

532-95



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

95-532

P1-95-532

Х.У.Абраамян, В.В.Архипов, В.А.Каширин, В.А.Кожин,
А.И.Малахов, Г.Л.Мелкумов, С.Г.Резников,
М.Н.Хачатурян, А.Г.Худавердян¹, С.В.Шматов

КАЛИБРОВКА ЧЕРЕНКОВСКОГО
ГАММА-СПЕКТРОМЕТРА
РЕЛЯТИВИСТСКИМИ ЯДРАМИ

Направлено в журнал «Приборы и техника эксперимента»

¹Ереванский государственный университет

1995

1. Введение

Одним из основных требований, предъявляемых к спектрометрам полного поглощения, является точность и надежность их калибровки, а также возможность контроля их долговременной стабильности.

Учитывая высокое энергетическое разрешение гамма-спектрометров, которое в современных установках составляет порядка несколько процентов в области энергий свыше 1 ГэВ, точность контроля стабильности амплитудных характеристик спектрометра должна быть не хуже 1%.

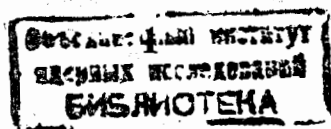
Традиционные методы калибровки гамма-спектрометров моноэнергетическими пучками электронов в реальном эксперименте всегда связаны с рядом трудностей, которые возрастают, если в установке используются десятки и сотни независимо работающих детекторов.

В настоящей работе рассматривается возможность калибровки гамма-спектрометров легкими ядрами, которые образуются в результате фрагментации релятивистских ядер углерода в свинцовой мишени.

2. Экспериментальная установка

Измерения проводились на пучке релятивистских ядер углерода с импульсом 4,5 ГэВ/с на нуклон синхрофазотрона Лаборатории высоких энергий Объединенного института ядерных исследований. Пучок состоял в основном из ядер углерода с небольшой примесью ($\sim 1\%$) других частиц. Разброс импульсов ядер углерода составлял $\pm 1\%$. Схема установки приведена на рис.1. Мониторинг пучка и определение направлений фрагментов, образованных в мишени и разделенных с помощью дипольного магнита, осуществлялось системой сцинтилляционных счетчиков $S1 - S5$ размерами $5 \times 5 \times 0,5$ см³ и годоскопами сцинтилляционных счетчиков $H2 - H4$.

Схема отдельного модуля \checkmark черенковского γ -спектрометра представлена на рис.2. Радиатор модуля изготовлен из свинцового стекла марки ТФ-1 в форме шестигранной призмы с диаметром вписанного цилиндра 17,5 см и толщиной 35 см (14 радиационных единиц). Основные свойства свинцового стекла: плотность - 3,86 г/см³, радиационная длина - 2,5 см, критическая энергия - 15 МэВ, коэффициент преломления - 1,65. Фотоумножитель крепится к торцу



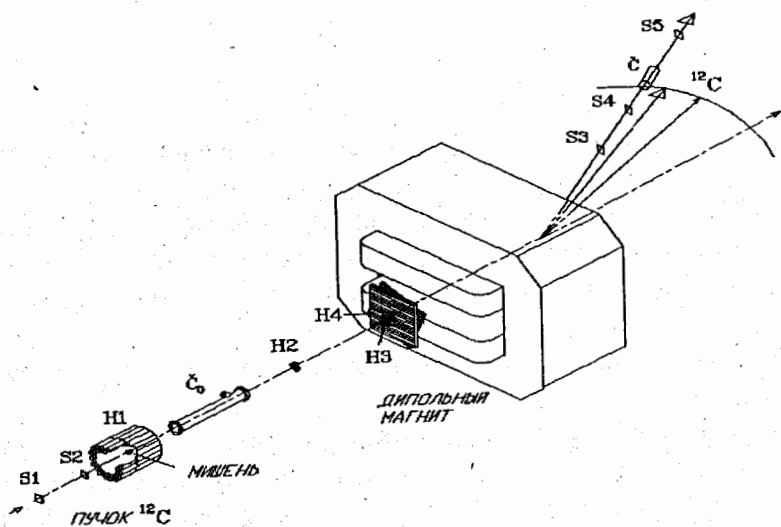


Рис.1. Схема эксперимента: $S1 \div S5$ - сцинтилляционные счетчики; $H1 \div H4$ - фотодетекторы сцинтилляционные счетчики; C_0 - пороговый газовый черенковский счетчик; C - γ -спектрометр из свинцового стекла.

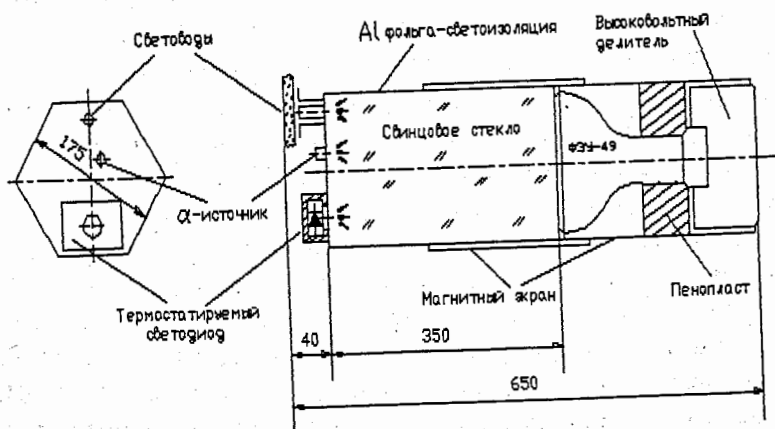


Рис.2. Схема модуля черенковского γ -спектрометра.

радиатора при помощи клея HE-10 KODAK с коэффициентом преломления 1,58, имеющим промежуточное значение между коэффициентами преломления радиатора 1,65 и стекла фотокатода ФЭУ - 1,5. Отношение площадей рабочей области фотокатода и торца радиатора равно 68%.

Для улучшения спектрометрических характеристик γ -спектрометра превышающей 100 мкА/лм. Рабочий режим фотоумножителя выбирался на основании специально проведенных исследований [1].

Каждый модуль обернут алюминизированным лавсаном и для светозащиты черной пластмассовой лентой. Чтобы предотвратить влияние рассеянных магнитных полей на коэффициент усиления ФЭУ, используется два пермалловых экрана толщиной 0,5 мм. Для контроля усиления фотоумножителя и электроники спектрометрического канала во время измерений в центре второго торца радиатора, напротив фотоумножителя, крепится ампула с кристаллом иодистого натрия и радиоизотопа ^{241}Am ($E_\alpha = 5,5$ МэВ). Сцинтилляционное излучение моноэнергетических альфа-частиц в кристалле NaI(Tl) позволяет в течение эксперимента контролировать стабильность фотоумножителя и электроники.

Измерения амплитудных спектров проводились по схеме, представленной на рис.3. Характерная длительность сигнала с ФЭУ составляла 50 нс на уровне 10% от максимальной амплитуды. Длительность строб-импульса зарядово-цифрового преобразователя равнялась 250 нс. Амплитудный анализ проводился в пределах 512 каналов. Установка работала на линии с ЭВМ РС. Скорость набора данных составляла порядка 40 событий за цикл.

3. Калибровка γ -спектрометра на пучке электронов и π^- -мезонов

Для калибровки γ -спектрометра использовались электроны, содержащиеся в виде примеси ($\sim 2\%$) в пучке π^- -мезонов [2]. Электроны выделялись в пучке отрицательных частиц пороговым газовым черенковским счетчиком [3]. Разброс пучка по импульсам $\Delta p/p = \pm 1,5\%$ и учитывался при обработке результатов калибровки.

Линейность характеристики модуля черенковского гамма-спектрометра была исследована в диапазоне 2-4 ГэВ [2]. Анализ результатов

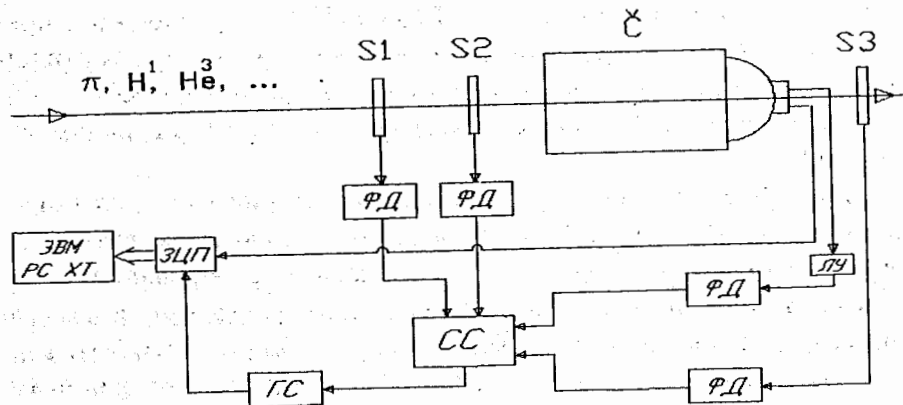


Рис.3. Блок-схема электроники γ -спектрометра. S1 ÷ S3 - сцинтилляционные счетчики; С - γ -спектрометр; ФД - формирователи-дискриминаторы; ЛУ - линейный усилитель; СС - схема совпадений; ГС - генератор строба; ЗЦП - зарядово-цифровой преобразователь.

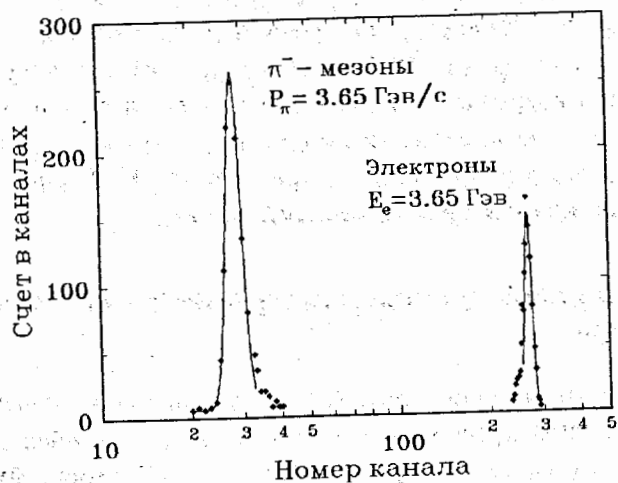


Рис.4. Амплитудные спектры электронов и π^- -мезонов с импульсом 3,65 ГэВ/с, измеренные с помощью γ -спектрометра из свинцового стекла.

калибровки показал, что нелинейность спектрометра не превышает 1%. Среднее амплитудное разрешение для 90 детекторов равно

$$\sigma/E \approx (4.3/\sqrt{E}) \% \quad (1)$$

где E измеряется в ГэВ.

Амплитудные спектры электронов и π^- -мезонов с импульсом 3.65 ГэВ/с представлены на рис.4.

Параметризация спектров производилась по формуле

$$N(A) = \frac{Const}{\sigma} \cdot \exp\left[-\frac{(A - A_0)^2}{2\sigma^2}\right] \quad (2)$$

где A - амплитуда (номер канала). N - счет в соответствующем канале.

Сравнение положений максимумов A_0 для π^- -мезонов (27.98 ± 0.10) и электронов (268.3 ± 0.7) позволяет определить электронный эквивалент для π^- -мезонов

$$E_{\pi^-}^{эKB} = (381 \pm 2) \text{ МэВ} \quad (3)$$

Среднее значение эквивалентной энергии для трех модулей γ -спектрометра составляет

$$E_{\pi^-}^{эKB} = (382 \pm 4) \text{ МэВ} \quad (4)$$

4. Калибровка γ -спектрометра на пучках релятивистских ядер и фрагментов.

При прохождении через радиатор модуля черенковского γ -спектрометра релятивистских ядер и фрагментов с зарядом Z энергетический эквивалент их черенковского излучения равен

$$E_Z^{эKB} = Z^2 \cdot E_{\pi^-}^{эKB} \quad (5)$$

при условии, что ядра и фрагменты не испытывают каких-либо взаимодействий с веществом радиатора.

С увеличением заряда фрагмента или ядра интенсивность черенковского излучения возрастает как Z^2 , что обуславливает более высокое амплитудное разрешение: $\sigma/A \simeq 6\%$ для протонов и $\sigma/A \simeq 3\%$ для ядер гелия. Эти результаты иллюстрируют рис.5 и Таблица.

Вместе с тем, с увеличением заряда и массы A фрагмента меняются амплитудные спектры. Это связано

1) с уменьшением длины пробега фрагмента в радиаторе (как $A^{-2/3}$) и увеличением вклада неупругих процессов из-за взаимодействий фрагмента и продуктов его распада с веществом радиатора;

2) с увеличением энергетических потерь фрагмента, приводящих к изменению его скорости ($\Delta\gamma \sim Z^2/A$).

Перечисленные факторы могут существенно исказить амплитудные спектры и повлиять на точность определения эквивалентной энергии. В частности, как показывает анализ спектров, полученных при экспонировании γ -спектрометра на пучке ядер углерода (ядерный пробег ~ 7.5 см, или $\sim 22\%$ от длины радиатора) в распределениях амплитуд γ -спектрометра практически не проявляется пик от событий прямого прохождения ядер углерода через радиатор.

Использование легких фрагментов, таким образом, является оптимальным для калибровки γ -спектрометров в данной постановке.

При взаимодействии релятивистских ядер с ядрами [4], образующиеся стриппинговые фрагменты имеют импульсы сравнимые с импульсом налетающего ядра и эффективные сечения (для фрагментов $^1H \div ^3He$) $\sigma_{\text{фрагм.}} \simeq 10 \cdot A_p^{2/3} \cdot A_T^{1/3}$ мбарн, где A_p и A_T соответственно массы налетающего ядра и ядра-мишени [5].

Результаты калибровки γ -спектрометра фрагментами ядра углерода с импульсом 4,5 ГэВ/с на нуклон представлены на рис.5. Спектрометр экспонировался под углами 6, 7° и 8, 1° по отношению к направлению падающего пучка. Угол отклонения пучка дипольным магнитом составлял 4, 1°.

Амплитудный спектр стриппинговых протонов со средним значением импульса равным 4,5 ГэВ/с на статистике 1652 события полученный при экспонировании γ -спектрометра под углом 8, 1°, представлен на рис.5а. Максимум при $A = 22,44 \pm 0,05$ образован протонами, которые проходят через радиатор γ -спектрометра без взаимодействий. Максимум при $A = 87,5 \pm 0,4$ образован ядрами 3He

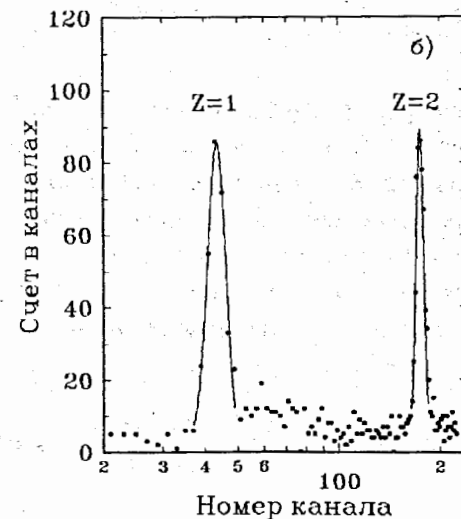
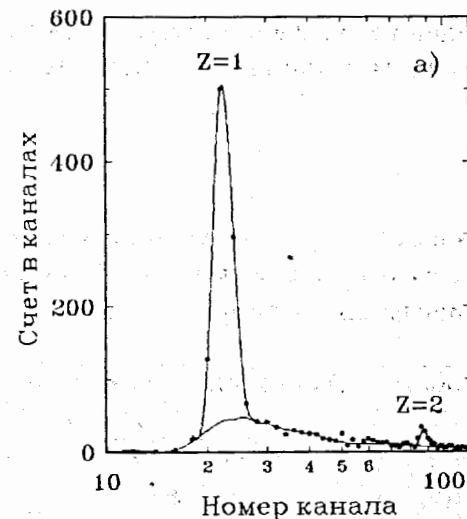


Рис.5. Амплитудные спектры протонов и ядер 3He , измеренные под углами 8, 1° (а) и 6, 7° (б).

(165 событий) со средним значением импульса равным 3,0 ГэВ/с на нуклон. Величины σ/A для указанных амплитудных спектров приведены в Таблице.

Таблица.

Амплитудные разрешения σ/A для различных частиц и фрагментов. В скобках рядом со значениями скорости β указаны углы отклонения фрагментов дипольным магнитом.

Частица	Скорость	Амплитудное разрешение $\sigma/A, \%$
	β	
1H	0,979(8, 1°)	6,1 ± 0,2
	0,984(6, 7°)	6,0 ± 0,4
3He	0,954(8, 1°)	3,2 ± 0,4
	0,971(6, 7°)	2,8 ± 0,2
2H	0,847	15,8 ± 0,6
π^-	0,999	5,7 ± 0,2
μ^\pm	≈ 1	5,1 ± 0,6

Амплитудные спектры, измеренные под углом 6,7° при больших значениях импульсов: $P_H \approx 5,3$ и $P_{He} \approx 3,8$ ГэВ/с на нуклон, приведены на рис.5б. Как видно из рисунка выход ядер 3He под углом 6,7° почти в два раза превышает число протонов (соответственно 912 и 563 события). Последнее связано с тем, что ядерные фрагменты в основном образуются с импульсами (на нуклон), близкими к импульсу налетающего ядра. Отношения максимумов для протонов и ядер 3He на рис.5а и 5б соответственно равны:

$$\frac{A_0(^3He)}{A_0(^1H)} = 3,90 \pm 0,02 \quad (6a) \quad \text{и} \quad \frac{A_0(^3He)}{A_0(^1H)} = 4,01 \pm 0,04. \quad (6b)$$

Указанные ошибки являются статистическими. Отличие отношений (6a) и (6b) выходит за пределы статистических ошибок и связано с изменением скоростей фрагментов при изменении угла вылета (см. Таблицу). Расчетные значения отношений (6a) и (6b) соответственно равны 3,91 и 3,96.

Зависимость амплитуды черенковского сигнала от скорости фрагментов обусловлена:

- 1) интенсивностью черенковского излучения

$$\frac{d^2 N}{dl d\lambda} \sim \sin^2 \theta_c. \quad (7)$$

где $\theta_c = \arccos(1/3n)$, β - скорость частицы, n - коэффициент преломления света в радиаторе:

- 2) коэффициентом $K_c(\theta_c)$ светосбора на фотокатод ФЭУ.

Величина K_c определяется оптическими свойствами (коэффициентом поглощения света, коэффициентом преломления) радиатора и отношением площадей, характеризующим покрытие фотокатодом собирающей грани радиатора.

Результаты расчетов для зависимости отношения $A(\beta)/A(\beta=1)$ от скорости β для фрагментов 1H , 2H и 3He представлены на рис.6. Расчеты выполнены с учетом реальной траектории света, излучаемого под разными азимутальными углами, в предположении, что фрагменты проходят по оси радиатора. В расчетах учитывалось торможение фрагментов вследствие ионизационных потерь энергии и использовались следующие величины: коэффициент поглощения света в радиаторе $K = 0.015$ (рад.ед.)⁻¹, отношение площадей фотокатода ФЭУ и собирающей грани радиатора 68%.

Как видно из рис.6, в области $\beta \approx 0.95$ ($P \approx 3$ ГэВ/с на нуклон) отношения $\eta(\beta) = A(\beta)/A(1)$ для указанных выше фрагментов практически совпадают и с точностью $\sim 0.2\%$ аппроксимируются формулой

$$1 - \eta = \delta_W - \delta_\theta \approx 0.85(1 - \beta), \quad (8)$$

где $\delta_W \approx 1.2(1 - \beta)$ - зависимость интенсивности черенковского излучения от β , а $\delta_\theta \approx 0.35(1 - \beta)$ - фактор, учитывающий зависимость коэффициента светосбора на фотокатод ФЭУ от угла излучения.

Отношение амплитуд $\eta = A(\text{дейтрон})/A(\mu\text{-мезон})$ для дейтронов с $\beta = 0.847$ и космических μ -мезонов ($\beta > 0.98$) на рис.6 обозначено символом "◇". Отличие экспериментального и расчетного значений η , которое составляет $\sim 4\%$ (3.3 стандартных ошибок) возможно связано с вкладом в амплитудный спектр дейтронов неупругих процес-

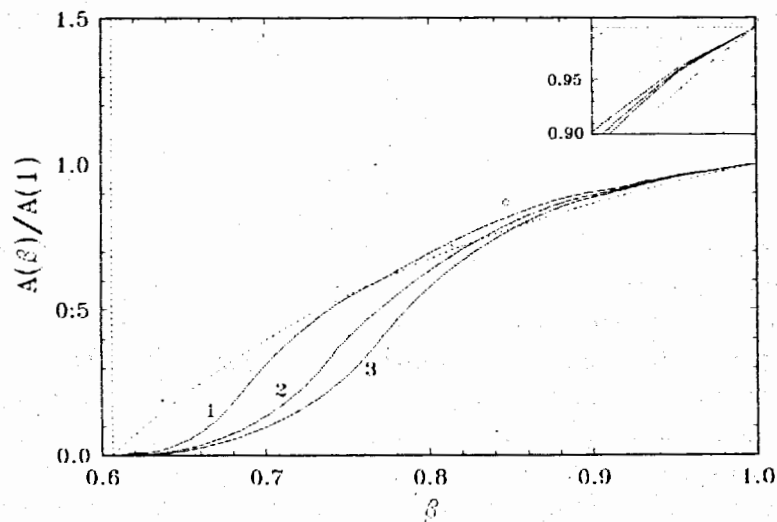


Рис.6. Расчет зависимости отношения амплитуд $A(\beta)/A(\beta=1)$ от скорости фрагмента β . Кривые относятся к фрагментам ${}^2\text{H}$ (кривая 1), ${}^1\text{H}$ (кривая 2) и ${}^3\text{He}$ (кривая 3). Символом "o" обозначено экспериментальное значение отношения $A(\beta)/A(1)$ для дейтронов при $\beta = 0,847$. Пунктирная кривая рассчитана по формуле (7).

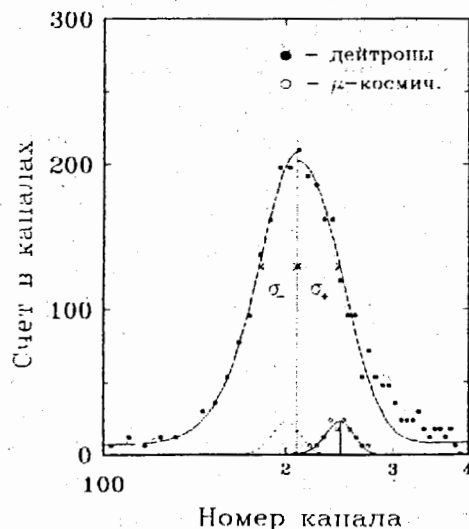


Рис.7. Амплитудные спектры дейтронов с импульсом 1,5 ГэВ/с на нуклон ($\beta = 0,847$) и μ -мезонов ($\beta \approx 1$). Пунктирная кривая - расчет для μ -мезонов со скоростью $\beta = 0,847$.

Действительно, как видно из рис.7 и Таблицы, амплитудное разрешение для дейтронов около 15%, что не объясняется только уменьшением интенсивности черенковского излучения. Кроме того, амплитудные спектры дейтронов имеют несимметричный характер:

$$\sigma_-/A = 13.6 \pm 0.7\%; \quad \sigma_+/A = 18.0 \pm 0.9\%. \quad (9)$$

где σ_- и σ_+ относятся соответственно к левой и правой частям амплитудного распределения, что также указывает на влияние неупругих процессов. В спектрах ядер ${}^3\text{He}$ асимметрия амплитудных распределений проявляется в значительно меньшей степени: $\sigma_-/A = 2,5 \pm 0,2\%$; $\sigma_+/A = 3,1 \pm 0,2\%$ ввиду того, что при относительно близких значениях атомных весов, черенковское излучение для ядер ${}^3\text{He}$ в 4 раза больше, чем для дейтронов. Эквивалентная энергия для ядер ${}^3\text{He}$ равна:

$$E_{\text{He}^3}^{\text{экв}} \approx 4E_{\text{H}^1}^{\text{экв}} \approx 4E_{\pi}^{\text{экв}} = \eta(\beta) \cdot (1528 \pm 16) \text{ МэВ}. \quad (10)$$

где η - коэффициент, учитывающий зависимость амплитуды от скорости (см. (8) и рис.6).

5. Основные результаты

1. Проведена калибровка черенковского γ -спектрометра из свинцового стекла на пучках μ -, π -мезонов и ядер ${}^1\text{H}$, ${}^2\text{H}$ и ${}^3\text{He}$ с импульсом до 3,8 ГэВ/с на нуклон.

2. Для γ -спектрометра с радиатором длиной 14 рад.ед. измерены величины энергетических эквивалентов и амплитудных разрешений для релятивистских μ -, π -мезонов и протонов: $E_Z^{\text{экв}} \approx 382 \text{ МэВ}$ и $\sigma/A = 5 \div 6\%$.

3. Измерена величина энергетического эквивалента для ядер дейтерия с импульсом 1,5 ГэВ/с на нуклон:

$$E_{\text{H}^2}^{\text{экв}}(\beta = 0,847) \approx 0,849 \cdot E_{\mu}^{\text{экв}}(\beta \approx 1) \approx 324 \text{ МэВ}.$$

Энергетический эквивалент для релятивистских ($\beta \approx 1$) ядер дейтерия,

$$E_{\text{H}^2}^{\text{экв}}(\beta \approx 1) \approx 1,04 \cdot E_{\mu}^{\text{экв}}(\beta \approx 1) \approx 397 \text{ МэВ}.$$

4. Найдено, что в области энергий ~ 3 ГэВ/нуклон калибровка γ -спектрометров ядрами ${}^3\text{He}$ в данной постановке является оптимальной ввиду:

а) высокого амплитудного разрешения ($\sigma/A \sim 3\%$) при незначительном ($< 1\%$) влиянии на энергетический эквивалент неупругих процессов;

б) оптимальной величины энергетического эквивалента ($E_{\text{He}^3}^{\text{экв}} \approx 1,53$ ГэВ), расположенного в рабочем диапазоне измеряемых энергий;

в) большой величины поперечного сечения реакции стриппинга (около 0.3 барн для Рb мишени);

г) возможности их пространственного разделения от других стриппинговых фрагментов магнитным полем.

В заключение авторы выражают свою благодарность А.М.Балдину за поддержку и внимание; И.С.Саитову и П.И.Зарубину за полезные замечания.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 95 – 02 – 04802 – а)

Литература

1. Astvatsaturov R.G. et al. Nukleonika 1975, 20.5, p.483.
2. Astvatsaturov R.G. et al. Nucl. Instr. and Methods. 1979, v.163, p.343.
3. Абраамян Х.У., Хачатурян М.Н., Худавердян А.Г. ПТЭ, 1988, №6, стр.24.
4. Balzin A.M. Nucl.Phys.A. 1985, v.434, p.695.
5. Olson D.L. et al. Phys.Rev.C, 1983, v.28, p.1602.

Рукопись поступила в издательский отдел
27 декабря 1995 года.

Абраамян Х.У. и др.

P1-95-532

Калибровка черенковского гамма-спектрометра
релятивистскими ядрами

Проведена калибровка черенковского γ -спектрометра из свинцового стекла длиной 14 рад. ед. на пучках μ -, π -мезонов, протонов и ядер ${}^2\text{H}$ и ${}^3\text{He}$ с импульсом до 3,8 ГэВ/с на нуклон. Энергетические эквиваленты (в единицах энергии электрона) для релятивистских μ -, π -мезонов и протонов с точностью $\sim 1\%$ совпадают и составляют 382 МэВ при амплитудном разрешении $\sigma/A = 5 + 6\%$. Энергетический эквивалент для ядер дейтерия составляет $E_{\text{H}^2}^{\text{экв}}(\beta = 0,847) \approx 0,849 \cdot E_{\mu}^{\text{экв}} \approx 324$ МэВ и $E_{\text{H}^2}^{\text{экв}}(\beta \approx 1) \approx 1,04 \cdot E_{\mu}^{\text{экв}} \approx 397$ МэВ. Найдено, что в области энергий > 3 ГэВ/нуклон калибровка γ -спектрометров ядрами ${}^3\text{He}$ является оптимальной ввиду высокого амплитудного разрешения ($\sigma/A \sim 3\%$) при незначительном ($< 1\%$) влиянии на энергетический эквивалент неупругих процессов.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 1995

Перевод авторов

Abraamyan Kh.U. et al.

P1-95-532

Calibration of a Lead Glass Cherenkov Spectrometer
by Relativistic Nuclei

The calibration of a lead glass Cherenkov gamma-spectrometer 14 r.l. in length by beams of μ -, π -mesons, protons and ${}^2\text{H}$ and ${}^3\text{He}$ nuclei has been performed up to 3.8 GeV/c per nucleon. The energetic equivalents (in electron energy units) for relativistic μ -, π -mesons and protons coincide with a precision of $\sim 1\%$ and are equal to 382 MeV for an amplitude resolution of $\sigma/A = 5 + 6\%$. The energetic equivalent for ${}^2\text{H}$ nuclei is equal: $E_{\text{H}^2}^{\text{eqv}}(\beta = 0,847) \approx 0,849 \cdot E_{\mu}^{\text{eqv}} \approx 324$ MeV, and $E_{\text{H}^2}^{\text{eqv}}(\beta \approx 1) \approx 1,04 \cdot E_{\mu}^{\text{eqv}} \approx 397$ MeV. It is shown that the calibration of the gamma-spectrometer by ${}^3\text{He}$ nuclei over an energy range of > 3 GeV/nucleon is optimum due to a high amplitude resolution ($\sigma/A \sim 3\%$) when the influence of inelastic processes on the energetic equivalent is insignificant ($< 1\%$).

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, 1995