

**ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ**

Лаборатория ядерных проблем

Р-380

Ю.К.Акимов, В.И.Комаров, О.В.Савченко, Л.М.Сороко

**РАЗДЕЛЕНИЕ ЧАСТИЦ  
ПО ВЕЛИЧИНЕ ИОНИЗАЦИИ  
В НЕСКОЛЬКИХ СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫХ  
СЧЕТЧИКАХ**

Дубна 1959 год

Ю.К.Акимов, В.И.Комаров, О.В.Савченко, Л.М.Сороко

РАЗДЕЛЕНИЕ ЧАСТИЦ  
ПО ВЕЛИЧИНЕ ИОНИЗАЦИИ  
В НЕСКОЛЬКИХ СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫХ  
СЧЕТЧИКАХ

1964 г.  
Ядерная физика  
БИБЛИОТЕКА

### А н н о т а ц и я

Приведено описание телескопа из сцинтилляционных счетчиков, позволяющего регистрировать редкие процессы испускания частиц с высокой ионизацией и малым пробегом на фоне постороннего излучения с меньшей ионизацией.

В счетчиках применялись как обычные пластические сцинтилляторы толщиной 6 мм, так и сцинтилляторы в виде пленок толщиной 0,5 мм на основе полистирола с добавкой тетрафенилбутадиена в количестве 1%.

Приведены счетные характеристики телескопа при разделении дейтронов от протонов с импульсами  $p=900$  Мэв/с, ядер  $He^3$  от дейтронов с импульсами  $P=730$  Мэв/с, а также для  $\alpha$ -частиц с энергией 800 Мэв.

Описанная аппаратура использовалась для исследования процессов:  
 $p+d \rightarrow H^3 + \pi^+$ ,  $d+d \rightarrow He^3 + n$  и  $d+d \rightarrow \pi^0 + He^4$ .



## 1. Введение

В ряде экспериментов возникает задача разделения частиц по величине ионизационных потерь в счетчиках с одновременным измерением еще одной из трех кинематических характеристик частицы: среднего пробега, энергии или импульса. Из-за частичного наложения спектров ионизации /рис. 1/ невозможно полностью исключить случаи регистрации частиц с меньшей ионизацией /группа 1/, не уменьшая при этом эффективности регистрации выделяемых частиц /группа 2/ с большей ионизацией. Если ввести коэффициент дискриминации

$$\eta(u_D) = \frac{\int_{u_D}^{\infty} \phi(u) du}{\int_0^{\infty} \phi(u) du}, \quad (1/)$$

равный вероятности регистрации частицы при пороге дискриминации  $u_D$ , где  $\phi(u)$  - спектр ионизации частиц в счетчике, то наилучшие условия разделения частиц будут достигнуты в том случае, когда отношение коэффициента дискриминации фоновых частиц /группа 1/ к коэффициенту дискриминации выделяемых частиц будет минимальным, а коэффициент дискриминации выделяемых частиц будет при этом близок к 1.

Если отвлечься от амплитудного разрешения самого счетчика, то принципиальным пределом рассматриваемого метода выделения частиц явится конечная ширина спектра ионизации, которая определяется статистическими флуктуациями ионизационных потерь<sup>1/</sup>, связанных с характеристической величиной

$$G = \frac{2C m_e c^2 x}{\beta^2 E'_m}. \quad (2/)$$

где  $C = 0,150 \frac{Z}{A}$ ,  $Z$  - атомный номер и  $A$  - атомный вес вещества,  $m_e$  - масса электрона,  $E'_m$  - максимальная энергия, передаваемая атомному электрону,  $\beta$  - скорость частицы, а  $x$  - толщина поглотителя в г/см<sup>2</sup>. Для значений  $G \gg 1$  спектр ионизации имеет вид функции Гаусса со средним значением, равным  $\frac{dE}{dx} \cdot x$  и дисперсией  $\Delta = \sqrt{x} \cdot \rho$ , где

$$\rho = \sqrt{\frac{2Cm_0c^2 E_m'}{\beta^2} \left(1 - \frac{\beta^2}{2}\right)}. \quad /3/$$

Условие  $G \gg 1$  эквивалентно требованию  $\Delta \gg E_m'$ , то есть максимальная энергия, передаваемая атомному электрону, должна быть меньше величины дисперсии  $\Delta$ . Если же  $G < 1$ , то в одном соударении появляется возможность большой передачи энергии с образованием  $\delta$ -электронов, в результате чего в спектре ионизации появляется "хвост" в сторону больших потерь.

Предел, накладываемый появлением "хвоста" в спектре ионизации, может быть обойден, если величину ионизационных потерь анализировать одновременно в нескольких счетчиках.

Так, например, дифференциальный спектр ионизации можно измерять одновременно в нескольких счетчиках, включенных на совпадения через анализирующее устройство. Результирующая кривая распределения по амплитудам будет сужена, но одновременно с этим сильно уменьшится эффективность регистрации<sup>/2/</sup>.

Другой метод отбора - по наименьшей амплитуде - был предложен Л.Д.Ландау<sup>/1/</sup>, впервые применен С.Я.Никитиным<sup>/2/</sup>, а затем А.Г.Мешковским и Л.И.Соколовым<sup>/3/</sup>. Идея метода заключается в том, что из совокупности измеренных амплитуд отбирается наименьшая.

В задаче разделения двух групп частиц с помощью амплитудной дискриминации /рис. 1/ возможен еще один подход. Сущность его заключается в том, что с помощью регистрирующего устройства отбираются только такие события, когда амплитуды импульсов превышают порог дискриминации  $u_D$  одновременно во всех счетчиках. Если процессы формирования импульсов в различных счетчиках рассматривать как независимые, то коэффициент дискриминации регистрирующего устройства с  $n$ -счетчиками будет равен

$$\eta_n(u_D) = [\eta_0(u_D)]^n, \quad /4/$$

где  $\eta_0(u_D)$  - коэффициент дискриминации одного счетчика. Так, например, если  $\eta_{\text{фон}}(u_D) \sim 0,1$ , то применение системы из четырех счетчиков может

снизить коэффициент дискриминации еще в 1000 раз. В действительности, однако, процессы формирования импульсов в различных счетчиках частично связаны между собой, например, за счет  $\delta$ -электронов, возникших в одном из счетчиков и попавших в некоторые из остальных, поэтому фактически достигаемый выигрыш в коэффициенте дискриминации будет, конечно, заметно ниже приведенной оценки.

Необходимость отбора по амплитуде не в одном, а одновременно в нескольких счетчиках, вызвана также случайными амплитудными искажениями, возникающими в каждом счетчике при наложении импульсов во времени и под влиянием "звезд", образованных в сцинтилляторе посторонним излучением. Если в результате этого амплитуда импульса в одном из счетчиков возрастает, а импульсы во всех остальных счетчиках совпадают во времени, то фоновые частицы регистрируются вместе с выделенными частицами. Применение нескольких счетчиков с отбором по амплитуде существенно уменьшает вероятность таких случайных наложений.

### 11. Регистрирующая аппаратура

Телескоп, предназначенный для выделения частиц указанным выше методом, составлен из шести сцинтилляционных счетчиков, из которых пять счетчиков, включенных на совпадения, являются спектрометрическими, а шестой счетчик включен на антисовпадения с первыми пятью.

При регистрации тяжелых заряженных частиц с малыми пробегами ( $\text{He}^3, \text{He}^4$ ) использовались сцинтилляторы в виде пленок толщиной 0,5 мм. Пленка изготавливалась путем полива нагретого раствора готового полимеризата - полистирола с добавкой 1% тетрафенилбутадиена - в толуоле на строго горизонтальную поверхность зеркального стекла и последующего высушивания при комнатной температуре<sup>/4/</sup>. Вырезанные в виде прямоугольников размерами 20x35 мм<sup>2</sup>, 23x39 мм<sup>2</sup>, 26x47 мм<sup>2</sup>, 29x47 мм<sup>2</sup> и 42x60 мм<sup>2</sup> пленочные сцинтилляторы помещались в отражатель из алюминиевой фольги для увеличения светосбора и устанавливались на световоды из плексигласа. Неоднородность светосбора такой системы, найденная экспериментально путем облучения различных участков сцинтиллятора коллимированным пучком  $\gamma$ -квантов от  $\text{Co}^{60}$ ,

не превышала 10%.

В случае регистрации частиц с большим пробегом - протонов и дейтронов использовались обычные пластические сцинтилляторы толщиной 6 мм, изготовленные из полистирола с добавкой 2% р-терфенила и 0,2%  $\alpha$ НРО.

В первых пяти счетчиках применены спектрометрические фотоумножители ФЭУ-29. В счетчике антисовпадений использован фотоумножитель ФЭУ-19, питаемый от отдельного источника высокого напряжения. Все фотоумножители защищены от рассеянных магнитных полей стальными экранами. Счетчики установлены на едином шасси, причем форма светонепроницаемых крышек счетчиков допускает возможность установки фильтров между 4 и 5 счетчиками толщиной до 30 мм, и между 5 и 6 счетчиками - толщиной до 20 мм.

Блок-схема радиотехнической аппаратуры приведена на рис. 2. Импульсы от каждого спектрометрического фотоумножителя /1 - 5/ усиливаются в линейном усилителе /У/ и через линейную пропускающую схему /П.С./ поступают на дискриминатор /Д./. Пропускающая схема<sup>/5/</sup> управляется выходными импульсами первой схемы совпадений, на которую поступают импульсы с выхода линейных усилителей каждого из каналов /1 - 5/. После дискриминации импульсы регистрируются второй схемой совпадений. При таком включении аппаратура отбирает только те события, когда во всех счетчиках, кроме счетчика антисовпадений, импульсы возникают одновременно, причем амплитуды импульсов на выходе усилителей превышают порог дискриминации  $U_D$ .

Приведенный вариант блок-схемы можно сравнить с более простым вариантом, в котором импульсы после усилителя /У./ поступают непосредственно на дискриминатор, а затем регистрируются схемой совпадений. В таком варианте отсутствуют пропускающие схемы, а также первая схема совпадений. Однако, благодаря введению пропускающих схем и первой схемы совпадений достигаются следующие преимущества:

а/ уменьшается эффект мертвого времени, так как фоновые импульсы не проходят через дискриминатор;

б/ появляется возможность измерения спектров ионизации в любом количестве каналов, при этом счет на выходе первой схемы совпадений является мониторным;

в/ уменьшается разрешающее время всей системы, так как на схему совпадений поступают импульсы до дискриминатора, а не после него.

Принципиальная схема аппаратуры приведена на рис. 3 и 4. Каналы спектрометрических счетчиков идентичны, и поэтому дана схема только одного из них. Фотоумножители нагружены входными сопротивлениями фазоинверторов /Л<sub>01</sub>-Л<sub>06</sub>/. Анодной нагрузкой фазоинвертора по переменному току является волновое сопротивление кабеля РК-50, по которому импульсы передаются на основную радиотехническую схему. Импульсы усиливаются в двух линейных усилителях с отрицательной обратной связью /Л<sub>5</sub>, Л<sub>6</sub> и Л<sub>7</sub>, Л<sub>8А</sub>/. С анода лампы Л<sub>8А</sub> импульсы подаются по кабелю РК3-400 на вход лампы Л<sub>23</sub>, находящейся в схеме пропускания /Л<sub>21</sub>-Л<sub>23</sub>/ <sup>5/</sup>. С катода той же лампы Л<sub>8А</sub> импульсы поступают на усилитель /Л<sub>8В</sub>, Л<sub>9</sub>/, работающий в режиме насыщения. Амплитуда импульсов на выходе усилителя составляет 5 вольт и имеет отрицательную полярность. Если эти импульсы появляются одновременно во всех каналах, то регистрируются совпадения. Разрешающее время схемы совпадений примерно равно длительности импульсов, т.е. около 10<sup>-7</sup> сек. Число каналов схемы совпадений /Л<sub>10</sub>-Л<sub>15</sub>/ <sup>6/</sup> может быть изменено переключением экранных сеток ламп с потенциала + 75 вольт на -75 вольт.

Поступающие со счетчика антисовпадений импульсы усиливаются до амплитуды 6 вольт положительной полярности в четырехкаскадном усилителе /Л<sub>1</sub>-Л<sub>4</sub>/, работающем в режиме насыщения. Для уменьшения величины выбросов через сеточные цепи ламп Л<sub>2</sub> и Л<sub>4</sub> нормально пропускается небольшой ток путем подключения сеточного сопротивления /130 к/ к анодной развязке. Поскольку полярность импульсов на сетках ламп Л<sub>2</sub> и Л<sub>4</sub> отрицательна, то сеточный ток в момент поступления импульса прекращается, и импульс усиливается обычным образом, в то время как выбросы положительной полярности ограничиваются сеточным током. Импульсы антисовпадений открывают нормально запертую лампу Л<sub>16</sub>, анод которой подключен к анодам ламп Л<sub>10</sub>-Л<sub>14</sub>, и подавляют импульсы совпадений.

Если импульса антисовпадений нет, то импульсы со схемы совпадений усиливаются /Л<sub>17</sub>, Л<sub>18</sub>/ до амплитуды 9 вольт положительной полярности и поступают через катодный повторитель Л<sub>19</sub> на пересчетный блок, а через катодный повторитель Л<sub>20</sub> - на запертую правую половину двойного триода Л<sub>21В</sub>. На



открытую левую половину лампы  $L_{21A}$  передаются импульсы отрицательной полярности с лампы  $L_{9B}$ , прошедшие через отрезок кабеля РКЗ-401. В результате в аноде лампы  $L_{21}$  возникают импульсы отрицательной полярности, которые поступают на лампу  $L_{22}$ . Но поскольку эта лампа нормально заперта, то импульсы с линейного усилителя проходят через лампу  $L_{23}$  на вход дискриминатора / $L_{24}$ ,  $L_{25}$ / без амплитудных искажений. В тех же случаях, когда нет совпадений, на правую половину триода  $L_{21B}$  импульсы не поступают, в результате чего импульсы, пришедшие с левой половины  $L_{21A}$ , открывают лампу  $L_{22}$ . Аноды ламп  $L_{22}$  и  $L_{23}$  соединены между собой. Импульсы отрицательной полярности в аноде лампы  $L_{22}$  подавляют импульсы положительной полярности, возникшие на аноде лампы  $L_{23}$ . Для согласования во времени моментов поступления импульсов на пропускающую схему введены упомянутые ранее отрезки кабелей РКЗ-400 / $10^{-7}$  сек/ и РКЗ-401 / $7 \cdot 10^{-8}$  сек/.

Общий коэффициент усиления каждого канала, начиная от выхода фотоумножителя и до входа на дискриминатор, может изменяться от 30 до 70. Это изменение достигается с помощью регулировки переменного сопротивления /Зк/, включенного на выходе первого линейного усилителя. При изменении амплитуды импульсов на входе дискриминатора от 0 до 30 вольт коэффициент усиления не изменяется больше, чем на 20%.

Дискриминатор состоит из запертой лампы  $L_{24}$  и чувствительного одновибратора  $L_{25}$  /7/. Лампа  $L_{24}$  заперта по катодной цепи. Общий для всех пяти дискриминаторов делитель, задающий потенциал на управляющих сетках ламп, позволяет менять его в пределах от 0 до +29 вольт. Потенциал каждого из катодов может быть установлен независимо в пределах от +28 вольт до +32 вольт путем регулировки переменного сопротивления /Зк/ в катодной цепи, что позволяет выравнивать пороги срабатывания дискриминаторов. С помощью диода  $D_3$  достигается амплитудное ограничение импульсов, так как для больших импульсов, запирающих диод, начинает действовать глубокая отрицательная обратная связь через катодные сопротивления.

После одновибратора импульсы имеют длительность около  $1,5 \cdot 10^{-8}$  сек и амплитуду 19 вольт отрицательной полярности. Эти импульсы поступают на вторую схему совпадений, аналогичную первой. Также как и в первой схеме совпадений, изменение кратности совпадений достигается путем переключения экран-

ных сеток с потенциала +75 вольт на - 75 вольт. Импульсы с выхода схемы совпадений через катодный повторитель /Л<sub>30</sub>/ поступают на пересчетный блок.

### 111. Счетные характеристики

Измерения счетных характеристик телескопа были произведены в условиях, аналогичных описанным ранее<sup>18/</sup>. Выведенный пучок протонов с энергией 670 Мэв создавал в мишени вторичные частицы. Система коллиматоров и отклоняющего магнита позволяла отбирать частицы, испущенные из водородосодержащей мишени под углом 5°. При определенном поле отклоняющего магнита телескоп регистрировал дейтроны от реакции  $p+p \rightarrow d+\pi^+$ , имеющие импульс 900 Мэв/с, а также протоны от реакций  $p+p \rightarrow \pi^+ + p + p$  и  $p+p \rightarrow \pi^+ + n + p$  с тем же импульсом.

Первый этап настройки состоял в согласовании каналов между собой путем изменения коэффициента усиления каналов и напряжения на фотоумножителях. Последнее достигалось регулировкой переменных сопротивлений, включенных между источником питания и делителем.

На рис. 5 приведена кривая интегрального счета для одного счетчика толщиной 6 мм, измеренная при напряжении на фотоумножителях 875 вольт, а также соответствующая кривая при четырехканальном отборе. Как видно из рисунка, счетная характеристика при четырехканальном отборе имеет широкое плато, соответствующее счету дейтронов, от 19 до 25 вольт, в то время как при одноканальном отборе ширина плато в счетной характеристике уменьшается в три раза /23-25 вольт/.

Из этого сопоставления следует, что разделение протонов и дейтронов с помощью одноканального отбора по амплитуде станет практически невозможным, если, не меняя соотношения числа протонов и дейтронов, увеличить разброс или уменьшить различие между ними по амплитуде. Это может возникнуть, например, при увеличении импульсов частиц. Разброс увеличивается также при уменьшении толщины сцинтиллятора.

Эффект включения многих каналов для сцинтилляторов толщиной 0,5 мм приведен на рис. 6. Опыт проводился в тех же условиях, что и предыдущие измерения. Кривая "1" относится к интегральному спектру амплитуд импульсов

первого счетчика, кривая "2" - когда отбор по амплитуде производился в первом и четвертом счетчиках, кривая "3" - то же для первого, третьего и четвертого счетчика, и, наконец, кривая "4" - для отбора во всех пяти счетчиках. Из рис. 6 видно, как с переходом к большему числу каналов отбора по амплитуде улучшается счетная характеристика системы. Например, если для пятиканального отбора имеется участок плато по дейтронам, то при одноканальном отборе в том же участке имеется примесь протонов в количестве 60% от числа дейтронов.

Как показывают абсолютные измерения, эффективность регистрации дейтронов при пятиканальном отборе на тонких сцинтилляторах остается такой же, как и на сцинтилляторах толщиной 6 мм.

Изучение спектрометрических характеристик телескопа с тонкими сцинтилляторами было проведено для  $\alpha$ -частиц с энергией 800 Мэв, упруго-рассеянных на ядрах углерода под углом  $5^\circ$ . Такие условия отвечают основному назначению аппаратуры - регистрировать тяжелые заряженные частицы с малым пробегом на фоне постороннего излучения с меньшей ионизацией.

"Калибровочные" кривые, характеризующие счетную характеристику системы со сцинтилляторами толщиной 0,5 мм, приведены на рис. 7. Кривая 1 относится к пятиканальному отбору, кривая 2 - к одноканальному. Полуширина дифференциальной кривой, соответствующей интегральной кривой 2 на рис. 7, для одноканального отбора равна 38%, и 26% - для пятиканального, то есть, разрешающая способность улучшается в 1,5 раза. Эффективность регистрации  $\alpha$ -частиц при этом остается практически неизменной.

Средние ионизационные потери  $\alpha$ -частиц с энергией 800 Мэв в углероде составляют около  $16 \text{ Мэв/г/см}^2$ . При наблюдении реакции  $d+d \rightarrow \pi^0 + \text{He}^4$  которая может происходить под действием дейтронов с энергией 400 Мэв, ионизационные потери  $\alpha$ -частиц, имеющих энергию 240 Мэв под углом  $5^\circ$ , должны составлять  $47,5 \text{ Мэв/г/см}^2$ . При такой величине ионизации должен быть учтен эффект нелинейности в зависимости между ионизацией и амплитудой вспышек.

С этой целью были измерены счетные характеристики аппаратуры для  $\alpha$ -частиц трех энергий: 703, 460 и 372 Мэв. Измерения проводились на пучке  $\alpha$ -частиц, энергия которых изменялась с помощью тормозящих блоков,

устанавливаемых на пучке перед отклоняющим магнитом. В указанном диапазоне энергий  $\alpha$  - частиц нами не было обнаружено отклонений от линейности в соотношении между амплитудой импульса и ионизацией в пределах 10%. Этот результат согласуется с имеющимися экспериментальными данными /9/.

С уменьшением энергии  $\alpha$  - частиц эффект нелинейности должен возрастать. Для того, чтобы его оценить, была построена следующим образом кривая зависимости амплитуд импульсов от величины ионизации /рис. 8/. Точки 1, 2, 3, 4 изображают результаты проведенных измерений.

Если воспользоваться коэффициентами нелинейности /9/, то можно вычислить амплитуды, соответствующие линейной зависимости:  $1^*$ ,  $2^*$ ,  $3^*$  и  $4^*$ . По точкам  $1^*$ ,  $2^*$ ,  $3^*$  и  $4^*$  была проведена прямая, которая затем пересчитывалась в истинную кривую зависимости амплитуд импульсов от величины ионизационных потерь, с использованием тех же коэффициентов нелинейности /9/.

Эта зависимость была использована при выборе условий регистрации  $\alpha$  - частиц с энергией 240 Мэв, коэффициент нелинейности для которых составляет 0,724 /точка А/.

Другим примером разделения частиц, встретившимся при исследовании процессов соударения дейтронов, имеющих энергию 400 Мэв, с ядрами углерода и дейтерия, может служить опыт, который проводился в тех же условиях, по разделению ядер  $He^3$  /  $E_{He^3} = 360$  Мэв/ и дейтронов /  $E_d = 137$  Мэв/ с эффективными импульсами 730 Мэв/с. В этом опыте использовался счетчик антисовпадений, позволявший отбирать частицы с пробегом около  $12,4$  г/см<sup>2</sup> медного эквивалента. Дейтроны и ядра  $He^3$  имели согласно расчету пробеги, равные  $12,4$  и  $13,0$  г/см<sup>2</sup>  $Cu$ , соответственно. Результаты измерений приведены на рис. 9. Кривая 2 соответствует одноканальному отбору. Кривая 1 - пятиканальному.

## 1У. Заключение

1. Для регистрации заряженных частиц высокой ионизации и малого пробега на фоне постороннего излучения с меньшей ионизацией предложен метод разделения частиц в нескольких сцинтилляционных счетчиках путем отбора случаев, когда одновременно во всех счетчиках величина ионизации превышает некоторое значение  $U_D$ .

2. Такой метод позволяет заметно уменьшить вклад частиц малой ионизации, обусловленной "хвостом" в спектре ионизации, а также снизить фон, вызванный процессами образования "звезд" и наложением импульсов. Эффективность регистрации основного излучения при этом остается неизменной.

3. Приведено подробное описание устройства и основные счетные характеристики.

4. Данное устройство предназначено для регистрации очень редких процессов, сопровождаемых испусканием медленных тяжелых заряженных частиц, как, например, в реакциях  $p+d \rightarrow H^3 + \pi^+$  или  $d+d \rightarrow He^3 + n$ , и, главным образом, для исследования процесса образования  $\pi^0$ -мезона в реакции  $d+d \rightarrow \pi^0 + He^4$ .

5. Кроме ядер  $H^3$ ,  $He^3$  и  $He^4$  система может регистрировать ядра  $Li^6$  и  $Be^8$ , пороги регистрации которых равны:  $E_{Li^6} = 110$  Мэв и  $E_{Be^8} = 170$  Мэв.

### Л и т е р а т у р а

1. Л.Д.Ландау. Journ. of Phys., 8, 201, 1944
2. С.Я.Никитин, ЖЭТФ, 18, 577, 1948.
3. А.Г.Мешковский, Л.И.Соколов. ЖЭТФ, 30, 840, 1956.
4. М.Н.Медведев, Е.Н.Матвеева, Л. Жильцова /частное сообщение/.
5. Ю.К.Акимов. ПТЭ, 2, 116, 1957.
6. Ю.К.Акимов. ПТЭ. 1, 95, 1957.
7. Ю.Д.Баюков, М.С.Козодаев, А.А.Марков, А.И.Синаев, А.А.Тяпкин. ПТЭ, 6, 35, 1958.
8. Ю.К.Акимов, К.С.Мариш, О.В.Савченко, Л.М.Сороко. ЖЭТФ, 37, 1/7/, 46, 1959.
9. K.C.Bandelt, W.J.Frank, and B.J.Moyer, Phys.Rev., 106, 802, 1957.



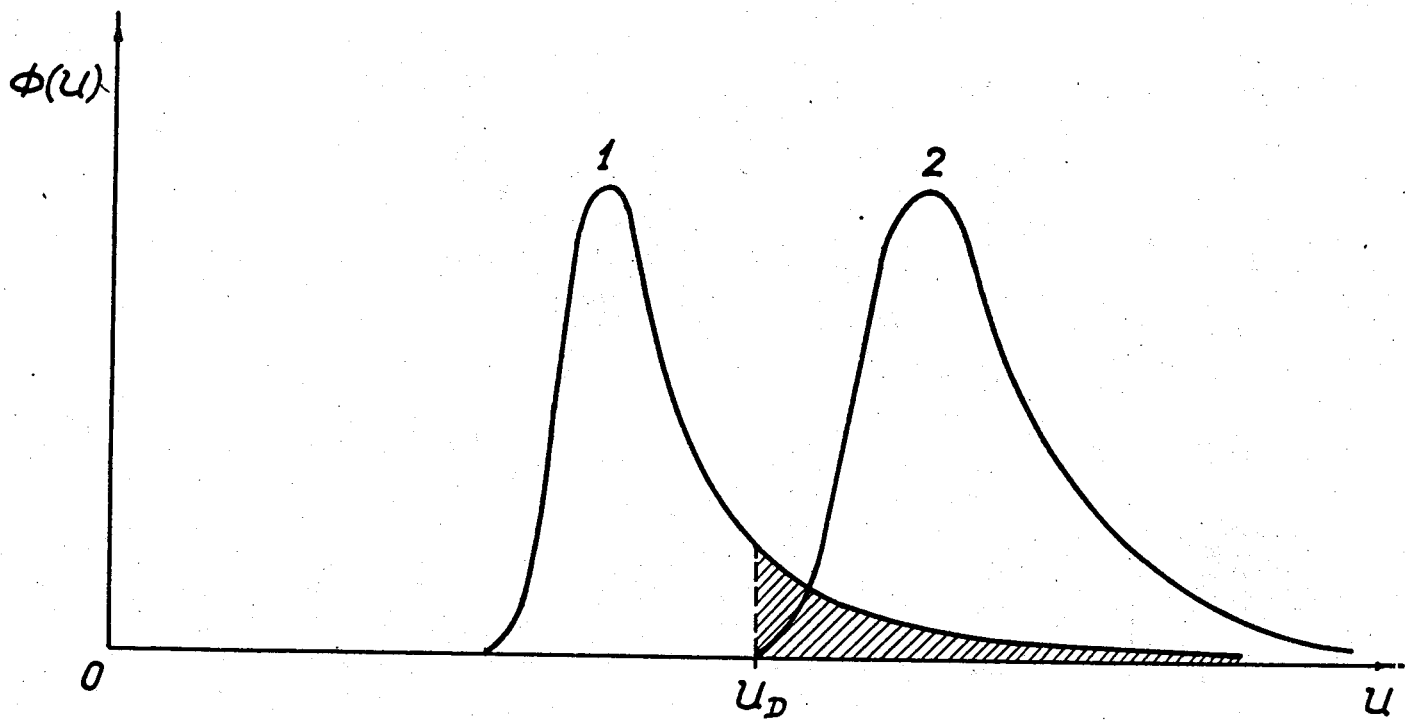


Рис. 1.

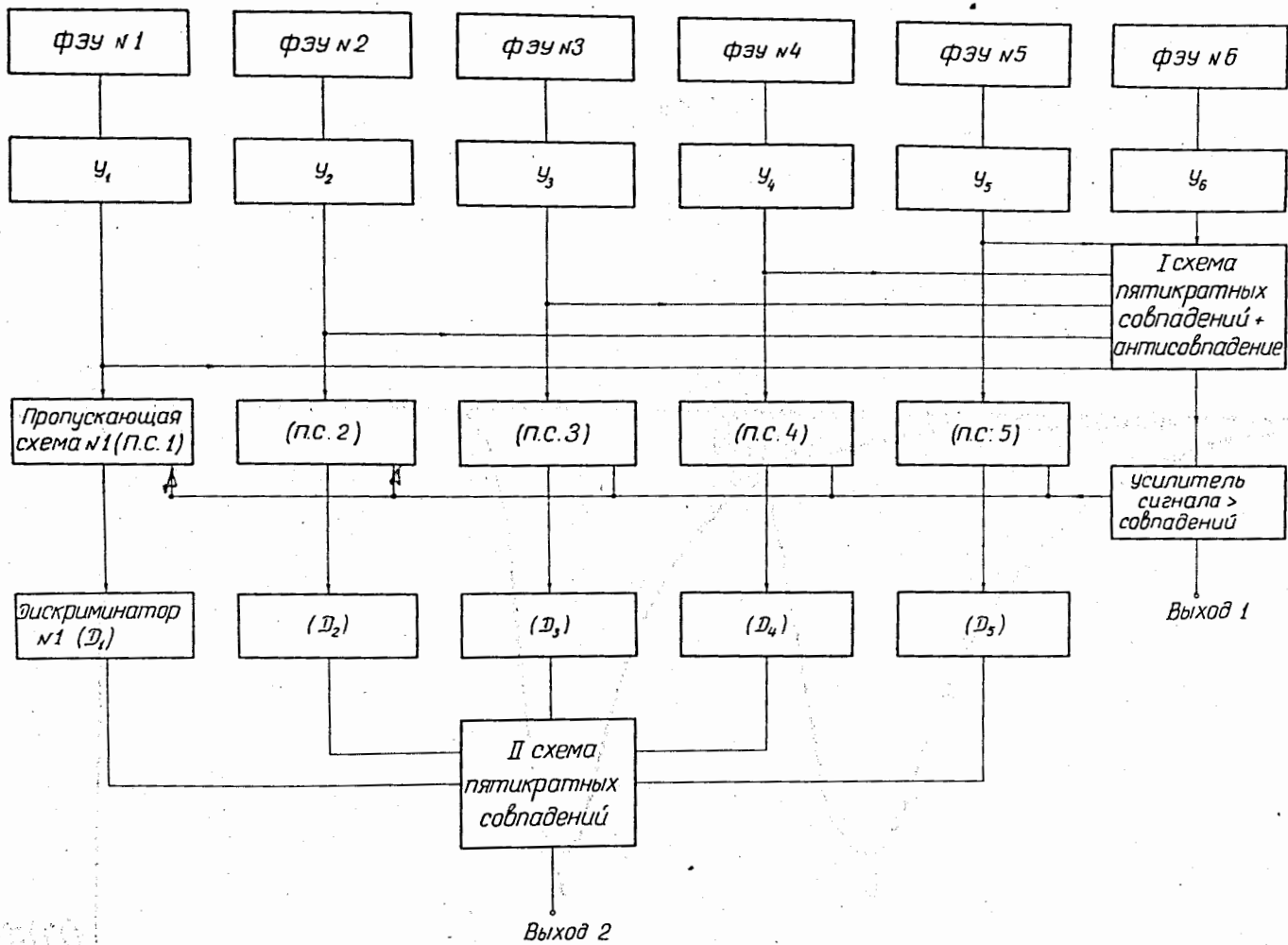


Рис. 2. Блок-схема радиотехнической аппаратуры.

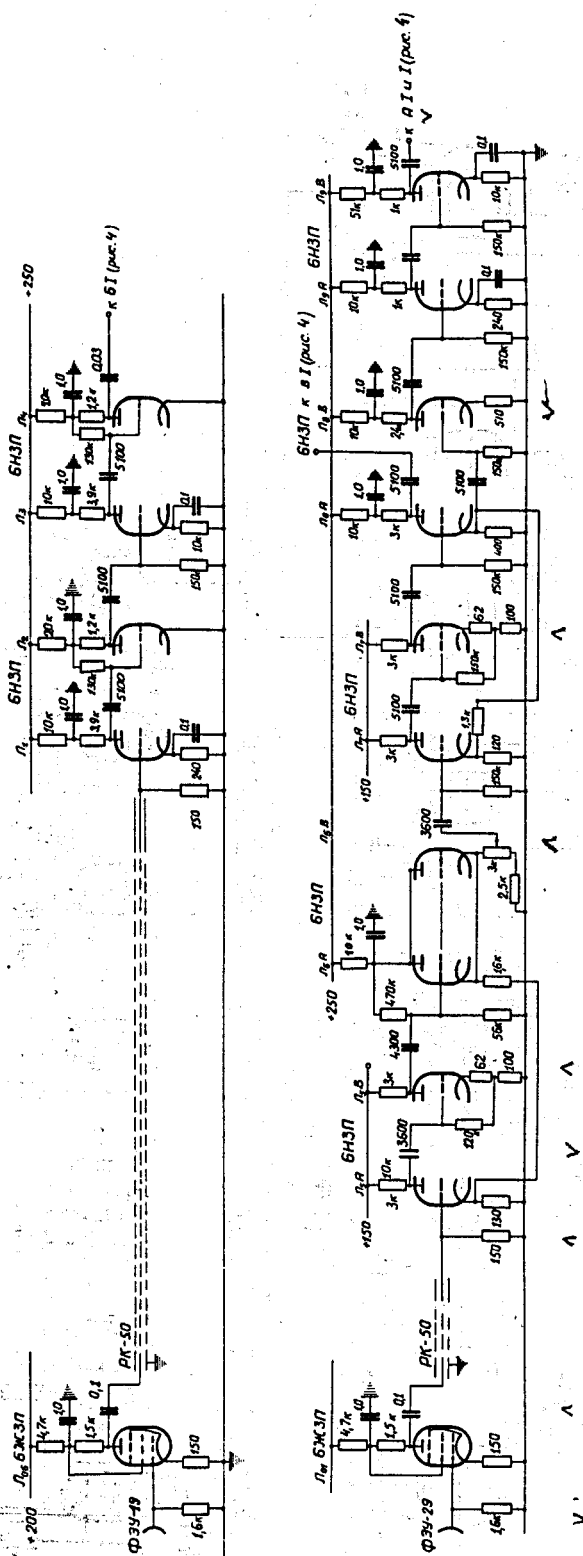


Рис. 3. Принципиальная схема усилительных каналов.

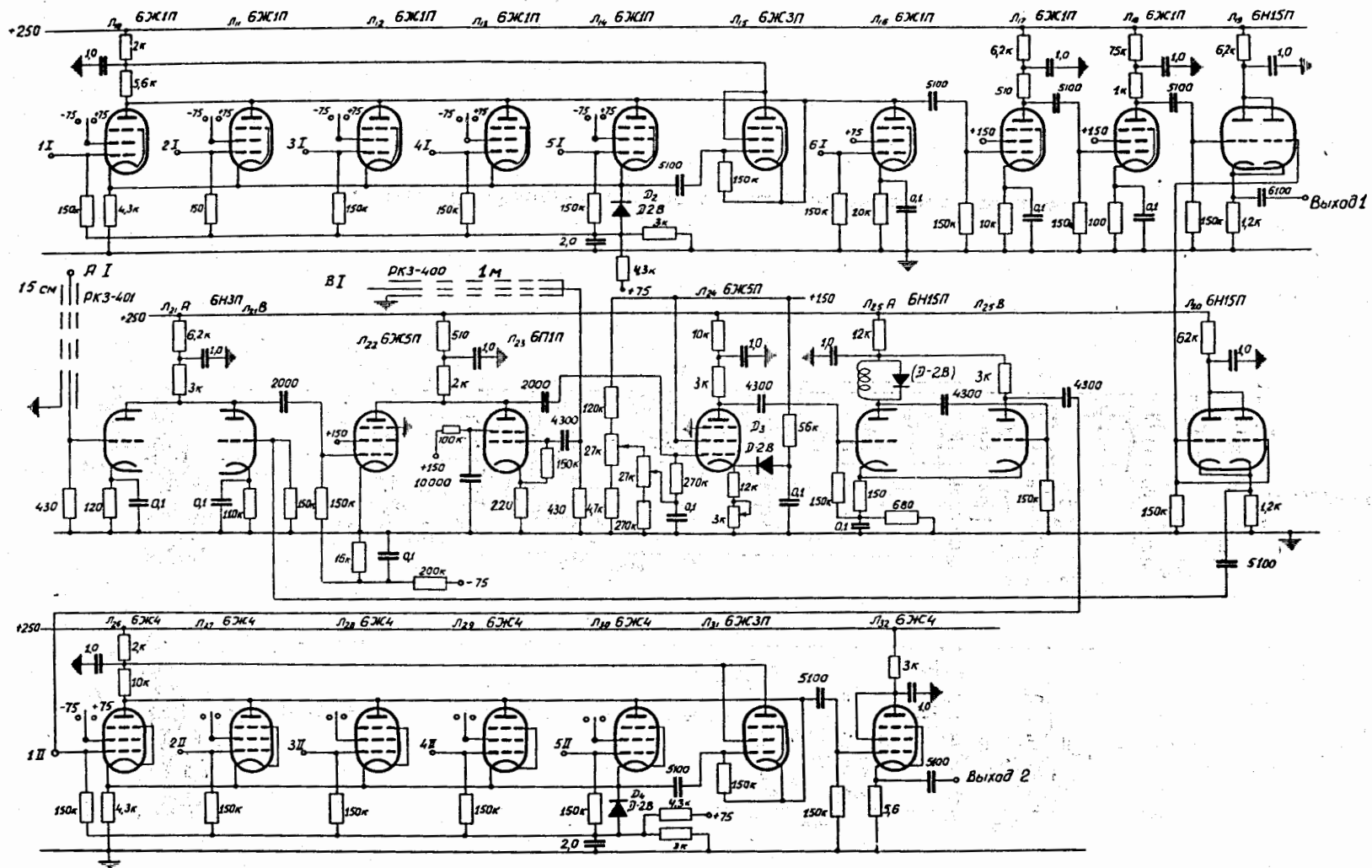


Рис. 4. Принципиальная схема аппаратуры.

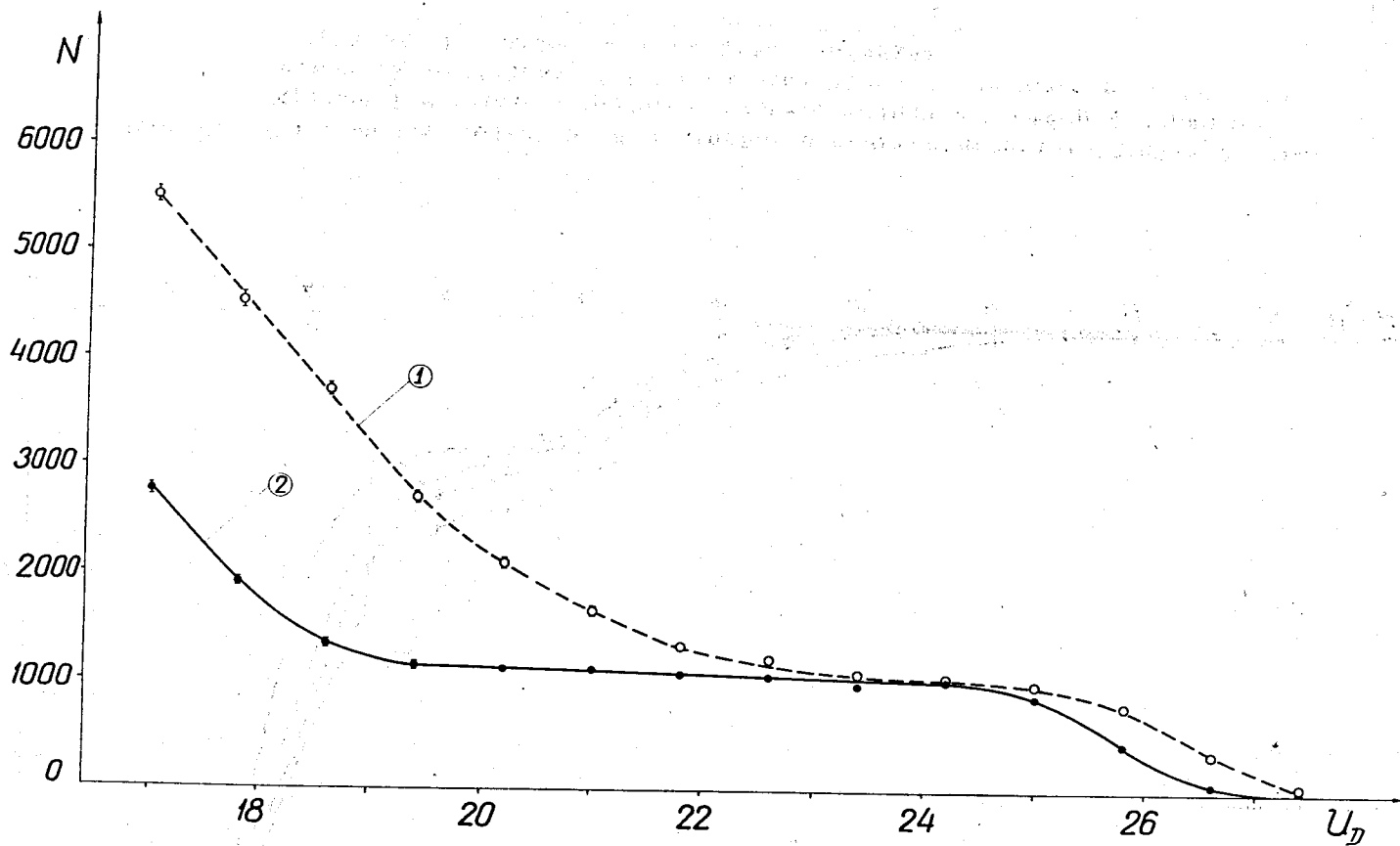


Рис. 5. Разделение дейтронов и протонов в сцинтилляторах толщиной 6 мм. Кривая 1 - при одноканальном отборе, кривая - 2 - при пятиканальном отборе.



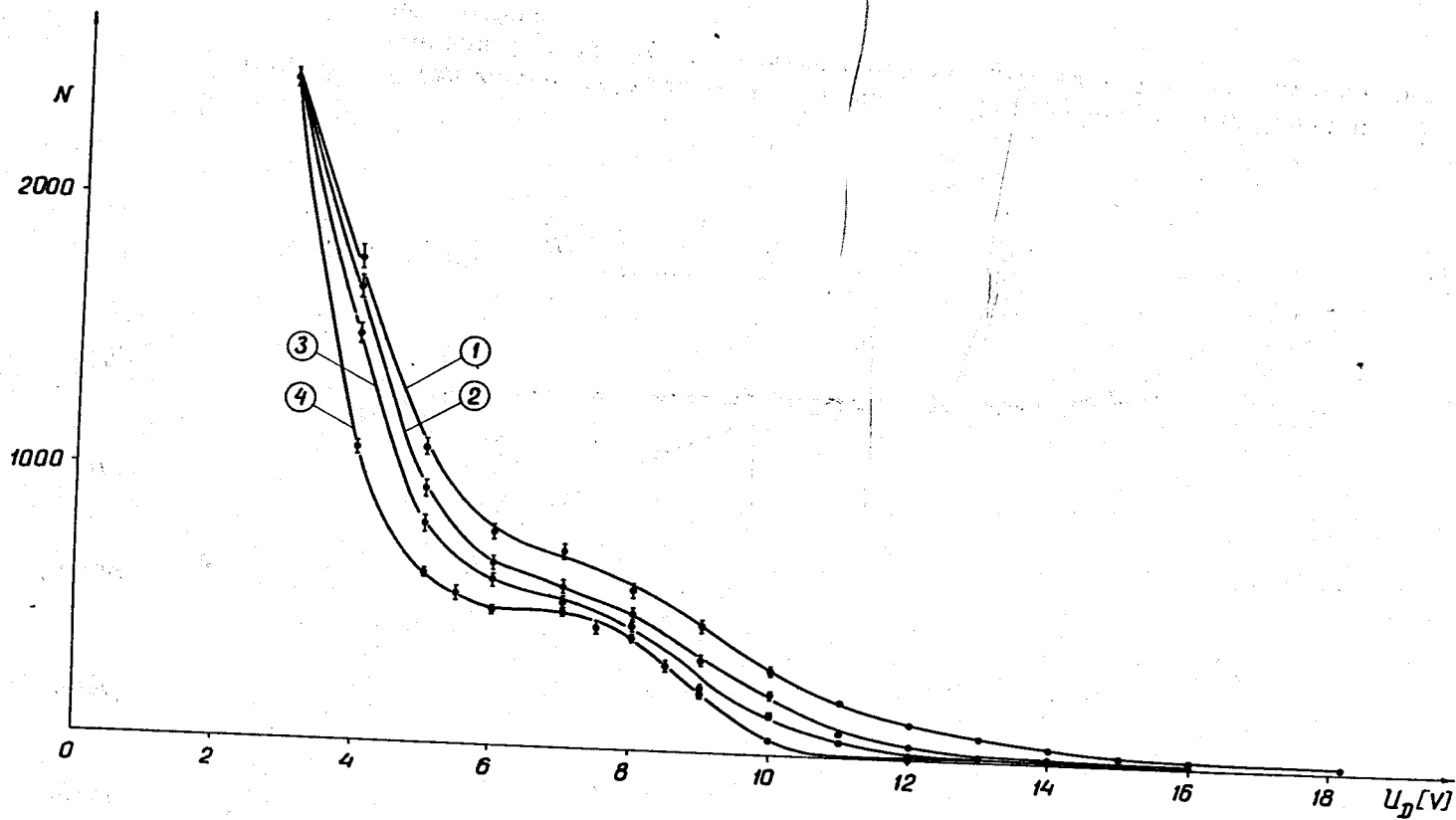


Рис. 6. Разделение дейтронов и протонов в сцинтилляторах толщиной 0,5 мм. Кривая 1 - отбор в первом счетчике, кривая 2 - отбор в первом и четвертом счетчиках, 3 - то же для первого, третьего и четвертого счетчиков, 4 - отбор во всех пяти счетчиках.

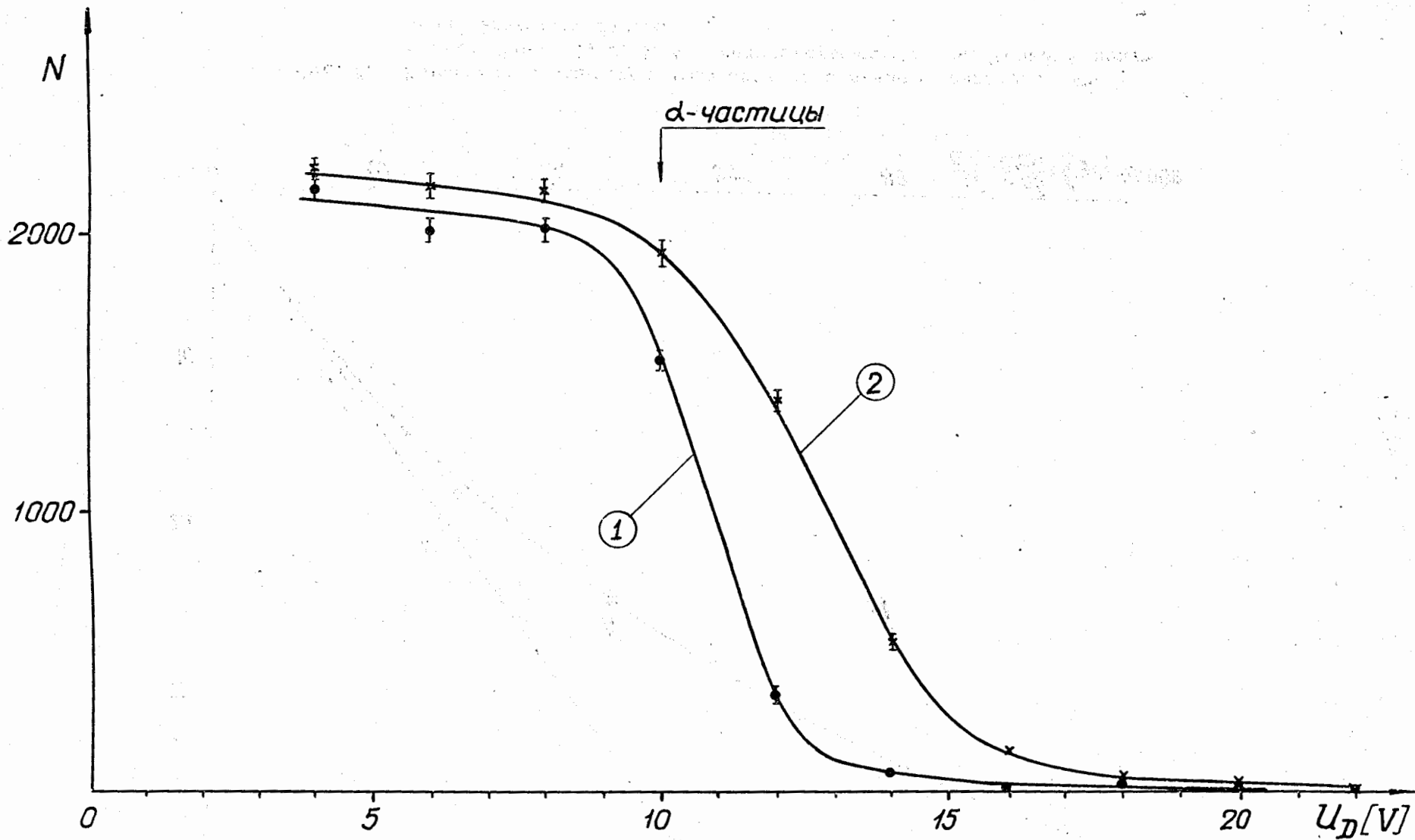


Рис. 7. Счетная характеристика системы для  $\alpha$ -частиц с энергией 800 Мэв. Кривая 1 - пятиканальный отбор, кривая 2 - одноканальный отбор.

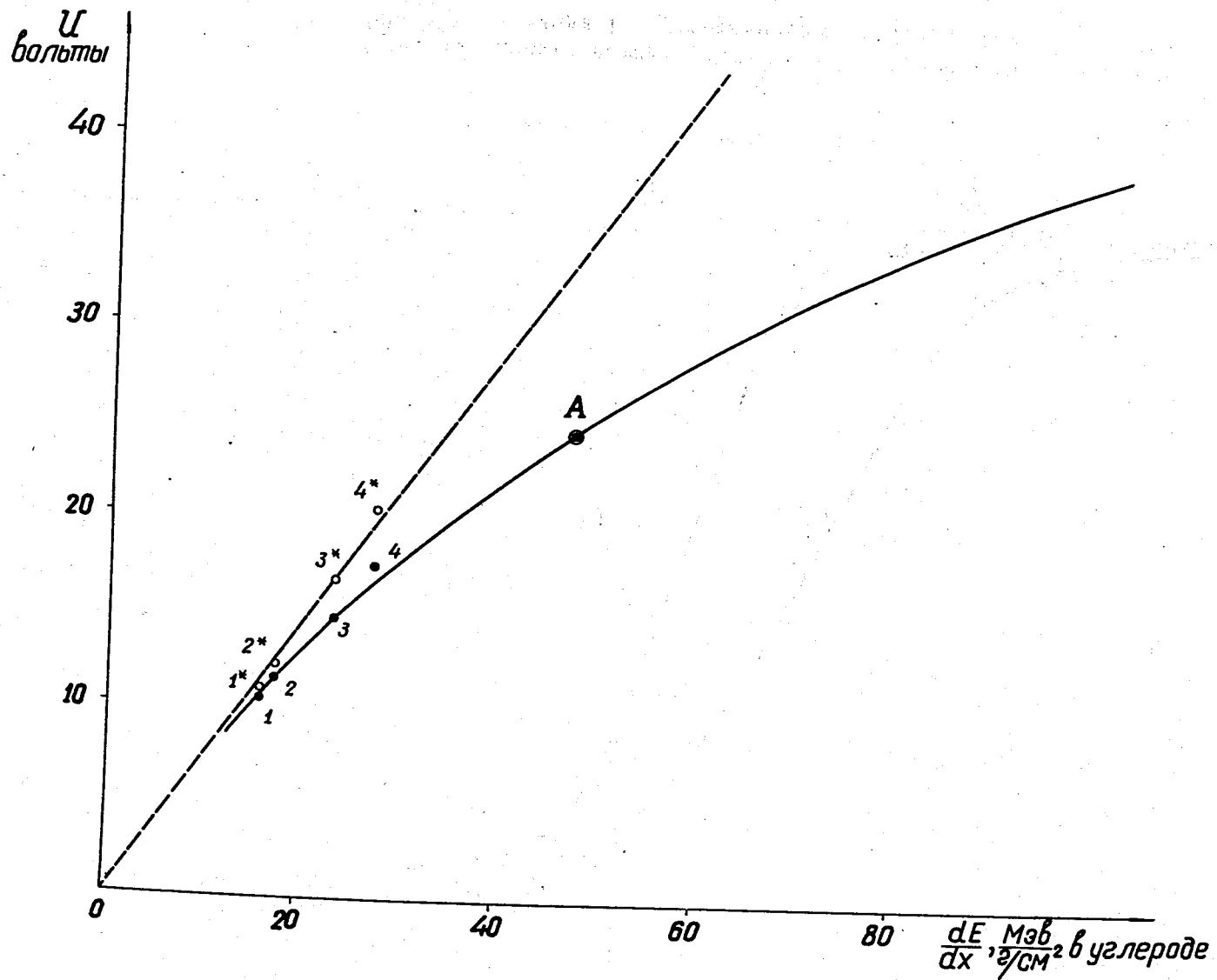


Рис. 8. Зависимость амплитуд импульсов от величины ионизации  $\alpha$ -частиц. Точки 1, 2, 3, 4 - результаты измерений. Точка А получена расчетным путем.

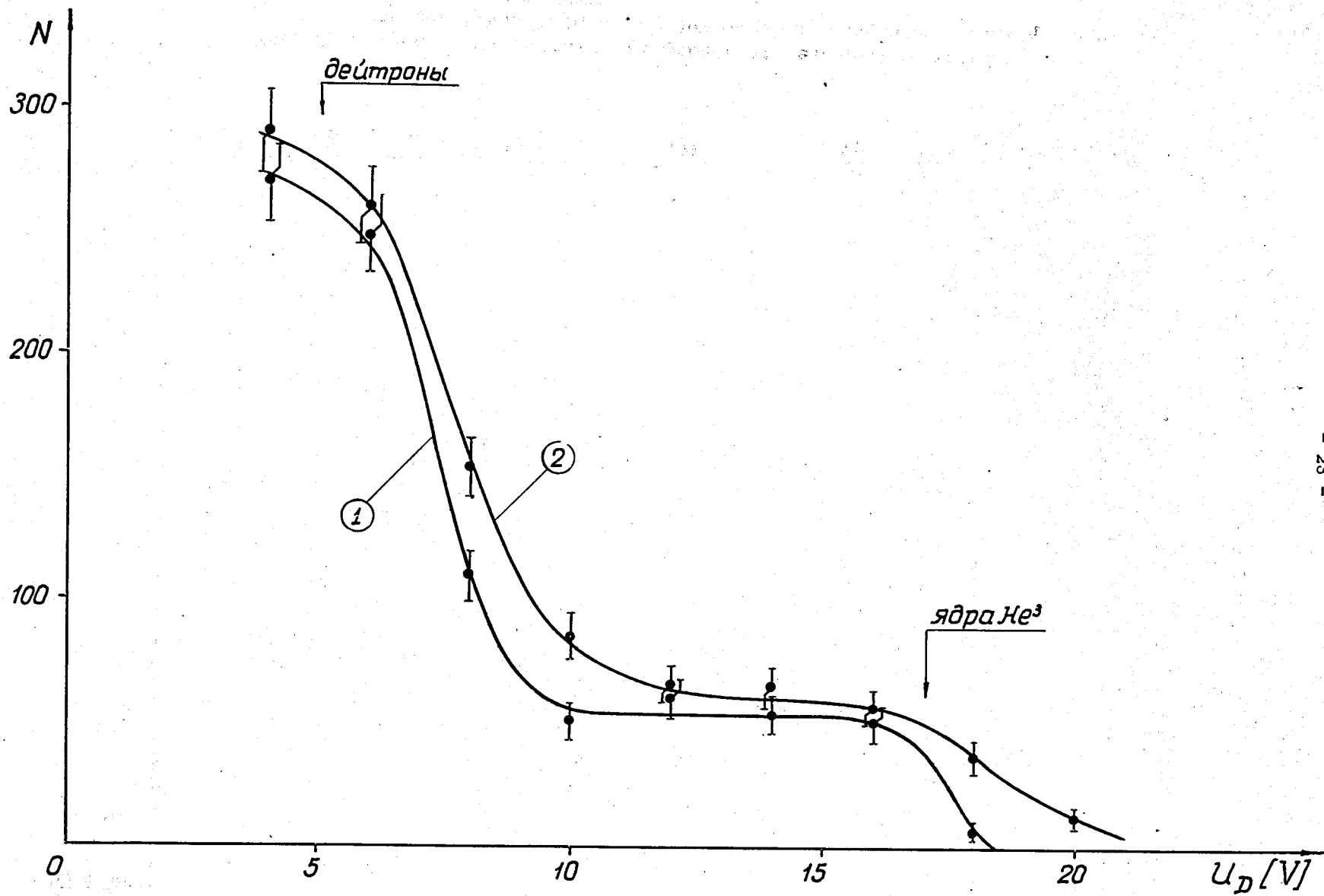


Рис. 8. Разделение ядер  $He^3$  от дейтронов с включенным счетчиком антисовпадений. Кривая 1 - пятиканальный отбор, кривая 2 - одноканальный.