

УДК 539.1.07

МЕТОД РЕКОНСТРУКЦИИ ФИЗИЧЕСКОГО СОБЫТИЯ НА УСТАНОВКЕ СКАН

С. В. Афанасьев, Д. К. Дряблов

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Описан метод восстановления абсолютных временных и энергетических величин ядерных реакций, регистрируемых сцинтилляционным спектрометром СКАН. Дается оценка погрешностей и приводятся результаты преобразования.

The method of reconstruction of absolute time and energy values of the physical reactions registered by scintillation spectrometer SCAN is described. The estimation of errors is given and results of transformation are published.

ВВЕДЕНИЕ

Установка СКАН (спектрометр кумулятивных адронов нуклотрона) была создана для исследования корреляций частиц, рождающихся в ядро-ядерных взаимодействиях. СКАН представляет собой безмагнитный сцинтилляционный спектрометр, позволяющий проводить идентификацию и спектрометрию заряженных частиц. Установки такого же типа хорошо себя зарекомендовали на многих ускорителях мира [1, 2]. Принцип работы спектрометра основан на регистрации скорости и кинетической энергии частицы по времени пролета на заданной базе и энерговыделению в веществе детектора (dT – E -идентификация) [3–8]. Необходимым условием работы таких спектрометров является предварительная калибровка детекторов для перевода результатов измерений в абсолютные величины.

Как правило [1, 2], абсолютные значения времени t и кинетической энергии E получаются путем облучения детекторов частицами определенных энергий. Но такая процедура требует наличия моноэнергетичных пучков нескольких энергий, что не всегда бывает доступно. Кроме того, для временных измерений необходимо сохранить все кабельные соединения неизменными, что практически невозможно осуществить. Для решения этих проблем на установке СКАН был использован метод калибровки, основанный на извлечении калибровочных коэффициентов непосредственно из полученных данных.

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Спектрометр СКАН состоит из трех частей (рис. 1):

1) системы мониторинга, включающей в себя четыре сцинтилляционных телескопа — два тройных монитора (F_L , F_R) и два двойных (B_L , B_R), установленные в

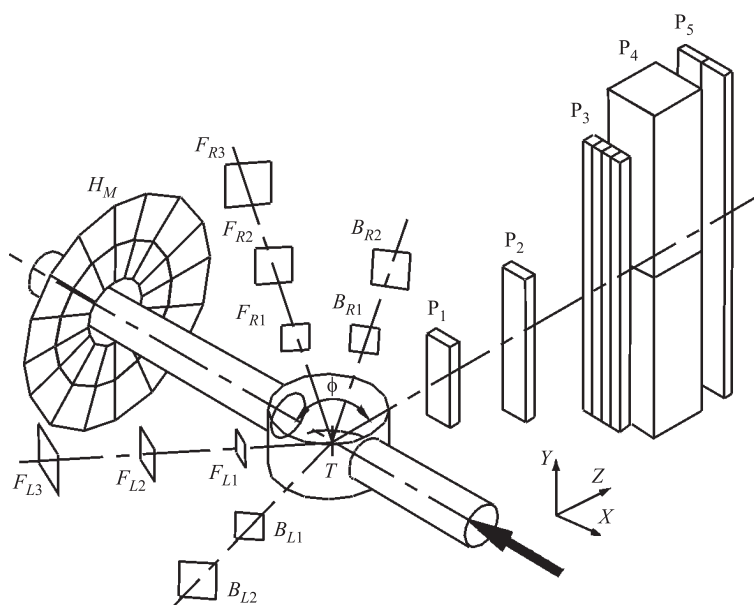


Рис. 1. Схематический вид спектрометра СКАН и камеры внутренней мишени

горизонтальной плоскости по обе стороны от ионопровода. Кроме определения светимости реакций, пары мониторов — F_L , B_R и F_R , B_L — служат для выделения квазиупругого pp -канала. Угол расположения мониторов (угол ϕ) может меняться в зависимости от энергии ускоренных частиц;

2) 32-канального сцинтилляционного годоскопа множественности H_M , представляющего собой два концентрических кольца, каждое из которых разделено на 16 сегментов. Каждый сегмент просматривается отдельным ФЭУ. Годоскоп H_M используется для селекции прицельного параметра по методу измерения множественности [9];

3) спектрометрической части, служащей для исследования продуктов реакции. Она состоит из двух частей, измеряющих импульс частиц по времени пролета (dT -часть) и кинетическую энергию (E -часть). dT -часть включает сцинтилляционные детекторы P1 ($20 \times 100 \times 3$ мм), P2 ($30 \times 140 \times 3$ мм) и четырехэлементный детектор P3 (размер одного элемента $35 \times 20 \times 1000$ мм). P1, P2, P3 используются для выработки триггерного сигнала и определения времени пролета. E -счетчик состоит из двух толстых сцинтилляторов P4 (каждый размером $200 \times 200 \times 600$ мм). Для выделения высокоэнергетичных частиц, прошедших через все слои, используются два счетчика P5 ($100 \times 10 \times 1200$ мм). Каждый из этих детекторов имеет по два ФЭУ на торцах (сверху и снизу). Для P1, P3 используются ФЭУ87, имеющие хорошее временное разрешение, для P2, P5 — ФЭУ85 и для P4 — XR2041, обладающие хорошими спектрометрическими характеристиками и малым уровнем шумов.

Для удобной работы с экспериментальными данными в установке используется две системы координат. Полярная система координат, ось Z которой связана с направлением первичного пучка, и декартова система координат (внутренняя система координат

спектрометра), в которой ось Z направлена от мишени к центру детектора P3, ось Y направлена вверх, а ось X — горизонтально. Таким образом плоскость (YX) параллельна плоскости детектора P3.

2. ХАРАКТЕРИСТИКИ УСТАНОВКИ

Условием регистрации вторичных частиц в спектрометре является одновременное срабатывание детекторов P1, P2 и одного элемента P3 (триггер на одиночную частицу) или более одного элемента P3 (триггер на пару). В качестве «стартового» импульса для измерения времени пролета служит сигнал от детектора P2, расположенного между P1 и P3 на расстоянии 90 мм от P1. Чтобы минимизировать зависимость времени пролета от места попадания частицы в детектор, для реконструкции временного интервала используется сумма времен прихода от нижнего и верхнего ФЭУ счетчиков P1 и P3 и время пролета одиночной частицы на базе P3–P1 определяется следующим образом:

$$t = \frac{1}{2}((t_{\text{top}}^{\text{P3}} + t_{\text{bottom}}^{\text{P3}}) - (t_{\text{top}}^{\text{P1}} + t_{\text{bottom}}^{\text{P1}})) + t_0, \quad (1)$$

где t_0 — константа, которая включает задержки на сигналы от ФЭУ, суммарное время прохождения света вдоль сцинтилляторов P1 и P3, задержки, связанные с электроникой, кабелями и др. Видно, что полное временное разрешение спектрометра определяется временным разрешением детекторов P1 и P3. При таком способе измерения временного интервала сигнал со счетчика P2 не вносит дополнительного вклада во временные параметры системы.

Временное разрешение детекторов P1 и каждого элемента P3 измерялось отдельно на моноэнергетичном дейтронном пучке. Полученные значения представлены в таблице.

Временное разрешение детекторов

Детектор	P1	P3 ₁	P3 ₂	P3 ₃	P3 ₄
Разрешение, нс	0,1	0,14	0,15	0,14	0,16

Для определения времени пролета при регистрации пары частиц (частицы попадают в разные элементы P3) требуется более сложная процедура. Проблема состоит в том, что детекторы P1 и P2 регистрируют сигналы одновременно от двух частиц и сигналы могут накладываться друг на друга. Для корректного восстановления временных параметров в этом случае можно использовать следующую процедуру:

1. Находятся координаты y_1^{P3} и y_2^{P3} места попадания частиц в детектор P3. Делая проекции y^{P3} -координат на детекторы P1 и P2, находим координаты y_1^{P2} , y_2^{P2} , y_1^{P1} и y_2^{P1} — места попадания частиц в детекторы P1 и P2. Рассеяние в веществе детекторов и в воздухе невелико, и в нашем случае им можно пренебречь, считая треки прямыми линиями, выходящими из мишени.

2. Зная координаты y_1^{P3} и y_2^{P3} и время прихода сигналов на ФЭУ P3 определяем самую быструю из двух частицу.

3. Если есть неоднозначность в сигналах детектора P1, т. е. если на верхний и нижний ФЭУ приходят сигналы от разных частиц, то выполняется условие $\Delta_{0-1} < \Delta_{y1}/v_c$, где

Δ_{0-1} — разница времен прохождения пути мишень — детектор P1 частицами, Δ_{y1} — разница координат мест попадания двух частиц в P1, $v_c = 12,983$ см/нс — экспериментально измеренная скорость прохождения светового сигнала в данных сцинтилляторах. Тогда время пролета на базе P1–P3 более быстрой частицы выглядит следующим образом:

$$t_{\text{fast}} = \text{const} + \frac{1}{2}((t_{\text{top}}^{\text{P3}} + t_{\text{bottom}}^{\text{P3}})_{\text{fast}} - (t_{\text{top}}^{\text{P1}} + t_{\text{bottom}}^{\text{P1}})) + t_0 - \xi, \quad (2)$$

более медленной частицы:

$$t_{\text{slow}} = \text{const} + \frac{1}{2}((t_{\text{top}}^{\text{P3}} + t_{\text{bottom}}^{\text{P3}})_{\text{slow}} - (t_{\text{top}}^{\text{P1}} + t_{\text{bottom}}^{\text{P1}})) + t_0 - \xi + \Delta_{0-1}, \quad (3)$$

где $\xi = \frac{1}{2}(|\Delta_{y1}|/v_c + \Delta_{0-1})$.

4. Если нет неоднозначности в сигналах детектора P1, т. е. если выполняется условие $\Delta_{0-1} > \Delta_{y1}/v_c$, тогда время пролета на базе P1–P3 более быстрой частицы считается по формуле (1), а время пролета более медленной частицы можно корректно восстановить, используя следующее выражение:

$$t_{\text{slow}} = \text{const} + \frac{1}{2}((t_{\text{top}}^{\text{P3}} + t_{\text{bottom}}^{\text{P3}})_{\text{slow}} - (t_{\text{top}}^{\text{P1}} + t_{\text{bottom}}^{\text{P1}})) + t_0 + \Delta_{0-1}. \quad (4)$$

Если принять во внимание, что задержка частиц друг относительно друга увеличивается равномерно с ростом пройденного расстояния, то легко можно вывести следующее соотношение:

$$\Delta_{0-1} = \frac{1}{2}((t_{\text{top}}^{\text{P3}} + t_{\text{bottom}}^{\text{P3}})_{\text{slow}} - (t_{\text{top}}^{\text{P3}} + t_{\text{bottom}}^{\text{P3}})_{\text{fast}}) \frac{L_{01}}{L_{03}}. \quad (5)$$

Дополнительная погрешность, вносимая в конечное временное разрешение установки при использовании приведенной выше процедуры, минимальна. Она определяется собственным разрешением P3 и отношением L_{01}/L_{03} . В случае $L_{01} < L_{03}$ $\sigma_{\Delta} < \sigma_{\text{P3}}$. Для $L_{01}/L_{03} = 20/200 = 0,1$ и $\sigma_{\text{P3}} = 0,15$ нс $\sigma_{\Delta} = 0,02$ нс. И в конечное временное разрешение она дает вклад около 0,1 %.

Таким образом во всех случаях для двухчастичного события можно полностью восстановить временную информацию. Подобная процедура применима и для большего числа треков, но в наших измерениях она не использовалась.

Временная информация используется также и при определении y -координаты места попадания частицы в детектор P3 [3, 4, 7]. Для этого берется разность времен прихода сигналов от сцинтилляции к каждому из концов детектора.

Координата $y = 0$ расположена в горизонтальной плоскости первичного пучка. y -координата определяется как разность во времени прихода света от места сцинтилляции к ФЭУ, установленным на противоположных концах сцинтиллятора, и считается по формуле

$$y^i = \frac{1}{2}(\tau_{\text{bottom}}^i - \tau_{\text{top}}^i)v_c + y_0, \quad (6)$$

где τ_{bottom} и τ_{top} — временной сигнал от нижнего и верхнего ФЭУ P3; i — номер детектора; y_0 — поправка, связанная с такими факторами, как задержка сигнала в кабелях,

преобразование импульса и др. На основе приведенных выше временных разрешений счетчиков среднее значение пространственного разрешения вдоль сцинтиллятора составляет 2,5 см.

x -координата трека определяется по номеру сработавшего элемента РЗ и принимается совпадающей с координатой центра соответствующего i -го элемента. При ширине элемента РЗ, равной 35 мм, погрешность в определении x -координаты $dx = 20$ мм.

Мерой энерговыделения E в спектрометре служит сумма величин сигналов q_1 , q_3 и q_4 , считываемых с ФЭУ детекторов Р1, Р3 и Р4 при прохождении частицей активного объема детектора. В нашем случае сигнал снимается с двух концов сцинтилляторов каждого детектора и представляется в виде суммы

$$q_i = k_i^{\text{bottom}} q_i^{\text{bottom}} + k_i^{\text{top}} q_i^{\text{top}}, \quad (7)$$

где k_i^{bottom} и k_i^{top} — коэффициенты пропорциональности для нижнего и верхнего ФЭУ i -го детектора соответственно.

3. КАЛИБРОВКА

Калибровка системы осуществлялась по протонам, которые имеют максимальную интенсивность в наших экспериментах (как на рис. 5, *a*).

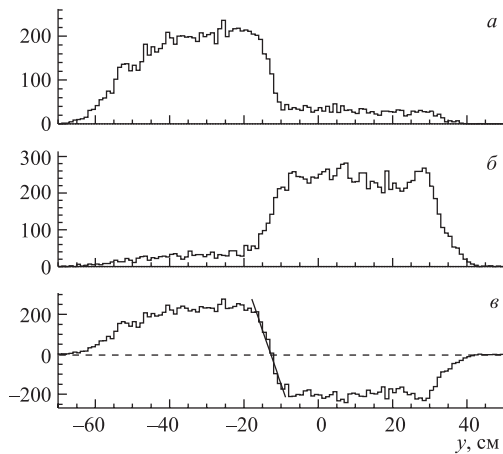


Рис. 2. Распределения y -координаты частиц в РЗ при наличии сигнала в разных частях Р4 (*a*, *b*) и результат их вычитания после нормировки (*в*) с линейной аппроксимацией в области пересечения

в области, где $y = 0$. Перекрывание возникает вследствие конечности временного разрешения детекторов и рассеяния частиц в веществе детектора РЗ. Используя эти распределения, можно определить координату y , соответствующую центру РЗ. Для этого

Для точного измерения вертикальной координаты (координата y) необходимо найти поправку y_0 в формуле (6). Принимая во внимание, что детектор Р4 был отцентрован по плоскости пучка (координата $y = 0$), т. е. место соединения верхней и нижней части Р4 лежит в горизонтальной плоскости и совпадает с координатой $y = 0$, поправку y_0 находили следующим образом.

Для исследуемого счетчика РЗ построили распределения числа зарегистрированных событий от восстановленной координаты y при двух условиях: частицы достигали детектора Р4 в верхней или нижней его частях. Эти события отбирались требованием наличия ненулевого уровня сигнала в соответствующей части детектора Р4. В результате получается по два распределения для каждого детектора РЗ, как показано на рис. 2, *a*, *b*. Эти распределения имеют резкий спад и частично перекрываются в области, где $y = 0$. Перекрывание возникает вследствие конечности временного разрешения детекторов и рассеяния частиц в веществе детектора РЗ. Используя эти распределения, можно определить координату y , соответствующую центру РЗ. Для этого

после нормировки полученных распределений y проводилось вычитание одного распределения из другого и в результате получалось распределение, показанное на рис. 2, в. Произведя линейную аппроксимацию этого распределения в области перемены знака нашего суммарного распределения, получаем прямую, которая при пересечении с горизонтальной осью графика дает искомую поправку y_0 . Такой метод дает погрешность для y_0 около 2 мм, что на порядок меньше погрешности в определении координаты y , связанной с временным разрешением.

Так как регистрируемая амплитуда сигнала зависит напрямую от количества фотонов, пришедших на ФЭУ, для корректного восстановления величины энерговыделения в детекторе нужно учесть затухание света в сцинтиляторе при распространении его от места прохождения частицы до ФЭУ. Т. е. нужно найти зависимость показания зарядовоцифровых преобразователей (ЗЦП) счетчиков РЗ от y -координаты.

Чтобы определить длину затухания света в сцинтиляторе, использовалась следующая процедура. Весь диапазон y разбивался на интервалы, и в каждом из них определялось среднее значение амплитуды регистрируемого сигнала. Построенная для каждого канала зависимость номер канала – y -координата (как на рис. 3) аппроксимировалась экспонентой

$$A = C e^{\lambda y}, \quad (8)$$

где C — коэффициент пропорциональности; λ — длина затухания света. Эта процедура корректна, если учесть, что энергетический спектр частиц по азимутальному углу не меняется. В дальнейшем величина λ учитывалась при пересчете номера канала ЗЦП в энергию.

Для корректного восстановления временной информации от зарегистрированного события требуется определить начальный момент отсчета времени, от которого измеряется временной интервал. Вследствие различных факторов регистрируемые временные интервалы имеют аппаратное смещение t_0 , и точное определение этого смещения не простая задача. Чтобы выработать алгоритм, позволяющий решить ее, было проанализировано рассчитанное с помощью программы GEANT [10] прохождение протонов через нашу установку в рабочем диапазоне импульсов ($320 < P_p < 720$ МэВ/с).

Для этих событий была построена зависимость выделившейся в детекторе РЗ энергии от времени пролета протона на базе Р1–Р3 (рис. 4, а). Эта зависимость состоит из двух частей: левая часть соответствует протонам, полностью прошедшим Р3 и достигшим Р4 (как на рис. 4, б); вторая часть соответствует протонам, остановившимся в веществе Р3. Аппроксимируя двумя независимыми полиномами $E_{th}(t_{th})$ обе части распределения (рис. 4, в), находим точку их пересечения, соответствующую полному прохождению через вещество Р3. Используя эту процедуру, можно достаточно точно определить импульс и, соответственно, время пролета на известной базе. Опираясь на полученные значения, такую же операцию проделываем и для экспериментальной зависимости амплитуды сигнала (номера канала ЗЦП с учетом затухания света) от времени пролета протонов на

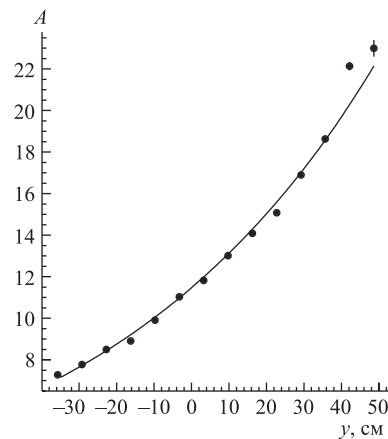


Рис. 3. Зависимость амплитуды сигнала (каналы ЗЦП) счетчика РЗ от координаты y при прохождении частицы через детектор

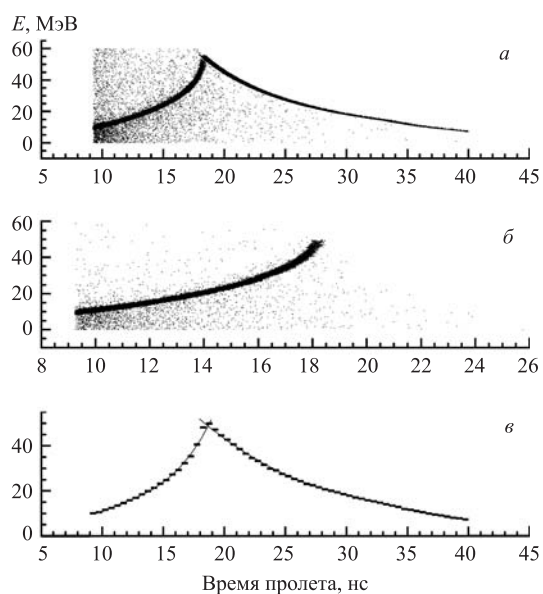


Рис. 4. Полученная методом Монте-Карло зависимость энергии, оставленной протонами в детекторе P3, от времени пролета на базе P1–P3: *a*) для всех протонов; *б*) для протонов, достигших детектора P4; *в*) аппроксимация двух частей кривой на рис. *a*

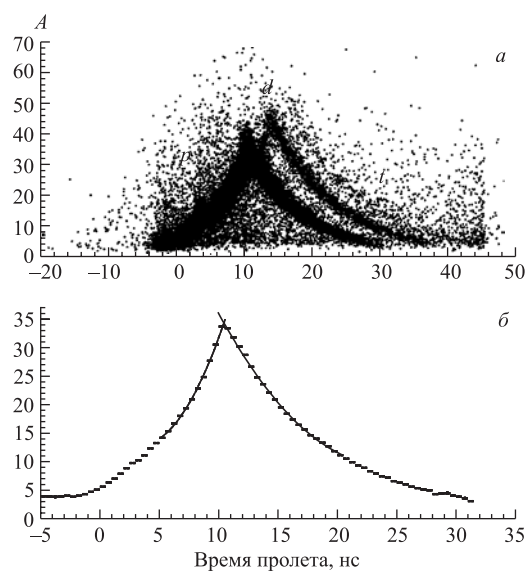


Рис. 5. Зависимость номера канала ЗЦП с учетом затухания света от времени пролета частиц на базе P1–P3: *a*) все частицы; *б*) аппроксимация двух частей кривой для протонов

базе P1–P3 (рис. 5, а, б). Сравнение точек пересечения аппроксимирующих кривых для теоретических и экспериментальных данных дает нам аппаратное смещение времени t_0 . Точность этого метода зависит лишь от числа событий, взятых для анализа. При статистической обеспеченности на уровне 10^5 событий погрешность в определении константы t_0 составляет $\sim 0,05$ нс.

Последний этап в процессе преобразования первичной информации — нахождение калибровочного коэффициента для пересчета номера канала ЗЦП в оставленную в детекторе энергию. Для этого сравнивались энерговыделения в веществе детекторов: полученное экспериментально Q_e и рассчитанное с помощью программы GEANT Q_m . Коэффициент преобразования определяется простым способом: $k_a = Q_m/Q_e$. Вследствие неоднородного импульсного распределения спектра вторичных протонов простое усреднение по всем амплитудам может заметно исказить коэффициент k_a , снизив его значение фоновой малоамплитудной подложки, присутствующей в реальном сигнале в отличие от модели. Частично эту проблему можно решить, используя для анализа протоны с большими импульсами, но при этом заметно сокращается число событий и точность ограничивается уже статистическими законами.

Наименьшая погрешность в определении коэффициента k_a достигается, если использовать функциональную зависимость и пытаться найти k_a , совмещая экспериментальную и модельную кривую. В этом случае k_a определяется N раз, где N — число событий, используемых в анализе, и точность определения величины k_a обратно пропорциональна \sqrt{N} .

Точность пересчета нахождения величины энерговыделения частицы в детекторе напрямую влияет на значение восстановленной массы частицы и, соответственно, на идентификацию частиц. Формула для нахождения массы записывается следующим образом:

$$m = T \frac{\sqrt{(1 - \beta^2)}}{1 - \sqrt{(1 - \beta^2)}}, \quad (9)$$

где m — восстанавливаемая масса; T — кинетическая энергия частицы; β — ее скорость.

Энергия T , входящая в формулу (10), определяется как

$$T = e_1 + e_2 + e_3 + e_4 + \Delta T(p), \quad (10)$$

где e_1, e_2, e_3, e_4 — энергии, выделившиеся при прохождении протона в слоях P1, P2, P3, P4 соответственно; $\Delta T(p)$ — нерегистрируемые потери энергии в пассивных поглотителях, включающих стенку вакуумной камеры, светозащитную оболочку, воздух между детекторами. Для учета этих потерь использовалась программа GEANT, с помощью которой была найдена зависимость теряемой энергии от импульса.

В связи с тем, что частица тормозится в веществе по пути от мишени до плоскости детекторов P3, измеренное время получается больше. Отличие теоретического времени пролета от регистрируемого в эксперименте рассчитывается с помощью программы GEANT и учитывается при восстановлении массы.

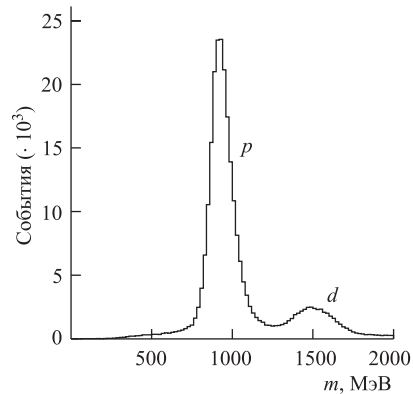


Рис. 6. Восстановленная масса зарегистрированных спектрометром частиц

Пример восстановления массы приведен на рис. 6. Как показали более детальные расчеты, уровень достоверности идентификации протонов в рабочем диапазоне в среднем составляет не менее 95 %. Частица, масса которой попадала в интервал от 500 до 1350 МэВ, считалась протоном и использовалась для дальнейшего анализа.

ВЫВОДЫ

Для преобразования относительных временных и амплитудных величин, получаемых в условиях реального физического эксперимента, был разработан метод нахождения калибровочных констант с использованием двумерного анализа экспериментальных данных. Это позволило свести к минимуму погрешность преобразования.

В условиях установки СКАН удалось обеспечить абсолютное измерение времени пролета частицы с точностью $\sim 0,2$ нс и позиционной чувствительностью до $\sim 2,5$ см.

В рабочем импульсном диапазоне ($320 < P_p < 720$ МэВ/с, $570 < P_d < 1220$ МэВ/с) уровень достоверности идентификации протонов составляет не менее 95 %. Временное разрешение позволяет измерять импульсы с точностью $\delta P \sim 15$ МэВ/с на расстоянии 2 м от мишени для частиц с импульсом ~ 500 МэВ/с и $\delta P \sim 40$ МэВ/с для частиц с импульсом ~ 720 МэВ/с, что вполне достаточно для физических задач, решаемых на этой установке.

Благодарности. В заключение авторы выражают благодарность научному коллективу Лаборатории высоких энергий, участвовавшему в работах на установке СКАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Баюков В. Д. и др.* // ПТЭ. 1982. Вып. 3. С. 25.
2. *Baden A. et al.* GSI-82-5 Report. 1982.
3. *Медведев А. М., Медведев М. Н.* // ПТЭ. 1989. Вып. 4. С. 19.
4. *Sakai H. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1992. V. 320. P. 479.
5. *Tsujita Y. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1996. V. 383. P. 413.
6. *Alteholz T. et al.* // Ibid. V. 373. P. 374.
7. *Баюков В. Д. и др.* // ПТЭ. 1999. Вып. 1. С. 52.
8. *Grabmayr P. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1998. V. 402. P. 85.
9. *Jain P. L. et al.* // Phys. Rev. C. 1993. V. 47, No. 1. P. 342.
10. CERN Application Software Group. GEANT 3.21 Detector Description and Simulation Tool. CERN Program Library Long Writeup W5013. 1993.

Получено 17 февраля 2004 г.