

сообщения  
объединенного  
института  
ядерных  
исследований  
дубна

К 471

P1-88-412

Е. Н. Кладницкая, С. Ю. Сивоклоков \*

НЕКОТОРЫЕ МЕТОДИЧЕСКИЕ ВОПРОСЫ  
ИЗМЕРЕНИЯ ИМПУЛЬСОВ И ОТБОРА СОБЫТИЙ  
НА УГЛЕРОДНОЙ МИШЕНИ ИЗ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ  
В ПРОПАНОВОЙ ПУЗЫРЬКОВОЙ КАМЕРЕ

---

\* Научно-исследовательский институт ядерной  
физики Московского государственного  
университета

## 1. ВЛИЯНИЕ ОШИБОК ИЗМЕРЕНИЯ ИМПУЛЬСОВ НА ФОРМУ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ

Процесс измерения импульсов частиц в пузырьковой камере характеризуется определенным разбросом измеренных значений относительно истинного значения импульса. Так, если частица имеет импульс  $P_0$ , то в результате многократных измерений мы получим некоторое распределение  $F_{P_0}(P_{изм})$ . Вид этого распределения определяется многими факторами: длиной трека частицы  $L$ , ее импульсом  $P_0$ , углом вылета частицы относительно плоскости фотографирования, качеством фотоснимка и др. В данной работе рассматривается только зависимость от  $L$  и  $P_0$ , то есть считалось, что

$$F(P_{изм}) = F(f(L, P_0)). \quad (1)$$

Если истинное распределение частиц по импульсам имеет вид  $g(P)$ , то после измерения импульсов этих частиц будем иметь распределение

$$g_{эксп.}(P_{изм.}) = \int g(P) \cdot F(P_{изм.}, P) dP. \quad (2)$$

Задача нахождения  $g(P)$  по известным  $g_{эксп.}(P_{изм.})$  и  $F(P_{изм.}, P)$  относится к классу некорректных задач и требует для своего решения высокой статистической обеспеченности. Можно, однако, оценить отличие  $g_{эксп.}(P_{изм.})$  от  $g(P)$ , решая прямую задачу: подставляя в (2) в качестве  $g(P)$  распределения, полученные в модельных расчетах.

Рассмотрим влияние ошибок измерений на форму импульсных спектров, полученных для протон-углеродных (pC) и углерод-углеродных (CC) взаимодействий при начальном импульсе 4,2 ГэВ/с на нуклон в дубненском варианте каскадной модели (ДКМ)<sup>1/</sup>. Для определения вида функции (1) использовались результаты измерений импульсов первичных протонов, зарегистрированных в 2-метровой пропановой камере Лаборатории высоких энергий ОИЯИ. Измерения проводились на участках треков разной длины ( $L = 90, 70, 53, 46, 35$  и  $28$  см) при трех значениях начальных импульсов протонов ( $P_0 = 2,3; 4,2$  и  $10$  ГэВ/с). Обмер треков осуществлялся на полуавтоматических приборах САМЕТ, обсчет измерений производился по программе геометрической реконструкции ГЕОФИТ.

Объединенный институт  
ядерных исследований

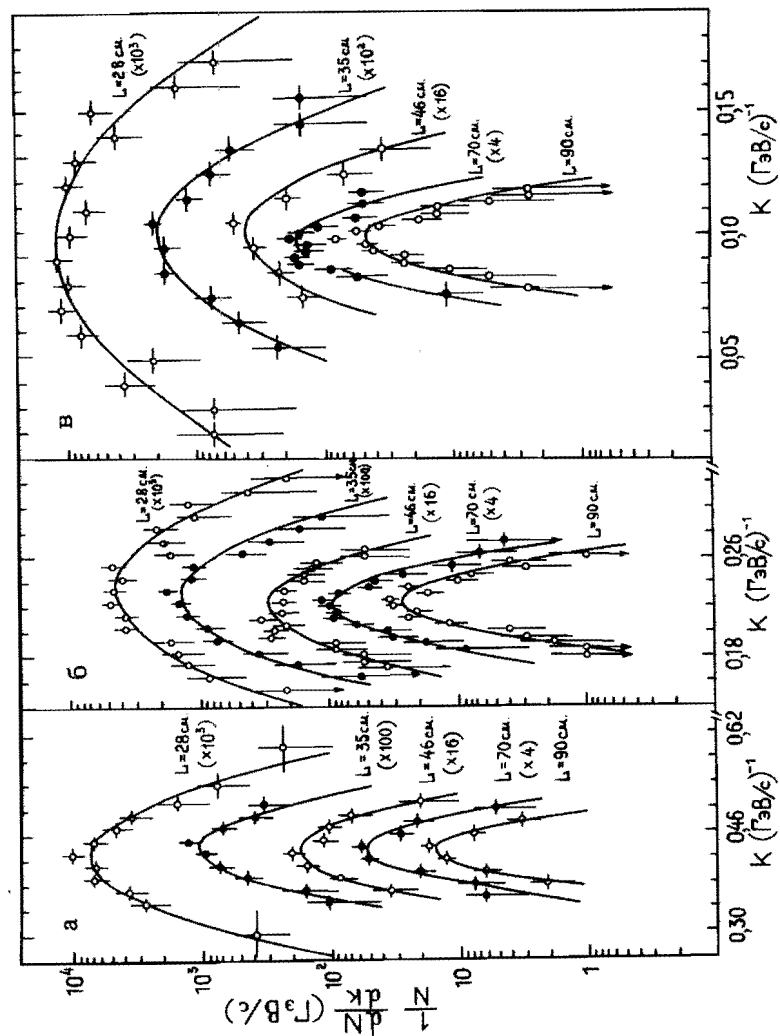
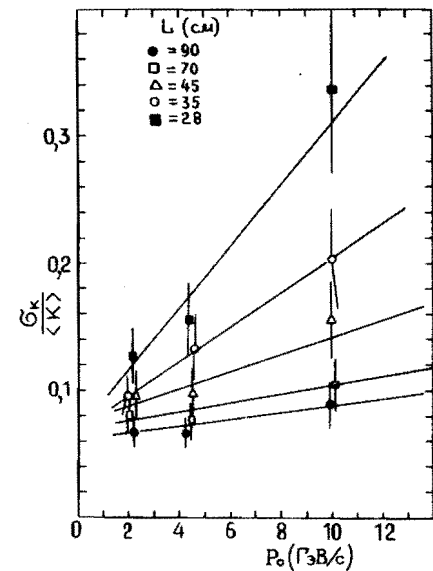


Рис. 1. Распределение по величине  $k = (1/P_{\text{изм.}})$  для первичных протонов с импульсом 2,3 ГэВ/с (а); 4,2 ГэВ/с (б) и 10 ГэВ/с (в) для различных длин трека  $L$ . Линии — аппроксимация распределений гауссовскими функциями.

Рис. 2. Зависимости отношения  $\sigma_k / \langle k \rangle$  для распределений первичных протонов по  $k$  от импульса протонов  $P_0$  и длины трека  $L$ .



Известно, что при измерении в пузырьковой камере импульсов частиц с заданным импульсом  $P$  распределение по величине  $k = (1/P_{\text{изм.}})$  описывается гауссовской кривой. На рис. 1а,б,в представлены распределения по величине  $k$  для протонов с импульсами 2,3; 4,2 и 10 ГэВ/с. Линии на рисунке — аппроксимация распределений гауссовскими функциями. Видно, что дисперсия распределений возрастает с уменьшением длины измеренного участка трека и с ростом начального импульса протонов. На рис. 2 показаны зависимости величины  $\sigma_k / \langle k \rangle$  ( $\sigma_k = \sqrt{\langle k^2 \rangle - \langle k \rangle^2}$ ) от импульса и длины трека и их аппроксимация линейной функцией вида  $\sigma_k / k = a(L) \cdot P + b(L)$ . Значения параметров  $a$  и  $b$  приведены в табл. 1.

Таблица 1

Параметры аппроксимации зависимости  $\sigma_k / \langle k \rangle$  от  $L$  и  $P_0$  линейной функцией вида  $\sigma_k / \langle k \rangle = a(L) \cdot P_0 + b(L)$

| $L$ , см | $a(L)$ , (ГэВ/с) $^{-1}$ | $b(L)$ |
|----------|--------------------------|--------|
| 90       | $2,9 \cdot 10^{-3}$      | 0,058  |
| 70       | $3,3 \cdot 10^{-3}$      | 0,068  |
| 45       | $7,4 \cdot 10^{-3}$      | 0,074  |
| 35       | $13,9 \cdot 10^{-3}$     | 0,067  |
| 28       | $24,7 \cdot 10^{-3}$     | 0,065  |

Моделирование процедуры измерений для событий, полученных по ДКМ (то есть вычисление (2)), проводилось следующим образом. Было получено распределение  $dN_p / dL$  вторичных протонов из реальных СС-взаимодействий, измеренных в пузырьковой камере. Далее каждому протону из банка моделированных событий припи-

сывалось значение длины трека  $L_i = RND(dN_p/dL)$  (здесь и далее операция  $RND(f(x))$  обозначает розыгрыш по методу Монте-Карло значения случайной величины  $x$ , распределенной с плотностью вероятности  $f(x)$ ). По значениям  $P_i$  и  $L_i$  определялись значения  $a(L_i)$  и  $b(L_i)$  и значение  $\sigma_{k_i}/k_i = a(L_i) \cdot P_i + b(L_i)$ . Таким образом, находились параметры гауссовского распределения, соответствующие "размытию" импульса  $P_i$  в процессе измерения. Далее разыгрывалось "измеренное" значение импульса:

$$\frac{1}{P_{\text{изм.}}} = RND\left(\frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma_{k_i}} \exp\left(-\frac{(k_i - k_{\text{изм.}})^2}{2\sigma_{k_i}^2}\right)\right).$$

Это новое значение импульса использовалось при построении распределений  $\frac{dN_p}{dP_{\text{изм.}}}$  и  $\frac{dN_p}{dP_{\perp \text{изм.}}^2}$ , показанных на рис. 3 и 4 в сравнении с соответствующими распределениями, полученными без учета ошибок измерений импульсов.

Видно, что для больших значений  $P_{\text{лаб.}}$  и  $P_{\perp}^2$  ( $P_{\text{лаб.}} > 4$  ГэВ/с и  $P_{\perp}^2 > 1,5$  (ГэВ/с)<sup>2</sup>) учет ошибок измерений несколько меняет форму распределений. Особенно это заметно для резко спадающего при  $P_{\text{лаб.}} > 4$  ГэВ/с распределения по  $P_{\text{лаб.}}$  для рС-событий. Для взаимодействий с большим начальным импульсом искажение распределений вторичных частиц из-за ошибок измерений будет более существенным, что следует

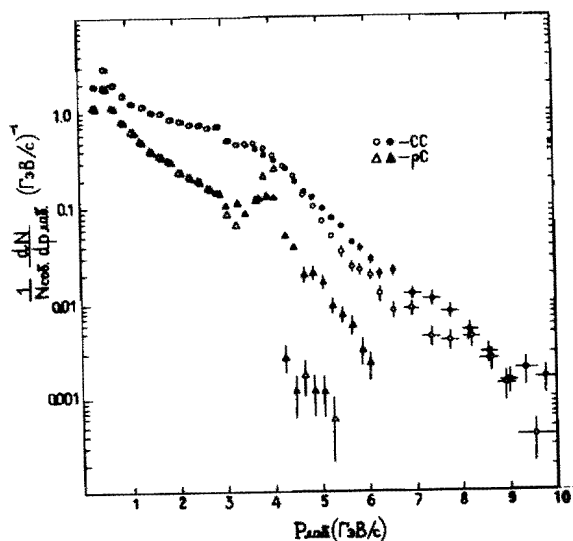
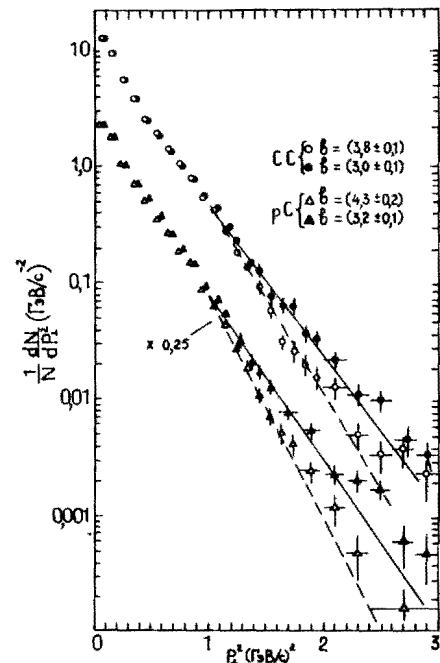


Рис. 3. Распределение по  $P_{\text{лаб.}}$  для протонов из рС- и СС-событий (ДКМ) без учета ошибок измерений ( $\circ$  и  $\Delta$ ) и с учетом ошибок измерений ( $\bullet$  и  $\blacktriangle$ ).

Рис. 4. Распределение по  $P_{\perp}^2$  для протонов из рС- и СС-событий (ДКМ). Обозначения те же, что на рис. 3. Прямые — аппроксимация распределений в области  $P_{\perp}^2 > 1$  (ГэВ/с)<sup>2</sup> экспонентой,  $\alpha$  — показатель экспоненты.



импульсов. Так, например, для треков частиц, летящих под большими углами к плоскости фотографирования, измерительные ошибки будут больше, чем те, которые можно учесть только на основе данных по измерению пучковых протонов.

Из изложенного следует, что при импульсах частиц  $P_{\text{лаб.}} > 4 - 5$  ГэВ/с (для данной методики измерений) для корректного сравнения модельных расчетов с экспериментальными данными необходимо учитывать влияние ошибок измерений на форму распределений по кинематическим переменным.

## 2. ОЦЕНКА ЭФФЕКТИВНОСТИ КРИТЕРИЕВ ОТБОРА ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ НА ЯДРАХ УГЛЕРОДА ИЗ СОБЫТИЙ В ПРОПАНЕ

При использовании в качестве мишени рабочей жидкости пропановой пузырьковой камеры возникает задача разделения зарегистрированных событий на взаимодействия с ядрами водорода и ядрами углерода, входящими в состав пропана ( $C_3H_8$ ). Для выделения событий на углеродной мишени из событий в пропане обычно используются следующие критерии: 1)  $n_+ - n_- > Z_A + 1$ ; 2)  $n_p > 1$ ; 3)  $n_p^b > 0$ ; 4)  $n_- > N(P_0)$ ; 5)  $m_t = \sum_i (E_i - P_i'') > 1,1 m_p$ . Здесь  $n_+$  ( $n_-$ ) — число положительных (отрицательных) частиц в событии;  $Z_A$  — заряд налетающей частицы (ядра);  $n_p$  — число медленных ( $P_{\text{лаб.}} < 0,75$  ГэВ/с) протонов в событии;  $n_p^b$  — число протонов, вылетающих в заднюю полусферу в лабораторной системе;  $m_t$  — т.н. масса мишени,  $m_p$  — масса протона,  $E_i$ ,  $P_i''$  — энергия и продольный им-

пульс  $i$ -й частицы, суммирование в пятом критерии идет по всем заряженным частицам в событии, кроме положительных с  $P_{\text{лаб.}}/Z > 3 \text{ ГэВ/с}$ ,  $\theta < 4^\circ$  и протонов с  $P_{\text{лаб.}} < 300 \text{ МэВ/с}$ , которые считаются не взаимодействовавшими фрагментами ядра-снаряда и мишени. Величина  $N(P_0)$  определяется по значениям топологических сечений рождения  $\pi^-$ -мезонов в Ар-взаимодействиях, и при импульсе налетающей частицы  $4,2 \text{ ГэВ/с}$  на нуклон она равна 1 для pC; 2 для dC-,  $\alpha$ C- и CC-взаимодействий.

Применение указанных критериев, например, для  $\text{CC}_3\text{H}_8$ -взаимодействия при начальном импульсе  $4,2 \text{ ГэВ/с}$  на нуклон дает возможность выделить около 98% из числа событий, ожидаемых в соответствии с известными сечениями CC- и Ср-взаимодействий<sup>/4/</sup>. Возникает, однако, вопрос — насколько точно критерии (1-5) выделяют именно углеродные события, насколько велика примесь событий на водороде среди выделенных?

Для выяснения этого вопроса была промоделирована процедура разделения событий в пропане. В качестве исходных данных использовались события pC- и CC-взаимодействий при импульсе  $4,2 \text{ ГэВ/с}$  на нуклон, которые выделялись из банка моделированных по каскадной (ДКМ) модели столкновений ядер. Взаимодействия pC были пересчитаны в антилабораторную систему и вместе с CC-событиями составили 24250  $\text{CC}_3\text{H}_8$ -взаимодействий. Соотношение между числом Ср- и CC-событий соответствовало отношению экспериментальных Ср- и CC-неупругих сечений взаимодействия<sup>/4/</sup>. На вторичные частицы из моделированных событий накладывались условия, близкие к экспериментальным условиям регистрации частиц:

— протоны считались зарегистрированными, если они имели импульс  $P_{\text{лаб.}} > 150 \text{ МэВ/с}$ , дейтроны —  $P_{\text{лаб.}} > 250 \text{ МэВ/с}$ , тритоны —  $P_{\text{лаб.}} > 350 \text{ МэВ/с}$  (частицы с меньшим импульсом имеют длину трека в камере меньше 2 мм и практически не видны в реальных событиях на снимке); дейтроны и тритоны при обработке событий считались протонами;

—  $\pi^+$ -мезоны "идентифицировались" в интервале импульсов  $40 \text{ МэВ/с} < P_{\text{лаб.}} < 700 \text{ МэВ/с}$ ,  $\pi^+$ -мезоны с  $P_{\text{лаб.}} > 700 \text{ МэВ/с}$  считались протонами (средняя множественность таких  $\pi^+$ -мезонов около 0,5 на событие);

—  $\pi^+$ - и  $\pi^-$ -мезоны с  $P_{\text{лаб.}} < 40 \text{ МэВ/с}$  считались незарегистрированными (такие  $\pi$ -мезоны не видны в камере из-за малой длины трека);

—  $\pi^-$ -мезоны в интервале  $40 \text{ МэВ/с} < P_{\text{лаб.}} < 70 \text{ МэВ/с}$  считались протонами, так как в камере из-за небольшой длины такие  $\pi^-$ -мезоны неотличимы от остановившихся протонов (средняя множественность таких  $\pi^-$ -мезонов составляет  $\sim 0,03$ );

— положительные частицы с  $P_{\text{лаб.}}/Z > 3 \text{ ГэВ/с}$  и углом вылета  $\theta < 4^\circ$  считались не взаимодействовавшими фрагментами ядра-снаряда, а с  $P_{\text{лаб.}} < 300 \text{ МэВ/с}$  (дейтроны с  $P_{\text{лаб.}} < 500 \text{ МэВ/с}$ ) — фрагментами ядра-мишени.

Ко вторичным частицам с  $P_{\text{лаб.}} > 1 \text{ ГэВ/с}$  была применена процедура моделирования процесса измерения импульсов, описанная в первом разделе. После наложения критериев (1-5) события "в пропане" разделились на группы, указанные в табл. 2. Как следует из этой таблицы, критерии (1-4) действительно выделяют преимущественно CC-события. Примесь в них Ср-событий —  $\sim 1\%$ . Эта примесь возникает в основном из-за приписывания положительного знака медленным (с  $P_{\text{лаб.}} < 70 \text{ МэВ/с}$ )  $\pi^-$ -мезонам. Применение критерия (5) в добавление к первым четырем доводит число выделенных событий до 90% от  $N_{\text{in}}^{\text{CC}}$ , но среди них примесь Ср-событий достигает уже 16%. На рис. 5 показано распределение приведенных в табл. 2 групп событий по величине массы мишени  $m_t$ . Видно, что значительная часть Ср-событий имеет значение  $m_t > 1,1 m_p$ . Примерно в 50% случаев это связано с приписыванием  $\pi^+$ -мезону с  $P_{\text{лаб.}} > 700 \text{ МэВ/с}$  массы протона, в остальных же случаях с протоном-мишенью, по-видимому, взаимодействует более одного нуклона из налетающего ядра, что также приводит к эффекту увеличения массы мишени. В табл. 3 даны характеристики всех неупругих CC-взаимодействий (столбец 1), событий, выделенных по критериям (1-4) (2-й столбец) и событий, выделенных по критериям (1-5) (3-й столбец). События, характеристики которых приводятся в четвертом столбце, получены статистическим разделением

Таблица 2

Количество событий, удовлетворяющих различным критериям

|  | CC-события | Ср-события |
|--|------------|------------|
| Всего событий  | 12900      | 11350      |
| Событий типа дифракционного развала ядра (все частицы с $P_{\text{лаб.}}/Z > 3 \text{ ГэВ/с}$ и $\theta < 4^\circ$ ) | 250        | 157        |
| Неупругих событий ( $N_{\text{in}}$ )  | 12650      | 11193      |
| Удовлетворяет критериям (1-4)  | 8735       | 94         |
| Не удовлетворяет критериям (1-4), но удовлетворяет критерию (5)  | 775        | 1764       |
| Не удовлетворяет критериям (1-5)   | 3140       | 9335       |

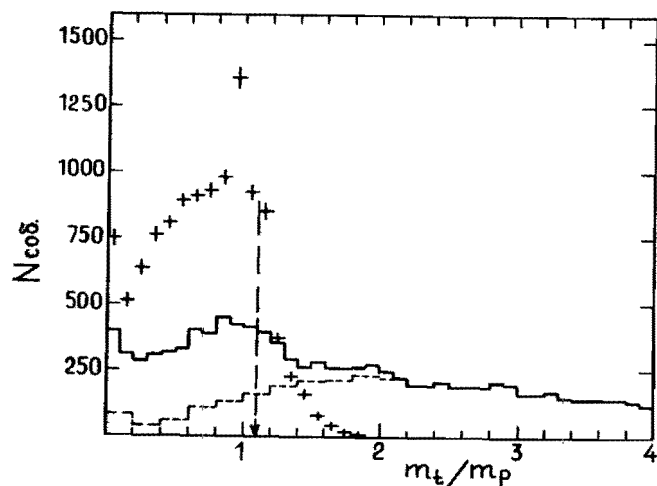


Рис. 5. Распределение по величине  $m_t/m_p$  всех моделированных СС-событий (—), всех Ср-событий (+), событий, выделенных по критериям (1-4) (- - -).

Таблица 3

Характеристики различных групп выделенных событий

|   | Все СС-события    | События, выделенные из $C_3H_8$ по критериям (1-4) | События, выделенные по критериям (1-5) | События, разделенные статистически |
|---|-------------------|--|--|------------------------------------|
| $N_{\text{сoб.}}$                           | 12650             | 8829   | 11368                                  | 12650                              |
| $\langle n_{\pm} \rangle$                   | $8,30 \pm 0,05$   | $10,6 \pm 0,1$                                     | $9,15 \pm 0,05$                        | $8,39 \pm 0,05$                    |
| $\langle n_p \rangle$                       | $4,20 \pm 0,02$   | $5,32 \pm 0,03$                                    | $4,70 \pm 0,03$                        | $4,25 \pm 0,03$                    |
| $\langle n_- \rangle$                       | $1,48 \pm 0,01$   | $1,86 \pm 0,01$                                    | $1,60 \pm 0,01$                        | $1,45 \pm 0,02$                    |
| $\langle n_{\pi^+} \rangle$                 | $1,48 \pm 0,01$   | $1,86 \pm 0,01$                                    | $1,62 \pm 0,01$                        | $1,52 \pm 0,02$                    |
| $\langle P_p \rangle, \text{ГэВ/с}$         | $1,80 \pm 0,01$   | $1,75 \pm 0,01$                                    | $1,84 \pm 0,01$                        | $1,84 \pm 0,01$                    |
| $\langle P_- \rangle, \text{ГэВ/с}$         | $0,63 \pm 0,01$   | $0,61 \pm 0,01$                                    | $0,63 \pm 0,01$                        | $0,62 \pm 0,01$                    |
| $\langle P_{\perp}^p \rangle, \text{ГэВ/с}$ | $0,479 \pm 0,002$ | $0,474 \pm 0,002$                                  | $0,477 \pm 0,002$                      | $0,475 \pm 0,002$                  |

СС<sub>3</sub>Н<sub>8</sub>-взаимодействий. В этом методе к группе, выделенной по критериям (1-4), добавлялась часть событий из группы неразделенных СС<sub>3</sub>Н<sub>8</sub>-событий так, чтобы суммарное число случаев равнялось ожидаемому числу СС-событий. В таком подходе предполагается, что невыделенные

по критериям (1-4) СС-взаимодействия близки по своим характеристикам к Ср-событиям, так как обусловлены в основном периферическими взаимодействиями. Из табл. 3 следует, что значения средних множественностей для событий, разделенных таким статистическим методом, ближе к значениям для истинных СС-взаимодействий, чем характеристики событий, разделенных по критериям (1-5). Средние импульсные характеристики событий, выделенных с использованием обоих методов, близки к характеристикам неупругих СС-взаимодействий.

### ВЫВОДЫ

1. Критерии (1-4) выделяют ~70% СС-взаимодействий из всех моделированных событий в пропане. Эти выделенные события содержат ~90%  $\pi^-$ -мезонов.
2. Использование критерия (5) приводит к значительной примеси (16%) Ср-взаимодействий среди отобранных событий.
3. Средние множественности частиц в событиях, выделенных по критериям (1-5), отличаются примерно на 10% от истинных значений.
4. Характеристики событий, отобранных по критериям (1-4) и по дополнительному статистическому разделению остатка, практически совпадают с характеристиками "чистых" СС-событий.

Приведенные результаты следует рассматривать как оценки эффектов, имеющих место в эксперименте, так как модель описывает экспериментальные данные с ограниченной точностью (на уровне 80%). Трудно также точно учесть при моделировании экспериментальные условия регистрации вторичных частиц (границы регистрации и идентификации частиц на опыте не являются резкими, а размыты в некотором интервале импульсов и углов). Однако можно сделать вывод, что как ошибки в измерении импульсов, так и эффективность критериев отбора групп событий необходимо учитывать при сравнении модельных расчетов с экспериментом.

Авторы благодарны А.П.Чеплакову за помощь в обработке измерений, В.С.Мурзину за полезные обсуждения, авторам ДКМ за возможность использовать банк данных модели, лаборантам за обработку снимков.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Гудима К.К., Тонеев В.Д. – ЯФ, 1978, т.27, с.658; Gudima K.K., Toneev V.D. – Nucl.Phys.A, 1983, v.400, p.173.
2. Агакишиев Г.Н. и др. ОИЯИ, 1-83-662, Дубна, 1983.
3. Армутлийски Д. и др. ОИЯИ, Р1-86-263, Дубна, 1986.
4. Ангелов Н. и др. ОИЯИ, Р1-80-473, Дубна, 1980; – ЯФ, 1980, т.33, с.1046.

Рукопись поступила в издательский отдел  
9 июня 1988 года.