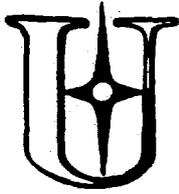


✓ SU8001187

ИАЭ-3109



Ордена Ленина

Институт атомной энергии

им. И. В. Курчатова

В. Г. Антоненко, А. А. Виноградов, В. М. Галицкий, Ю. И. Григорьян,
М. С. Ипполитов, К. В. Караджев, Е. А. Кузьмин, А. А. Курашов,
В. И. Манько, А. А. Оглоблин, В. В. Парамонов, А. А. Цветков,
Г. Б. Яньков

**Измерения скоростных спектров
вторичных частиц,
испускаемых при бомбардировке ядер свинца
протонами, дейтронами, альфа-частицами
и ядрами углерода-12
с импульсами 4, 45 (ГэВ/с)/нуклон**

Москва 1979

ОРДЕНА ЛЕНИНА
ИНСТИТУТ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ им. И. В. КУРЧАТОВА

В. Г. Антоненко, А. А. Виноградов, В. М. Галицкий, Ю. И. Григорьян,
М. С. Ипполитов, К. В. Караджев, Е. А. Кузьмин, А. А. Курашов,
В. И. Манько, А. А. Оглоблин, В. В. Парамонов, А. А. Цветков,
Г. Б. Яньков

ИЗМЕРЕНИЯ СКОРОСТНЫХ СПЕКТРОВ
ВТОРИЧНЫХ ЧАСТИЦ,
ИСПУСКАЕМЫХ ПРИ БОМБАРДИРОВКЕ ЯДЕР СВИНЦА
ПРОТОНАМИ, ДЕЙТРОНАМИ, АЛЬФА-ЧАСТИЦАМИ
И ЯДРАМИ УГЛЕРОДА-12
С ИМПУЛЬСАМИ 4,45 (ГэВ/с)/нуклон

Москва
1979

Ключевые слова: ядерные реакции, релятивистские налетающие частицы, измерены скоростные спектры продуктов, описана методика.

В работе описана методика измерений и приведены результаты экспериментов по исследованию скоростных спектров однозарядных частиц, возникающих при взаимодействии ядер высоких (3,6 ГэВ/нуклон) энергий со свинцом. Отмечена характерная особенность спектров – наличие максимума при $\beta \approx 0,5$. Исследованы некоторые закономерности в поведении этого максимума в зависимости от угла наблюдения и сорта налетающих частиц.

1. ВВЕДЕНИЕ

В последние годы широкое внимание привлекают явления, происходящие в ходе ядро-ядерных столкновений при больших энергиях (от нескольких сот МэВ/нуклон до нескольких ГэВ/нуклон). Такие столкновения сейчас представляются единственным средством создать в ядерном веществе условия, резко отличающиеся от обычных, — большие давления и высокие температуры — исследовать его свойства в широком диапазоне изменения этих условий и в конечном итоге восстановить его уравнения состояния. Большой интерес вызывает вопрос о возможности значительного уплотнения ядерного вещества в процессе ядро-ядерного соударения и, в частности, возникновения в нем коллективных движений типа ударных волн.

Экспериментальные исследования в этой области ядерной физики пока находятся на начальном этапе. Самые первые работы [1–2], основной целью которых были поиски ядерных ударных волн, дали противоречивые результаты. Наибольшее количество экспериментальных данных было получено в работах [2–3], где измерялись при нескольких углах рассеяния энергетические спектры продуктов реакции, испускаемых при бомбардировке тяжелых ядер ускоренными легкими ядрами (от альфа-частиц до ядер аргона). Основное внимание было уделено столкновениям при энергиях налетающих ядер 250 МэВ/нуклон и 400 МэВ/нуклон. В результате оказалось возможным сформулировать некоторую модель взаимодействия — так называемую модель "файербола" [4], — которая воспроизводила некоторые тенденции полученных данных.

Большой интерес представляют систематические исследования ядро-ядерных соударений при энергиях в области нескольких ГэВ/нуклон, когда в зоне взаимодействия выделяется существенно большая энергия и можно надеяться нащупать явления, определенные уплотнением ядерного вещества. Таким образом, целесообразно исследовать ско-

ростные спектры продуктов реакции, поскольку, по-видимому, в них прежде всего должны проявляться гидродинамические аспекты процессов создания и распада высоковозбужденного ядерного вещества.

В настоящей работе приведены результаты первого этапа исследований, начатых на пучках синхрофазотрона ЛВЭ ОИЯИ. В экспериментах измерялись под несколькими углами рассеяния скоростные спектры вторичных частиц, испускаемых при бомбардировке ядер свинца протонами, дейтронами, альфа-частицами и ядрами углерода-12 с импульсами 4,45 (ГэВ/с)/нуклон. Работа содержит детальное описание методики эксперимента и анализа получаемых первичных данных.

2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТОВ

2.1. Схема эксперимента

Схема эксперимента изображена на рис. 1. Мишень, изготовленная из свинцового листа толщиной 1 мм, облучалась пучками ионов, ускоренных на синхрофазотроне ЛВЭ ОИЯИ, с импульсами 4,45 (ГэВ/с)/нуклон. Диаметр пучка составлял около 3–5 см.

Детектирующая система содержала два телескопа, один из которых ("рабочий") устанавливался под разными углами к первичному пучку, а второй служил монитором. Каждый из телескопов состоял из двух сцинтилляционных детекторов с фотоумножителями ФЭУ-30 и пластмассовыми сцинтилляторами. Все сцинтилляторы в поперечном сечении представляли собой квадрат 5х5 см. Толщины первых сцинтилляторов составляли 5 мм, вторых – 10 мм либо 50 мм. Для обеспечения хорошего светосбора сцинтилляторы оклеивались алюминиевой фольгой и присоединялись к ФЭУ с помощью световода. Первые (тонкие) детекторы (5 мм) располагались на расстоянии от 20 до 50 см от мишени и использовались для получения временной отметки. Вторые (толстые) детекторы устанавливались, как правило, в мониторном телескопе – на расстоянии 80 см, в "рабочем" телескопе – на расстоянии 100 см либо 200 см от первых.

2.2. Радиоэлектронная измерительная система

Структурная схема радиоэлектронного оборудования представлена на рис. 2. Она содержит временной спектрометр, позволяющий измерять время пролета регистрируемой частицей расстояния между первым и вторым детектором, и амплитудный спектрометр для измерения энергии, выделенной этой частицей во втором детекторе.

Выходные сигналы детекторов, снимаемые с анодов ФЭУ, подавались в блок временного спектрометра на входы формирователей со следящим порогом (ФСП) [5]. Исполь-

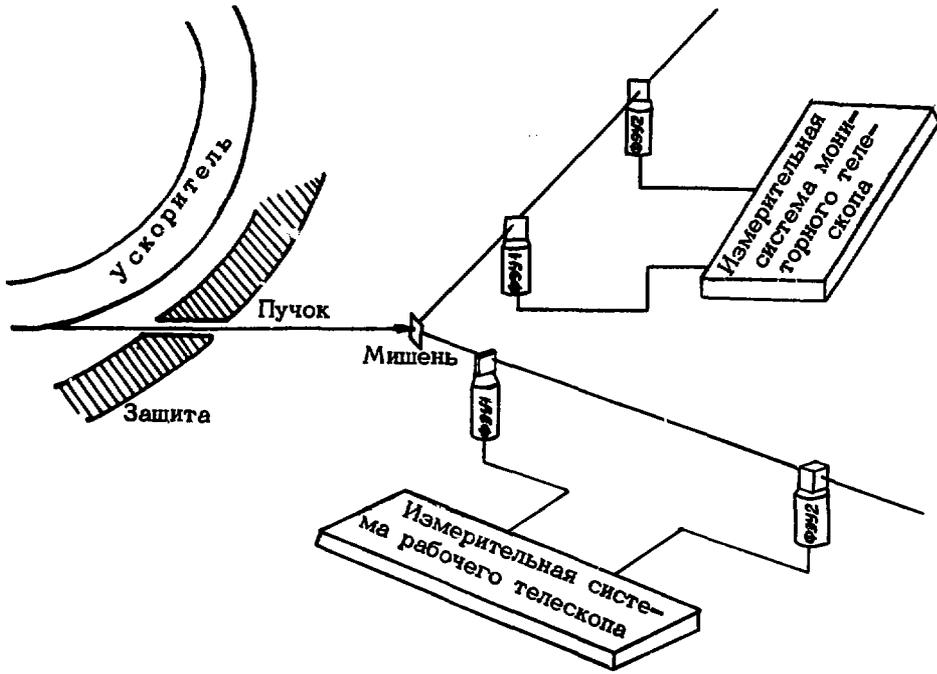


Рис. 1. Схема эксперимента

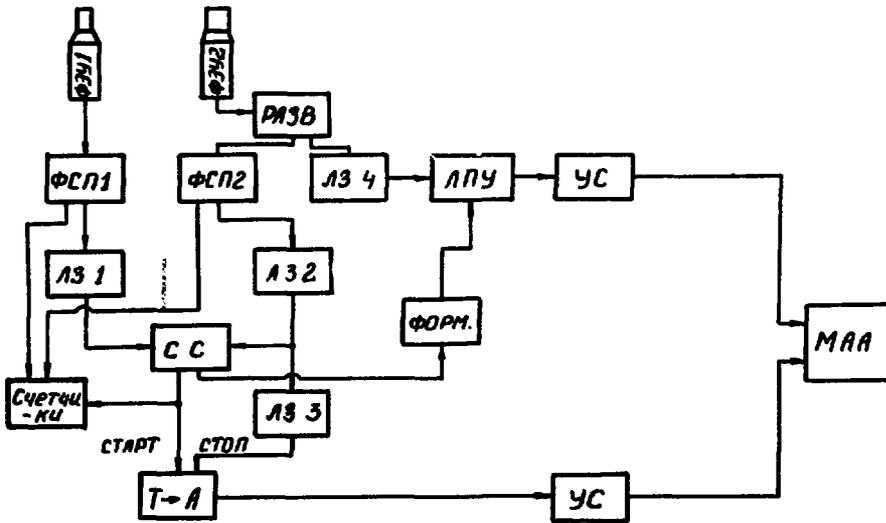


Рис. 2. Схема структурная радиоэлектронной измерительной системы

зование ФСП позволяло осуществлять временную привязку к сигналам детекторов (с погрешностью около 0,4 нс в динамическом диапазоне 20). Задача измерения времени пролета сводилась к измерению интервала времени между импульсами на выходах ФСП₁ и ФСП₂. Для уменьшения интенсивности счета ложных событий, связанных с регистрацией фоновых частиц обоими детекторами, была введена схема совпадений (СС), отбиравшая только такие события, которые попадали в заданный временной интервал, выбиравшийся равным предполагаемому максимальному времени пролета. Этот интервал задавался схемой совпадений и мог изменяться в пределах от 30 до 150 нс. Для компенсации задержек, связанных с различием длин подводящих кабелей, а также с различием времени распространения сигналов в ФЭУ и электронных схемах, в каналы СС и стоповый канал преобразователя время - амплитуда ($T \rightarrow A$) вводились переменные линии задержки, выполненные на высокочастотном коаксиальном кабеле. Задержки подбирались таким образом, что выходной импульс схемы совпадений был жестко связан по времени с сигналом первого детектора, и поэтому он использовался для запуска преобразователя $T \rightarrow A$ по стартовому каналу. Этот же импульс от схемы совпадений вырабатывал импульс разрешения на прохождение сигнала в стоповом канале. Таким образом, сигнал на выходе $T \rightarrow A$ появлялся только при наличии импульса на выходе СС, т.е. при выполнении условий отбора истинных событий.

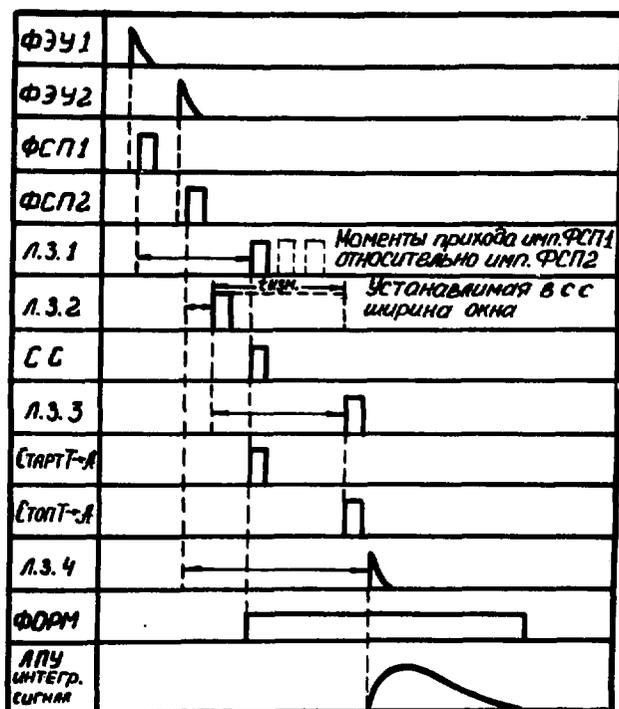


Рис. 3. Временные диаграммы, поясняющие работу временного спектрометра

Для измерения амплитудных распределений, чтобы улучшить загрузочные характеристики тракта, использовался быстрый анодный сигнал ФЭУ, который поступал на линейно-пропускающее устройство (ЛПУ), управляемое импульсом со схемы совпадений. Таким образом, амплитудный анализ тоже производился только для событий, удовлетворявших условиям отбора. Временные диаграммы, поясняющие вышеизложенное, представлены на рис. 3. Сигналы с выходов время-амплитудного преобразователя и линейно-пропускающего устройства (после интегрирования) подавались на входы двумерного многоканального амплитудного анализатора и записывались в соответствующей ячейке памяти. В канале мониторингового телескопа использовался анализатор АИ-1024 в режиме разбиения памяти 32×32 , а в канале "рабочего" телескопа - анализатор АИ-4096 в режиме разбиения памяти 64×64 .

Для настройки телескопа, подбора временных задержек и калибровки временной шкалы использовались световые диоды (СД), крепящиеся на фотокатодах ФЭУ и соединенные с одним и тем же генератором поджига короткими кабелями равной длины.

2.3. Процедура измерений

Как показали самые первые методические эксперименты, характеристики используемых измерительных систем резко ухудшаются при увеличении загрузки свыше некоторого уровня. В частности, резко возрастает число случайных совпадений, что существенно искажает получаемые спектры. С этой точки зрения уровень загрузки следует держать возможно более низким. Однако в то же время необходимо поддерживать скорость счета, обеспечивающую достаточную статистику за разумное время измерений. Такой компромисс достигался подбором интенсивности первичного пучка по загрузке измерительных систем. Для настройки систем был выведен счет числа событий в каждом из детекторов телескопа и счет совпадений. Как оказалось, для нормальной работы загрузка первого детектора не должна превышать около 30×10^3 зарегистрированных частиц на один импульс тока синхрофазотрона, причем счет совпадений составлял около 10^3 . В экспериментах интенсивность первичного пучка подбиралась такой, чтобы загрузки не выходили за указанные выше пределы. Практически это означало, что использовались интенсивности около $10^6 - 10^7$ первичных частиц в одном импульсе тока ускорителя.

3. МЕТОДИКА АНАЛИЗА ПЕРВИЧНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

3.1. Идентификация регистрируемых частиц

Как уже отмечалось выше, для каждой регистрируемой частицы запоминались две величины - время пролета ею определенной базы и энергия, выделенная в одном из детекторов (втором).

В результате эксперимента получались двумерные распределения событий по этим двум величинам. Такая система позволяет измерять скорость частицы, одновременно идентифицируя ее по заряду (при больших скоростях) либо по массе (при сравнительно малых скоростях).

Действительно, если скорость больше той, при которой пробег регистрируемой частицы заканчивается во втором детекторе, то выделенная энергия ΔE будет приблизительно пропорциональна удельной потере энергии при данной скорости. Удельная потеря определяется выражением [6]

$$\frac{dE}{dx} = z^2 \varphi(\beta), \quad (3.1)$$

где z - заряд частицы; β - отношение ее скорости к скорости света; $\varphi(\beta)$ - функция, независимая от сорта частицы. Отсюда видно, что события, отвечающие частицам с одним и тем же зарядом, будут распределяться на плоскости $(\Delta E, t)$ (где $t = \ell/\beta c$ - время пролета расстояния ℓ частицей со скоростью βc) вдоль некоторой линии, определяемой уравнением (3.1). На самом деле, следует использовать несколько измененное уравнение, учитывающее увеличение dE/dx по мере того, как частица теряет энергию при прохождении детектора. С хорошей степенью точности его можно записать

в виде

$$\Delta E = E_0 \left(1 - \sqrt{1 - \frac{2 \frac{dE}{dx}(E_0) \cdot x}{E_0}} \right), \quad (3.2)$$

где E_0 - начальная энергия частицы; x - толщина детектора.

Зависимость ΔE от t становится более крутой, но существо дела не меняется.

Если же скорость частицы такова, что ее пробег заканчивается во втором детекторе, выделенная ею энергия будет равна энергии частицы, т.е.

$$\Delta E = mc^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 \right), \quad (3.3)$$

где m - масса частицы. В этом случае события, отвечающие частицам одинаковой массы, будут распределяться на плоскости $(\Delta E, t)$ вдоль линии, определяемой уравнением (3.3).

Возможности идентификации частиц иллюстрируются рис. 4, на котором представлены зависимости ΔE от t для частиц разного сорта, рассчитанные для реальных условий эксперимента по уравнениям (3.2) и (3.3). На рис. 5 показан типичный экспериментальный двумерный спектр. Как видно, с помощью используемой измерительной системы можно надежно разделить регистрируемые частицы по заряду, а в области малых скоростей ($\beta \leq 0,3$) и по массе.

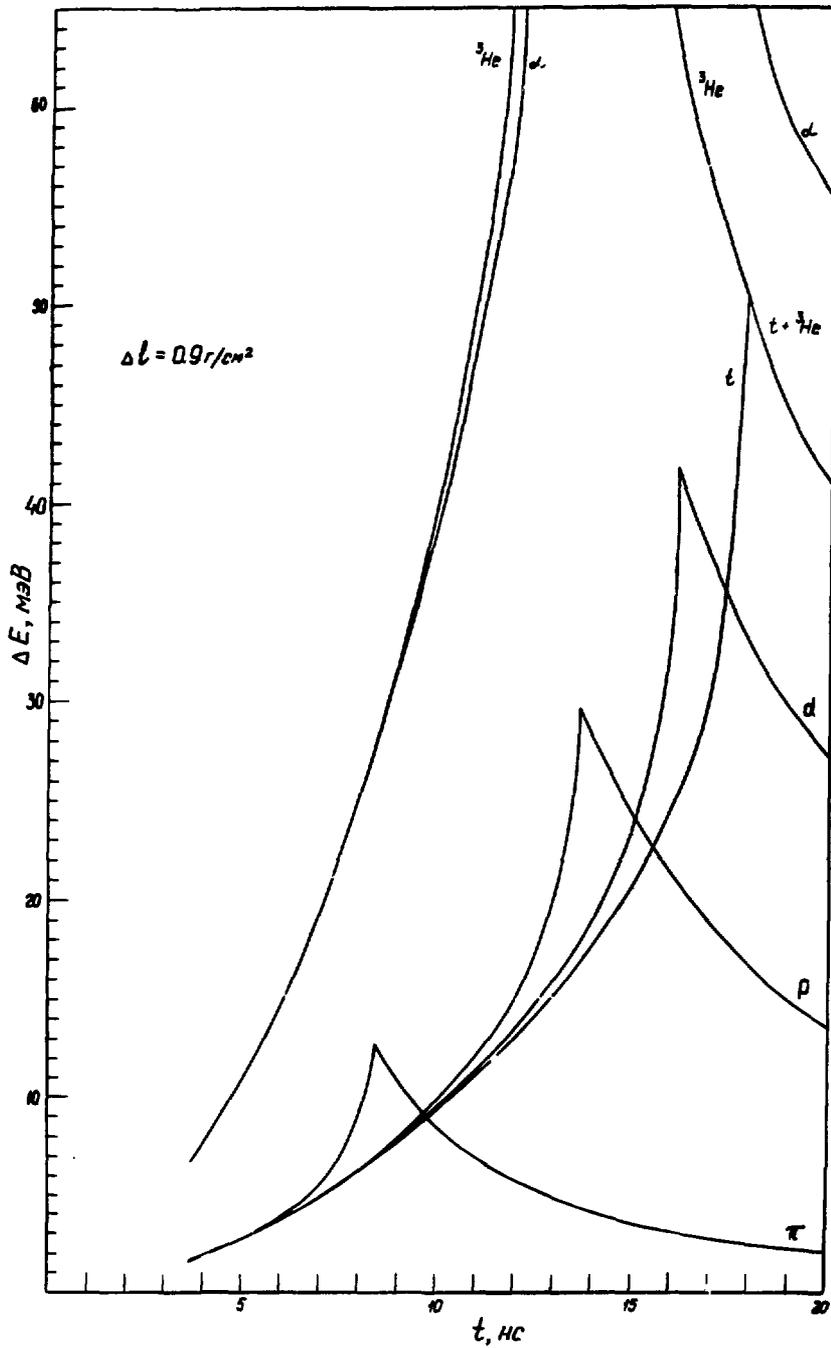


Рис. 4. Расчетная зависимость энергии, выделяемой во втором детекторе, от времени пролета

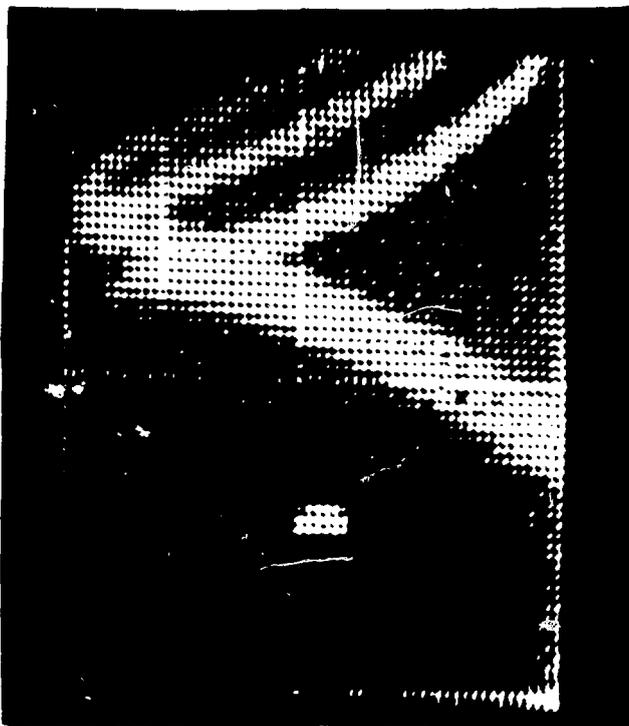


Рис. 5. Пример экспериментального двумерного спектра

3.2. Процедура обработки двумерных спектров

Двумерные спектры обрабатывались после эксперимента. Выделялись области, соответствующие частицам данного заряда, и при каждом значении времени пролета t суммировались отсчеты во всех ΔE -каналах, находящихся внутри выделенной области. При выделении однозарядных частиц не возникало никаких затруднений и практически не требовалось вычитать фон. В случае двухзарядных частиц, интенсивность которых была намного меньше, вычитался фон, обусловленный "хвостом" распределения однозарядных частиц. Эта процедура иллюстрируется рис. 6, на котором представлен ΔE -спектр в области двухзарядных частиц для различных значений t . Из рисунка видно, что при больших значениях времени пролета группы двухзарядных частиц раздваиваются, что соответствует двум изотопам гелия (${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$).

3.3. Процедура обработки временных спектров

В результате находились временные спектры для частиц определенного заряда. Практически при тех экспозициях, которые использовались в наших экспериментах (несколько часов), и в исследуемом диапазоне скоростей ($\beta \geq 0,3$) с большим выходом наблюдались однозарядные частицы, а также в ряде случаев можно было видеть двухзарядные частицы. Типичный временной спектр однозарядных частиц приведен на рис. 7.

$Q_{LAB} = 40^\circ$ α -группа

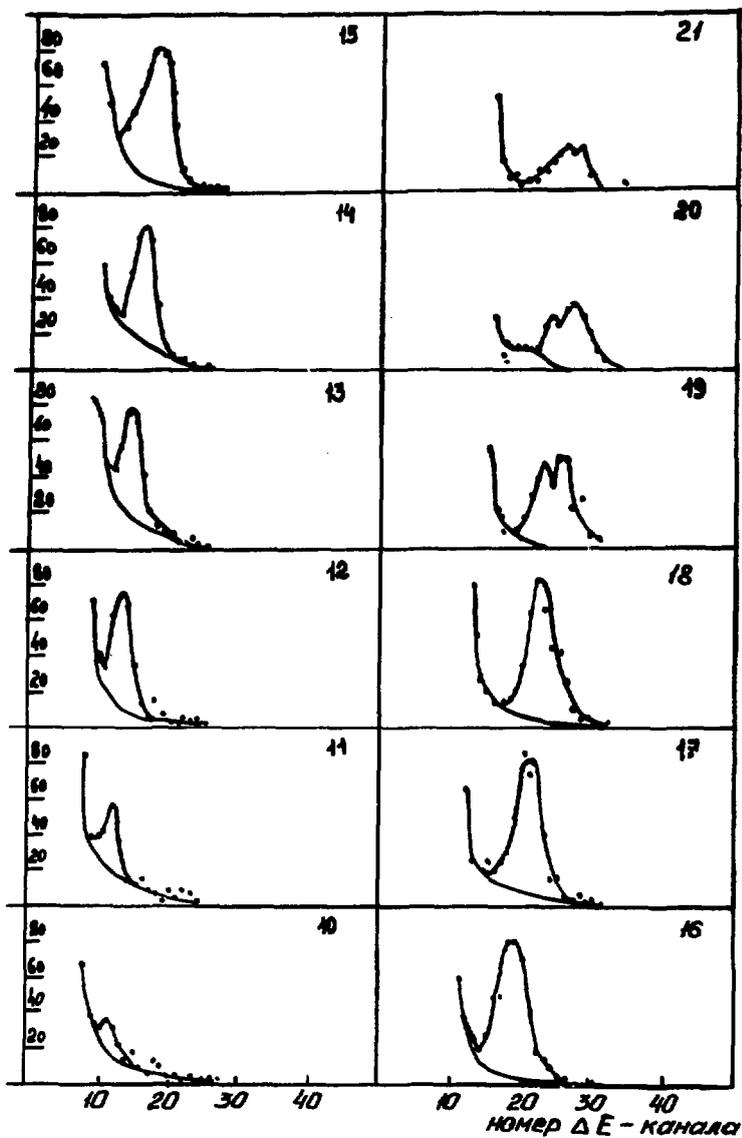


Рис. 6. Амплитудные спектры для разных значений времени пролета в области двухзарядных частиц

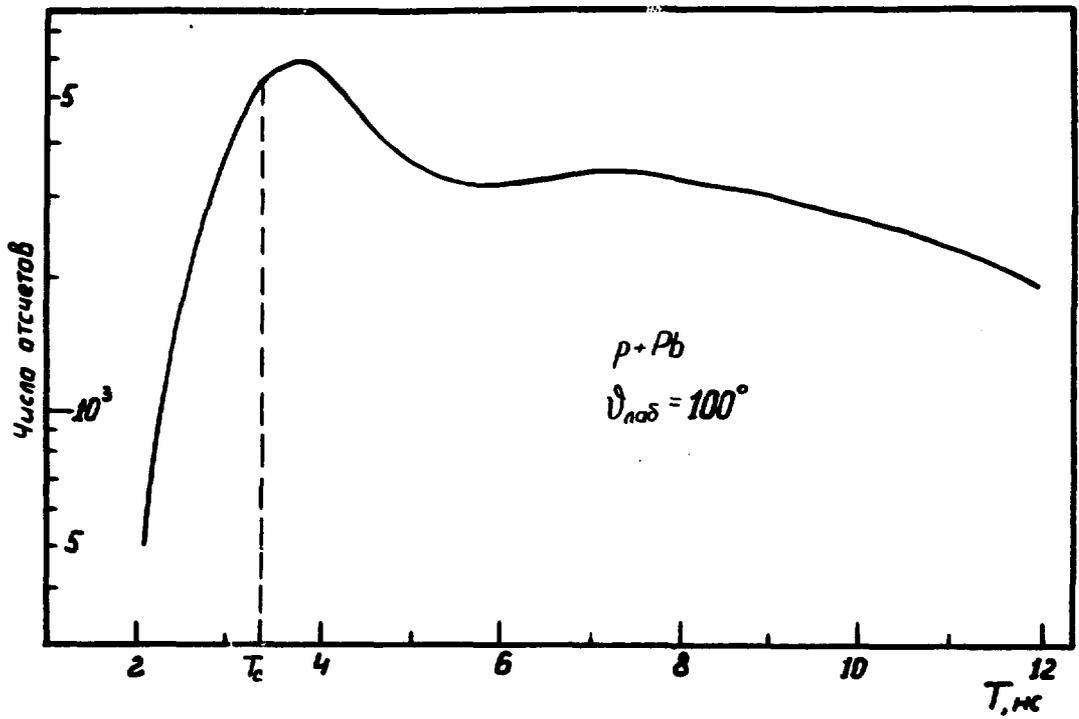


Рис. 7. Типичный экспериментальный временной спектр однозарядных частиц

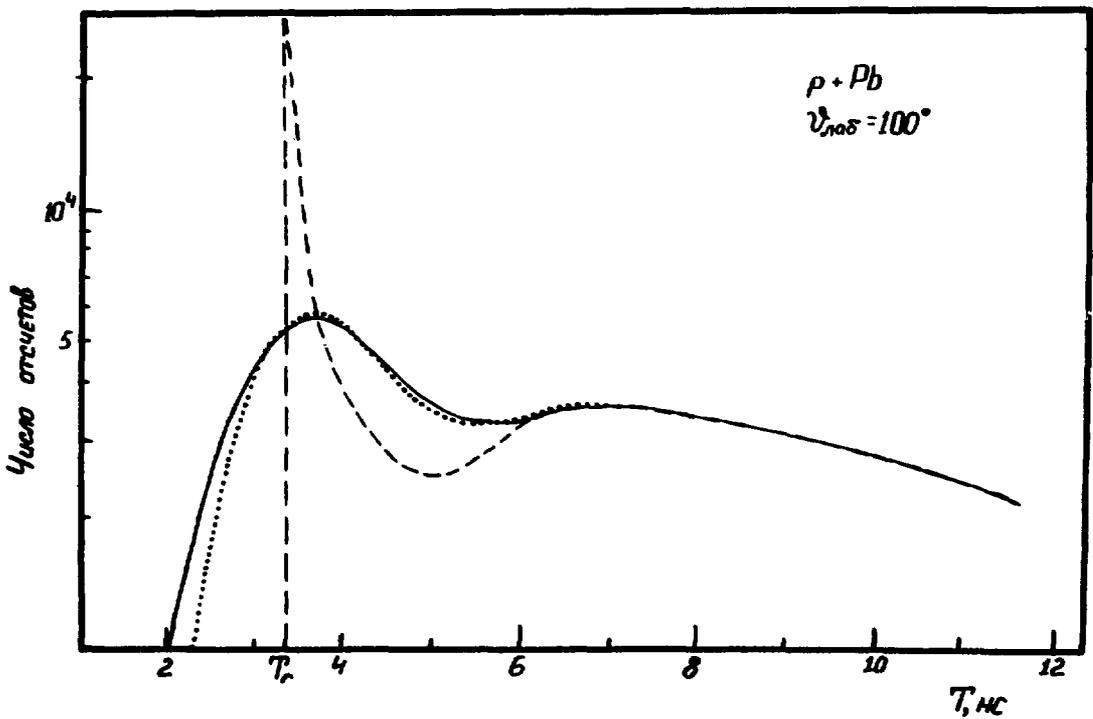


Рис. 8. Пример восстановления "истинного" временного спектра

Временная шкала спектров находилась следующим образом. Для определения цены канала временного спектрометра измерялся дважды спектр событий, обусловленных импульсами световых диодов – во второй раз вводилась калибровочная линия задержки известной величины. В каждом из этих спектров наблюдался только один узкий пик, и цена канала определялась по сдвигу положения пика во втором спектре по отношению к первому. Как правило, она выбиралась равной приблизительно от 0,5 до 1 нс/канал. Положение нуля времени определялось по положению пика, имеющегося на левом краю спектра. Наличие этого пика является характерной чертой всех спектров. Во всех случаях левый его край имеет форму гауссовой кривой с дисперсией, определяемой временным разрешением используемой нами измерительной системы. Если сравнить временной спектр однозарядных частиц, полученный нами при бомбардировке протонами свинцовой мишени, со спектром однозарядных частиц, рассчитанным по данным об импульсных распределениях вторичных продуктов, испускаемых при бомбардировке протонами примерно той же энергии платиновой мишени, приведенными в работе [7], то можно заключить, что этот пик обусловлен π^- -мезонами и находится при скоростях, почти равных скорости света. Поэтому скорости, соответствующие максимуму, принимались равными тем скоростям, при которых находятся максимумы в спектрах, рассчитанных по данным работы [7]. (В зависимости от угла рассеяния они слегка меняются – от 0,89c при 100° до 0,95c при 13° .) Соответственно рассчитывался и положение нуля времени.

Полученные нами первичные временные спектры, подобные приведенному на рис. 7, отличаются от истинных, поскольку последние размываются за счет конечного временного разрешения, которое составляло около 2 нс (ширина на полувысоте). В частности, именно поэтому в первичных спектрах имеются времена, которые должны были бы соответствовать скоростям, большим скорости света, хотя истинные спектры, конечно, должны обрываться на времени, соответствующем скорости света. Восстановление истинных спектров по измеряемым на эксперименте требует решения интегрального уравнения.

Действительно, измеряемая при наличии конечного разрешения спектральная плотность $F(t)$ связана с истинной спектральной плотностью $f(t)$ соотношением

$$F(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma} \int_{-\infty}^{+\infty} f(t') e^{-\frac{(t-t')^2}{2\sigma^2}} dt' \quad (3.4)$$

Уравнение (3.4) решалось нами приближенно. Величина дисперсии находилась по спаду левого края экспериментального спектра. Искомая спектральная плотность $f(t)$ представлялась ступенчатой функцией. Тогда уравнение (3.4) сводится к системе линейных уравнений. Находилось решение этой системы, и поскольку оно получалось осциллирующим, затем производилось его сглаживание путем усреднения найденных значений функции $f(t)$ в двух соседних точках. После этого с целью проверки найденная функция

$f(t)$, уже не имеющая осцилляций, подставлялась в уравнение (3.4) и полученная "экспериментальная" спектральная плотность сравнивалась с измеренной. На рис. 8 показан результат применения такой процедуры. Пунктирной кривой изображен найденный "истинный" спектр, сплошной кривой - рассчитанный по нему "экспериментальный" спектр, точки - данные эксперимента. Следует сказать, что форма "истинного" спектра в области максимума на левом краю определяется неточно, поскольку здесь функция $f(t)$ сильно меняется на интервале, равном разрешению. В частности, неточно определяется как положение этого максимума, так и его форма. Но все-таки основные черты спектра в этой области (наличие максимума, его примерная высота и скорость спада на правом краю) передаются правильно. В области справа от максимума, где функция $f(t)$ меняется медленно, "истинный" спектр практически совпадает с измеренным.

3.4. Вычисление скоростных спектров

Скоростные спектры вычислялись по "истинным" временным спектрам. Вначале находились "экспериментальные" скоростные спектры, спектральная плотность которых $G(\bar{\beta})$ связана со спектральной плотностью временных спектров $f(t)$ очевидным соотношением

$$G(\bar{\beta}) = \frac{c}{l} f(t) \cdot t^2, \quad (3.5)$$

где $\bar{\beta}c$ - средняя скорость, соответствующая времени пролета t расстояния l между первым и вторым детекторами.

Затем в эти "экспериментальные" спектры вносились поправки, учитывающие потери энергии регистрируемой частицей на пути от мишени до второго детектора, - в мишени, первом детекторе и воздухе. Потери энергии, во-первых, приводят к тому, что измеряемая скорость регистрируемой частицы $\bar{\beta}$ меньше той скорости β , которую она имела в момент взаимодействия. Приближенное аналитическое выражение, связывающее β и $\bar{\beta}$, можно получить, если проинтегрировать уравнение (3.1), выделив в функции $\varphi(\beta)$ множитель $\frac{1}{\beta^2}$, считая оставшийся медленно меняющийся множитель постоянной величиной. Численные расчеты показывают, что это приближение дает очень хорошую точность, и особенно в той области, где эффекты сдвига скорости существенны. Это выражение имеет вид

$$\bar{\beta} = \frac{2\sqrt{1 - 4/\left(\frac{2 - \beta^2}{\sqrt{1 - \beta^2}} - \frac{\beta^2}{a m_N c^2} \sum_n \frac{dE}{dX_n}(\beta) X_n\right)^2} - \frac{\beta^2}{a m_N c^2} \sum_n \frac{dE}{dX_n}(\beta) X_n}{1 + \sqrt{1 - 4/\left(\frac{2 - \beta^2}{\sqrt{1 - \beta^2}} - \frac{\beta^2}{a m_N c^2} \sum_n \frac{dE}{dX_n}(\beta) X_n\right)^2}}, \quad (3.6)$$

где a - массовое число частицы; m_N - масса нуклона; X_n - толщина n -го слоя.

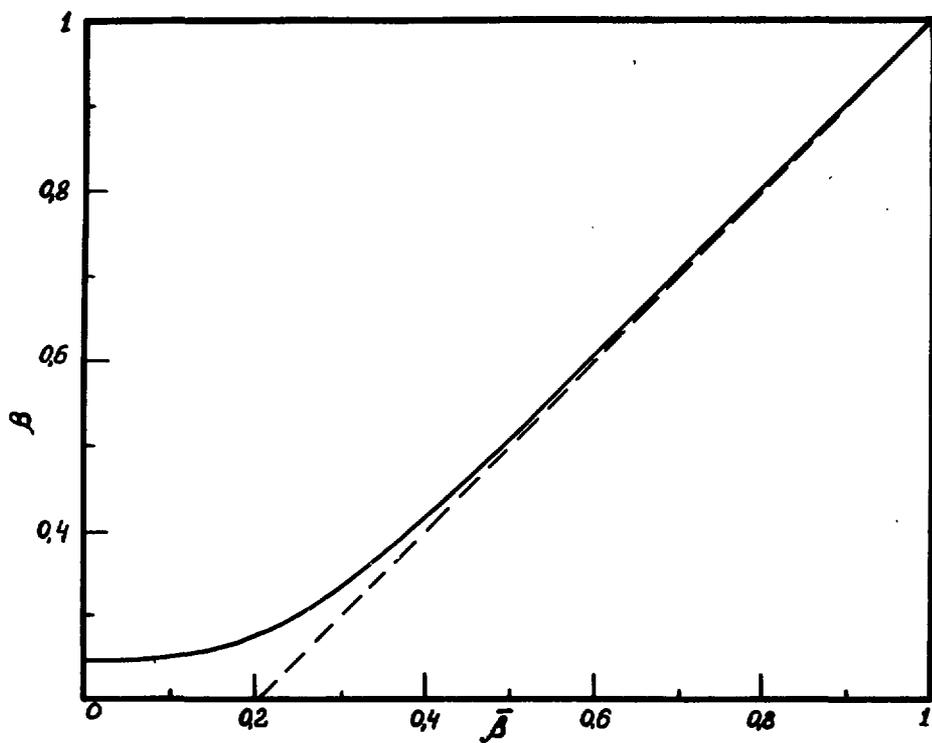


Рис. 9. Зависимость β от $\bar{\beta}$

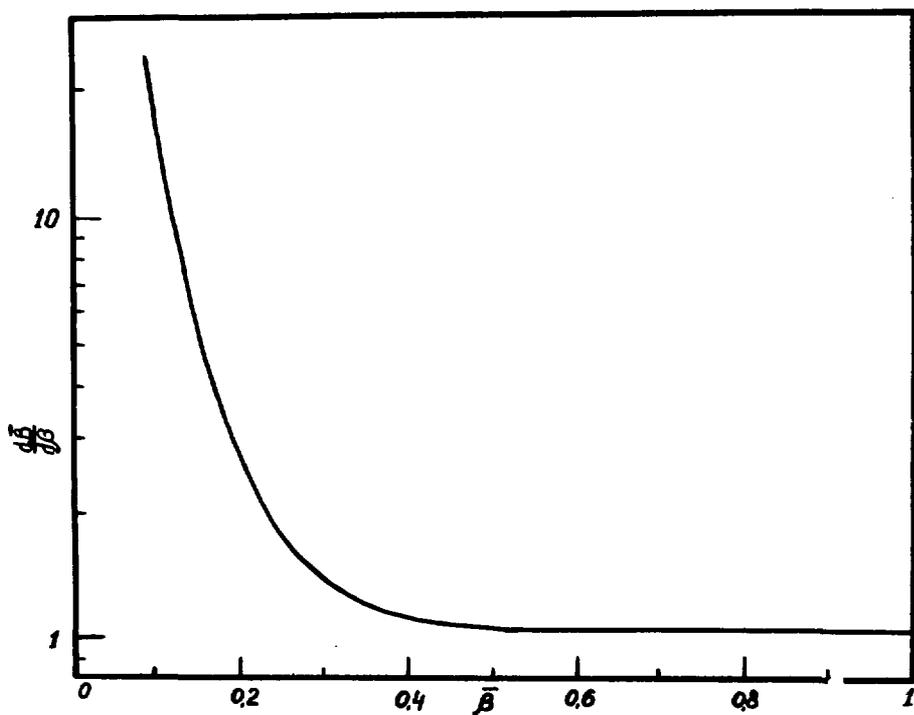


Рис. 10. Зависимость $\frac{d\bar{\beta}}{d\beta}$ от $\bar{\beta}$

Зависимость скорости испускаемой частицы в момент взаимодействия, β от измеряемой скорости $\bar{\beta}$, показана на рис. 9.

Во-вторых, поскольку зависимость β от $\bar{\beta}$ - нелинейная, еще одна поправка определяется производной $d\beta/d\bar{\beta}$. Соотношение между плотностью распределения по скоростям β , $g(\beta)$ и "экспериментальной" плотностью распределения по скоростям $\bar{\beta}$, $G(\bar{\beta})$, очевидно, имеет вид

$$g(\beta) = G(\bar{\beta}) \frac{d\bar{\beta}}{d\beta}. \quad (3.7)$$

Производная $d\bar{\beta}/d\beta$ находилась из соотношения (3.6). Ее зависимость от $\bar{\beta}$ приведена на рис. 10. Как видно из рис. 9 и 10, при выбранных толщинах мишени и детекторов эти поправки в основной части скоростного спектра невелики и становятся существенными только при $\beta \leq 0,35$.

Последний эффект, который следует учитывать при использовании выбранной нами схемы эксперимента, - это многократное рассеяние регистрируемых частиц в первом детекторе. В принципе оно может приводить к уменьшению эффективности регистрации частиц при уменьшении их массы и скорости. Однако, как показывают оценочные расчеты, для исследуемого нами интервала скоростей этот эффект несуществен. Результаты расчетов показаны на рис. 11, где приведены расчетные эффективности регистрации

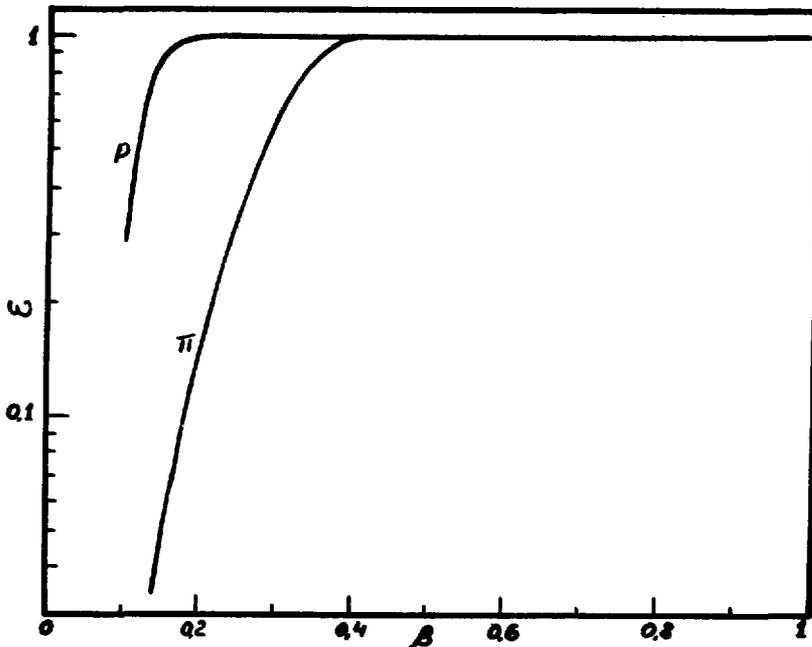


Рис. 11. Расчетные эффективности регистрации частиц с учетом многократного рассеяния

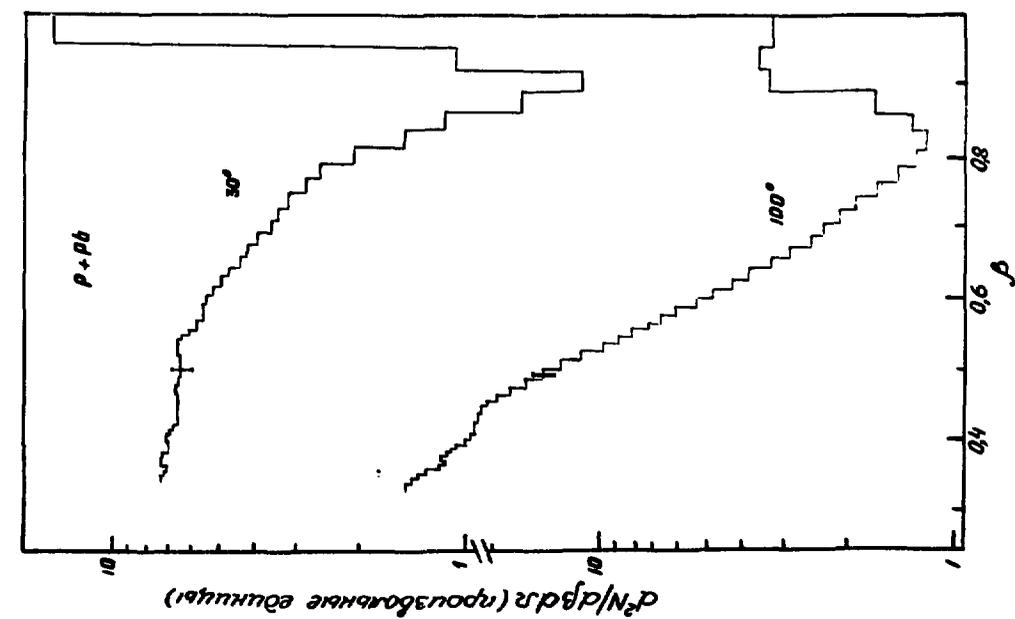


Рис. 12. Скоростные спектры однозарядных продуктов при облучении протонами РВ

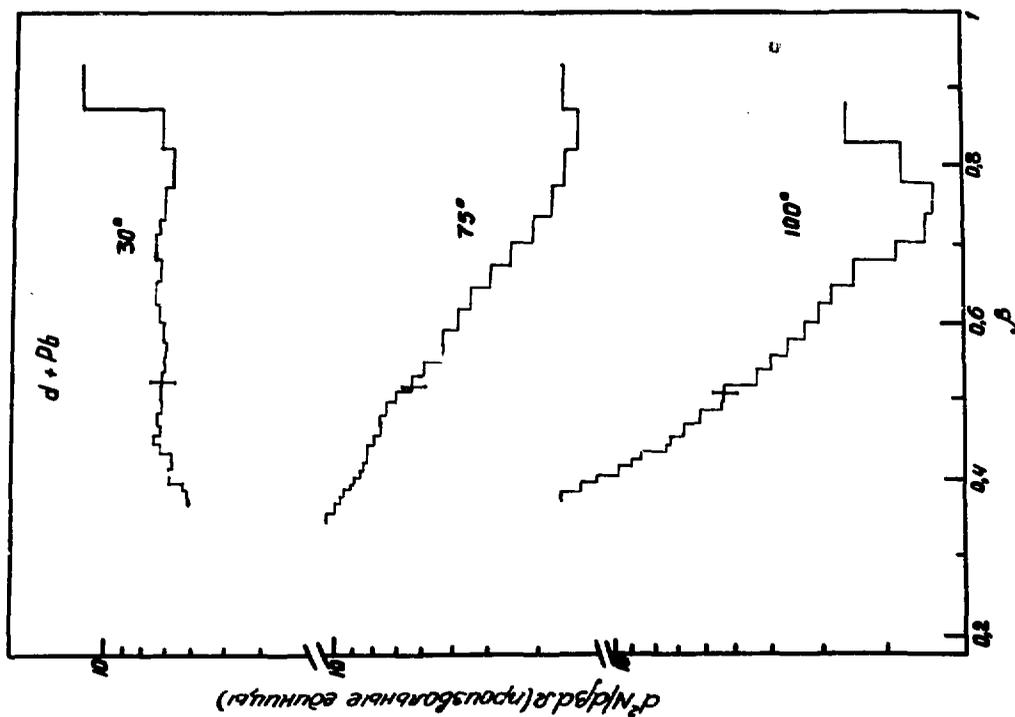


Рис. 13. Скоростные спектры однозарядных продуктов при облучении дейтронами РВ

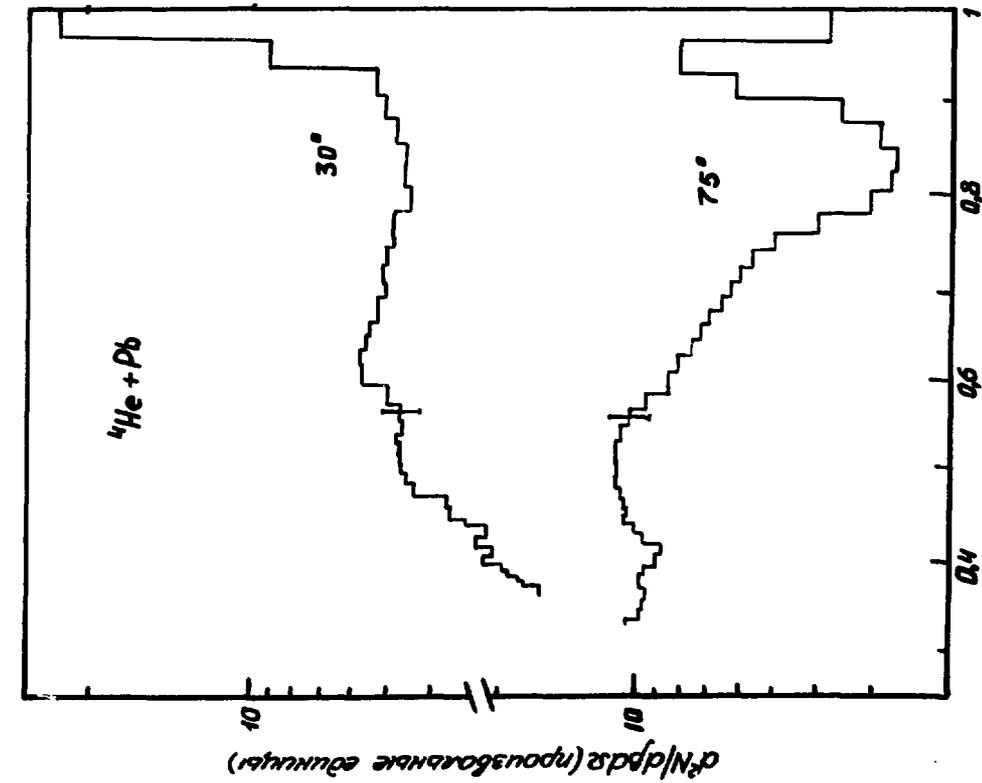


Рис. 14. Скоростные спектры однозарядных продуктов при облучении альфа-частицами Pb

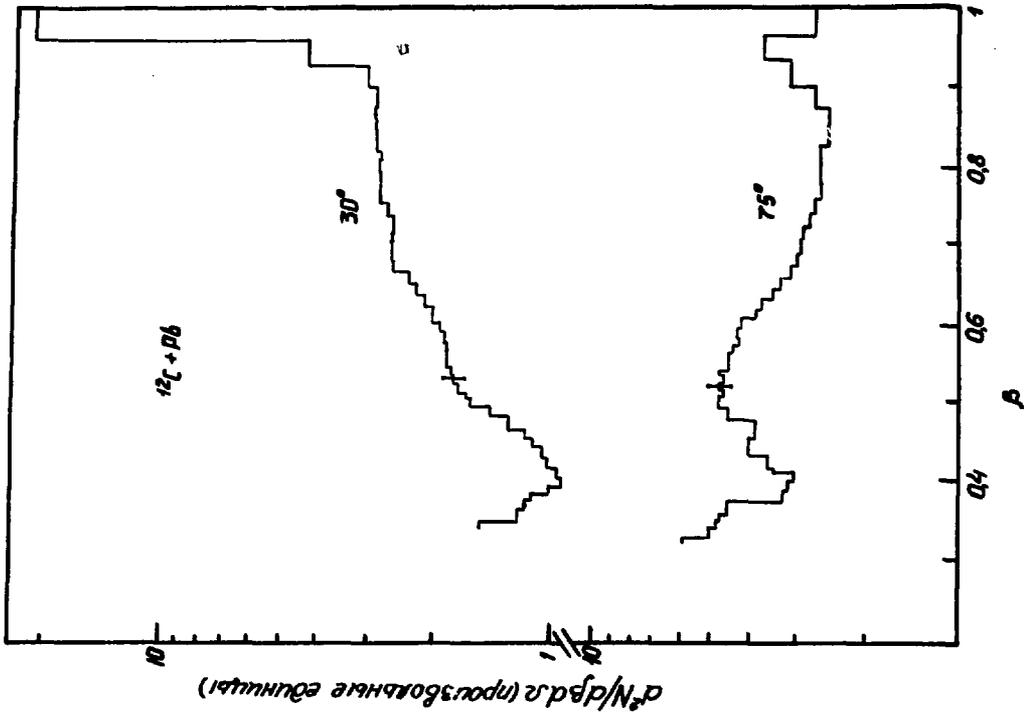


Рис. 15. Скоростные спектры однозарядных продуктов при облучении ядрами углерода-12 Pb

частиц различного сорта в зависимости от их скорости. Видно, что для протонов и более тяжелых частиц эффективность остается равной 1 при $\beta \gtrsim 0,15$, для π^- -мезонов - при $\beta \gtrsim 0,35$. Поскольку \bar{K} -мезоны, по-видимому, не дают вклада в спектр при таких малых скоростях, поправки на изменение эффективности за счет многократного рассеяния нами не вносились.

4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Скоростные спектры однозарядных частиц, испускаемых при бомбардировке ядер свинца протонами, дейтронами, альфа-частицами и ядрами углерода-12 с импульсами 4,45 (Гэв/с)/нуклон, показаны на рис. 12-15. Присущий всем им максимум при $\beta \approx 1$, по-видимому, связан с π^- -мезонами. В остальной части наблюдаются существенные различия между спектрами, полученными при бомбардировке частицами разного сорта. Если в случае протонов под всеми углами рассеяния наблюдаются спадающие с увеличением β спектры, не имеющие особенностей, то в случае альфа-частиц при угле 30° наблюдается четко выраженный максимум при $\beta \approx 0,45 \pm 0,5$, а в случае ядер углерода-12 этот максимум появляется уже и при больших углах рассеяния. Положение максимума, по-видимому, либо не зависит, либо зависит слабо от угла рассеяния и от сорта налетающей частицы. Происхождение его пока не получило достоверного теоретического объяснения. Ясно только, что такая форма скоростного спектра не может быть объяснена на основе модели "файербола". Для полного понимания происходящих явлений требуются дальнейшие, более широкие экспериментальные и теоретические исследования.

Авторы выражают благодарность А. М. Балдину за внимание к работе и полезные обсуждения, И. Н. Семенюшкину, Л. Г. Макарову, И. Б. Иссинскому и С. А. Новикову за помощь в организации и проведении экспериментов на синхротроне ЛВЭ ОИЯИ и всему персоналу ускорителя за обеспечение его надежной работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Baumgardt H.G. e.a. - Z. Phys., 1975, v. A273, p. 359.
2. Poskauzer A.M. e.a. - Phys. Rev. Lett., 1975, v. 35, p.1701.
3. Gosset J. e.a. - Phys. Rev., 1977, v. C16, p. 629.
4. Westfall G.D. e.a. - Phys. Rev. Lett., 1976, v. 37, p. 1202.
5. Мелешко Е.А. Интегральные схемы в наносекундной ядерной электронике. М., Атомиздат, 1977.
6. Серре Э. Экспериментальная ядерная физика, т. 1, ИЛ. М., 1955.
7. Piroue P.A., Smith A.J.S. - Phys. Rev., 1966, v. 148, p. 1315.

Редактор Л. И. Кирюхина

Технический редактор Е.Д. Маркова. Корректор В.П. Горячева
Т-23612. 28. 12. 78 г. Формат 60x90/8. Уч.-изд. л. 1,40
Тираж 157 экз. Заказ 75. Цена 14 коп. ИАЭ



14 коп.