

сообщения
Объединенного
института
ядерных
исследований
Дубна

4610/83

29/vii-83

P1-83-433

А.М.Балдин, В.К.Бондарев, Н.Гиордэнеску,
А.Г.Литвиненко, Н.С.Мороз, Ю.А.Панебратцев,
М.Пенца, С.В.Рихвицкий, В.С.Ставинский,
А.Н.Хренов

ВЫЧИСЛЕНИЕ СЕЧЕНИЙ
КУМУЛЯТИВНОГО РОЖДЕНИЯ ЧАСТИЦ
ПО ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМ ДАННЫМ
УСТАНОВКИ ДИСК-2

1983

ВВЕДЕНИЕ

В настоящей работе рассмотрены алгоритмы обработки экспериментальных данных, полученных на установке ДИСК-2^{1/}, которая представляет собой вращающийся одноплечевой магнитный спектрометр и предназначена для изучения процессов фрагментации ядра мишени в инклюзивной постановке



Принципиальная схема установки показана на рис. 1. Пучок первичных частиц - протонов и дейтронов с импульсом 8,9 ГэВ/с - фокусировался на мишень. В качестве мишени использовался широкий набор ядер - от водорода до урана. Вторичные частицы C/π^+ , K^+ , p , d , t , ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$ регистрировались в интервале углов от 49° до 180° относительно направления первичного пучка и в интервале импульсов от 0,15 до 1,6 ГэВ/с. Такой выбор кинематических переменных позволяет исследовать взаимодействия первичного адрона a с ядром мишени A в области кинематики кумулятивного рождения частиц^{2,4}.

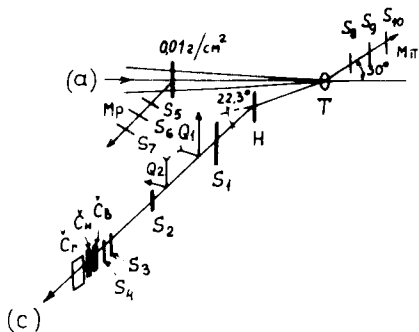


Рис. 1. Схема спектрометра ДИСК-2.

Ниже приведена методика анализа и обработки экспериментальных данных, полученных на спектрометре ДИСК-2, в режиме off-line с помощью комплекса программ "PENTADE". В качестве языка программирования использовался фортран. Комплекс программ состоит из следующих частей:

- 1/ чтение магнитной ленты и расшифровка многомерной информации о событиях и показаниях мониторов;
 - 2/ построение времяпролетных и амплитудных спектров /в виде одномерных гистограмм и двумерных распределений/;
 - 3/ анализ экспериментальных спектров и вычисление числа событий определенного сорта;
 - 4/ моделирование процесса рождения и регистрации частиц с учетом эффектов взаимодействия в мишени и в веществе спектрометра;
 - 5/ вычисление сечения кумулятивного рождения частиц, в том числе и внутри импульсного интервала, регистрируемого установкой.
- Комплекс программ был использован при обработке экспериментальных данных, вошедших в работы /5-7/.

1. СПЕКТРОМЕТРИЯ ВТОРИЧНЫХ ЧАСТИЦ И МНОГОМЕРНЫЙ АНАЛИЗ СОБЫТИЙ

Установка ДИСК-2 позволяет проводить идентификацию частиц одного знака заряда одновременно в широком интервале скоростей $\beta > 0,2$ /в условиях большой фоновой загрузки регистрирующей аппаратуры с высокой степенью подавления фоновых частиц и случайных событий без потери эффективности регистрации/.

Принятое событие имеет фиксированный формат и содержит следующую информацию:

- время пролета T1 /база 3,8 м/;
- время пролета T2 /база 1 м/;
- время пролета T1' /позволяет получить распределение частиц, "потерянных" по T1 из-за старта случайным сигналом, опережающим рабочий/;
- время пролета частиц между газовым черенковским счетчиком и сцинтиллятором S₄ /T3/;
- ионизационные потери частиц в сцинтилляторах S₂(ΔE₂), S₃(ΔE₃) и S₄(ΔE₄);
- интенсивность вспышки черенковского излучения в твердом радиаторе для двух черенковских счетчиков /I_{ЧВ} и I_{ЧН}/;
- амплитуда черенковского излучения порогового газового черенковского счетчика /I_{ЧГ}/.

Используя линейную связь времени пролета T1 и T2 частиц на двух базах 3;8 м и 0,97 м, определим координату

$$\tau_{T2} = T1 - 2T2 + 260.$$

По этой координате события распределены независимо от скорости регистрируемой частицы. Все события, не связанные со случайными сигналами счетчиков S₁ ÷ S₄, имеют распределения по τ_{T2} с одним максимумом /см. рис. 2/, на котором, как и на рис.3-9,

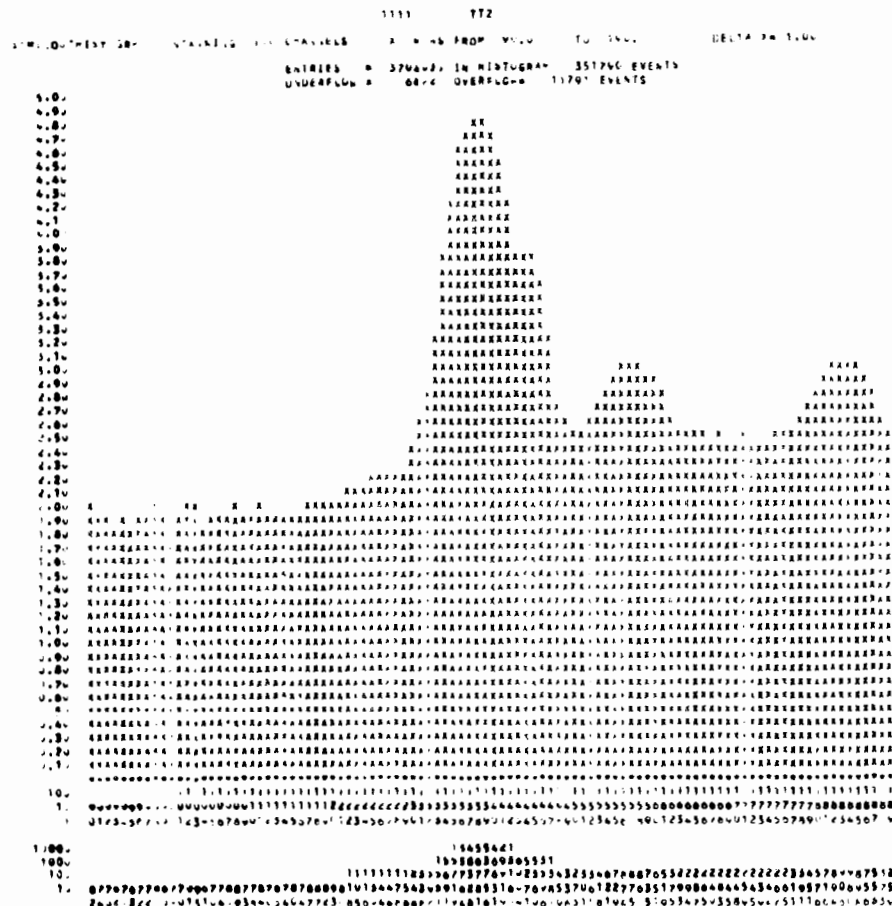


Рис. 2. Спектр $\tau_{T2} = T1 - 2T2 + 260$. Все реальные события группируются в основном пике /канал 138/.

по оси ординат даны логарифмы отсчетов/. Задание границ в интервале каналов /129 ÷ 149/ обеспечивает подавление фоновых событий более чем в 20 раз. Времяпролетный T1 спектр частиц, удовлетворяющих критериям отбора по τ_{T2} -координате, представлен на рис. 3. Для подавления оставшихся фоновых событий используются условия по остальным восьми критериям.

На рис. 4 приведен спектр ионизационных потерь в сцинтилляторе S₃ /ΔE₃/. Измерение ионизационных потерь позволяет не только повысить надежность идентификации частиц, но и разделить однозарядные и двухзарядные частицы, имеющие одинаковую скорость.

на рис. 8. Дополнительные условия не приводят к понижению эффективности регистрации, составляющей для пионов ~98%, а для протонов - ~99,8%. Чтобы подавить фоновые события в области π - и K-мезонов при больших импульсах частиц, используются дополнительные условия по черенковскому газовому детектору $I_{\check{C}_\Gamma} < 30$ каналов.

Давление газа в черенковском детекторе соответствует порогу излучения 750 МэВ/с пионов. При импульсах $P_s > 700$ МэВ/с, когда π - и K-мезоны плохо разделяются по T1 и по $I_{\check{C}_B}$, используются двумерные спектры T1 и $I_{\check{C}_B}$ /рис. 9/ с условиями по $I_{\check{C}_\Gamma} > 30$ каналов /для разделения π - и K-мезонов/ и $I_{\check{C}_\Gamma} < 30$ каналов /для

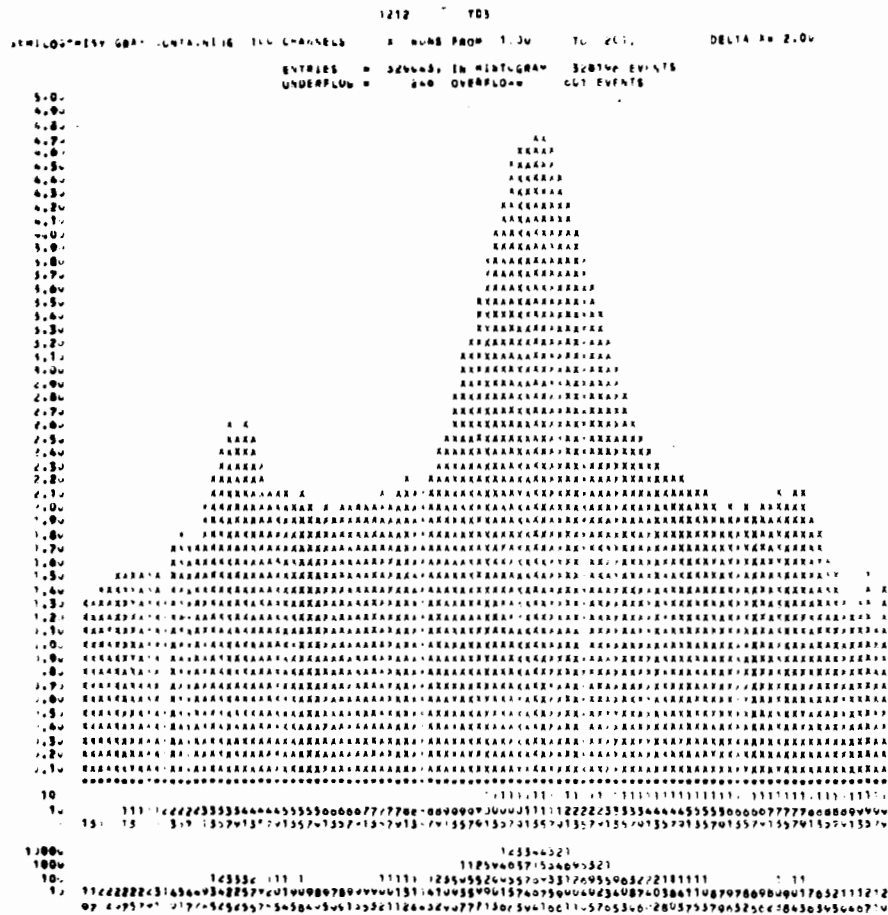


Рис. 5. Спектр $\tau \Delta E_3 = T1 - 2,6 \cdot \Delta E_3 + 150$. Однозарядные частицы группируются в пике /канал 115/, двухзарядные - в пике /39/.

1401 T1
 ENTRIES = 2039, IN-MISTGRAM = 2034, OVERFLOW = 5
 DELTA = 2.00

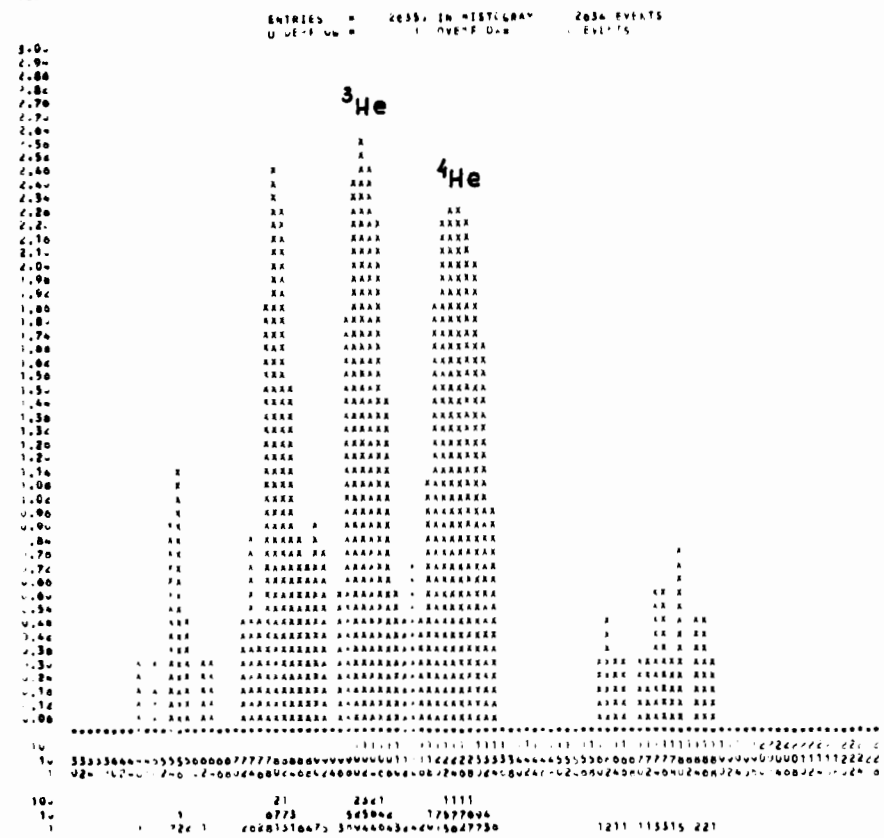


Рис. 6. Спектр T1 с условиями $129 \leq \tau_{T2} \leq 149$ и $22 \leq \tau \Delta E_3 \leq 55$ для подавления случайных событий и однозарядных частиц. При этом выделяются ${}^3\text{He}$ /103/, ${}^4\text{He}$ /125/, но видно, что π -мезоны /56/, протоны /81/ и тритий /174/ проникают в спектр с эффективностью $\leq 0,25\%$.

подавления электронов и μ -мезонов/ наряду с обычными условиями по τ_{T2} и $\tau \Delta E_3$. С помощью описанного выше многомерного анализа можно найти число частиц данного сорта, регистрируемых под данным углом и с данным импульсом.

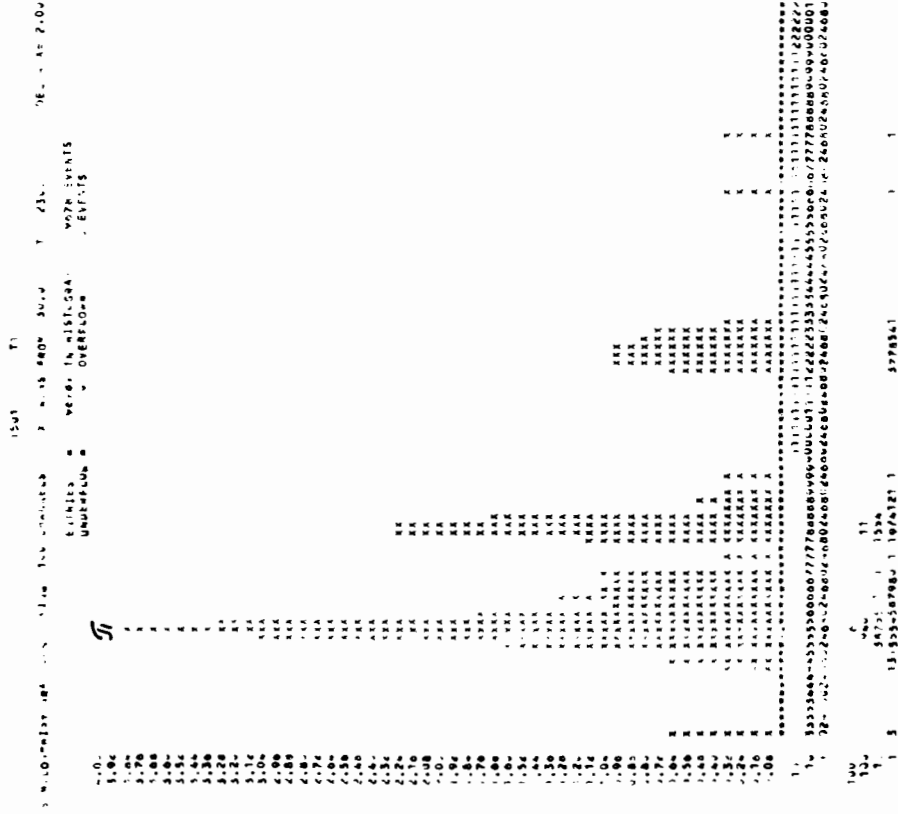


Рис. 7. Спектр T1 с условиями для однозарядных частиц: $129 \leq T_{\text{D}} \leq 149$ и $87 \leq \Delta E_{\text{D}} \leq 151$ с дополнительным условием по черенковскому счетчику (C_{B}) для выделения π -мезонов / канал 56/ $120 \leq C_{\text{B}} \leq 256$.

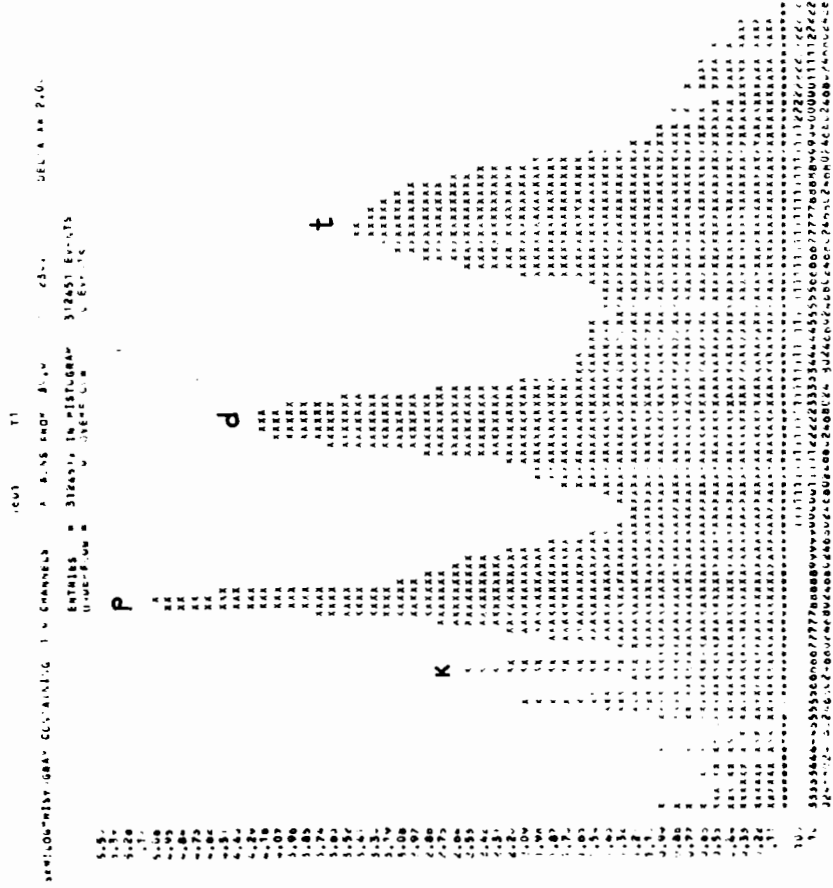
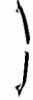


Рис. 8. Спектр T1 для частиц, не попавших в спектр рис. 7, с условием $0 \leq C_{\text{B}} \leq 120$ /медленные частицы вызывают сцинтилляцию в радиаторе черенковского счетчика с малыми амплитудами/.

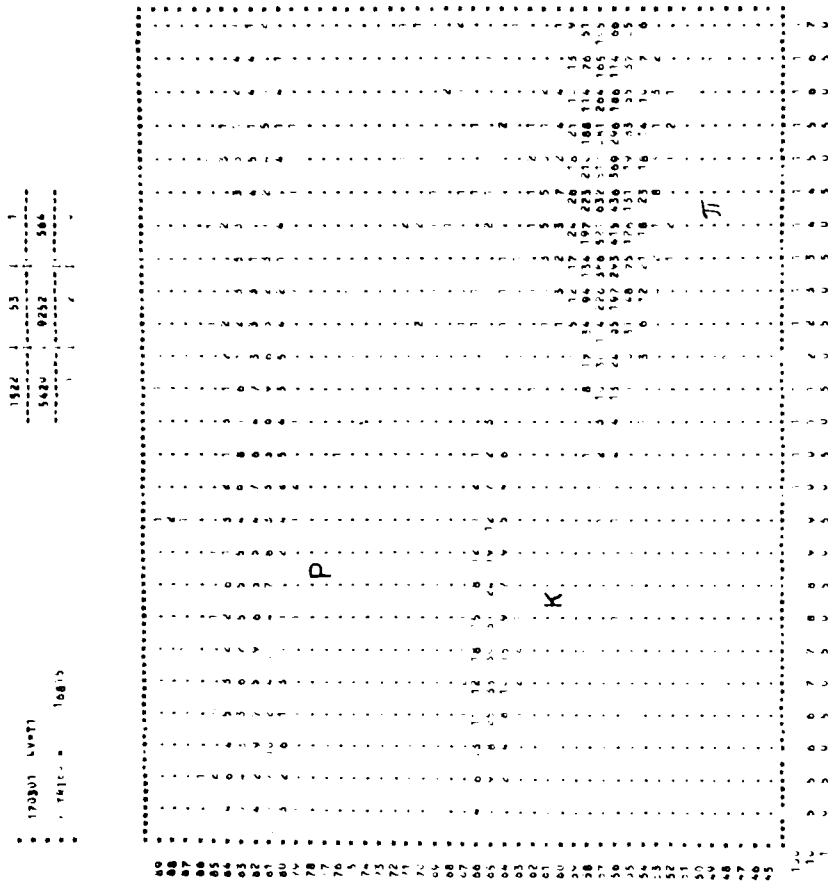


Рис. 9. Двумерная гистограмма $\Sigma_V \times T_1$ с условиями для однозарядных частиц: $129 \leq T_2 \leq 149$ и $87 \leq \Delta E_3 \leq 151$ с дополнительным условием по черенковским счетчикам: $30 \leq \dot{C}_H \leq 256$ /с твердым радиатором/, $0 \leq \dot{C}_T \leq 30$ /с газовым радиатором/ для разделения π^- и K^- -мезонов с импульсом > 700 МэВ/с.

2. ВЫЧИСЛЕНИЕ ИНВАРИАНТНЫХ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ СЕЧЕНИЙ. ПОПРАВКИ

Инвариантное дифференциальное сечение рождения частиц определенного сорта выражается через наблюдаемые величины и параметры установки следующим образом:

$$\frac{E_s}{p_s^2} \cdot \left(\frac{d^2\sigma}{dpd\Omega} \right)_s = \frac{E_s}{p_s^3} \cdot \frac{N}{M_p \cdot X_A} \cdot \left(\frac{M_p}{I_p} \right) \frac{K_s \cdot K_T \cdot K_D}{\epsilon \cdot A_0} \quad /1/$$

В формуле /1/ p_s и E_s - импульс и полная энергия вторичных частиц; N - число частиц определенного сорта, выделенных на основе многомерного анализа; M_p - показания относительного монитора первичного пучка; (M_p/I_p) - константа, связывающая отсчеты монитора M_p с интенсивностью первичного пучка, измеренной по наведенной активности ^{12}C ; X_A - толщина мишени в mb^{-1} ; A_0 - акцептанс установки

$$A_0 = \frac{1}{p_s} \int \Omega(p) dp,$$

где $\Omega(p)$ - входной телесный угол для импульса p . Символом ϵ обозначена поправка на взаимодействие вторичных частиц в веществе спектрометра.

Расчеты акцептанса и поправки ϵ выполнены путем моделирования с помощью метода Монте-Карло по программе DISCO. Расчеты величин ϵ для частиц различного сорта в зависимости от их импульса представлены на рис. 10. В этой программе для описания магнитооптического канала установки использовано приближение тонких линз. K_s , K_T и K_D - поправки на конечный интервал регистрируемых импульсов и углов, на многократное рассеяние и торможение в мишени и на распад нестабильных частиц. Вычисление этих поправок сделано в следующих предположениях: в интервале импульсов Δp , телесных углов $\Delta\Omega$, регистрируемых установкой, сечение рождения кумулятивных частиц можно аппроксимировать следующей зависимостью^{/7/}:

$$\sigma = C \cdot \frac{p^2}{E} \cdot \exp\left[-\frac{T}{T_0} \cdot (1 - \cos\theta)\right], \quad /2/$$

где p , T и E - импульс, кинетическая и полная энергия вторичных частиц, T_0 - "температура" спектра, θ - угол рождения частицы, C - константа.

Поправка K_s , связанная с усреднением величины сечения по конечному интервалу регистрируемых углов и импульсов, вычисляется по формуле:

$$K_s = \frac{\sigma_s \cdot \int \Omega(p) dp}{\int \sigma_i \Omega(p_i) dp_i} \quad /3/$$

Расчеты этой поправки для различных значений импульса спектрометра p_s и угла эмиссии частиц /дейтроны/ θ_s приведены на рис. 11.

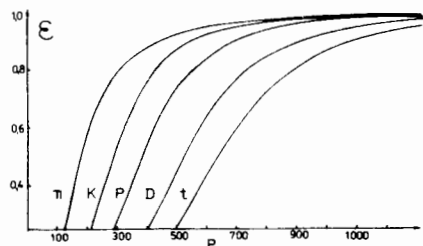


Рис. 10. Эффективность установки с учетом торможения и рассеяния частиц в веществе детекторов установки / S_1 и S_2 /.

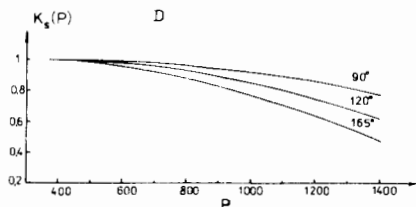


Рис. 11. Поправка на конечные интервалы регистрируемых импульсов и углов для дейтронов с параметром $T_0 = 50$ МэВ.

Введение поправки на многократное рассеяние и торможение в мишени позволяет перейти от значения переменных на входе в магнитооптический канал спектрометра к значениям этих переменных в точке рождения в мишени. Эта поправка вычисляется по формуле:

$$K_T = \frac{\int \sigma_i \Omega(p_i) \cdot dp_i}{\int \sigma_{ei} \Omega(p_i) \cdot dp_i}, \quad /4/$$

где

$$\sigma_{ei} = \frac{1}{T} \int_0^{\ell} \int_{-\infty}^{\infty} \sigma_e \cdot \omega(\eta) \cdot d\eta \cdot dx -$$

- усредненная величина сечения по значениям углов θ_e и импульсов p_e в точке рождения, которые на выходе из мишени будут иметь значения θ_i и p_i ; $\theta_e = \theta_i + \eta(x)$, $p_e = p_i + \delta p(x)$, $\omega(\eta)$ - распределение Гаусса для многократного кулоновского рассеяния, ℓ - толщина мишени вдоль вторичного пучка.

Интегрирование по толщине мишени X осуществляется для всех значений p_e , которые на выходе дают p_i . Интегрирование по углам рассеяния η проводится для тех значений $\theta_e = \theta_i + \eta$, которые на выходе из мишени дают угол θ_i . Интегрирование по импульсу идет по всему интервалу импульсов Δp спектрометра. Расчеты описанной выше поправки для различных углов эмиссии частиц /дейтроны, мишень $4 \text{ г/см}^2 \text{ Pb/}$ в зависимости от импульса представлены на рис. 12. Вследствие распада, при регистрации нестабильных частиц / π , K / , до последнего счетчика долетает только часть этих частиц, рожденных в мишени. Поправка на распад вычисляется по формуле:

$$K_D = \exp(\lambda \cdot t), \quad /5/$$

где λ - постоянная распада для данного сорта частиц, t - время пролета от точки рождения до последнего счетчика. Все эти поправки вычислены с помощью программы "CORRECT".

Инвариантные дифференциальные сечения рождения ядер трития, полученные с помощью описанного выше метода вычислений, показаны на рис. 13.

Рис. 12. Поправка на торможение и многократное рассеяние в мишени / Pb, 4 г/см^2 / для дейтронов с параметрами $T_0 = 30$ МэВ (—) и $T_0 = 50$ МэВ (---).

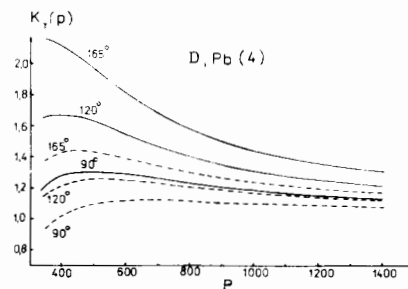
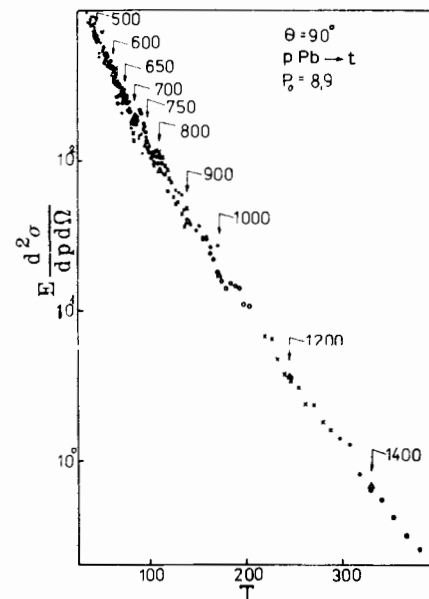


Рис. 13. Инвариантные инклюзивные сечения [$\text{мб} \cdot \text{с}^3 (\text{ср}^{-1} \text{ГэВ}^{-2})$] рождения ядер трития под углом 90° при взаимодействии протонов $8,9 \text{ ГэВ/с}$ с ядром Pb / 1 г/см^2 / в зависимости от кинетической энергии /МэВ/, полученные при "поканальном" анализе. Стрелками показаны импульсы спектрометра p_s /МэВ/с/, с которыми регистрировались частицы в интервале импульсов Δp . Символами (\bullet), (\circ), (\times) показаны сечения внутри интервала Δp , соответствующие одному p_s , символом Δ - сечения, отвечающие интегрированию по всему интервалу импульсов, приведенные к импульсу спектрометра p_s .



3. ДЕТАЛЬНЫЙ /ПОКАНАЛЬНЫЙ/ АНАЛИЗ ДАННЫХ ПО РОЖДЕНИЮ КУМУЛЯТИВНЫХ ЧАСТИЦ

Интервалу импульсов Δp , регистрируемому спектрометром, $\Delta p/p = 8,7\%$, соответствует интервал скоростей Δv , который зависит от массы регистрируемой частицы и ее импульса. При линейной зависимости времени пролета /номера канала n_i / от скорости имеем следующее соотношение:

$$\beta_i = q / (n_i - n_0) \quad /6/$$

и

$$p_i = m \sqrt{\left(\frac{n_i - n_0}{q}\right)^2 - 1}, \quad /7/$$

где β_i - скорость частицы массы m , отвечающая каналу n_i на времяпролетном спектре П1, p_i - соответствующий импульс, q и n_0 - константы. Для некоторых импульсов и сортов частиц времяпролетный спектр достаточно широк, что позволяет провести поканальную обработку данных, т.е. вычислить сечение рождения кумулятивных частиц внутри импульсного интервала, регистрируемого установкой. Соотношение между сечением рождения σ_i и числом частиц N в канале n_i имеет следующий вид:

$$N(n_i) = I_p \cdot X_A \cdot \sigma_i \Omega(p_i) \cdot K_D^{-1}(p_i) \cdot K_T^{-1}(p_i) \cdot \left| \frac{dp_i}{dn_i} \right|, \quad /8/$$

где I_p - интенсивность первичного пучка, X_A - толщина мишени вдоль первичного пучка, $\Omega(p_i)$ - входной телесный угол для частиц с импульсом p_i , вычисляемый по программе DISCO, $K_D(p_i)$ - поправка на распад $[\sim \exp(-\lambda t_i)]$, $K_T(p_i)$ - поправка на взаимодействие в мишени, которая позволяет перейти от значения переменных p_e и θ_e в точке рождения в мишени к значениям p_i и θ_i на входе в магнитооптический канал спектрометра

$$K_T(p_i) = \frac{\sigma_i}{\sigma_{ei}}, \quad /9/$$

где

$$\sigma_i = C \cdot \frac{p_i^2}{E_i} \exp\left[-\frac{T_i}{T_0} (1 - \cos\theta_i)\right] \quad \text{и} \quad \sigma_{ei} = \frac{1}{V} \int_0^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \sigma_e \cdot \omega(\eta) \cdot d\eta \cdot dx,$$

l - толщина мишени вдоль вторичного пучка, $\omega(\eta)$ - распределение Гаусса для многократного кулоновского рассеяния.

Якобиан перехода, связывающий импульс и номер канала времяпролетного спектра, может быть получен из формулы /7/ и имеет вид

$$\left| \frac{dp_i}{dn_i} \right| = \gamma_i^2 \cdot \frac{p_i}{n_i - n_0}, \quad /10/$$

где γ_i - лоренц-фактор.

Изменение формы спектра за счет флуктуаций в аппаратуре учитывалось следующим образом:

$$N^A(n_i) = \int_{-\infty}^{\infty} N(n_i + m) \cdot \omega(m) \cdot dm, \quad /11/$$

где аппаратурная функция спектрометра

$$\omega(m) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \cdot \sigma_A} \exp\left(-\frac{m^2}{2\sigma_A^2}\right)$$

определена из формы π -мезонного пика при больших импульсах. Значение $\sigma_A = 0,7$ канала /260 пс/.

Поправку к расчетной величине $\Omega(p_i)$, связанную с аппаратурным разрешением, мы выполнили так:

$$\Omega^A(p_i) = \frac{N^A(n_i)}{N(n_i)} \cdot \Omega(p_i). \quad /12/$$

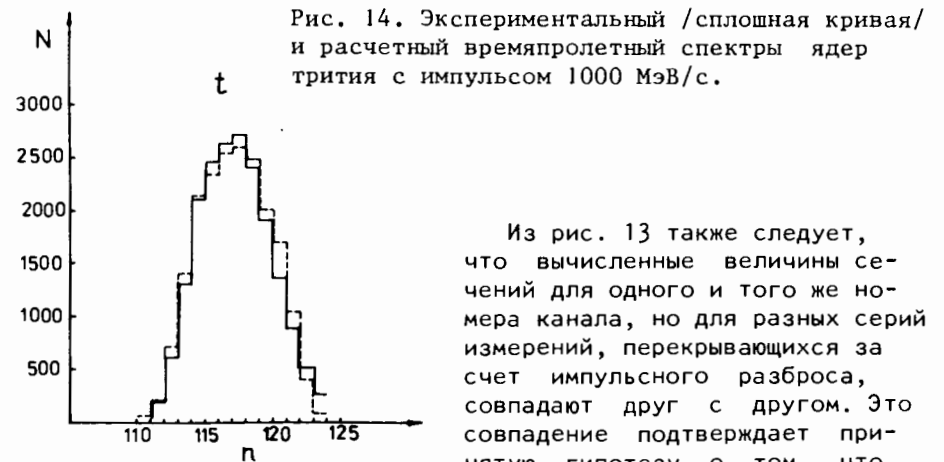
Для вычисления инвариантного дифференциального сечения рождения частиц, содержащихся в канале n_i времяпролетного спектра П1, имеем следующую формулу:

$$\frac{E_i}{p_i^2} \left(\frac{d^2\sigma}{dp \cdot d\Omega} \right) = \frac{E_i}{p_i^2} \cdot \frac{N(n_i)}{M_p X_A} \left(\frac{M_p}{I_p} \right) \cdot \left| \frac{dp_i}{dn_i} \right|^{-1} \frac{K_D(p_i) K_T(p_i)}{\Omega(p_i)}, \quad /13/$$

где $N(n_i)$ - число частиц, принадлежащих этому каналу. На рис.13 приведены результаты поканальной обработки для вычисления инвариантных сечений рождения ядер трития. Отметим также, что, выпол-

нив расчеты $\Omega(p_i)$ и зная зависимость сечения $\left(\frac{d^2\sigma}{dp d\Omega} \right)$ от импуль-

са и угла наблюдения, можно на основе /8/ выполнить расчеты времяпролетного спектра и сравнить его с экспериментальным. Такое сравнение расчетного и экспериментального спектров трития с импульсом 1000 МэВ/с приведено на рис. 14, откуда видно, что эти спектры хорошо согласуются.



Из рис. 13 также следует, что вычисленные величины сечений для одного и того же номера канала, но для разных серий измерений, перекрывающихся за счет импульсного разброса, совпадают друг с другом. Это совпадение подтверждает принятую гипотезу о том, что все данные описываются единой характеристикой спектрометра - зависимостью входного телесного угла от импульса.

ВЫВОДЫ

1. Описанный 10-мерный анализ экспериментальных данных дает возможность надежно отделять эффект от фоновых отсчетов без потери эффективности регистрации полезных событий / $\epsilon_{\text{эфф}} > 0,95\%$. При регистрации К-мезонов фон - не более 1%. Зарегистрированные спектрометром события анализируются в виде одно- или двумерных гистограмм.

2. Полное моделирование по методу Монте-Карло процесса рождения частиц, прохождения их через спектрометр с учетом торможения и многократного рассеяния как в мишени, так и в веществе детекторов, позволяет определить все необходимые для вычисления сечений поправки к экспериментально наблюдаемым величинам.

3. Получен метод определения не только "интегральных" /по всему спектру Δ регистрируемых спектрометром импульсов/, но и дифференциальных сечений, соответствующих одному времяпролетному каналу спектрометра при регистрации ядерных фрагментов.

Авторы выражают благодарность за помощь в работе О.Ю.Кульпиной и В.Г.Перевозчикову.

ЛИТЕРАТУРА

1. Аверичева Т.В. и др. ОИЯИ, 1-11317, Дубна, 1978.
2. Ставинский В.С. ЭЧАЯ, 1979, т. 10. вып. 5, с. 949.
3. Лексин Г.А. Труды XVIII Межд. конф. по физике высоких энергий. Тбилиси, 1976. ОИЯИ, Д1,2-10400, Дубна, 1977, с. А6-3.
4. Егиян К.Ш. В кн.: Труды VI Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. ОИЯИ, Д1,2-81-728, Дубна, 1981, с. 238.
5. Baldin A.M. et al. JINR, E1-82-472, Dubna, 1982.
6. Балдин А.М. и др. ОИЯИ, 1-80-488, Дубна, 1980.
7. Ставинский В.С. В кн.: Труды VI Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. ОИЯИ, Д1,2-81-728, Дубна, 1981, с. 205.

Рукопись поступила в издательский отдел
23 июня 1983 года.

Балдин А.М. и др.

P1-83-433

Вычисление сечений кумулятивного рождения частиц по экспериментальным данным установки ДИСК-2

Рассматриваются вопросы обработки экспериментальных данных, полученных на установке ДИСК-2. Дан многомерный анализ событий, приведены результаты вычислений инвариантных сечений и поправок, предложен и реализован алгоритм вычисления инвариантных дифференциальных сечений внутри импульсного интервала, регистрируемого установкой. Все описанные алгоритмы реализованы в виде комплекса программ. Для иллюстрации приведены инвариантные инклюзивные сечения рождения ядер трития под углом 90° при взаимодействии протонов с импульсом 8,9 ГэВ/с с ядром Pb (1 г/см^2).

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983

Baldin A.M. et al.

P1-83-433

Calculation of Particle Cumulative Production Cross Sections on the Basis of Experimental Data of DISC-2 Set-Up

Processing of the experimental data obtained at the DISC-2 setup is described. Multiparameter analysis of the data, invariant differential cross section determination and corresponding corrections are considered. An algorithm is proposed and realized for a fine analysis of the invariant differential cross section within the system momentum range. All algorithms are included into the data processing complex program. As an example, invariant inclusive production cross section of tritium are presented at 90° angle at the 8.9 GeV/c proton interaction with Pb nucleus (1 g/cm^2).

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1983

Перевод О.С.Виноградовой.