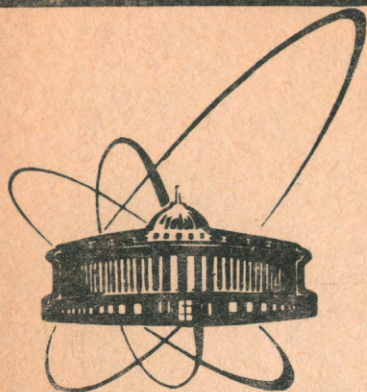


89-410



сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

Б 611

P1-89-410

С.И.Биленькая, И.К.Псташникова

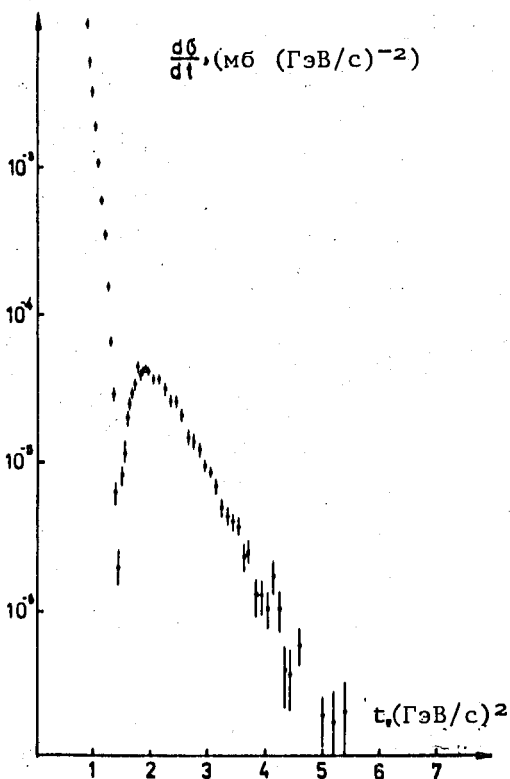
РАСЧЕТ ПАРАМЕТРОВ
МАГНИТНОГО СПЕКТРОМЕТРА
УСТАНОВКИ "НЕПТУН" И ОЦЕНКА
ФОНОВЫХ УСЛОВИЙ
ПРИ ИЗМЕРЕНИИ УПРУГОГО pp -РАССЕЯНИЯ

1989

ВВЕДЕНИЕ

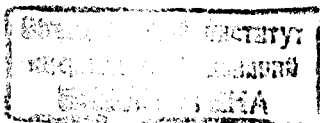
Одной из наиболее интересных задач в физике высоких энергий является изучение спиновых эффектов. Для исследования этой проблемы на УНК планируется создание экспериментальной установки "Нептун", на которой предполагается, в частности, измерять поляризацию в упругом pp -рассеянии в области энергий $E \sim 400$ ГэВ и для квадрата переданного импульса $|t| \geq 1$ (ГэВ/с)². Отметим, что упругое pp -рассеяние в интересующей нас области энергий и при небольших значениях $t / |t| \leq 3$ (ГэВ/с)² в настоящее время довольно хорошо изучено^{/1,2/}.

На рис.1 представлены данные^{/2/} по дифференциальному сечению упругого pp -рассеяния в области энергий, близкой к 400 ГэВ.



Видно, что в районе $t \sim 1,5$ (ГэВ/с)² в дифференциальном сечении наблюдается глубокий минимум. Обычно считается, что это обусловлено дифракционной картиной упругого pp -рассеяния. На языке реджевской феноменологии это соответствует деструктивной интерференции вкладов полюсов и ветвлений, при этом меняется знак мнимой части амплитуды без переворота спина^{/3/}. В поляризации упругого pp -рассеяния это приводит к изменению знака поляризации в области $t \sim -1,5$ (ГэВ/с)². Этот эффект хорошо прослеживается в экспериментах^{/1/} /рис.2/.

Рис.1. Дифференциальное сечение упругого pp -рассеяния при $\sqrt{S} = 31$ ГэВ^{/2/}.



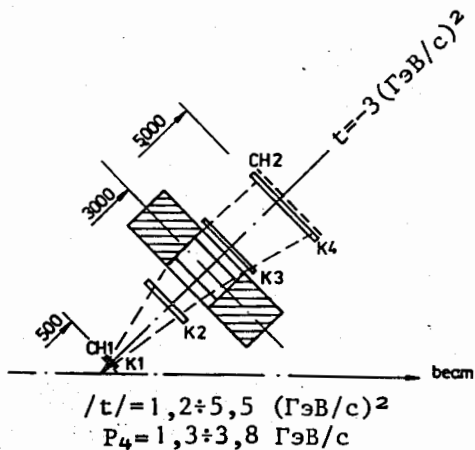
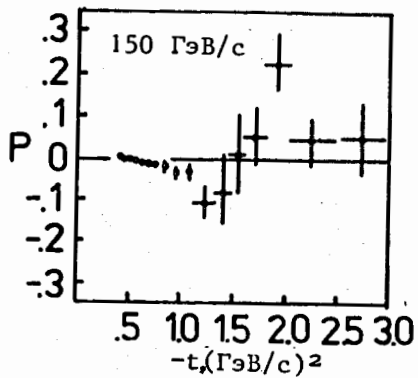
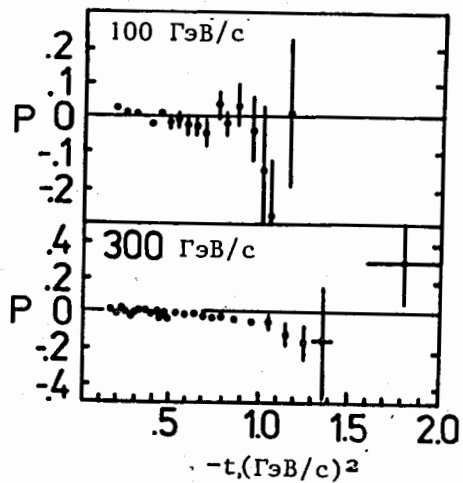


Рис.2. Поляризация в упругом рр-рассеянии ^{1/}.

В настоящей работе:
 1/ Описана схема магнитного спектрометра /МС/ в "плече отдачи" установки "Нептун", создаваемого для регистрации медленной частицы, вылетающей под большим углом, в частности, частицы отдачи в упругом рр-рассеянии /см. рис.3/.

2/ Приведены результаты расчетов углового и импульсного разрешений создаваемого спектрометра /табл.3/.

3/ Описан блок программ для определения кинематических параметров регистрируемой частицы.

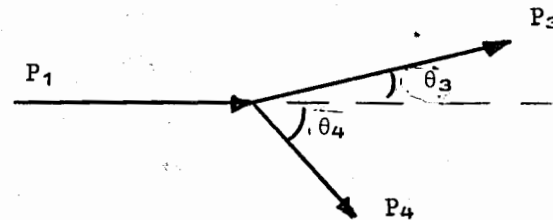
4/ Рассмотрены возможные фоновые процессы к упругому рассеянию. Показано, что, используя только "плечо отдачи" с указанным выше разрешением /см. табл.3/, невозможно выделить случаи упругого рассеяния.

5/ Приведены оценки коэффициентов подавления физического фона при наличии "плеча", регистрирующего рассеянную частицу.

Рис.3. Схема магнитного спектрометра /МС/ установки "Нептун".

СХЕМА МАГНИТНОГО СПЕКТРОМЕТРА /МС/

Примем следующие обозначения



Индекс 1 - соответствует налетающей частице, 3 - рассеянной частице, 4 - частице отдачи. P_1 - импульс 1-й частицы в л.с., θ_1 - угол рассеяния 1-й частицы в л.с.

В табл.1 приведены некоторые кинематические параметры упругого рр-рассеяния при импульсе налетающего протона $P_1 = 400$ ГэВ/с.

Таблица 1

$ t $, (ГэВ/с) ²	P_3 , ГэВ/с	θ_3 , мрад	P_4 , ГэВ/с	Ожидаемая скорость счета, ($\Delta t =$ $= 0,1$ (ГэВ/с) ²)
0,5		1,77	0,755	90 (с ⁻¹)
1	399,469	2,50	1,132	0,63 (с ⁻¹)
1,5		3,06	1,460	
2	398,939	3,54	1,766	0,55 (мин ⁻¹)
2,5		3,95	2,061	
3	398,411	4,33	2,348	
4	397,884	5,00	2,908	1 ч ⁻¹
5		5,61	3,476	0,1 ч ⁻¹ \approx 2,5 (сут ⁻¹)
6	396,807	6,15	4,025	

Счет - количество актов упругого рассеяния в интервале $\Delta t = 0,1$ (ГэВ/с)², зарегистрированных в указанную в таблице единицу времени, при ожидаемой светимости $5 \cdot 10^{31}$ /с⁻¹см⁻²/. При этом определяющей являлась апертура магнита, а эффективность регистрации принималась равной 100%.

При разработке схемы "плеча отдачи" МС необходимо было учесть следующие факторы:

- длина установки не должна превышать 5 м;
- используемый широкоапертурный магнит^{/4/}, центр которого будет отстоять от центра мишени на $3 \div 3,5$ м, характеризуется довольно протяженным полем. Карта магнитного поля \vec{H} была рассчитана по заданным параметрам магнита^{/5/}.

Эти условия и определили принципиальную схему расположения детекторов /см. рис.3/ в "плече отдачи".

КАМЕРЫ

- Блок камер /К1/ должен быть расположен максимально близко к мишени. Это расстояние, определяемое размерами мишенного блока, будет равно ~0,5 м.

- Блок камер /К2/ необходимо установить на входе частиц в магнитное поле /~2 м от мишени/.

- Последний блок камер /К4/ будет размещен на расстоянии 5 м от мишени, что определяется габаритными размерами установки.

Следует отметить, что в случае единичного трека информации с этих трех блоков камер будет достаточно для восстановления кинематических параметров /угла вылета из мишени и импульса/ регистрируемой частицы.

- Блок камер /К3/, устанавливаемый непосредственно за магнитом /3,5 ÷ 4 м от мишени/, будет использоваться для распознавания треков в камерах К2, К3 и К4 при прохождении двух и более частиц. Предполагается использовать в МС пропорциональные камеры с шагом намотки сигнальных проволочек 2 мм.

Размеры камер /см. табл.2/ определялись кинематикой упругого рр-рассеяния. Центр магнита располагался на расстоянии 3 м от мишени, а угол между горизонтальной осью симметрии магнита и направлением пучка составлял 48°.

Отметим, что при таких размерах камер в "плече отдачи" МС можно будет регистрировать события упругого рассеяния в интервале квадрата переданного импульса $|t| = 1,2 \div 5,5$ (ГэВ/с)² и импульса $P_4 = 1,3 \div 3,8$ ГэВ/с.

	x, мм	y, мм	z, мм
K1	190	120	500
K2	750	470	2000
K3	1400	940	4000
K4	1600	1200	5000

ГОДОСКОПЫ

Для формирования быстрого триггера в "плече отдачи" необходимо иметь, по крайней мере, два годоскопа. Первый годоскоп /СН1/ должен располагаться непосредственно перед блоком камер К1. В этом случае не вносится ошибка в определение импульса регистрируемой частицы. Второй годоскоп /СН2/ по тем же соображениям необходимо расположить за последней камерой К4.

Кроме того, предлагается ячеистая структура годоскопа, что позволит существенно подавить фон случайных сигналов в камерах МС. В этом случае в обработку можно будет включать лишь те события с К1 и К4, пространственное положение которых совпадает с расположением сработавшей ячейки годоскопа.

ИМПУЛЬСНОЕ И УГЛОВОЕ РАЗРЕШЕНИЕ МС

Напомним, что для точного описания движения заряженной частицы в известном магнитном поле необходимо задать пять параметров. Так /см. рис.3/, задав импульс P_4 , точку входа (x_2, y_2) и углы входа (θ_x, θ_y) частицы в магнитное поле \vec{H} , можно точно рассчитать траекторию ее движения и однозначно определить x_3 и x_4

$$x_4(x_3) = F(\vec{H}, P_4, x_2, y_2, \theta_x, \theta_y), \quad /1/$$

где x_i, y_i - координаты прохождения i -й частицы через соответствующие блоки камер К₁; θ_x, θ_y - углы входа частицы в магнитное поле, определенные в плоскостях xz и yz соответственно.

Для восстановления импульса частицы, зарегистрированной МС, был использован метод, предложенный в работах^{/6,7/}. Этот метод позволяет восстанавливать импульсы частиц по 5 измеренным в ходе эксперимента координатам: x_1, y_1 в К1; x_2, y_2 в К2 и x_4 в К4

$$P_4 = \phi(\vec{H}, x_1, y_1, x_2, y_2, x_4).$$

/2/

Коэффициенты этой функции зависят от величины напряженности конкретного магнитного поля \vec{H} , вычисляются заранее и хранятся в памяти ЭВМ. Отметим, что если задать точные координаты прохождения частицы через соответствующие блоки камер МС, можно восстановить импульс частицы с наперед заданной точностью, варьируя количество членов в функции /2/.

Для определения импульсного и углового разрешения МС была создана программа моделирования /на основе метода Монте-Карло/ процесса прохождения частицы через установку. При этом учитывались следующие факторы:

1. Реальная конструкция проволочных камер, приводящая к дискретному характеру регистрации координат частицы (digit).

2. Многократное рассеяние /m.s./ на:

а/ веществе окна мишенного блока /Ве - 2 мм/;

б/ годоскопе СН1 /сцинтиллятор - 10 мм/;

в/ блоках камер К1 и К2, каждая из которых предположительно будет состоять из 4 плоскостей /1 плоскость эквивалентна 0,50 мм сцинтиллятора/;

г/ воздухе /5 м/.

В таблице 3 приведены цифры, иллюстрирующие влияние перечисленных выше факторов на точность восстановления импульса P_4 , углов вылета θ_4 и ϕ_4 частицы отдачи в л.с. и точку взаимодействия в мишени x_T . Величины в данной таблице получены для интервала $P_4 = 2 \div 3$ ГэВ/с. Отметим, что в пространственное разрешение основную ошибку вносит блок приборов, расположенных вблизи мишенного блока СН1 и К1. А импульсное разрешение можно улучшить, сделав менее металлоемкой конструкцию блока камер К2, так как большую долю в ΔP_4 вносит многократное рассеяние /m.s./ на К2.

Таблица 3

	$\Delta P_4, \%$	$\Delta \theta_4, \text{мрад}$	$\Delta \phi_4, \text{мрад}$	$\Delta x_T, \text{мм}$
Задание точных координат x_1, y_1, x_2, y_2, x_4	0,3	0	0	0
digit	1,0	0,6	0,9	0,9
digit + m.s.	2,6	2,9	4,0	1,5

При выделении упругого рассеяния одним из основных источников физического фона является процесс дифракционной диссоциации частицы пучка

$$p + p \rightarrow p + X$$

/3/

с возбуждением небольших масс M_X . Поэтому важно изучить возможность дискриминации неупругих событий в условиях, когда регистрируются не все рожденные частицы. Обсудим, возможно ли при указанных в таблице 3 разрешениях МС выделить события упругого рассеяния, регистрируя лишь частицу отдачи. Для этого оценим ошибку в определении недостающей массы M_X . Расчеты показали, что неопределенность $\Delta M_X \approx 4,5$ ГэВ. Таким образом, выделить события упругого рассеяния, регистрируя лишь частицу отдачи магнитным спектрометром с указанными выше характеристиками /табл.3/, невозможно. В качестве иллюстрации масштаба необходимого разрешения МС приведем рис.4, на котором представлена зависимость импульса частицы отдачи от угла ее вылета в случае упругого рассеяния и для реакции /3/ при $M_X \approx 1,7$ ГэВ. Видно, что для надежного выделения событий упругого pp -рассеяния только "плечом отдачи" необходимо иметь разрешение МС по импульсу $\Delta P_4 \ll 10$ МэВ и по углу вылета частицы отдачи $\Delta \theta_4 \ll \ll 3$ мрад.

Теперь обсудим возможность выделения упругих событий при одновременной регистрации как частицы отдачи, так и частицы рассеяния. Для примера, в качестве фонового процесса, подробно рассмотрим дифракционное рождение $(N\pi)$ - системы

$$p + p \rightarrow p + (N\pi)$$

/4/

с эффективной массой $M_{(N\pi)} \approx 1,7$ ГэВ, характерной для области масс, дающих основной вклад в сечение дифракционной диссоциации.

Напомним /8/, что в случае изотропного распределения в системе покоя $(N\pi)$ /с.ц.и./, в лабораторной системе /л.с./

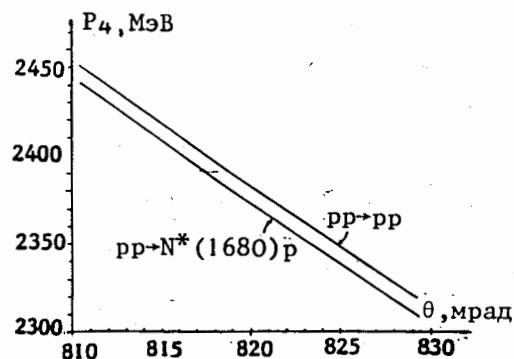


Рис.4. Зависимость импульса частицы отдачи от угла ее вылета для упругого рассеяния и в случае возбуждения $N^*/1680/$ в плече рассеяния.

нуклон и π -мезон будут равномерно распределены по импульсам, т.е.

$$\frac{\Delta n_i}{\Delta P_i} = \text{const}, \text{ где } i = p \text{ или } \pi^+, \quad /5/$$

при этом $P_i^{\min} \leq P_i \leq P_i^{\max}$. Например, для $(N\pi)$ -системы с массой $M_{(N\pi)} = 1,7 \text{ ГэВ}$ и при $P_{(N\pi)} = 400 \text{ ГэВ}$

$$127 \leq P_p \leq 396 \text{ ГэВ}, \quad /6/$$

$$4 \leq P_\pi \leq 273 \text{ ГэВ}.$$

Обозначим через ψ_i - угол между суммарным импульсом $(N\pi)$ -системы и импульсом i -й частицы в л.с. На рис.5 показана зависимость импульса i -й частицы от ψ_i . Видно, что ψ_i меняется от 0 до ψ_i^{\max} , где для условий /6/ $\psi_p^{\max} \approx 2,5 \text{ мрад}$ и $\psi_\pi^{\max} \approx 17 \text{ мрад}$.

Проинтегрировав эти зависимости по импульсу, с учетом /5/, получим распределения по углам вылета протона и π -мезона в л.с. На рис.6 представлена зависимость числа протонов от угла вылета ψ_p . На рис.7 аналогичная зависимость для π -мезонов. Интегрирование проводилось методом Монте-Карло. Используя эти графики, можно оценить коэффициент подавления фона от реакции /4/ при одновременной регистрации обеих рассеянных частиц. Коэффициентом подавления назовем величину

$$K = \frac{n_p + n_\pi}{n}, \quad /7/$$

где n - количество разыгранных событий реакции /4/; n_p , n_π - число протонов и π^+ -мезонов от распада $(N\pi)$ -системы, попавших в интервал $\Delta\theta_3$, определяемый разрешением системы. Результаты оценок приведены в табл.4.

Рис.5. Зависимость импульса протона и π -мезона от углов вылета в л.с. при распаде системы $(N\pi)$ с $M_{(N\pi)} = 1,7 \text{ ГэВ}$.

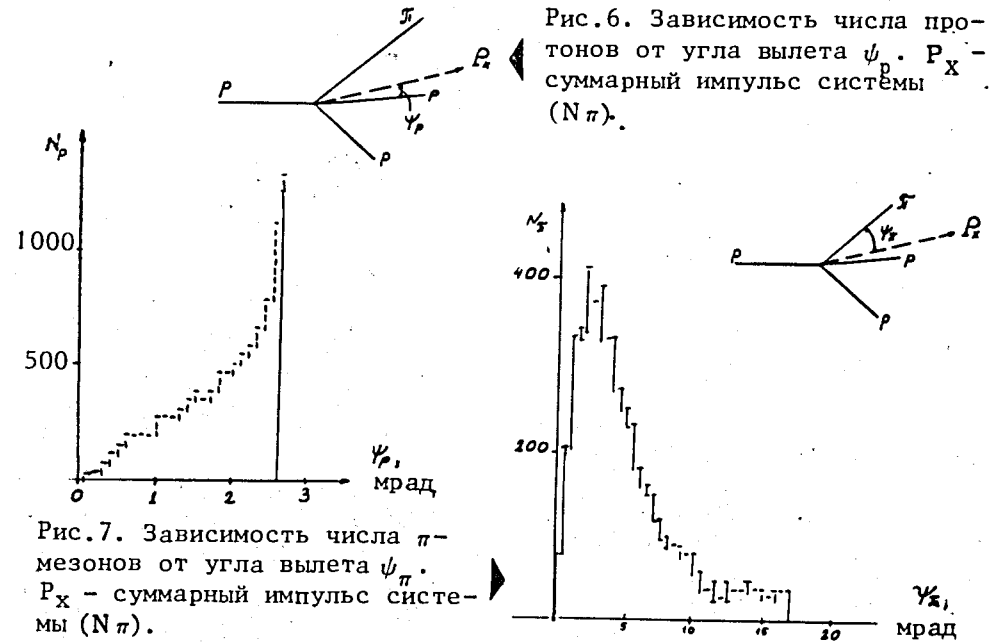
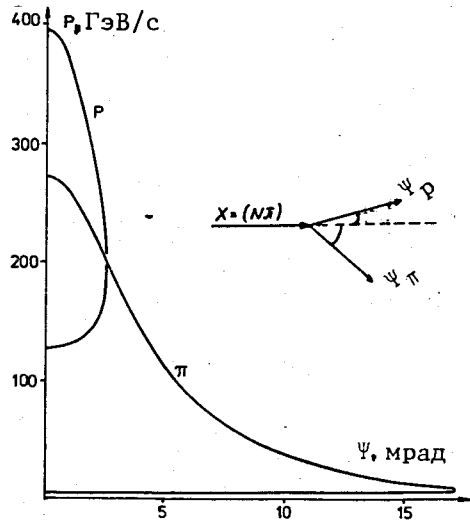


Рис.7. Зависимость числа π -мезонов от угла вылета ψ_π . P_X - суммарный импульс системы $(N\pi)$.

Таблица 4

$\Delta\theta_3$, мрад	Коэффициент подавления фона от реакции /4/	Коэффициент подавления фона от реакции /3/*
0,03	10^{-4}	$9 \cdot 10^{-4}$
0,1	10^{-3}	$1,5 \cdot 10^{-2}$
0,2	$4 \cdot 10^{-3}$	$6 \cdot 10^{-2}$
0,3	10^{-2}	$1,2 \cdot 10^{-1}$

* При вычислении коэффициентов подавления учитывались только протоны, π^+ - и π^- -мезоны.

Для оценки полного фона от дифракционного процесса /3/ использовалась монте-карловская модель кварк-глюонных струн /программа - генератор событий "COLLI", созданная Н.С.Амелиным /9/ /.

Однако для того, чтобы провести сравнение сечений упругого рассеяния и фонового процесса /3/ в интересующей нас области

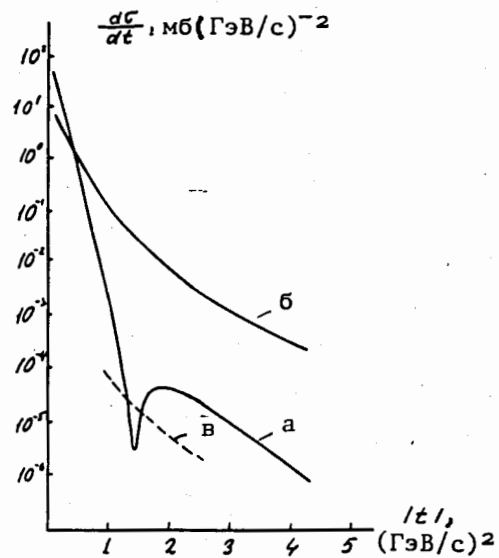


Рис.8. а/ Дифференциальное сечение упругого рассеяния $\sqrt{S} = 31 \text{ ГэВ}^{1/2}$. б/ Дифференциальное сечение реакции $pp \rightarrow pX$ в интервале $549 \leq S \leq 1464 \text{ ГэВ}^2 / 10/$ /проинтегрированное в области $0 \leq M_X^2/S \leq 0,05/$. в/ Фон от реакции $pp \rightarrow pX$, оцененный для конкретного разрешения "плеча вперед" установки "Нептун" $\Delta\theta_3 = 0,03 \text{ мрад}/$.

$|t| \approx 2 \div 3 \text{ (ГэВ/с)}^2$ с помощью программы "COLLI" /впрочем, как и с помощью любой программы прямого моделирования/, потребовалось бы очень много машинного времени /скорость генерации - 1500 событий в минуту на ЭВМ CDC-6500/. Поэтому были использованы результаты работы /10/, где подробно изучено неупругое дифракционное рассеяние /3/ в области $549 \leq S \leq 3892 \text{ ГэВ}^2$ и $|t| \leq 4 \text{ (ГэВ/с)}^2$ для значений возбуждаемых масс $M_X^2/S \leq 0,05$.

На рис.8 приведены кривые, характеризующие ход дифференциального сечения реакции /3/ /проинтегрированного в области $0 \leq M_X^2/S \leq 0,05/ /10/$ и дифференциального сечения упругого pp -рассеяния для $\sqrt{S} = 31 \text{ ГэВ}^{1/2}$. Видно, что, начиная с $|t| \geq 0,5 \text{ (ГэВ/с)}^2$, сечение дифракции существенно превышает сечение упругого рассеяния.

В работе /10/ детально исследована также M_X^2/S -зависимость инвариантных сечений. Показано, что при малых $|t| \leq 2 \text{ (ГэВ/с)}^2$ инвариантное сечение имеет явно выраженный пик в резонансной области масс. А с ростом $|t|$ распределение по массам становится более равномерным.

В настоящей работе расчеты для оценки фона были проведены в области масс $M_X^2/S \leq 0,05/$ аналогично ограничению, принятому в работе /10/.

Рис.9. Зависимость относительной величины инвариантного сечения от M_X /результаты расчета/.

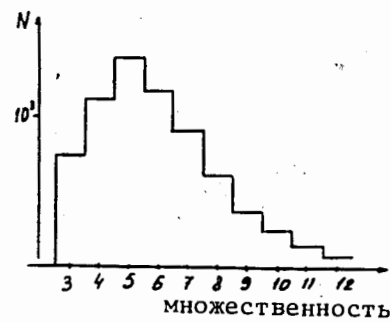
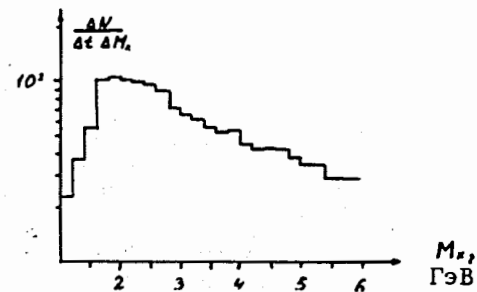
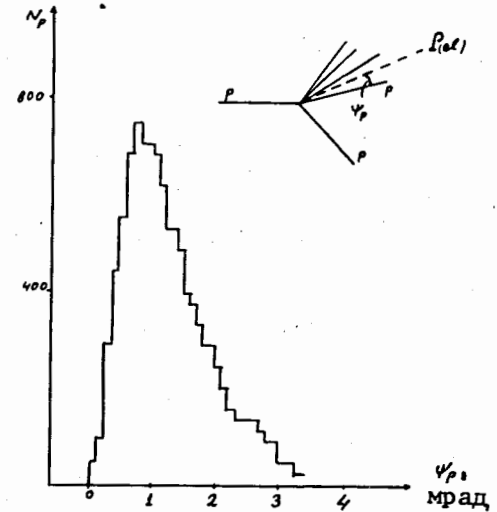


Рис.10. Распределение числа событий по множественности.

Рис.11. Зависимость числа протонов от угла вылета ψ_p . P_{el} - направление вылета упруго рассеянного протона.



При этом относительный вес дифракционного процесса в резонансной области масс и в области трехмерного предела подбирался таким образом, чтобы зависимость инвариантного сечения от массы соответствовала бы экспериментальной зависимости при больших $|t|$, полученной в работе /10/. Результат расчета приведен на рис.9.

На рис.10 представлено распределение числа событий по множественности. Отметим, что увеличение числа частиц, на которые распадается система X, приводит к уменьшению угла вылета /в л.с./ отдельной частицы /например: p или π /. Это, в свою очередь, ведет к ухудшению фоновых условий /т.е. к увеличению коэффициента подавления фона /7//.

На рис.11 приведена угловая зависимость вылета протонов /выделенных из системы X в полуинклюзивной постановке эксперимента/ относительно направления вылета упруго рассеянного протона.

Приведем оценки коэффициентов подавления неупругого фона от реакции /3/ для различных разрешений годоскопов переднего плеча. Напомним, что МС плеча отдачи имеет довольно хорошее угловое разрешение: $\Delta\theta_4 \sim 3 \text{ мрад}$, $\Delta\phi_4 \sim 4 \text{ мрад}$ /см.табл.3/. Соответствующие упругорассеянные протоны будут вылетать в интервал углов $\Delta\theta_3 \sim 0,03 \text{ мрад}$ и $\Delta\phi_3 = \Delta\phi_4$.

Оценка абсолютной величины фона получена умножением экспериментальных значений дифференциального сечения дифракции $pp \rightarrow pX^{10}$ /кривая "б", рис.8/ на коэффициент подавления фона, вычисленного для конкретного разрешения $\Delta\theta_3 = 0,03$ мрад /"плеча вперед" установки "Нептун" /кривая "в" на рис.8/.

В заключение считаем своим долгом поблагодарить Ю.М. Казаринова за постановку задачи, Р.Я. Зулкарнеева, В.С. Киселева, Р.Х. Кутуева, В.А. Никитина, Б.А. Хачатурова за полезные обсуждения и замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Corcoran M. et al. - Phys.Rev., 1980, D22, p.2624.
Kline R.V. et al. - Phys.Rev., 1980, D22, p.553.
Fidecaro G. et al. - Phys. Lett., 1981, B105, p.309.
Fidecaro G. et al. - Nucl.Phys., 1980, B173, p.513.
2. Nagi E. et al. - Nucl.Phys., 1979, B150, p.221.
Breakstone A. et al. - Nucl.Phys., 1984, B248, p.253.
3. Коллинз П. Введение в реджевскую теорию и физику высоких энергий. М.: Атомиздат, 1980.
4. Бунятов С.А. и др. В сб.: Нейтринный детектор. ИФВЭ-ОИЯИ, Д1,2,13-84-332, Дубна: ОИЯИ, 1984, с.130-136.
5. Борисовская З.В. и др. ОИЯИ, 9-81-304, Дубна, 1981.
6. Lechanione C. et al. - NIM, 1969, 69, p.122.
7. Виноградов В.Б. и др. ОИЯИ, P1-83-390, Дубна, 1983.
8. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля. М.: Наука, 1984, с.52.
9. Амелин Н.С., Бравина Л.В. ОИЯИ, P2-89-167, Дубна, 1989.
10. Albrow M.G. et al. - Nucl.Phys., 1976, B108, p.1.

Рукопись поступила в издательский отдел
18 июня 1989 года.

Биленькая С.И., Поташникова И.К. P1-89-410
Расчет параметров магнитного спектрометра
установки "Нептун" и оценка фоновых
условий при измерении упругого pp-рассеяния

Описана схема магнитного спектрометра /МС/ установки "Нептун", создаваемой для изучения pp-рассеяния на УНК. Приведены результаты расчетов углового и импульсного разрешения МС. Исследована возможность выделения упругого рассеяния.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1989

Перевод авторов

Bilen'kaya S.I., Potashnikova I.K. P1-89-410
Calculation of Parameters of the Magnetic
Spectrometer of the Neptun Facility and
Background Estimation for pp Elastic
Scattering

The principal scheme of the magnetic spectrometer (MS) of the Neptun facility designed for research of elastic pp scattering at UNK is described. Results of calculations for angular and momentum resolutions of the magnetic spectrometer are presented. A possibility to distinguish elastic pp scattering over wide band alternative processes has been investigated.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1989