

УДК 539.107.5

В. С. ЗАЗУЛИН, Т. Н. МИХАЛЕВА, С. Ф. НИЯКИЙ,
Д. Л. ЧУПРУНОВ, А. С. ДЕМЬЯНОВА

МНОГОМЕРНЫЙ АНАЛИЗ ПРОДУКТОВ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ, РЕГИСТРИРУЕМЫХ ОДНИМ ДЕТЕКТОРОМ

Описан метод многомерного анализа заряженных продуктов ядерных реакций, которые регистрируются с помощью одного сцинтилляционного детектора CsI (Tl) + ФЭУ-38. Идентификация типа частицы основана на различии в форме токового импульса. Регистрация осуществляется многомерным 4096-канальным (128×32) анализатором, на вход X которого подается начальная амплитуда и на вход Y значения импульса через время $\sim 1,2$ мксек. Приведены результаты одновременной регистрации спектров протонов, дейтронов и α -частиц, полученные в присутствии γ -фона.

Необходимость отдельного спектрометрирования каждого типа заряженных частиц неизбежно возникает при исследовании ядерных реакций. Эта задача обычно осуществляется с помощью телескопов из двух счетчиков: тонкого (dE/dx), измеряющего удельную ионизацию, и толстого (E), измеряющего энергию. Используются также и однодетекторные системы (полупроводниковые или сцинтилляционные), которые производят идентификацию заряженных частиц на основе анализа формы выходных импульсов [1—3]. Большой класс физических задач требует регистрации заряженных частиц сравнительно низких энергий, однако энергетический порог телескопа счетчиков ограничивается условием: остаточный пробег частиц должен быть больше толщины dE/dx счетчика (4—5 Мэв протоны); в случае же однодетекторного метода остаточный пробег определяется возможностью дискриминации частиц. Энергетическое разрешение однодетекторных методов лучше, чем методов, содержащих тонкие dE/dx счетчики при одинаковых типах детекторов, и становится существенно лучше при приближении к порогу регистрации телескопа.

Энергия частиц, начиная с которой возможно разделение, определяется степенью различия формы выходных сигналов детектора возбужденного частицами разного типа, энергетическим разрешением примененного детектора и способом анализа формы импульса. Анализу подвергается как форма импульсов напряжения, возникающих в результате интегрирования сигналов от счетчика [2, 3], так и непосредственно форма токового импульса [4, 5]. Такой анализ обычно выполняется с помощью аналоговых вычислительных систем, задачей которых является выработка сигнала идентификации типа частицы, не зависящего от ее энергии. Этот

сигнал используется для управления многоканальным амплитудным анализатором, чем обеспечивается регистрация спектров частиц выбранного типа. Анализ формы импульса возможен также на основе использования двумерных регистраторов, например осциллографа [6], однако все упомянутые системы обладают такими существенными недостатками, как ограниченный динамический диапазон, сложность настройки и регулировки.

Телескопы dE/dx и E счетчиков работают иногда непосредственно с многомерными анализаторами, где в координатах dE/dx и E частицам разной массы и заряда соответствуют кривые, близкие к гиперболам, и получение энергетического спектра каждого типа частиц сводится к измерению распределения по энергиям вдоль этих кривых. Многомерный анализатор содержит более полные сведения о параметрах всех регистрируемых частиц, чем аналоговые вычислители (например, схемы перемножения с последующей дифференциальной дискриминацией).

В настоящей работе предлагается простой метод идентификации заряженных частиц и γ -квантов с использованием многомерного амплитудного 4096-канального анализатора посредством анализа формы токового импульса от сцинтилляционного детектора CsI(Tl) + ФЭУ-38 с энергетическим разрешением $\sim 2\%$ для 6,5 Мэв протонов [7].

Принцип разделения частиц по типу в данном случае состоит в следующем. С достаточной для практических целей точностью токовый импульс $i(t)$ на выходе ФЭУ аппроксимируется спадающей экспонентой $i(t) = I_0 e^{-t/\tau}$, постоянная времени τ которой определяется ионизационной способностью регистрируемой частицы [2]. Если на вход X многомерного анализатора подается сигнал, пропорциональный начальной амплитуде экспоненты (с коллектора ФЭУ), а на вход Y значение токового импульса в момент времени t_1 , то сигналы, принадлежащие разного типа частицам и имеющие одинаковую начальную амплитуду, будут локализованы в разных точках плоскости XU (будут иметь разную координату U).

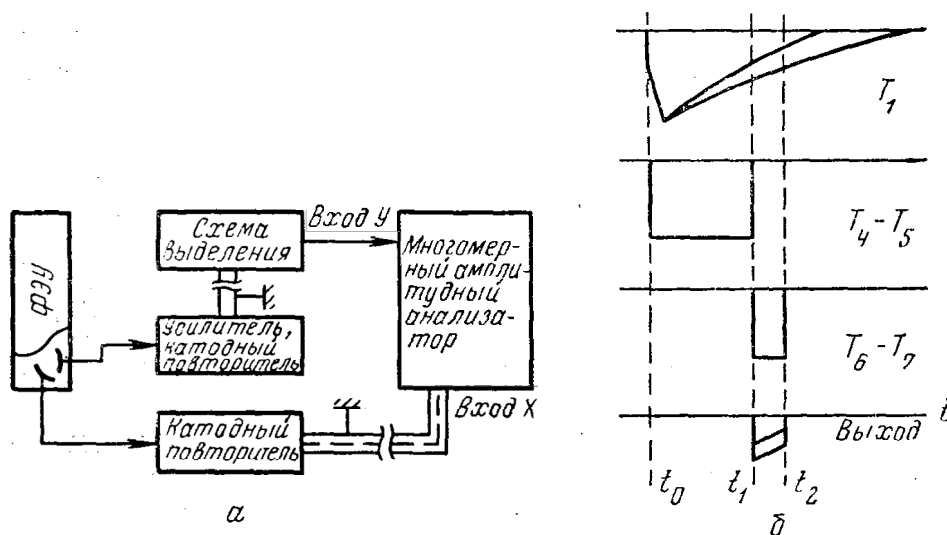


Рис. 1. Функциональная схема установки (а) и пояснение работы блока выделения (б)

Очевидно, идентифицировать сорт частицы тем легче, чем больше разность $\Delta_{12} = i_1(t_1) - i_2(t_1)$, где i_1 и i_2 — значения токовых импульсов разделяемых частиц. Вследствие конечного энергетического разрешения детектора указанная разность определяется величиной [12].

$$S = \frac{i_1(t_1) - i_2(t_1)}{\Delta i_1}, \quad (1)$$

где $\Delta i_1 = kI_0^{1/2} e^{-(t/2\tau_1)}$ — энергетическое разрешение детектора, k — постоянная, равная энергетическому разрешению (полуширине линии) при энергии в 1 Мэв регистрируемой частицы; для нашего случая она со-

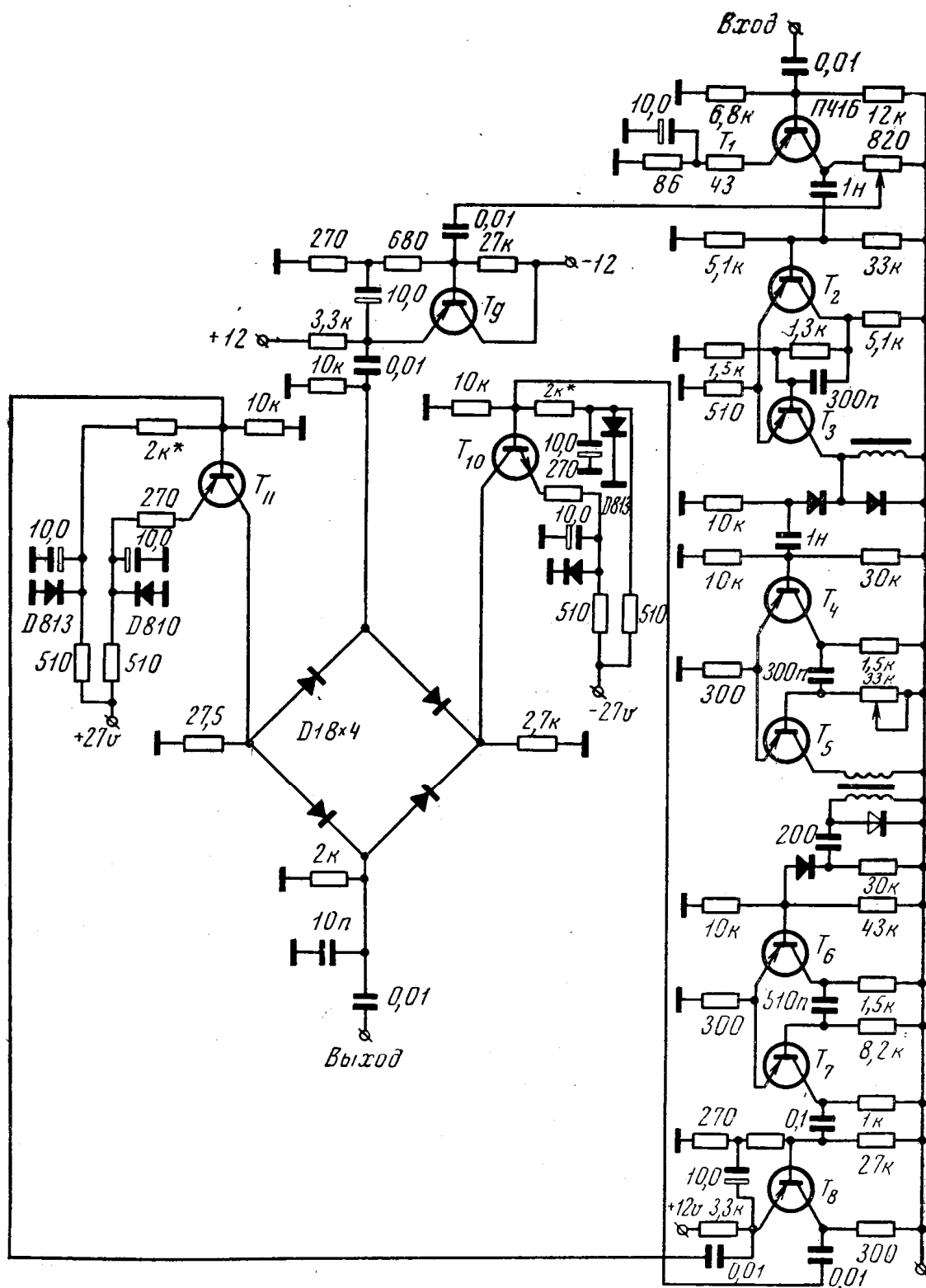


Рис. 2. Принципиальная схема блока выделения

ставляет 0,1 (диодный сигнал ФЭУ). Величине S соответствует некоторое значение $t_1 = t_{\text{опт}}$, при котором выражение (1) имеет максимум; $t_{\text{опт}}$ можно определить, если переписать (1):

$$S = \frac{I_0 e^{-(t/\tau_1)} - I_0 e^{-(t/\tau_2)}}{k I_0^{1/2} e^{-(t/2\tau_1)}} \quad (2)$$

и решить уравнение $ds/dt = 0$:

$$t_{\text{опт}} = \frac{\tau_1 \tau_2}{\tau_1 - \tau_2} \ln \left(\frac{2\tau_1 - \tau_2}{\tau_2} \right). \quad (3)$$

Надежное разделение частиц осуществляется при $S \geq 1,5$.

Функциональная схема электронной части установки изображена на рис. 1, а. Токовые импульсы с выхода ФЭУ поступают на усилитель с $k_{\text{ус}} = 50$ и верхней границей полосы пропускания 10 мГц (для сохранения формы импульса) и через катодный повторитель по согласованному кабелю длиной 60 м попадают на вход логического устройства, предназначенного для выделения сигнала $i(t_1)$. Принципиальная схема устройства приведена на рис. 2, а ее работа поясняется на рис. 1, б. Сигнал поступает на усилитель — инвертор T_1 с регулируемым коэффициентом усиления, проходя затем линейные ворота $T_2—T_{11}$ с параметрами: линейность до 9 в, пьедестал ~ 30 мв, ширина $\Delta t = t_2 - t_1 = 0,4$ мксек; задержка t_1 изменяется от 0,8 до 2,5 мксек [8]. Для стандартизации запускающего импульса одновибратора задержки $T_4—T_5$ использован триггер Шмитта $T_2—T_3$ с порогом запуска 0,2 в.

Коллекторный сигнал ФЭУ и сигнал с выхода ворот поступают на два входа многомерного амплитудного анализатора X и Y соответственно. В работе использовался 4096-канальный анализатор фирмы Intertechnique (блоки CA25, VM96B и RC96) в режиме двухмерного анализа. Память анализатора разбита на 128 каналов по координате X и на 32 канала по координате Y . Максимальное временное запаздывание между входными импульсами X и Y для данного анализатора 5 мксек, поэтому рабочие сигналы подавались непосредственно на анализатор без дополнительных устройств.

Измерения спектров заряженных частиц из ядерных реакций производились с помощью пучка протонов с энергией 6,4 Мэв [4] и дейтронов 12,8 Мэв 120-сантиметрового циклотрона НИИЯФ МГУ. На рис. 3 приведены двухмерные спектры, полученные при бомбардировке дейтронами мишеней ^{12}C и ^{27}Al ; $t_1 = 1,2$ мксек. Для обеих координат произведено смещение нуля на 18 и 5 каналов в X и Y с целью увеличения энергетического интервала регистрации частиц (кривые для более низких энергий были получены при облучении мишеней ^{27}Al протонами). Используя полученные кривые, мы вычислили средние (на 1 Мэв) значения постоянной времени спада экспоненты τ . Величина задержки t_1 определялась экспериментально, и значение $t_1 = 1,2$ мксек соответствует наилучшему разделению в большем динамическом диапазоне. Точность определения t_1 составляет $\pm 10\%$, таким образом, точность вычисленного значения $\tau(E)$ не лучше $\pm 10\%$, при этом относительная точность выше. Результаты вычисления $\tau(E)$ приведены на рис. 4, а, где хорошо видна слабая зависимость τ от E , начиная с ~ 4 Мэв для всех типов наблюдаемых заряженных частиц¹. Используя полученные экспериментальные значения τ от E для нашего CsI(Tl) кристалла, мы вычислили $t_{\text{опт}}$ для идентификации различных заряженных частиц и γ -квантов при нескольких значениях энергии. Значения $t_{\text{опт}}$ оказались в пределах 1,25—1,7 мксек, уменьшаясь во всех случаях разделения с уменьшением

¹ На рис. 4 и дальше по оси X ставится энергетическая шкала протонов (дейтронов и γ -квантов), а для α -частиц отклик сцинтиллятора при равной энергии несколько меньше (см. рис. 3).

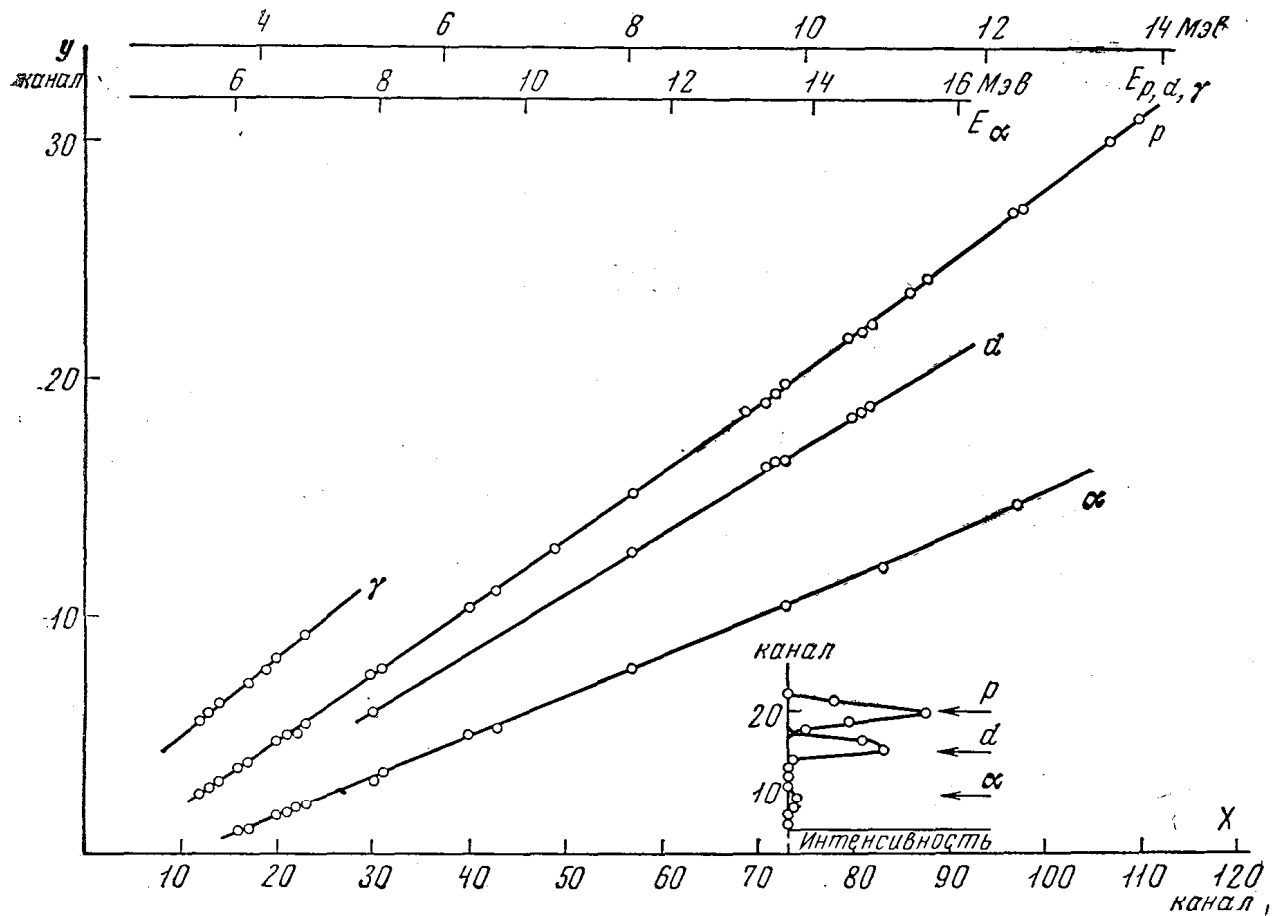


Рис. 3. Двухмерный спектр, полученный при бомбардировке дейтронами с энергией 12,8 Мэв мишеней ^{12}C и ^{27}Al ; $t_1=1,2$ мксек. Точки — положение максимумов в канале y при фиксированном x . Пример массового спектра приведен при $x=73$ канал

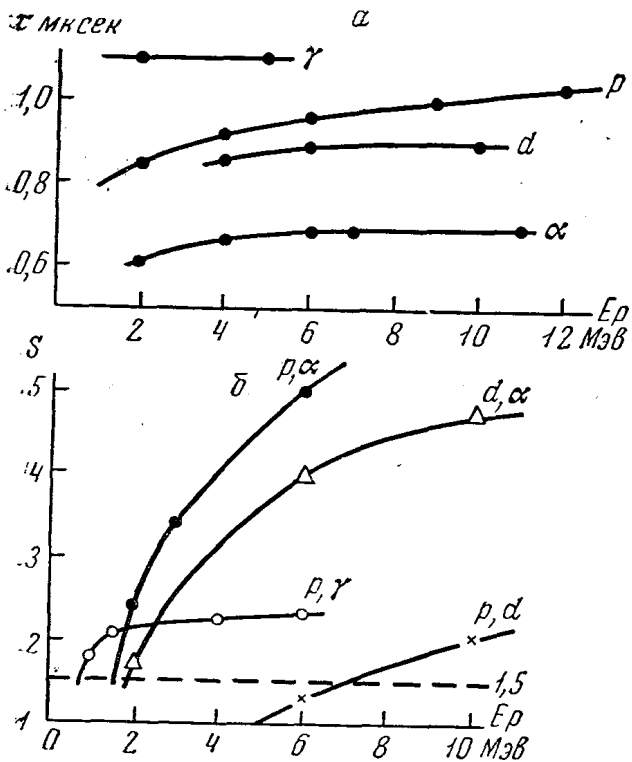


Рис. 4. Зависимость от энергии постоянной времени τ для различных частиц (а) и величины S при $t_1=1,2$ мксек (б)

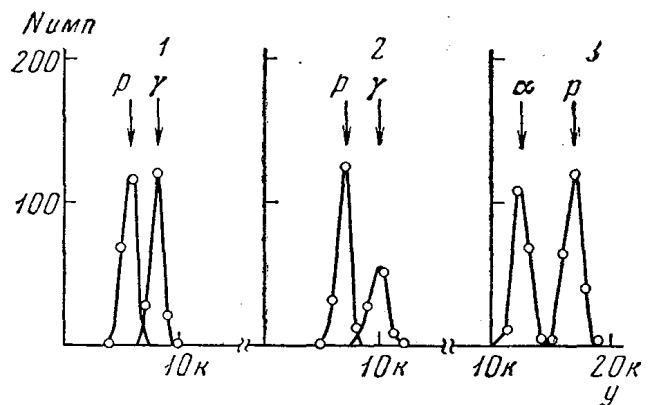


Рис. 5. Массовые спектры в области протонов низких энергий: 1—1, 2—1,4 и 3—3,2 Мэв

энергии регистрируемых частиц, что подтвердило экспериментально выбранное значение задержки $t_1 = 1,2$ мксек.

Результаты вычисления по формуле (2) при $t = 1,2$ мксек приведены на рис. 4, б, где пересечения кривых $S(E)$ с $S = 1,5$ определяют энерги-

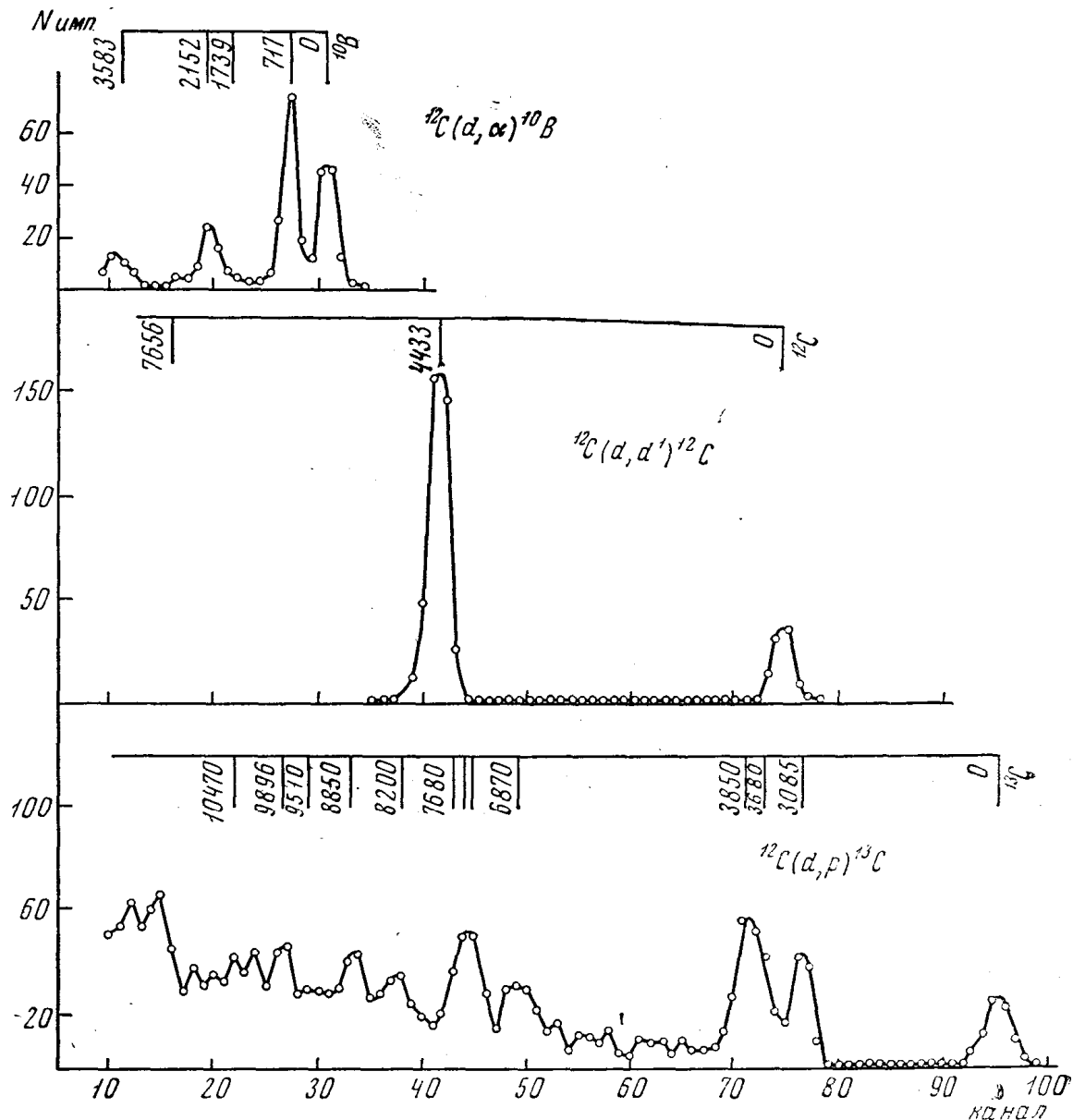


Рис. 6. Одномерные амплитудные спектры протонов, дейтронов и α -частиц, образующихся при бомбардировке ^{12}C дейтронами. Цифры — энергии возбуждения уровней остаточного ядра в Кэв

ческий порог, с которого начинается надежное разделение данных частиц. Экспериментально найденные значения S очень незначительно отличаются от расчетных. Например, для протонов и дейтронов при $E \sim 10$ Мэв (см. рис. 4, б) $S_{\text{теор}} = 2,0$, $S_{\text{экс}} = 1,9$.

На рис. 5 приведены массовые спектры (по Y) около энергетического предела разделения, которые подтверждают значения $S(E)$ (см. рис. 4, б). С увеличением энергии регистрируемых частиц кривые двухмерного спектра расходятся, улучшается энергетическое разрешение, т. е. идентифицировать заряженные частицы легче, а верхний порог регистрации определяется толщиной сцинтилляционного детектора, которая легко может быть увеличена.

Одномерные спектры протонов, дейтронов и α -частиц из реакций под действием дейтронов с энергией 12,8 Мэв на мишени ^{12}C , регистрируе-

мых под углом $\theta_{\text{лаб}} = 90^\circ$ к направлению падающего пучка, приведены на рис. 6. Нуль анализатора по оси X смещен на 6 каналов. Нижний энергетический порог удовлетворительной раздельной регистрации α -частиц из (d, α) реакции $\sim 3,5$ Мэв.

Недостатком использованного в работе анализатора является сравнительно слабо загруженная его память и трудоемкость выделения из полученного двухмерного спектра амплитудных спектров каждого типа частиц. Последнее можно обойти, используя электронно-вычислительную машину, работающую по заданной программе.

Авторы выражают благодарность бригаде циклотрона за хорошую работу ускорителя.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ammerlaan C. A. J., Rumphorst R. F., Koerts L. A. CH. Nucl. Instr. and Methods., **22**, 189, 1963.
2. Fulle R., Mathe Gy., Netzband D. Nucl. Instr. and Methods., **35**, 250, 1965.
3. Roush M. L., Wilson M. A., Hornyan W. F. Nucl. Instr. and Meth., **31**, 112, 1964.
4. Михалева Т. Н. и др. «Изв. АН СССР», сер. физич., **30**, 343, 1966.
5. Чупрунов Д. Л., Зазулин В. С., Михалева Т. Н. «Атомная энергия», **21**, 50, 1966.
6. Scheer J. A. Nucl. Instr. and Methods., **22**, 45, 1963.
7. Михалева Т. Н., Чупрунов Д. Л. «Вестн. Моск. ун-та», физ., астрон., № 6, 63, 1966.
8. Родионов К. Г., Хен Ен Гынь. «Приборы и техника эксперимента», **4**, 98, 1967.

Поступила в редакцию
10. 7. 1969 г.

НИИЯФ