

СЗУ6.26

Б-748

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



181 /
2-79

15/1-79
1 - 11826

И.В.Богуславский, И.М.Граменицкий, З.Златанов,
Р.Ледницки, В.И.Рудь, Л.А.Тихонова,
Т.П.Топурия, В.Д.Цинцадзе

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕАКЦИИ $pp \rightarrow p + X$

ПРИ ИМПУЛЬСЕ 36 ГэВ/с

НА СОБЫТИЯХ С ИДЕНТИФИЦИРОВАННЫМ ПРОТОНОМ

1978

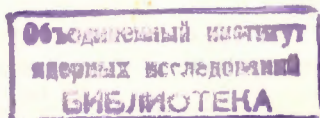
1 - 11826

И.В.Богуславский, И.М.Граменицкий, З.Златанов,
Р.Ледницки, В.И.Рудь, Л.А.Тихонова,
Т.П.Топурия*, В.Д.Цинцадзе*

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕАКЦИИ $pp \rightarrow p + X$

ПРИ ИМПУЛЬСЕ 36 ГэВ/с

НА СОБЫТИЯХ С ИДЕНТИФИЦИРОВАННЫМ ПРОТОНОМ



* Тбилисский государственный университет.

Богуславский И.В. и др.

1 - 11826

Исследование реакции $pp \rightarrow p+X$ при импульсе 36 ГэВ/с на событиях с идентифицированным протоном

В работе представлены результаты экспериментального исследования реакции $pp \rightarrow p(\text{медл.}) + X$ при 36 ГэВ/с. Полученные сечения одновершинной ($\sigma_s = 2,07 \pm 0,21$ мб) и полной ($\sigma_D = 4,70 \pm 0,44$ мб) дифракционной диссоциации не противоречат данным других экспериментов. Проведен анализ поведения ассоциативной множественности $\langle n(M_x^2) \rangle$ как функции недостающей массы к идентифицированному протону. Показан различный характер поведения $\langle n(M_x^2) \rangle$ для дифракционных ($M_x^2/S \leq 0,1$) и недифракционных событий. В рамках двухкомпонентной модели качественно объяснено поведение отношения $\langle n(M_x^2) \rangle / D$ как функции M_x^2 . Введением новой масштабной переменной $z' = (n_{ch} - 1 - \alpha) / (\langle n(M_x^2) \rangle - \alpha)$, где $\alpha = -0,87$, для всех значений M_x^2 получен аналог скейлинга в системе X .

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1978

Boguslavsky I.V. et al.

1- 11826

Investigation of the $pp \rightarrow p+X$ Reaction at 36 GeV/c on Events with an Identified Proton

The experimental results of the reaction $pp \rightarrow p(\text{slow}) + X$ at 36 GeV/c are presented. The cross-sections of single and double diffraction dissociation ($\sigma_s = 2.07 \pm 0.21$ mbn, $\sigma_D = 4.70 \pm 0.44$ mbn, respectively) were obtained which are in agreement with other data. The associative multiplicity $\langle n(M_x^2) \rangle$ as a function of the missing mass squared to the identified proton was also analyzed. A different behaviour of $\langle n(M_x^2) \rangle$ for diffraction ($M_x^2/S \leq 0.1$) and nondiffraction events is observed. The M_x^2 dependence of the ratio $\langle n(M_x^2) \rangle / D$ is qualitatively explained on the basis of the two-component model.

An analogue of KNO scaling in the system X is obtained for all values of M_x^2 with the help of a new scaling variable

$$z' = (n_{ch} - 1 - \alpha) / (\langle n(M_x^2) \rangle - \alpha), \quad \text{where } \alpha = -0.87.$$

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1978

В работе представлены результаты исследования реакции



Экспериментальный материал получен на двухметровой жидководородной камере "Людмила" при облучении ее протонами с импульсом 35,7 ГэВ/с на ускорителе У-70 (ИФВЭ, г.Серпухов).

Медленные протоны с импульсом до 1,5 ГэВ/с идентифицировались по ионизации. Из общего числа 3.500 взаимодействий было отобрано ~1.300 неупругих событий типа (1).

Вопросы, связанные с выделением упругого канала, введением поправок на потери неупругих двухлучевых событий с коротким следом протона отдачи рассмотрены в работе /1/.

1. Хорошо известно (см., например, /2/), что в распределении по квадрату недостающей массы M_x^2 к медленному протону имеется четкий пик в районе малых M_x^2 , который может быть объяснен вкладом дифракционных процессов. При нашей энергии в эту область дают вклад только двух- и четырехлучевые события. При определении сечения дифракционной диссоциации наиболее сложным является вопрос оценки фона недифракционных процессов. Для учета влияния этого фона обычно используется метод экстраполяции распределения по M_x^2 из области больших M_x^2 в дифракционную область. При этом, как правило, по экспериментальным точкам проводится

от руки кривая, интерполирующая распределения по M_x^2 в недифракционной области, которая экстраполируется в область малых значений M_x^2 . Таким образом было определено сечение одновершинной дифракционной диссоциации σ_s для $M_x^2/S \lesssim 0,1$ (см. рис. 2).

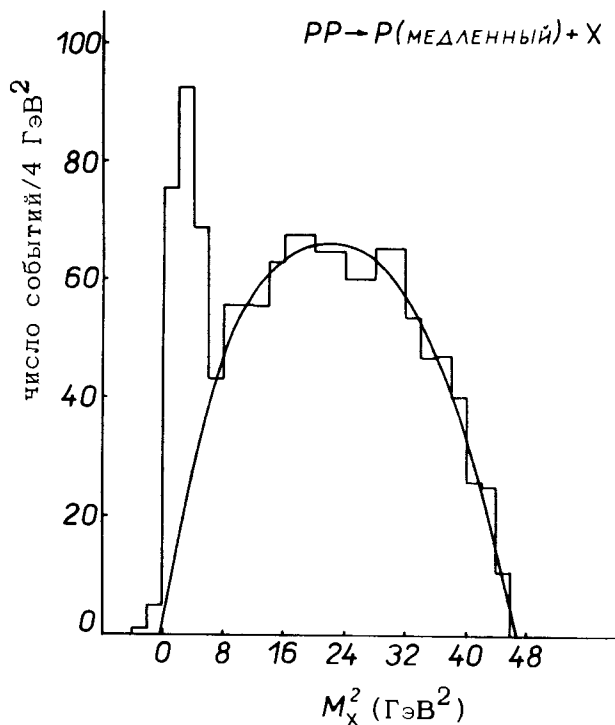


Рис. 1. Распределение по квадрату недостающей массы к медленному протону. Сплошная линия - интерполяция экспериментальных данных в области больших M_x^2 .

Далее, используя простое выражение, основанное на факторизации вершин ^{1/2}, можно получить полное сечение дифракционной диссоциации:

$$\sigma_D = 2\sigma_s + \sigma_s^2 / \sigma_{el}, \quad (2)$$

где σ_{el} - упругое сечение.

Экспериментальные данные о величинах σ_s и σ_D , полученные описанным способом в широком интервале импульсов для pp -взаимодействий, приведены в табл.1.

Таблица 1

$P_{\text{лаб.}}$ (ГэВ/с)	σ_s (мб)	σ_D (мб)
19	$2,15 \pm 0,30$	-
28,5	$1,70 \pm 0,30$	-
35,7	$2,07 \pm 0,21$	$4,70 \pm 0,44$
102	$2,50 \pm 0,35$	$5,89 \pm 0,80$
205	$2,60 \pm 0,30$	$5,69 \pm 0,40$
303	$2,15 \pm 0,25$	$5,00 \pm 0,60$
405	$2,09 \pm 0,25$	$4,64 \pm 0,60$

2. Рассмотрим поведение средней множественности заряженных частиц $\langle n(M_x^2) \rangle$ системы X как функции недостающей массы к медленному протону. Величина $\langle n(M_x^2) \rangle$ определяется как

$$\langle n(M_x^2) \rangle = \frac{\sum (n-1) d\sigma_n / dM_x^2}{d\sigma / dM_x^2}, \quad (3)$$

где $d\sigma_n / dM_x^2$ и $d\sigma / dM_x^2$ - полуинклюзивное и инклюзивное дифференциальные сечения в реакции (1) соответственно.

На рис. 2 приведена зависимость $\langle n(M_x^2) \rangle$ от M_x^2 . В интервале масс $6 < M_x^2 < 36$ ГэВ² была проведена аппроксимация наших экспериментальных данных выраже-

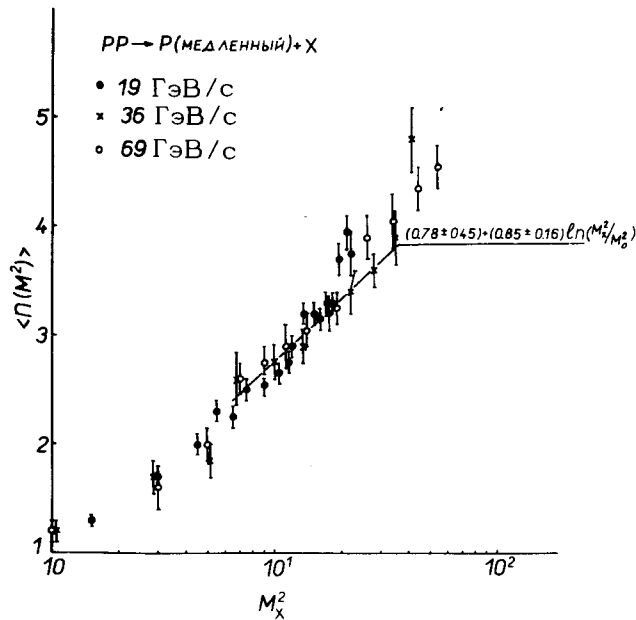


Рис. 2. Средняя множественность $\langle n(M_x^2) \rangle$ системы X, ассоциированной с медленным протоном, в зависимости от M_x^2 . Для сравнения приведены данные при 19 ГэВ/с (см. /3/) и 69 ГэВ/с (см. /4/). Сплошная линия - результат аппроксимации данных при 36 ГэВ/с в интервале $6 < M_x^2 < 36 \text{ ГэВ}^2$ зависимостью (4).

нием

$$\langle n(M_x^2) \rangle = a_1 + b_1 \ln(M_x^2/M_0^2) \quad (4)$$

(сплошная линия, $M_0^2 = 1 \text{ ГэВ}^2$).

В области дифракции ($M_x^2 \leq 6 \text{ ГэВ}^2$) использовалась зависимость

$$\langle n(M_x^2) \rangle = a_2 + b_2 \sqrt{M_x^2}. \quad (5)$$

Логарифмический рост ассоциативной множественности с M_x^2 предсказывается моделями мультипериферического типа (см., например, /5/), а линейный - моделями с образованием кластеров типа "NOVA" /6/.

Результаты аппроксимации совместно с данными, полученными в FNALe, приведены в табл. 2.

Таблица 2

Тип реакции, импульс	a_1	b_1	χ^2/N_D	a_2	b_2	χ^2/N_D
pp, (36 ГэВ/с)	$0,78 \pm 0,45$	$0,85 \pm 0,16$	1,4/5	$0,66 \pm 0,18$	$0,55 \pm 0,13$	0,4/1
(pp, FNAL)	$-0,55 \pm 0,39$	$1,37 \pm 0,09$	-	$0,71 \pm 0,17$	$0,72 \pm 0,07$	-

3. Зависимость отношения $\langle n(M_x^2) \rangle / D$ от M_x^2 , где

$$D = (\langle n^2(M_x^2) \rangle - \langle n(M_x^2) \rangle^2)^{1/2}, \quad (6)$$

приведена на рис. 3. Характерной особенностью этой зависимости является намечающийся минимум в области масс $2 \div 5 \text{ ГэВ}^2$. Это явление можно объяснить, предположив, например, что в области дифракции проявляются два механизма взаимодействия. В этом случае дисперсию D можно записать в виде

$$D = (\beta_1 D_1^2 + \beta_2 D_2^2 + \beta_1 \beta_2 (\langle n_1(M_x^2) \rangle - \langle n_2(M_x^2) \rangle)^2)^{1/2}. \quad (7)$$

Индексы 1 и 2 относятся к двум различным видам механизмов взаимодействия, осуществляющихся с вероятностью β_i и характеризующихся различными значения-

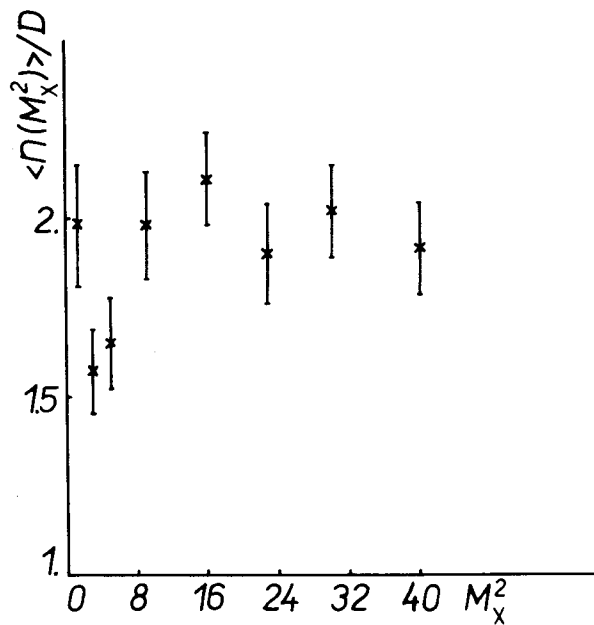


Рис. 3. Зависимость отношения $\langle n(M_x^2) \rangle / D$ от M_x^2 для реакции (1).

ми дисперсии D_i . Величины β_i удовлетворяют условию нормировки $\beta_1 + \beta_2 = 1$. При $M_x^2 \approx 1$ ГэВ² $D = D_1$, при $M_x^2 > 6$ ГэВ² $D = D_2$. В промежуточной области существенным становится "интерференционный" член, что приводит к увеличению дисперсии и, следовательно, минимуму величины $\langle n(M_x^2) \rangle / D$. Первый механизм можно отождествить с дифракцией, второй - с процессами недифракционного типа.

4. Исследуем возможность выполнения аналога KNO-скейлинга (см. /7/) в системе X. В табл. 3 приведены нормированные ассоциативные моменты $C_q = \frac{\langle n(M_x^2) \rangle^q}{\langle n(M_x^2) \rangle^q}$,

Таблица 3

Интервал M_x^2 (ГэВ ²)	$\langle n(M_x^2) \rangle$	C_2	C_3	C_4
0 - 6	1,531±0,072	1,398±0,032	2,577±0,168	5,607±0,728
6 - 12	2,714±0,146	1,251±0,039	1,800±0,143	2,900±0,472
12 - 20	3,045±0,119	1,225±0,028	1,710±0,104	0,633±0,392
20 - 26	3,266±0,162	1,268±0,032	1,862±0,120	3,020±0,283
26 - 34	3,723±0,158	1,243±0,029	1,763±0,107	2,729±0,228

величины которых различны для области дифракции ($0 < M_x^2 \leq 6$ ГэВ²) и для остальной области. Зависимость моментов C_q от M_x^2 приводит к невыполнению ассоциативного KNO-скейлинга, и функция

$$\Psi(z, M_x^2) = \frac{\langle n(M_x^2) \rangle d\sigma_n / dM_x^2}{d\sigma / dM_x^2}, \quad (8)$$

где $z = (n_{ch} - 1) / \langle n(M_x^2) \rangle$, существенно зависит от M_x^2 . Введя новую переменную (см. /8/)

$$z' = (n_{ch} - 1 - a) / (\langle n(M_x^2) \rangle - a), \quad (9)$$

можно добиться независимости функции Ψ от M_x^2 . Величина a определяется из условия

$$[(\langle n(M_x^2) \rangle - a) / D]_d = [(\langle n(M_x^2) \rangle - a) / D]_{nd}, \quad (10)$$

где d означает, что соответствующие величины вычисляются в интервале $0 < M_x^2 \leq 6$ ГэВ², nd - в интервале $6 < M_x^2 < 34$ ГэВ², при этом $a = -0,87$.

На рис. 4 приведено распределение модифицированной ассоциативной множественности $\Psi(z')$ в событиях с медленным протоном в интервале $0 < M_x^2 < 34 \text{ ГэВ}^2$. Сплошная линия - результат аппроксимации экспериментальных данных выражением

$$\Psi(z') = (0,068 \pm 0,024) \exp[(7,779 \pm 1,065)z' - (5,089 \pm 1,041)z'^2 + (0,672 \pm 0,323)z'^3], \quad (11)$$

$$\chi^2/ND = 17/15.$$

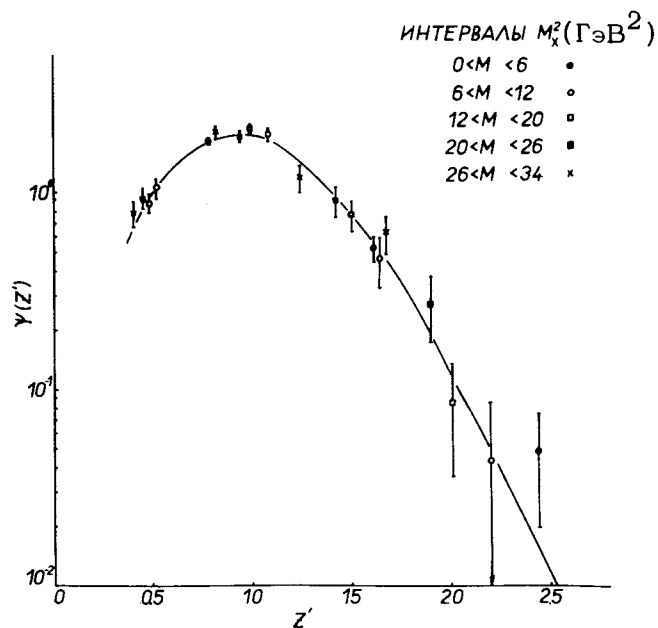


Рис. 4. Распределение $\Psi(z') = \frac{(\langle n(M_x^2) \rangle - a) d\sigma_n / dM_x^2}{d\sigma / dM_x^2}$, где $z' = (n_{ch} - 1 - a) / (\langle n(M_x^2) \rangle - a)$, $a = -0,87$, в интервале масс $0 < M_x^2 < 34 \text{ ГэВ}^2$. Сплошная линия - результат аппроксимации экспериментальных данных выражением (11).

На основании полученных результатов можно сделать следующие выводы.

1. Сечение дифракционной диссоциации, определенное в этом эксперименте, не противоречит данным, полученным при других энергиях.
2. Поведение величины $\langle n(M_x^2) \rangle$ в области дифракции согласуется с предсказаниями модели "NOVA" и не зависит, в широких пределах, от импульса налетающего протона; в области $6 < M_x^2 < 36 \text{ ГэВ}^2$ $\langle n(M_x^2) \rangle$ логарифмически зависит от M_x^2 , что согласуется с моделями мультипериферического типа.
3. Поведение величины $\langle n(M_x^2) \rangle / D$ как функции M_x^2 может быть качественно объяснено в рамках двухкомпонентной модели.

4. Введение новой масштабной переменной $z' = \frac{(n_{ch} - 1 - a)}{(\langle n(M_x^2) \rangle - a)}$, где $a = -0,87$, для всех значений M_x^2 позволяет получить аналог KNO-скейлинга в системе X.

Авторы выражают свою благодарность персоналу, обеспечивающему работу ускорителя У-70 ИФВЭ и канала № 9, техническому персоналу установки "Людмила", а также лаборантам ЛВЭ и ЛВТА за помощь в работе. Авторам приятно также поблагодарить Н.К.Кучиди за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Богуславский И.В. и др. ОИЯИ, 1-10134, Дубна, 1976.
2. Whitmore S. Phys. Rep., 1974, 10С, p. 274.
3. Boggild H. e.a. Nucl. Phys., 1974, B72, p. 221.
4. Биалковская Х. и др. Препринт ИФВЭ, М 11, Серпухов, 1975.
5. Chan C.F. Phys. Rev., 1973, D8, p. 179.
6. Berger E.L., Jacob M., Slansky R. Phys. Rev., 1972, D6, p. 2580.
7. Barshay S. e.a. Phys. Rev. Lett., 1974, 32, p. 1390.
8. Clifford T.S. e.a. Phys. Rev. Lett., 1974, 33, p. 1239.

Рукопись поступила в издательский отдел 9 августа 1978 года.