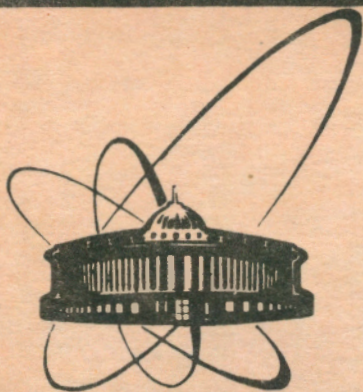


92-370



СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P10-92-370

А.Ю.Бонюшкина, В.И.Генчев*, И.М.Иванченко,
Н.Н.Карпенко, В.И.Краснослободцев, Ю.А.Кретов,
В.Г.Кривохижин, П.В.Мойсенз, Р.Г.Позе,
Е.В.Потребенникова, И.А.Савин

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТОВ
ПО ГЛУБОКОНЕУПРУГОМУ
РАССЕЯНИЮ МЮОНОВ
НА СВЕРХПРОВОДЯЩЕМ МАГНИТНОМ
СПЕКТРОМЕТРЕ STORS

*Институт ядерных исследований и ядерной энергетики БАН,
София (исследования поддерживаются Национальным фондом
«Научные исследования» Министерства образования
и науки Республики Болгария)

1992

Введение

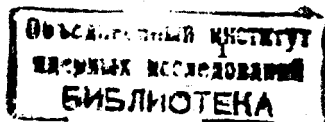
Опыт исследований кварковой структуры нуклона показывает, что рост энергии лептонов и повышение точности измерений приводят к обнаружению новых эффектов, способствуют получению детальной информации об импульсных распределениях кварков и глюонов в нуклоне, расширяет интервал переданных четырехимпульсов для проверки предсказаний квантовой хромодинамики (КХД).

При исследовании структуры нуклонов главным преимуществом использования глубоконеупругого рассеяния лептонов является то, что вся исследуемая информация может быть получена с помощью данных о характеристиках налетающего и рассеянного лептонов, которые должны быть измерены с высокой точностью. Тороидальный железный спектрометр распределенного типа [1], успешно использовавшийся в CDMS-коллаборацией, является достаточно адекватным для рассматриваемого класса задач, т.к.:

- обеспечивает высокую эффективность регистрации рассеянного лептона вплоть до максимально возможного переданного импульса;
- длинная мишень гарантирует высокую светимость установки даже в случае использования водородных мишеней;
- дает возможность одновременного набора данных на мишенях разного вещества, что существенно снижает систематические ошибки измерений.

Главными ограничениями железных спектрометров являются недостаточное разрешение ($\sim 10\%$) по импульсу рассеянного лептона и трудности выполнения точных калибровок магнитных полей.

Прогресс, достигнутый в последнее время по сооружению и разработке сверхпроводящих магнитных систем, позволяет ставить вопрос о создании сверхпроводящих воздушных тороидальных спектрометров, которые снимают вышеуказанные ограничения железных спектрометров. В настоящее время разработано предложение эксперимента (установка STORS) [2] для проведения прецизионных измерений структурных функций нуклонов на водородной, дейтериевой и др. тяжелых мишенях, который позволит на качественно новом уровне измерить константу сильного взаимодействия α_s ($\sim 1\%$) при нескольких значениях переданного четырехимпульса вплоть до максимально возможного на действующих ускорителях и проверить соответствующие предсказания КХД, а также получить партонные распределения, необходимые для анализа данных с суперколлайдеров (LHC, SSC). Разработка проекта по созданию



STORS требует тщательных расчетов акцептанса, разрешающей способности спектрометра по кинематическим переменным и оценок систематических погрешностей в структурных функциях.

Обычно главной целью экспериментов по глубоконеупругому рассеянию лептонов является извлечение структурных функций нуклонов и их последующий анализ. Дважды дифференциальное сечение глубоконеупругого рассеяния мюона на нуклонах в однофотонном приближении связано со структурными функциями нуклона соотношением

$$\frac{d^2\sigma}{dQ^2 dx_B} = \frac{4\pi\alpha^2}{Q^4 x_B} \left\{ 1 - y_B - \frac{Q^2}{4E_0^2} + \frac{y_B^2 E_0^2 + Q^2}{2E_0(R(x_B, Q^2) + 1)} \right\} F_2(x_B, Q^2), \quad (1)$$

где α — электромагнитная константа связи, E_0 — первичная энергия мюона, Q^2 — квадрат четырехимпульса, переданного от мюона нуклону, x_B и y_B — скейлинговые переменные Бьеркена и $R(x_B, Q^2)$ и $F_2(x_B, Q^2)$ — структурные функции нуклона. В лабораторной системе координат кинематические переменные Q^2 , x_B и y_B связаны между собой соотношениями

$$Q^2 = 4E_0 E' \sin^2(\theta/2), \quad x_B = Q^2/2M\nu, \quad \nu = E_0 - E', \quad y_B = \nu/E, \quad (2)$$

где E' и θ — энергия и угол рассеянного мюона и M — масса нуклона. В эксперименте E_0 измеряется с помощью пучковой станции, а E' и θ — с помощью спектрометра. Из [2] видно, что все остальные кинематические переменные выражаются через указанные измеряемые величины. Ошибки структурных функций зависят от четырех основных факторов: статистики, стабильности условий эксперимента (ускоритель, пучок, аппаратура), разрешения по кинематическим переменным (E' и θ , x_B и y_B , Q^2 и x_B) и погрешности калибровок аппаратуры (детекторов, магнитного поля и др.).

В этой части работы представлены результаты расчетов разрешающей способности спектрометра STORS по кинематическим переменным, полученные с помощью моделирования событий глубоконеупругого рассеяния мюонов и восстановления импульса и угла рассеянного мюона с учетом возможных эффектов от многократного рассеяния, потерь энергии и координатной точности детекторов частиц.

1. Спектрометр

На рис. 1. представлена схема конфигурации Сверхпроводящего Тороидального Спектрометра (STORS), которая использовалась для изучения разрешающей способности по кинематическим переменным.

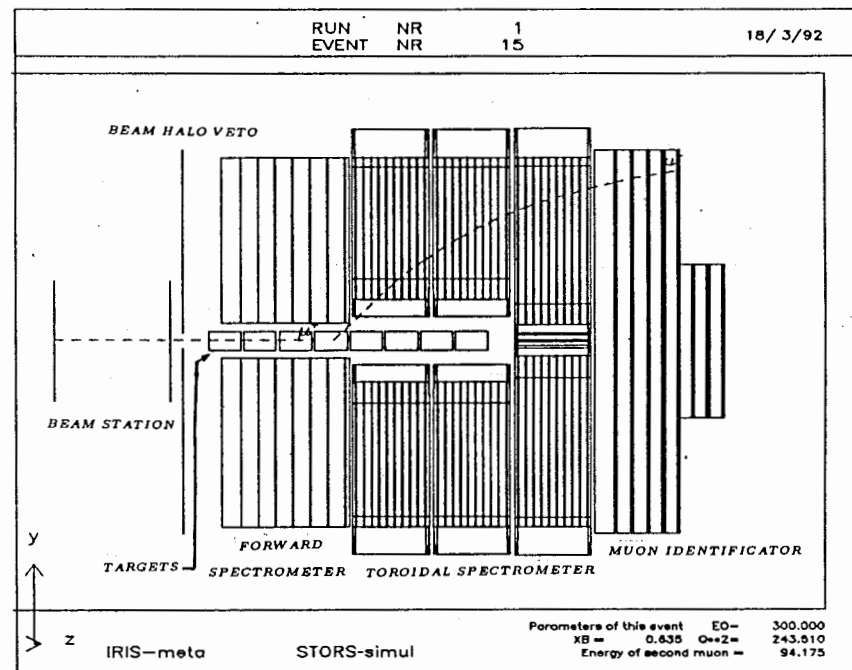


Рис. 1. Сверхпроводящий Тороидальный Спектрометр (STORS).

Спектрометр состоит из следующих основных частей: пучковой станции, защиты от гало пучка, мишеней, переднего спектрометра, тороидального магнитного спектрометра и мюонного идентификатора.

Пучковая мюонная станция содержит два регистрирующих блока, состоящих из x - и y -координатных плоскостей. Блоки разнесены на расстояние 300 м. Регистрирующими элементами являются сцинтилляторы с сечением $0.7 \times 1.2 \text{ см}^2$.

В качестве мишеней используется восемь последовательно расположенных в центральном отверстии по оси спектрометра цилиндров с радиусом 12.5 см и длиной 50 см.

Передний спектрометр имеет форму восьмигранной призмы с внешним радиусом 250 см и внутренним отверстием радиусом 20 см и содержит семь регистрирующих блоков детекторов, разделенных на восемь секторов-октантов, имеющих форму трапеции. Каждый октант содержит три плоскости регистрации x , u и w , при этом u и w повернуты на 67.5° и 112.5° относительно оси x , соответственно.

Тороидальный магнитный спектрометр состоит из трех супермодулей длиной 12 м каждый, расположенных на расстоянии 70 см друг от друга. Внешний радиус супермодулей равен 250 см, внутренний у первых двух ~ 54 см, а у третьего — 20 см. Магнитное поле создается сверхпроводящими прямоугольными обмотками. Структура детекторов в супермодуле идентична структуре переднего спектрометра.

Мюонный идентификатор содержит железные блоки для поглощения частиц адронного ливня и детекторы для регистрации мюонов, прошедших через адронные фильтры.

При изучении свойств спектрометра использовалось два варианта описания пространственного распределения магнитного поля в супермодулях:

- поле от токовых обмоток в текущей точке определялось по формуле $B = 19 + 13 \cdot 10^{-5} \cdot R^2 - 51 \cdot 10^{-3} \cdot R$, где $R = (x^2 + y^2)^{1/2}$;
- неоднородное по всем трем компонентам поле, вычисленное на основе программы MAGSYS[3] с учетом вклада от прямолинейных и криволинейных брусков с прямоугольным сечением, задавалось значениями напряженности в фиксированных узловых пространственных точках. Узловые точки выбирались с переменным шагом в зависимости от степени неоднородности поля таким образом, чтобы при вычислениях значений поля в промежуточных точках вносилась незначительная ошибка. Распределение магнитной индукции в центре третьего супермодуля в зависимости от R и φ представлено на рис. 2.

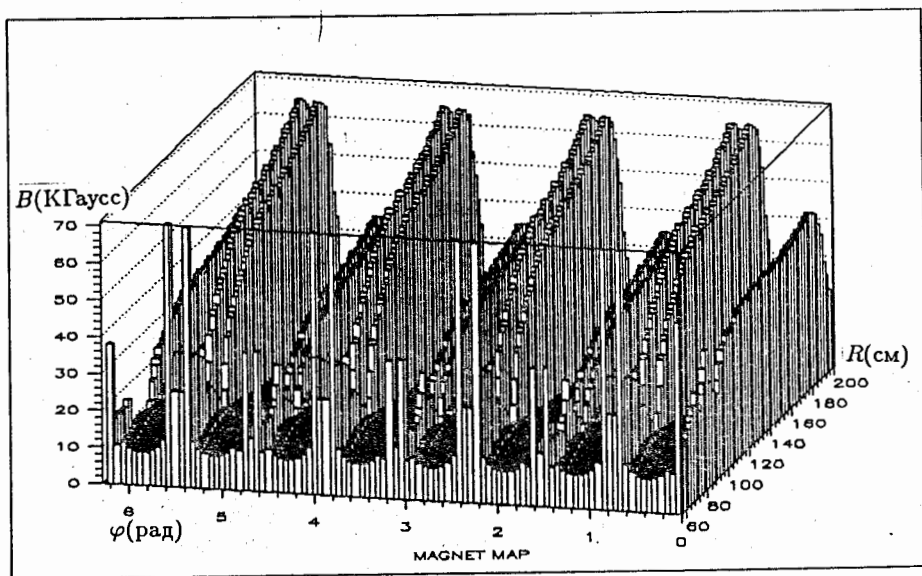


Рис.2.Пример распределения магнитной индукции.

2. Операционно-вычислительная среда.

Для решения задачи моделирования экспериментов по глубоконеупругому рассеянию мюонов на спектрометре STORS используется неоднородная двухмашинная система (ЕС-1066 - РС-386(33)), позволяющая эффективно использовать взаимодополняющие возможности центральной и персональной ЭВМ. На ЕС ЭВМ с применением пакетов программ [4], [5], [6],[9] выполняется решение прямой и обратной задач, создание базы данных, включающей результаты моделирования в той либо иной форме. По скоростным коммуникационным линиям база данных передается на РС-386, где с использованием RAW [7] и ИРИС [8] осуществляется интерактивный анализ и графическое представление результатов. На начальном этапе работ РС-386 использовалась для создания варианта программы генерации событий в WATCH-режиме, а также развития графического представления результатов в режимах прямого вывода изображения на экран и создания метафайла. В рамках этих работ создана новая версия унифицированного базового графического пакета BPLLOT(GPLOT), новым свойством которого является автоматическая адаптация на разные типы видеоадаптеров. Было радикально усовершенствовано формализованное описание установки, оптимизирован процесс трассировки событий, для чего использовались средства внешней параметризации системы GEANT [9], повышена информативность графического изображения событий. В результате выполненных работ программа генерации(трассировка+графика) стала не столько объектом развития, сколько инструментальным средством.

Вариант программы генерирования событий на ЕС ЭВМ [18] является прямым аналогом рабочей версии для РС-386. При подготовке программы моделирования на ЕС ЭВМ учитывались следующие предпосылки, условия и обстоятельства:

- Массовый, времяёмкий и ресурсоёмкий характер монте-карло-процессов генерирования событий.
- Коллективный характер развития и использования моделирующих программ специалистами разных профилей.
- Относительно высокая обобщенная вычислительная мощность (скорость центрального процессора + объем запоминающих устройств) и надежность интегрированного многомашинного комплекса ЕС ЭВМ ОИЯИ. Наличие НМЛ, АЦПУ и т.п. с приемлемыми эксплуатационными параметрами.
- Развитая, надежная, хорошо отлаженная фортранная среда программирования, к тому же существенно превосходящая используемую на ПЭВМ среду, как по характеристикам транслятора, так и редактора связей.
- Наличие удобных средств доступа к ЭВМ (десятки терминалов и их эмуляторов [10], включая коммуникационные и терминальные средства, имеющиеся в составе рабочих мест пользователей).
- Наличие надежной скоростной связи ЕС ЭВМ и ПЭВМ[11].
- Развитые средства автосопровождения массовых процессов [12].

- Круглосуточное операторное обслуживание и штатная инженерная поддержка центральных ЭВМ, что в сочетании с большим количеством терминалов обеспечивает доступ в любое время к "персональным виртуальным машинам."
- Налаженное централизованное сопровождение базовой программной среды, включающей библиотеку программных модулей и пакетов прикладных программ.

Вычислительный индекс ЭВМ ЕС-1066 и ряда других машин, полученный на задачах, решаемых с использованием пакета HBOOK, приводится в сообщении [8]. В таблице 1 настоящей работы приводятся результаты таймирования программы генерирования событий на РС-386(33) и ЕС-1066 соответственно.

Таблица 1

Хронометрические данные программы генерирования событий STORS

ЭВМ	$t_{ев}$	σ	$n_{ев}$	Индекс
РС 386(33)	1.3с	0.7с	1000	1
ЕС - 1066	0.7с	0.4с	1000	1.9

Эксплуатационные характеристики программы на ЕС ЭВМ оказались приемлемыми для решения прямой задачи (генерирования событий) в системе моделирования экспериментальных исследований глубоководного рассеяния мюонов на сверхпроводящем тороидальном спектрометре STORS. Участниками сотрудничества STORS программа генерирования событий поставлена на существенно различных типах ЭВМ (VAX, РС 386, 486; ЕС 1037, 1066).

ЕС ЭВМ использовалась на всех этапах разработки и применения математического обеспечения для решения обратной задачи: реконструкция, определение параметров событий, определение разрешения эксперимента, точностных характеристик и акцептанса экспериментальной установки, системы обработки в целом и отдельных компонентов. Для всей программы моделирования требуется около 12 МБ оперативной памяти, а время генерирования событий и оценки кинематических переменных изменяется от 2 с до 6 с в зависимости от варианта магнитного поля супермодулей.

3. Методика оценки кинематических переменных

Исходной информацией для определения параметров событий служат зарегистрированные детекторами супермодулей координаты траекторий рассеянных мюонов (\vec{X}) (\vec{Y}) и физические характеристики рабочей среды. Очевидно, что с учетом поискового характера работ необходимые алгоритмы должны легко адаптироваться к меняющимся условиям, обладать высоким быстродействием и обеспечивать, по крайней мере, практическую состоятельность оценок необходимых параметров.

Основные особенности данной задачи состоят в наличии сложного магнитного поля, заметных рассеивающих свойствах рабочей среды и требовании высокой точности определения необходимых параметров.

Параметры траектории определялись методом, различные модификации которого предложены в работах [14] - [17]. Эти модификации отличались, в частности, алгоритмами учета различных возмущающих факторов и аппроксимантами траекторий:

- неоднородное магнитное поле; сплайны для аппроксимации траекторий [14];
- неоднородное поле, потери энергии; кубическая парабола в качестве модели траектории [15];
- неоднородное поле, потери энергии, кулоновское рассеяние; кусочно-полиномиальная аппроксимация [16];
- неоднородное поле, потери энергии; кубическая парабола [17];
- неоднородное поле, потери энергии, кулоновское рассеяние; полином не выше пятой степени либо сплайны третьего порядка (данная работа).

Введем декартову систему координат XYZ такую, что ось OZ направлена по пучку и проходит через центр установки. Рассмотрим вектор параметров

$\vec{P}(x_0, y_0, a_x, a_y, p)$, где

x_0 - x -координата траектории для $z = z_0$;

y_0 - y -координата траектории для $z = z_0$;

a_x - угловой коэффициент в плоскости XOZ ; для $z = z_0$;

a_y - угловой коэффициент в плоскости YOZ ; для $z = z_0$;

p - значение импульса в точке (x_0, y_0, z_0) .

Системе обыкновенных дифференциальных уравнений второго порядка, описывающих движение частицы в магнитном поле, соответствует система интегральных уравнений:

$$\begin{cases} x = x_0 + a_x(z - z_0) + \frac{1}{p}A_1(z), \\ y = y_0 + a_y(z - z_0) + \frac{1}{p}A_2(z), \end{cases} \quad (3)$$

где

$$A_1(z) \equiv \int_{u=z_0}^{u=z} \int_{v=z_0}^{v=u} F(v) dv du,$$

$$A_2(z) \equiv \int_{u=z_0}^{u=z} \int_{v=z_0}^{v=u} G(v) dv du,$$

$$F(z) \equiv \frac{f(x', y', B_x, B_y, B_z)}{1 - E(p, z)/p},$$

$$G(z) \equiv \frac{g(x', y', B_x, B_y, B_z)}{1 - E(p, z)/p},$$

$E(p, z)$ - функция энергетических потерь,

$$f(x', y', B_x, B_y, B_z) \equiv \frac{e}{c}(1 + x'^2 + y'^2)^{1/2} [y'B_z - (1 + x'^2)B_y + x'y'B_x],$$

$$g(x', y', B_x, B_y, B_z) \equiv \frac{e}{c}(1 + x'^2 + y'^2)^{1/2} [(1 + y'^2)B_x - x'B_z - x'y'B_y].$$

Характеристики статистического распределения $\Delta p/p$

Условия	Число событий	Стандартная ошибка	Смещение
1. Неоднородное магнитное поле	690	RMS=0,001 $\sigma=0,0006$	MV=-0,0001 a=-0,0002
2. (1)+ E_{loss}	693	RMS=0,00122 $\sigma=0,00114$	MV=0,00203 a=0,00203
3. (1)+ C_{scat}	693	RMS=0,00428 $\sigma=0,00408$	MV=0,00003 a=0,00012
4. (1)+(2)+(3)	695	RMS=0,00420 $\sigma=0,00420$	MV=0,00172 a=0,00177
5. (4)+ $D_{ER} Drift ch.N(0;0,1)$	665	RMS=0,00564 $\sigma=0,00467$	MV=0,00186 a=0,00232
6. (4)+ $D_{ER} Drift ch.N(0;0,2)$	665	RMS=0,00927 $\sigma=0,00604$	MV=0,00194 a=0,00251
7. (1)+ $E_{loss} t.i.a$	687	RMS=0,00097 $\sigma=0,00072$	MV=0,00009 a=-0,00017
8. (7)+(3)+ $D_{ER} MWPC(0,2)$	695	RMS=0,00471 $\sigma=0,00433$	MV=-0,00023 a=-0,00041
9. (7)+ $C_{scat} t.i.a. + D_{ER} Drift ch.N(0;0,1)$	665	RMS=0,00533 $\sigma=0,00432$	MV=-0,00004 a=0,00010
10. (9)+ $D_{ER} MWPC(0,2)$	695	RMS=0,00453 $\sigma=0,00393$	MV=-0,00021 a=-0,00033
11. (7)+(3)+ $D_{ER} Drift ch.N(0;0,1)$	1101	RMS=0,01349 $\sigma=0,00957$	MV=0,00099 a=0,00063
12. (7)+(3)+ $D_{ER} Drift ch.N(0;0,02)$	1101	RMS=0,00616 $\sigma=0,00550$	MV=0,00063 a=0,00060
13. (12), $E_0=600 GeV$	1789	RMS=0,00934 $\sigma=0,00610$	MV=0,00045 a=0,00032

Строки с первой по двенадцатую соответствуют энергии падающего мюона $E_0 = 300 GeV$, тринадцатая строка соответствует $E_0 = 600 GeV$. С первой по десятую строки энергия рассеяного мюона лежала в интервале $40 GeV \leq E' \leq 180 GeV$, для одиннадцатой и двенадцатой $40 GeV \leq E' \leq 300 GeV$, для тринадцатой $40 GeV \leq E' \leq 600 GeV$. Первая строка соответствует прохождению частицы в неоднородном аксиально-симметричном магнитном поле. Во второй и третьей строке приводятся результаты при "включении" в процессе генерирования энергетических потерь и кулоновского рассеяния соответственно. Четвертая строка соответствует условиям одновременного воздействия всех вышеперечисленных стохастических физических факторов на частицу, движущуюся в неоднородном аксиально-симметричном магнитном поле. В пятой и шестой строках оценивается импульсное разрешение при "включении" ошибок регистрации траектории в предположении нормального закона ошибок измерения типа N ($a=0, \sigma=0,1 \text{ см}$) и N ($a=0, \sigma=0,2 \text{ см}$). Седьмая строка соответствует случаю учета энергетических потерь при восстановлении \vec{P} , с использованием

Для вычисления \vec{P} используем итерационную процедуру, применяя на каждой итерации обобщенный метод наименьших квадратов. Начальные оценки x', y', B_x, B_y, B_z, p для вычисления повторных интегралов $A_1(z), A_2(z)$ получаем, аппроксимируя проекции траекторий на плоскости XOZ, YOZ полиномами не выше пятого порядка либо сплайнами. Текущее значение \vec{P} вычисляется в результате решения системы нормальных уравнений $[E^T \cdot D^{-1}(\vec{V}) \cdot E] \cdot \vec{P} = E^T \cdot D^{-1}(\vec{V}) \cdot \vec{V}^T$, где

E -структурная матрица, соответствующая системе (3);

$D(\vec{V})$ -ковариационная матрица измерений \vec{V} , учитывающая корреляцию погрешностей точек траекторий [19];

$$\vec{V} \equiv \vec{X} \cup \vec{Y}.$$

Найденное значение \vec{P} используется для уточнения $A_1(z)$ и $A_2(z)$, после чего выполняется следующая итерация и т.д. до достижения необходимой точности определения \vec{P} .

4. Результаты оценки кинематических переменных.

Моделирование событий в спектрометре выполнялось равномерным разыгрыванием по кинематическим переменным x_B и y_B в интервалах $0 < x_B < 1$ и $0 < y_B < 1$ по всей длине мишени ($8 \times 5 \text{ м}$) с проверкой условий кинематики глубокоэластичного рассеяния по формулам (2). Анализировались траектории рассеянных мюонов, не пересекающие обмотки магнитов и зарегистрированные, как минимум, четырьмя детекторами супермодулей. В качестве оценки разрешения использовалось соотношение

$$\frac{\Delta V}{V} = \frac{V_{\text{модель}} - V_{\text{реконструкция}}}{V_{\text{модель}}}, \quad (4)$$

где V — соответствующая переменная (для p и θ — реконструированная методом, описанным в разделе 3; для x_B, y_B, Q^2 — вычисленная по формулам (2)). На первом этапе изучалась конфигурация установки, представленная на рис.1, с первым вариантом магнитного поля. Среднее время обработки события менялось, в зависимости от условий, от 0,6сек до 1,3сек. В таблице 2. приведены интегральные характеристики распределения величины $\Delta p/p$: RMS, MV — стандартное отклонение и среднее, σ и a — параметры гауссиана, аппроксимирующего полученное распределение.

функции энергетических потерь [9]. В восьмой строке приводятся результаты при "включении" на этапе генерирования энергетических потерь, кулоновского рассеяния, ошибок измерений, соответствующих детектору типа пропорциональная камера с расстоянием между проволоками 0,2см, и учета этих факторов на этапе восстановления \bar{P} . Девятая и десятая строки соответствуют случаю учета как энергетических потерь, так и кулоновского рассеяния для различных типов ошибок измерений. В оставшихся строках приведены итоговые оценки импульсного разрешения. Таким образом, для энергии $E_0 = 300\text{GeV}$ и $40\text{GeV} \leq E' \leq 300\text{GeV}$ оценка импульсного разрешения для ошибок регистрации траекторий типа N ($a=0, \sigma=0,1$ см) и N ($a=0, \sigma=0,02$ см) $\sim (0,95 \pm 0,05\%)$ и $(0,6 \pm 0,05\%)$ соответственно, для $E_0 = 600\text{GeV}$ и $40\text{GeV} \leq E' \leq 600\text{GeV}$ эта оценка для ошибок регистрации траекторий типа N ($a=0, \sigma=0,02$ см) $\sim (0,6 \pm 0,05\%)$. При аналогичном методе определения импульса соответствующая оценка для NA-4 эксперимента составляла $(8 \pm 0,5)\%$ [1], а для нейтринного детектора - $(5 \div 11 \pm 0,5)\%$ [16].

Приведенные данные позволяют сделать следующие выводы:

- на основе математического эксперимента показана высокая точность предложенного метода оценки импульса;
- многократное кулоновское рассеяние является основным фактором возмущения оценки импульса;
- учет многократного кулоновского рассеяния дает улучшение оценки примерно на 10%(при этом среднее время обработки увеличивается вдвое);
- использование детекторов с ошибкой измерения, распределенной по нормальному закону типа N ($a=0, \sigma=0,02$ см), обеспечивает оценку импульсного разрешения $\sim (0,6 \pm 0,05)\%$ в рассмотренной кинематической области.

На втором этапе изучалась конфигурация установки со вторым вариантом магнитного поля, заданным в виде таблицы. Как и на первом этапе, анализировались траектории рассеянных мюонов, не пересекающие обмотки магнитов и зарегистрированные, как минимум, четырьмя детекторами супермодулей. Регистрация рассеянных мюонов триггерной частью установки не требовалась. Анализировались рассеянные мюоны с энергией больше 20GeV . На втором этапе особое внимание уделялось шагу трассировки, было получено, что наиболее оптимальная (по точности и времени генерации) величина шага - 1см. Были смоделированы и обработаны четыре статистические выборки общим объемом 47500 событий с энергией падающего мюона $E_0 = 300, 600, 900$ и 1200GeV , при этом число событий, удовлетворяющих ранее сформулированным требованиям, составило 18399. На рис.3 представлено интегральное распределение величины $\Delta p/p$, RMS которого равен примерно 1,3%, а $\sigma - 0,9\%$. Для изучения характера зависимости $\Delta p/p$ от p строилось двумерное распределение - $\Delta p/p$ от p (на рис.4 представлено подобное распределение для $E_0 = 900\text{GeV}$), интервал изменения p разбивался на подынтервалы в 75GeV , и на каждом из них вычислялись статистические характеристики распределения величины $\Delta p/p$. Полученные результаты представлены на рис.5а и 5б(в зависимости от угла рассеянного мюона θ).

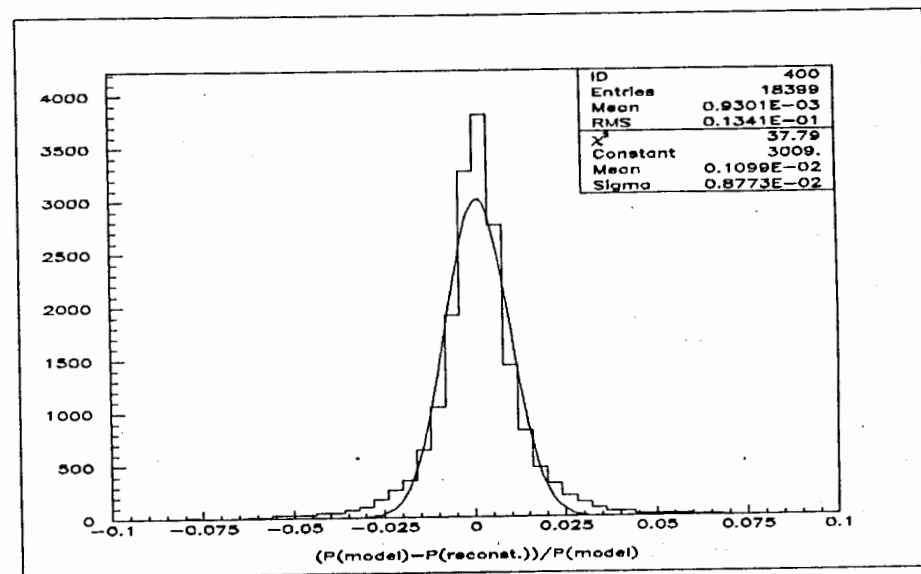


Рис.3

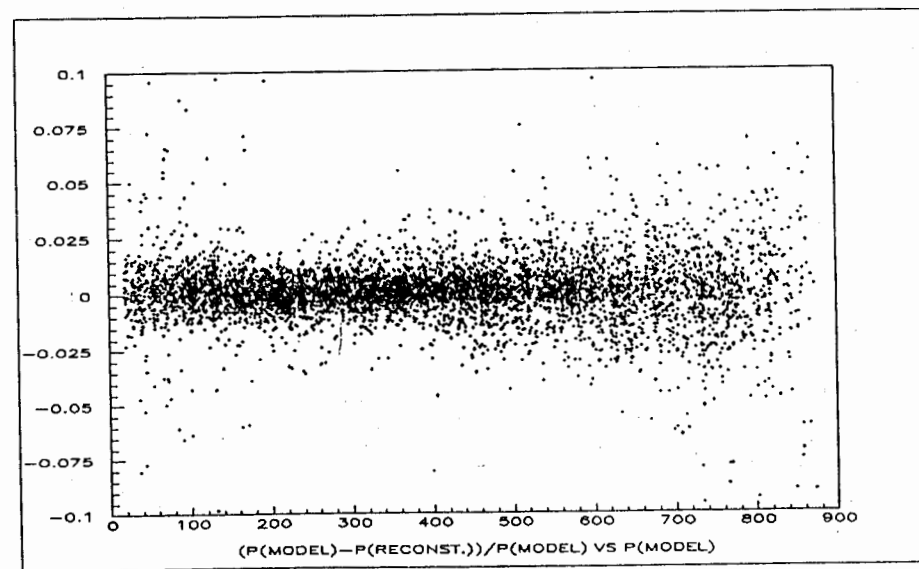


Рис.4

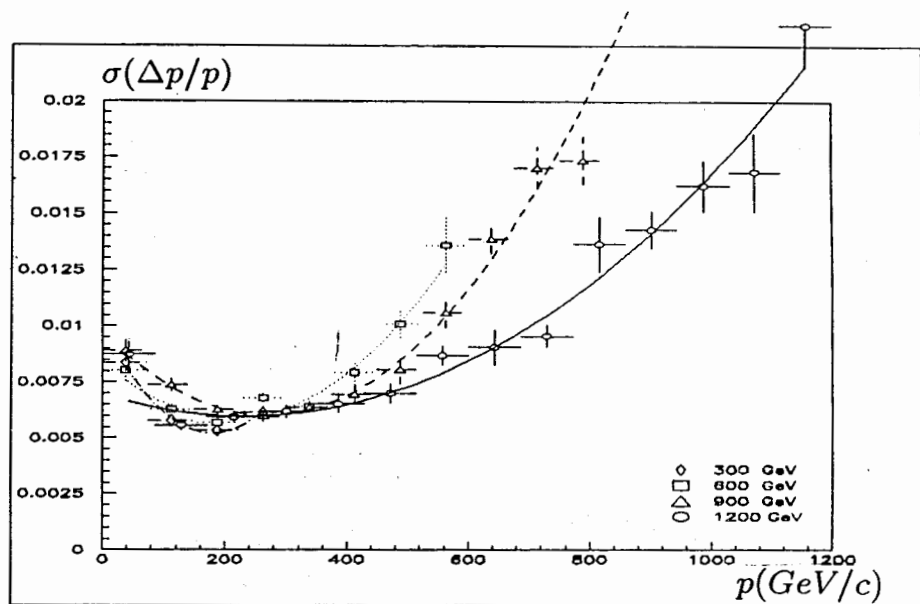


Рис.5а

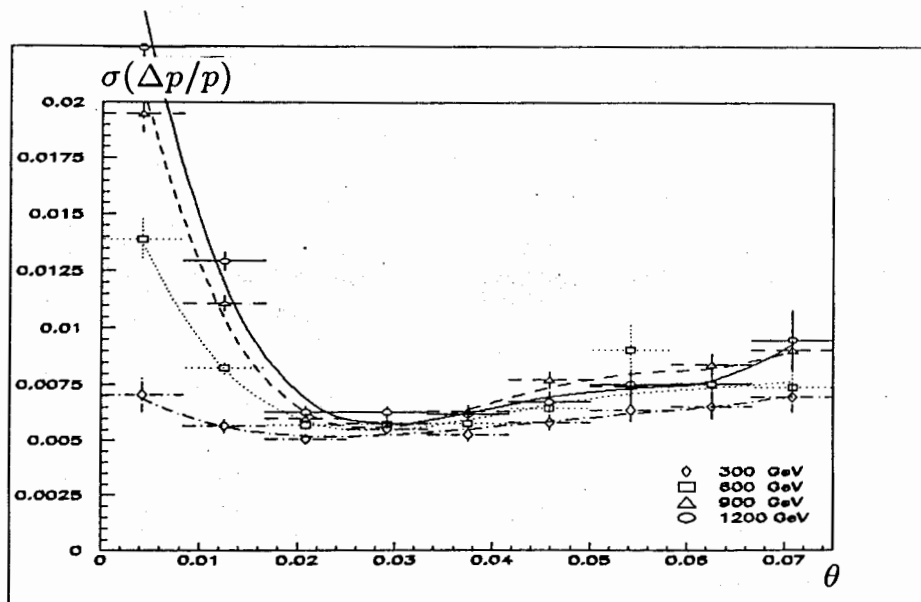


Рис.5б

Интересно, что для фиксированного импульса рассеянного мюона с ростом энергии падающего мюона растет точность восстановления $\Delta p/p$, что нетрудно объяснить неоднородностью магнитного поля. Как видно из рис.5, для импульсов рассеянных мюонов выше $500 \text{ GeV}/c$ не удается обеспечить точность восстановления $\Delta p/p$ лучше 1%, что можно объяснить следующим образом. На рис.6 для $E_0 = 300 \text{ GeV}$ представлено двумерное распределение $\Delta p/p$ от длины траектории в количестве сработавших детекторов.

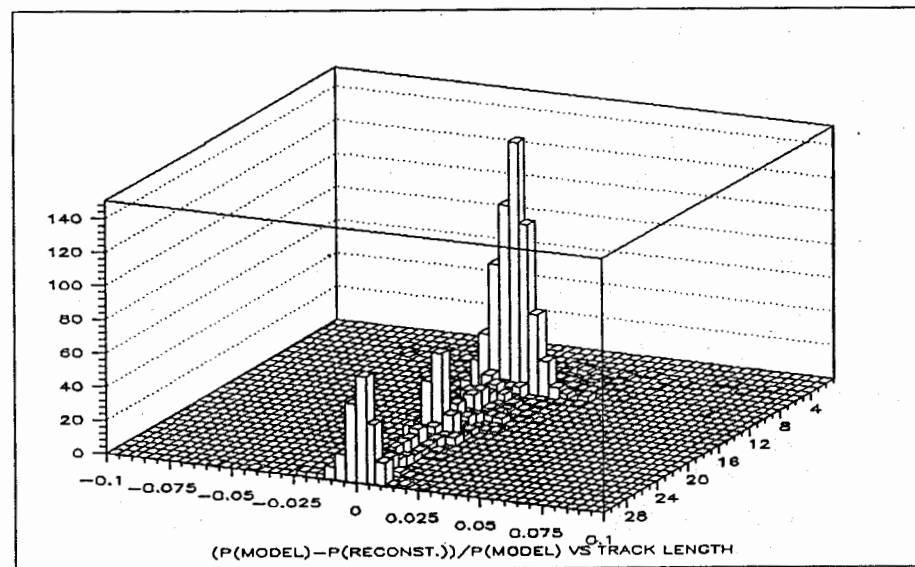


Рис.6

Как видно из рисунка, большая часть рассеянных высокоэнергетических мюонов регистрируется только третьим супермодулем (длина трека $\sim 10-12 \text{ м}$) и, по-видимому, интеграл поля при принятом разрешении детекторов не позволяет получить $\Delta p/p$ с необходимой точностью. Увеличение интеграла поля и(или) улучшение разрешения детекторов позволят улучшить импульсное разрешение спектрометра. Точность восстановления угла рассеянного мюона θ меняется от 0,46% для $E_0 = 300 \text{ GeV}$ до 0,37% для $E_0 = 1200 \text{ GeV}$.

Точность оценки x_B и Q^2 представлена на рис.7, откуда видно, что конечное разрешение для кинематических переменных x_B и $Q^2 \sim 1\%$ и оно слабо зависит от этих переменных, что важно для прецизионных измерений структурных функций.

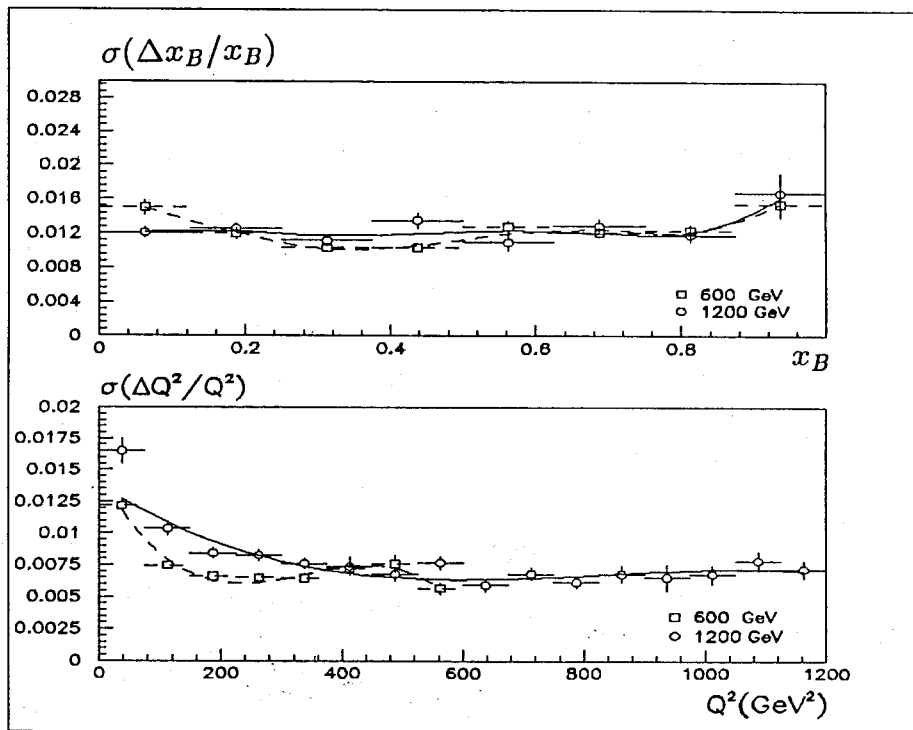


Рис.7

Заключение

В работе рассматриваются методы и результаты оценки точности определения кинематических характеристик событий глубоконеупругого рассеяния мюонов для выбранной конфигурации спектрометра. Предложенные методы определения параметров траекторий позволяют учитывать нелинейные эффекты, связанные с движением высокоэнергетических частиц в сложном магнитном поле при воздействии таких возмущающих факторов, как потери энергии, кулоновское рассеяние и погрешность измерительных приборов. На основе математического эксперимента показана высокая точность предложенного метода определения кинематических параметров, позволяющего реализовать потенциальные возможности экспериментального оборудования, связанные с высокой точностью современных координатных детекторов и радикаль-

ным уменьшением вещества в рабочем объеме установки. Для достаточно реалистичных условий эксперимента итоговая оценка импульсного разрешения $\sim 1\%$. Достоверность полученных результатов подтверждается, в частности, за счет взаимопроверки решения прямой и обратной задачи моделирования эксперимента.

Литература

- [1] D.Bollini et al. A High Luminosity spectrometer for deep inelastic muon scattering experiments. CERN, EP 82-55, 10 May 1982; NIM 204(1983), p.333.
- [2] G.Guyot et al. Study of Deep Inelastic Scattering Using a Superconducting Toroidal Spectrometer (STORS). Letter of Intent, 1991.
- [3] P.G. Akishin, S.B. Vorozhtsov, E.P. Zhidkov. Calculation of the Magnetic Field of the Isochrone Cyclotron Sector Magnet by the Integral Equation Method, JINR, E9-11859, Dubna, 1978.
- [4] R.Brun and D.Lienart. HBOOK Users Guide version 4. CERN program library Y250, 1988.
- [5] R.Brun and J.Zoll. ZEBRA Users Guide. CERN program library, Q100, 1989.
- [6] R.Bock et al. HIGZ-High level Interface to Graphics and Zebra. CERN program library, Q120, 1988.
- [7] R.Brun et al. PAW Users Guide. CERN program library, Q121.
- [8] А.Ю.Бонюшкина и др. ИРИС-91. Комплекс базовых пакетов программ статистического анализа и графического представления информации. ОИЯИ, Б2-10-91-231, Дубна, 1991.
- [9] R.Brun et al. GEANT3, CERN, DD/EE/84-1, September 1987.
- [10] И.И.Евсиков и др. Программная система UNICOM для неоднородного распределенного информационно-вычислительного комплекса. ОИЯИ, Б1-10-91-377, Дубна, 1991.
- [11] В.И.Краснослободцев и др. Организация связи персональных ЭВМ типа IBM XT/AT с ЕС ЭВМ через устройство группового управления ЕС-7922. ОИЯИ, P10-89-841, Дубна, 1989.
- [12] В.Е.Аниховский и др. Автосопровождение массовой обработки экспериментальных данных на ЕС ЭВМ. ОИЯИ, P10-87,193, Дубна, 1987.
- [13] А.Ю.Бонюшкина и др. Программное обеспечение системы моделирования для проекта STORS на базе PC - 386. LSTA-STORS-1, 24/10/91. Дубна.
- [14] H.Wind. Momentum analysis by using a quintic spline model for the track, NIM 115, 431, 1974.

- [15] R.Bruij. NA4 analysis program. CERN, DD/EE/79-3, 26 March 1979.
- [16] И.М.Иванченко и др. Определение параметров траекторий в мюонном спектрометре Нейтринного детектора обобщенным методом наименьших квадратов. ОИЯИ, Д1, 2, 13-88-90, Дубна, 1988, с. 197.
- [17] И.М.Иванченко и др. Алгоритмы определения эффективной массы B_0^2 в исследованиях CP-несохранения. ОИЯИ, P11-91-357, Дубна, 1991.
- [18] И.М.Иванченко и др. Программа математического моделирования для проекта STORS на базе ЕС ЭВМ. LCTA-STORS-3-17/12/91, Дубна.
- [19] В.Ф.Вишневский и И.М.Иванченко. Воспроизведение кинематических параметров частиц по снимкам следов в трековых камерах с учетом неоднородности магнитного поля, потерь энергии и кулоновского рассеяния. ОИЯИ, P-2467, Дубна, 1965; ПТЭ, 1966, №6, с.64.

Рукопись поступила в издательский отдел
31 августа 1992 года.

Бонюшкина А.Ю. и др.

P10-92-370

Моделирование экспериментов по глубоконеупругому рассеянию мюонов на сверхпроводящем магнитном спектрометре STORS

Рассмотрены методы и результаты оценки точности определения кинематических характеристик событий глубоконеупругого рассеяния мюонов для выбранной конфигурации спектрометра. Предложенные методы определения параметров траекторий учитывают нелинейные эффекты, связанные с движением высокоэнергетических частиц в сложном магнитном поле при воздействии таких возмущающих факторов, как потери энергии, кулоновское рассеяние и погрешности измерительных приборов. На основе математического эксперимента показана высокая точность предложенного метода определения кинематических параметров. Для достаточно реалистичных условий эксперимента итоговая оценка импульсного разрешения $\sim 1\%$.

Работа выполнена в Лаборатории вычислительной техники и автоматизации и Лаборатории сверхвысоких энергий ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1992

Перевод авторов

Boniushkina A.Yu. et al.

P10-92-370

Simulation of Experiments on Deep Inelastic Scattering of Muons on Superconducting Toroidal Spectrometer STORS

Methods and results of precision estimate of kinematic parameter calculation of deep inelastic scattering of muons are analysed for a choice configuration of the set-up. The suggested method for calculation track parameters takes into account nonlinear effects that depend on the motion of high energy particles in complicated magnetic field, energy losses, multiply scattering and measurement errors. A calculation experiment shows high precision of the method. Summary estimate is 1% approximately for realistic conditions of experiment.

The investigation has been performed at the Laboratory of Computing Techniques and Automation and the Particle Physics Laboratory, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1992