импульсами от 300 до 3000 ГэВ/с.

Известная тенденция к сужению конуса вокруг оси струи с ростом ее импульса может быть проиллюстрирована следующим образом. Рассмотрим, как выглядит распределение по углам между частицами в струях при разных импульсах струй. Обозначим  $\lambda$  - угол между вектором импульса  $\vec{P}_1$  заряженной частицы 1 и вектором импульса  $\vec{P}_2$  заряженной частицы 2, которая является ближайшим соседом частицы 1 (см. рис.6). Распределение по углу  $\lambda$  представлено на рис.7. Видно, что отмеченная выше тенденция к сужению конуса струи с ростом ее импульса отчетливо просматривается на представленных распределениях. Если для струй с импульсом меньше 500 ГэВ/с максимум распределения находится при  $\lambda \approx 12$  мрад, то для струй с импульсом более 1000 ГэВ/с максимум находится при углах  $\lambda < 5$  мрад.

### III. Эффективность двухтрекового разрешения вершинного микрострипового детектора

Чтобы проанализировать, каковы возможности вершинного микрострипового детектора разделить пары частиц, принадлежащих одной высокоимпульсной струе, рассмотрим более подробно геометрию расположения детектора. Вершинный полупроводниковый микростриповый детектор состоит из трех слоев кремниевых пластин, нижний из которых расположен на расстоянии примерно 5 см от оси сталкивающихся пучков (Z). Шаг полосок, расположенных вдоль оси Z, составляет 25 мкм. Съем информации предполагается осуществлять с каждой второй полоски. На рис.8 показано расположение двух слоев

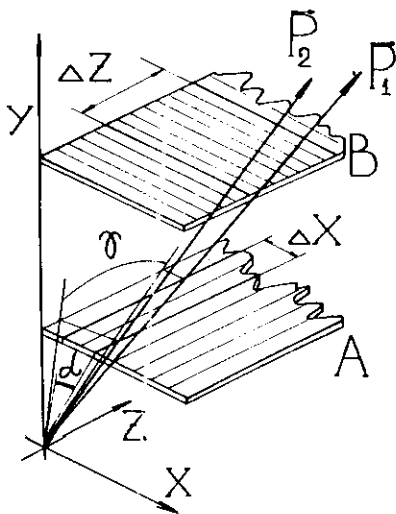


Рис.8. Схематическое изображение пластин A и B, принадлежащих разным слоям микрострипового вершинного детектора. Тонкими линиями показано направление полосок на пластинках. Жирными линиями показаны вектора импульсов и полоски, сработавшие при прохождении частиц 1 и 2 с импульсами  $P_1$  и  $P_2$ .  $\Delta x$  и  $\Delta z$  - проекции на оси X и Z расстояния между частицами 1 и 2 в плоскостях A и B соответственно.

вершинного детектора. Из рисунка видно, что разделение двух близких треков с помощью пластины А определяется не углом  $\lambda$  между векторами  $\vec{P}_1$  и  $\vec{P}_2$ , а углом  $\alpha$ , который является проекцией  $\lambda$  на плоскость XY.

На рис.9 представлено распределение по углу  $\alpha$  для событий с рождением партонов  $b\bar{b}$ . Видно, что тенденция к уменьшению угла между частицами в струе с ростом импульса струи становится заметной только для углов  $\alpha < 3$  мрад.

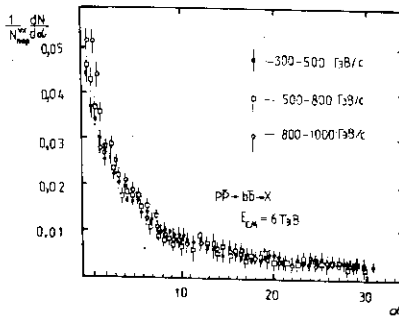


Рис.9. Распределение частиц по углу  $\alpha$  для событий  $pp \rightarrow b\bar{b} \rightarrow X$  для струй с разными импульсами 300 - 3000 ГэВ/с.

Будем называть эффективностью разделения двух треков отношение числа пар частиц, которые регистрируются детектором как две отдельные частицы, к полному числу пар частиц, попадающих в детектор. Предположим, что пластинка А вершинного детектора с полосками, идущими вдоль оси Z, может зарегистрировать как две отдельные частицы пару частиц в том случае, если расстояние между точками попадания их в детектор составляет 100 мкм в проекции на ось X ( $\Delta x = 100$  мкм). Это означает, что все треки, угол  $\alpha$  между которыми меньше 2 мрад, будут регистрироваться как один при расстоянии 5 см между пластинкой А и осью Z. Таким образом, имеется непрерывная зависимость эффективности двухтрекового разрешения от угла  $\alpha$ , которая представлена на рис.10(а). Из рисунка видно, что для детектора, который способен разделить две частицы, расстояние между которыми  $\Delta x = 100$  мкм в плоскости детектора, эффективность разделения пар составляет 85%. Для детектора, способного разделить две частицы на расстоянии  $\Delta x = 200$  мкм, эффективность составляет всего 75%.

Заметим, что из распределений, представленных на рис.7, следует, что количество частиц, угол между которыми меньше 2 мрад, мало даже в высокоимпульсных струях. Следовательно, если измерять больше чем одну проекцию угла  $\lambda$ , то эффективность двухтрекового разделения может быть значительно улучшена. Рассмотрим, например,



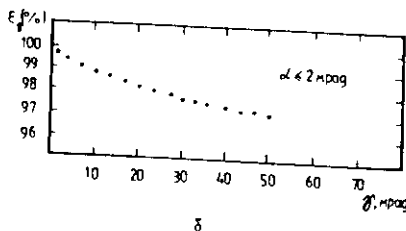
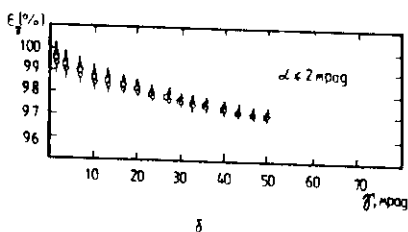
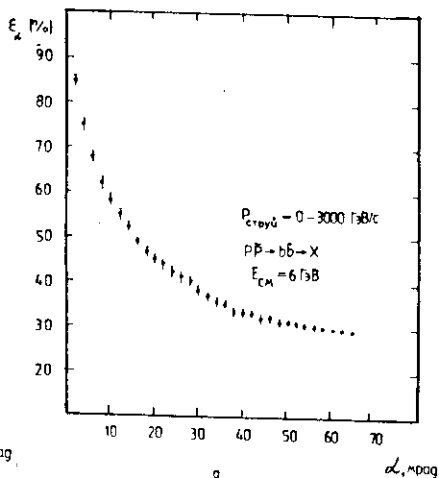
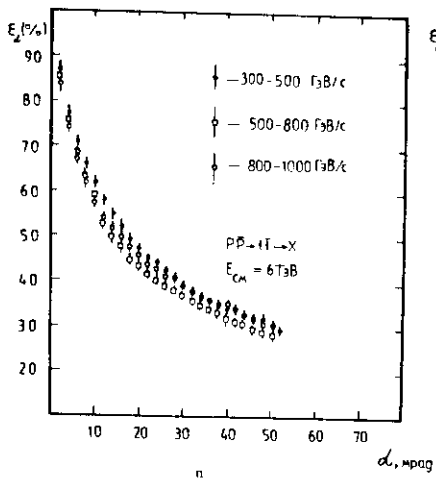


Рис. IО. Зависимость эффективности двухтрекового разрешения для струй с разными импульсами от кварков  $t\bar{t}$  от угла  $\alpha$  (а) и от угла  $\gamma$  (б). Зависимость (б) получена в предположении, что два трека разделяются пластиной А микрострипового детектора в том случае, если проекция угла между векторами импульсов двух частиц  $\alpha > 2$  мрад.

Рис. II. Зависимость эффективности двухтрекового разрешения от углов  $\alpha$  (а) и  $\gamma$  (б) для струй от кварков  $b\bar{b}$  при импульсах струй от 300 до 3000 ГэВ/с.

как изменится эффективность, если кроме угла  $\alpha$  измерять угол  $\gamma$  (см. рис. 8). Такие измерения могут быть выполнены одним из слоев (В) микрострипового детектора, который имеет полоски, перпендикулярные оси Z, и находится на расстоянии 6 см от оси Z. На рис. IО(б) показана зависимость эффективности двухтрекового разрешения микростриповым вершинным детектором из двух слоев с

взаимно перпендикулярным расположением полос по осям X и Z соответственно. Зависимость эффективности двухтрекового разрешения от угла  $\gamma$  была получена при условии, что пластинка A разделяет две частицы, пересекающие плоскость слоя A на расстоянии  $\Delta x=100$  мкм друг от друга. Из рис.10(б) видно, что даже если разделение двух частиц вторым слоем достигается при  $\gamma=10$  мрад ( $\Delta z=500$  мкм), то эффективность двухтрекового разрешения превышает 98%. Эффективность разделения близких пар частиц оказывается не зависящей от типов партонов (с, b и t), инициирующих высокоимпульсные струи (см. рис.11).

Таким образом, обеспечение измерения второй координаты дает возможность улучшения эффективности двухтрекового разрешения вплоть до 98%.

#### IV. Выводы

Рассмотрены некоторые характеристики смоделированных событий взаимодействий протонов с антипротонами при энергии  $E_{\text{см}}=6$  ТэВ. Установлено, что множественность заряженных частиц в событиях с двумя струями с импульсами от 300 до 3000 ГэВ/с от кварков c, b и t ожидается около 620 частиц. От этого количества 40% составляют нейтральные частицы и гамма-кванты. Множественность заряженных частиц составляет примерно 360 частиц за одно событие, причем около 100 из них имеют переданный импульс больше чем 300 МэВ/с, и попадают в вершинный детектор. Из распределений по множественности для кварковых струй и распределений струй по углу  $\theta$  следует, что высокоимпульсные частицы, попавшие в вершинный детектор, в основном принадлежат высокоимпульсным струям. Следовательно, при анализе условий работы вершинного детектора одним из наиболее важных является вопрос об эффективности двухтрекового разрешения частиц из одной струи вершинным детектором. Было показано, что конус, образуемый частицами струи, заметно сужается при увеличении импульса струи. Тем не менее даже в струях с импульсом больше 1000 ГэВ/с имеется меньше 1% частиц, расстояние от которых до их ближайшего соседа  $\Delta R < 100$  мкм. (Расстоянию  $\Delta R=100$  мкм соответствует угол  $\lambda=2$  мрад между векторами импульсов при положении плоскости детектора на расстоянии 5 см от оси пучков Z). Однако так как один слой микроstriпового детектора может измерять только одну проекцию угла  $\lambda$ , то неэффективность двухтрекового разрешения составляет примерно 15%. Естественным способом улучшить эффективность двухтрекового разрешения является переход к измерению более чем одной проекции угла  $\lambda$ . Оказывается, что при измерении детектором двух координат можно достичь эффективности около 98%.

Надо отметить, что в данной работе предполагается, что слой детектора с полосками, находящимися на расстоянии 25 мкм, и со снятием сигнала с каждой второй полоски, способен разделить две частицы, попадающие в детектор на расстоянии  $\Delta x = 100$  мкм друг от друга. Для современных микростриповых детекторов /7/ расстояние, на котором детектор разделяет две частицы, варьируется от 100 до 200 мкм и определяется пространственным разрешением детектора, которое, в свою очередь, сильно зависит от угла входа частицы в детектор. При наличии магнитного поля 1,5 Тл внутри центральной трековой системы УКД траектории заряженных частиц искривляются, и их угол входа в микростриповый детектор отличается от  $90^\circ$ , что приводит к ухудшению пространственного разрешения детектора и, следовательно, к ухудшению возможности разделения пары частиц. При проведении описанного выше анализа величины эффективности двухтрекового разрешения вершинного детектора искривление траекторий частиц в магнитном поле не было учтено, поэтому приведенные величины эффективности надо понимать как верхний предел для ее реальных значений.

#### Литература

1. Denisov S.P.—Preprint IHEP UNK 5/1 E, Serpukhov, 1988.
2. Водопьянов А.С. и др.—Препринт ОИЯИ Д13-88-764, Дубна, 1988.
3. Paige F.E., Protopopescu S.D.—In: Physics of the superconducting supercollider 1986, Ed. by Donaldson R., Marx J., p.320, 1987.
4. Ажгирей И.Л. и др.—Препринт ИФЭЭ-87-151, Серпухов, 1987.
5. Koba Z., Nielsen H.B., Olesen P.—Nucl.Phys.B40, 1972, p.317.
6. Collaboration UA1.—Phys.Lett.B107, 1981, p.320.
7. Seiden A.—In: Vertex Detector. Ed. by Villa F., New-York, 1988, p.1.

Рукопись поступила в издательский отдел  
17 января 1990 года.