

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна.

13 - 4238



А.А.Омельяненко

ЭФФЕКТИВНОЕ $n - \gamma$ РАЗДЕЛЕНИЕ
С КРИСТАЛЛОМ СТИЛЬБЕНА

ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

1969

13 - 4238

А.А.Омельяненко

ЭФФЕКТИВНОЕ $n - \gamma$ РАЗДЕЛЕНИЕ
С КРИСТАЛЛОМ СТИЛЬБЕНА

Направлено в ПТЭ

Научно-техническая
библиотека
ОИЯИ

В в е д е н и е

В настоящее время установки для регистрации нейтронов при большом фоне γ -квантов с разделением нейтронов и γ -фона создаются, как правило, на основе временных различий в форме сцинтилляционного импульса при регистрации нейтронов и γ -квантов.

Дискриминация частиц по форме их сцинтилляционного импульса выделилась в особую технику. Временная разница в формах сцинтилляционных импульсов от кристаллов иодидов (NaJ(Tl) , CsJ(Tl) и т.д.) была известна давно. Тем не менее схемы, способные работать с импульсами различной формы, и методы дискриминации по форме импульса (ДФИ) получили развитие сравнительно недавно, что связано с появлением более совершенных типов ФЭУ и сцинтилляторов.

Было найдено, что многие сцинтилляторы, как органические, так и неорганические, дают сцинтилляции различной формы в зависимости от ионизирующей способности частицы. Сцинтилляционный импульс может быть определен как сумма быстрой (основной по содержанию заряда) компоненты и нескольких медленных, из которых одна является преобладающей. У неорганических сцинтилляторов типа иодидов обнаруживается большое различие во временах высвечивания быстрой компоненты. Так, в CsJ(Tl) электроны вызывают сцинтилляционный импульс со временем высвечивания 0,2 мксек, а времена высвечивания импульсов от α -частиц лежат в наносекундной области ($1/\text{ZnS(Ag)}$ дает более быстрое время высвечивания для γ -возбуждения (20 нсек), чем для α -возбуждения (0,3 мксек). Литиевые стекла (с добавкой церия) также дают разницу в форме импульсов: быстрая компонента сцинтилляции при ре-

гистрации нейтронов на 25% интенсивнее быстрой компоненты γ - импульсов /2/.

В органических сцинтилляторах ДФИ основана на различном относительном содержании заряда в быстрой и медленной компонентах. Если выходящий импульс тока записать в виде суммы двух экспонент, быстрой и медленной, то для тяжелой частицы

$$J_{\text{вых } 1} = J_{\text{осн } 1} e^{-\frac{t}{\tau_6}} + J_1 e^{-\frac{t}{\tau_{M1}}}$$

и для легкой частицы

$$J_{\text{вых } 2} = J_{\text{осн } 2} e^{-\frac{t}{\tau_6}} + J_2 e^{-\frac{t}{\tau_{M2}}}$$

Здесь τ_6 - время высвечивания быстрой компоненты, τ_{M1} - время высвечивания медленной компоненты. При этом $J_1/J_2 = 1,5 + 2$, в то время как различия в первой экспоненте суммы (быстрая компонента) незначительны.

Органические сцинтилляторы - быстрые сцинтилляторы, что обязывает к применению соответствующей техники. У стибена, например, $\tau_6 = 6,2$ нсек, $\tau_M = 0,35 + 0,37$ мсек /3/. Для жидкого NE-213 сцинтиллятора, который применяется для регистрации быстрых нейтронов, $\tau_6 = 4$ нсек, $\tau_{M1} = 47$ нсек, $\tau_{M2} = 25$ нсек /4/. Жидкий сцинтиллятор Джексона и Томаса (регистрация медленных нейтронов) дает вспышку с $\tau_6 = 12$ нсек и $\tau_M = 100$ нсек /5/.

В целях ДФИ сконструировано множество различных схем для использования наилучшим образом информации о временных различиях в форме импульса. В применении к органическим сцинтилляторам наиболее распространены следующие методы:

1. Метод дискриминации формы импульса по времени его пересечения с временной осью.

Если импульсы, проинтегрированные на выходе счетчика, отличаются временами нарастания, то после двойного дифференцирования пересечение этих импульсов с временной осью происходит в разных точках, точно характеризуя положения пика проинтегрированного импульса, т.е. соотношение быстрой и медленной компонент. Дискриминация по этому

методу сводится к отбору и анализу импульсов с некоторым фиксированным временем t_0 (рис. 1, кривые 1,2,3).

Достоинство метода дискриминации по времени пересечения с нулем состоит в том, что метод нечувствителен к амплитуде импульсов (одинаковой формы) и обеспечивает удовлетворительную работу аппаратуры при высоких скоростях счета ($> 10^4$ имп/сек). (Как известно, аналогичные схемные методы использовались и используются для уменьшения влияния наложенных импульсов при больших нагрузках). Метод может быть использован в большом временном диапазоне, но его применение ограничивается минимальными энергиями разделяемых частиц из-за флуктуации точки пересечения с нулем при статистических флуктуациях формы импульса и наложении шумов, а также из-за несовершенства пороговых устройств, фиксирующих момент пересечения импульса с нулем. Если энергии нейтронов менее 600 кэв, то предпочтительнее использовать более чувствительный метод 2 /4/.

2. Метод сравнения зарядов, содержащихся в компонентах.

По этому методу обычно происходит сравнение общего заряда сцинтилляционного импульса с величиной быстрой компоненты.

Сравнение зарядов может быть выполнено на пассивных четырехплюсниках. Впервые такая схема была предложена Бруксом /6/ для дискриминации протонов и электронов в органических сцинтилляторах. Схема балансировалась так, что независимо от амплитуды импульса, т.е. общего количества света в сцинтилляции, она давала нулевой выход для всех γ -сцинтилляций и положительный - для протонных сцинтилляций. С тех пор появилось множество вариантов схем, основанных на этом принципе. Минимальный энергетический порог разделения схем на пассивных четырехплюсниках лежит в области 250 кэв по нейтронам /7/. Большинство известных схем чувствительно к наложенным импульсам. Энергетический порог разделения подобных схем определяется тем, насколько сведены к минимуму нелинейности в области малых амплитуд, вносимые затягивающим диодом или диодами, на которых выполняется сравнение компонент. Минимальный известный энергетический порог схемы с активными элементами составляет по данным работы /4/ 50 кэв по энер-

гиям нейтронов для ФЭУ с высоким квантовым выходом. Настройка подобных схем трудоемка и сильно зависит от формы сцинтилляционного импульса.

3. Методы, использующие нелинейные режимы ФЭУ.

Наиболее популярен нелинейный режим ФЭУ, предложенный впервые Оуэном для разделения частиц α/β . Режим ФЭУ (делитель) подбирается таким образом, что нелинейность режима работы сильно увеличивается к последнему диоду. В результате чего быстрая (интенсивная) компонента создает сильный пространственный заряд, электронное облако, в области последних электродов ФЭУ. Ток последнего диода даже меняет свое направление от тех электронов, которые, покинув диод, не могут попасть на анод из-за отталкивающего действия пространственного заряда и возвращаются обратно. После окончания действия быстрой компоненты пространственный заряд рассасывается и электронный ток, обусловленный величиной медленной компоненты, начинает течь к аноду, создавая положительный выброс на диоде (рис. 1, кривая 4). Величина выброса определяется соотношением быстрой и медленной компонент. Режим может быть выбран так, что положительный выброс будет наблюдаться лишь для частиц с большой ионизирующей способностью (протоны, α -частицы) и отсутствовать для электронов. Далее применением обычного интегрального дискриминатора нейтроны отделяются от γ -лучей. Метод прост в наладке, его энергетический порог для нейтронов довольно низок и составляет 200 + 300 кэВ по нейтронам в комбинации с другими методами α/β . При использовании этого метода требуется минимальное электронное оборудование, но он очень чувствителен к изменению напряжения питания ФЭУ (в отличие от чисто схемных методов разделения), к загрузкам и отличается небольшим энергетическим диапазоном разделения.

Таким образом, можно сделать вывод, что наиболее широкими возможностями для целей разделения частиц по форме сцинтилляционного импульса обладает метод 2 - метод сравнения зарядов, содержащихся в компонентах. Он позволяет получить одновременно широкий динамический диапазон энергий отделяемых нейтронов, низкий энергетический по-

рог разделения, хорошую эффективность разделения и удовлетворительное разрешение. Другие методы имеют ограничения по некоторым из этих характеристик, что может иметь существенное значение при использовании отечественных ФЭУ, пока еще уступающих по своим параметрам зарубежным (временные качества, шумы и т.п.).

Описание блок-схемы установки для α - γ разделения

Блок-схема установки для разделения представлена на рис.2. Здесь ДФ - дискриминатор формы импульса. На его входе - положительный сигнал с 12 диода ФЭУ-13. На выходе ДФ присутствуют как импульсы положительной полярности, соответствующие нейтронным (протонным) и α -сцинтилляциям, так и импульсы отрицательной полярности, которые соответствуют γ -излучению. Импульсы с выхода ДФ усиливаются усилителем УС с переменным коэффициентом (5-100) α/β и формируются интегральным дискриминатором ИД α/β . Сформированные импульсы служат сигналами управления для линейной схемы пропускания СП-2. Управляющий сигнал может быть сформирован либо от нейтронных импульсов, либо от γ -импульсов.

Сигнал для амплитудного анализа снимается с анода через эмиттерный повторитель ЭП-1 (расположенный непосредственно на ФЭУ), усиливается, задерживается на блоке задержки БЗ, через схему пропускания поступает на выходной эмиттерный повторитель ЭП-2 и затем на амплитудный анализатор.

Описываемая установка позволяет снимать амплитудные спектры с отбором только по α -частицам (протонам, нейтронам), по γ -квантам (электронам) или общий спектр.

Все перечисленные блоки, кроме ДФ, относятся к комплексу разработанных в ЛНФ спектрометрических транзистированных устройств α/β .

Дискриминатор формы

Дискриминатор формы, узловой элемент установки, собран по схеме, представляющей собой один из вариантов схем сравнения зарядов^{4/}, который приближается к оптимальному линейному фильтру, теоретически рассчитанному Гатти^{10/}.

Токовый импульс с динода поступает на вход ДФ (рис.3), где разветвляется на два канала. Один канал - общего заряда (транзистор Т1), во втором канале выделяется быстрая компонента дифференцированием сигнала с постоянной времени $\tau_{\text{дифф.}} = RC^* = 25$ нсек. Продифференцированный сигнал усиливается (коэффициент усиления регулируется переменным сопротивлением 150 ом в коллекторе Т2) широкополосным токовым усилителем (Т2, Т3, Т4, Т5) с временем нарастания $t_{\text{нар}} \leq 5$ нсек. Отрицательная часть продифференцированного импульса, равная по площади положительной и пропорциональная быстрой компоненте импульса, поступает на диодную схему сравнения (Д1, Д2, Д3, Д4) через диод Д2. Через диод Д1 на нее подается задержанный положительный импульс, пропорциональный общему заряду. Результирующий заряд собирается интегратором (пассивный четырехполюсник), который работает в режиме аperiodического затухания ($L = 5$ мкГн, $C = 2000$ пф). Затем импульс усиливается выходным токовым усилителем (Т6, Т7, Т8). Порог схемы довольно низок - около 200 мА (при входном сопротивлении схемы 100 ом). Амплитудный диапазон 40 : 1. Разрешающее время схемы невелико, около 0,5 мксек, что делает ее малочувствительной к наложенным импульсам. В дискриминаторе формы использованы следующие транзисторы: Т1, Т2, Т3, типа ГТ 313; Т4, Т5 типа КТ 311; Т6, Т8 типа ГТ 308; Т7 типа КТ 301; диоды Д1 + Д4 типа Д18. Длина кабеля задержки $kz \ell$, величины L^* , C^* , R выбираются в зависимости от условий эксперимента и в соответствии с рекомендациями^{4/}. В данном случае $\ell = 3,88$ м кабеля с волновым сопротивлением $\rho = 100$ ом, $L^* = 2,47$ мкГн, $C^* = 247$ пф, $R = 0$ ом. На рис. 4 приведен вариант ДФ для отрицательных (анодных) импульсов.

Характеристики установки

Характеристики установки исследовались с кристаллом стильбена диаметром 38 мм и толщиной 24 мм и фотоумножителем ФЭУ-13 ($t_{\text{нар}} = 5$ нсек сравнимо с $\tau_{\text{Г}}$ в стильбене). Спектры снимались при напряжении питания ФЭУ $U_{\text{пит.}} = +1850$ в. В качестве источника для калибровки порога применялся α -источник, состоящий из смеси естественных изотопов урана (энергия α -частиц "пика" лежит в области 4,5 Мэв). На рис.5 представлены: амплитудный спектр α -источника, полученный без дискриминатора формы (1); фон в отсутствие источника (2); спектр α -частиц с ДФ и отбором по α -частицам (3); спектр, снятый от α -источника через алюминиевую фольгу толщиной 25 мк (γ -фон источника), совпадает со спектром, полученным при включении отбора по γ -квантам (4).

Порог в такой системе не хуже 300 кэв для α -частиц.

На рис. 6 приведен смешанный спектр α -источника и ^{137}Cs без ДФИ (1) с дискриминацией от γ -квантов (2) и с дискриминацией от α -частиц (3). Из рис. 5 и 6 (с учетом времени набора) видно, что выделение α -частиц происходит с эффективностью, близкой к 100%.

Эффективность установки к γ -лучам была проверена с помощью источника ^{60}Co и также близка к 100% (спектр 1 и 2 рис. 7). Эффективность к γ -квантам (^{60}Co) при отборе по α -частицам не превышает сотых долей процента (рис. 8, спектр 3), т.е. степень подавления γ -квантов составляет $\sim 10^3$.

На рис.8 изображен спектр P_{α} - β без дискриминации по форме импульса (1), с дискриминацией от γ -квантов (2), с дискриминацией от нейтронов (3). Как показывает сложение спектров 2 и 3 рис. 8, динамический диапазон работы установки простирается вплоть до энергий нейтронов порядка 10 Мэв.

З а к л ю ч е н и е

1. Таким образом, на основе стандартных спектрометрических блоков и специально сконструированного дискриминатора формы импульса

выполнена установка для эффективной регистрации нейтронов с кристаллами стильбена при высоком γ -фоне полностью на отечественных элементах и приборах. Установка, в отличие от ранее применявшихся отечественных установок, описанных в литературе /7/, /15-17/, обладает одновременно многими высокими характеристиками при использовании такого широкораспространенного фотоумножителя, как ФЭУ-13: низким порогом разделения при эффективности разделения $\approx 100\%$ (300 кэВ по энергиям α -частиц); широким динамическим диапазоном (40); хорошим временным разрешением (0,5 мксек).

Так, аналогичная установка, описанная в работе /7/, хотя и обладает большим динамическим диапазоном (250 кэВ + 12 МэВ по энергиям нейтронов для ФЭУ-33), но имеет разрешающее время 5 мксек, что делает ее чувствительной к наложенным импульсам от γ -квантов (эффективность разделения и степень подавления γ -квантов не указаны). В работе /15/ достигнуто подавление γ -фона в 1000 раз при пороге разделения по энергиям протонов отдачи 500 кэВ (ФЭУ-33, 29) с потерей эффективности к нейтронам на 20 + 40%. Установка, использующая сцинтилляционный счетчик на стильбене (ФЭУ типа 56 AVP) с дискриминацией нейтронов от γ -квантов, описанный в работе /16/, имеет динамический диапазон 8, порог по энергиям нейтронов не менее 1,5 МэВ, потери при регистрации нейтронов с ДФИ - 25% и разрешающее время 100 мксек.

2. Достаточно низкий энергетический порог разделения достигнут с использованием фотоумножителя "жалюзного" типа (ФЭУ-13) со сравнительно небольшим коэффициентом усиления ($\approx 10^7$). Очевидно, что применение в данной установке более совершенных типов ФЭУ, с большим коэффициентом усиления и малыми шумами, позволит снизить порог до величины, обусловленной разделяющими свойствами сцинтиллятора и эффективностью фотокатода ФЭУ.

3. Характеристики установки говорят о том, что она (при соответствующей настройке) может быть использована для регистрации нейтронов (с дискриминацией от γ -фона) в жидких сцинтилляторах (как известно разделение нейтронов и γ -квантов в жидком сцинтилляторе затруднено меньшим, по сравнению со стильбеном, световыходом, т.е. мень-

шей разницей в форме для импульсов, соответствующих нейтронам и γ -квантам).

В заключение пользуюсь случаем, чтобы поблагодарить Ф.Л. Шапиро за помощь и полезные обсуждения и Ю.П. Попова за ценные замечания.

Л и т е р а т у р а

1. R.B.Owen, Nucleoniks, 17, 88 (1959).
2. C.Coceva, NJM, 21, 93 (1963).
3. R.B.Owen, JRE Trans. on NS, NS-9, 3, 285 (21962).
4. B.Sabbah and A.Suhami, NJM, 58, 102 (1968).
5. H.E.Jackson and G.E.Thomas, NJM, 36, 419 (1965).
6. F.D.Brooks, NJM., 4, 121 (1959).
7. В.Г. Бровченко и Г.В. Ргорлов, Nuclear Electroniks, II, Conference Proceedings, Belgrade, 297 (1961).
8. O.J.Hahn and R.C.Axtmann, NJM, 27, 323 (1964).
9. T.Hiramoto and H.Nobara, NJM, 58, 169 (1968).
10. E.Gatti and F.DeMartini, Nuclear Electroniks, II, Conference Proceedings, Belgrade, 265 (1961).
11. М.Н. Дражев. Препринт ОИЯИ, 2788, Дубна, 1968.
12. А.А. Омеляненко. Препринт ОИЯИ, 3876, Дубна, 1968.
13. Ли Сам Рен, А.А. Омеляненко, К.Г. Родионов, Б.Н. Соловьёв. Препринт ОИЯИ, 3914, Дубна, 1968.
14. А.А. Омеляненко, К.Г. Родионов, Хен Еен Гынь. Препринт ОИЯИ, 2280, Дубна, 1965.
15. Ю.В. Дукаревич, Л.Н. Дюмин, ПТЭ, №3, 48 (1960).
16. Н. Антонова и др. Препринт ОИЯИ, 13-3878, Дубна, 1968.
17. В.А. Дулин и др., ПТЭ, №2, 39 (1961).

Рукопись поступила в издательский отдел
30 декабря 1968 года.

Публикация задержана автором.

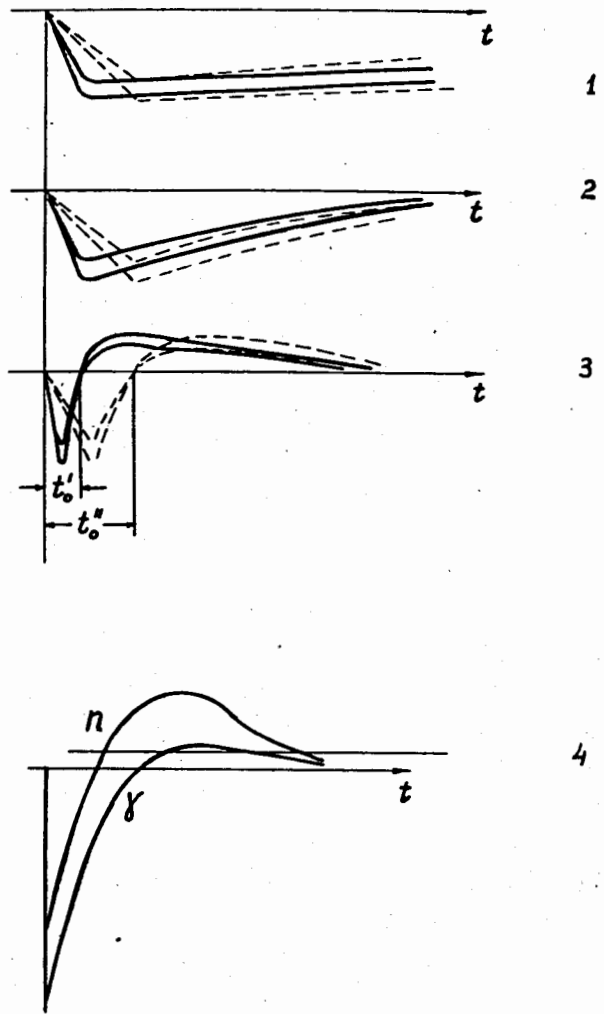


Рис. 1. Метод двойного дифференцирования в применении к разделению по форме импульса: выходной импульс со счетчика (1); продифференцированные сигналы (2,3). Разделение импульсов по форме внутри ФЭУ по методу ограничения тока импульса пространственным зарядом (4).

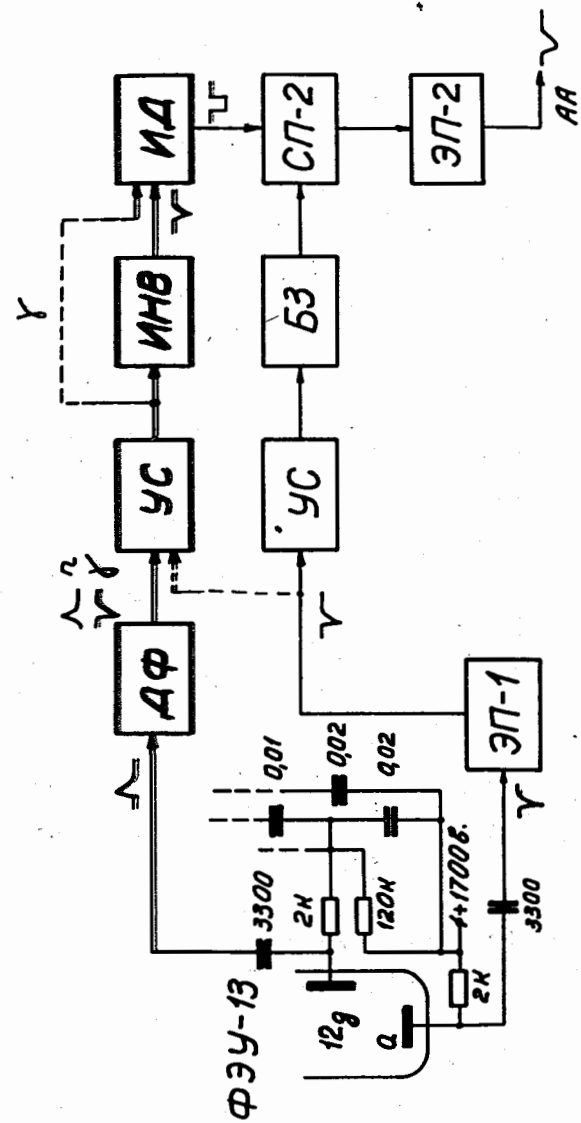


Рис.2. Блок-схема установки для α - γ разделения.

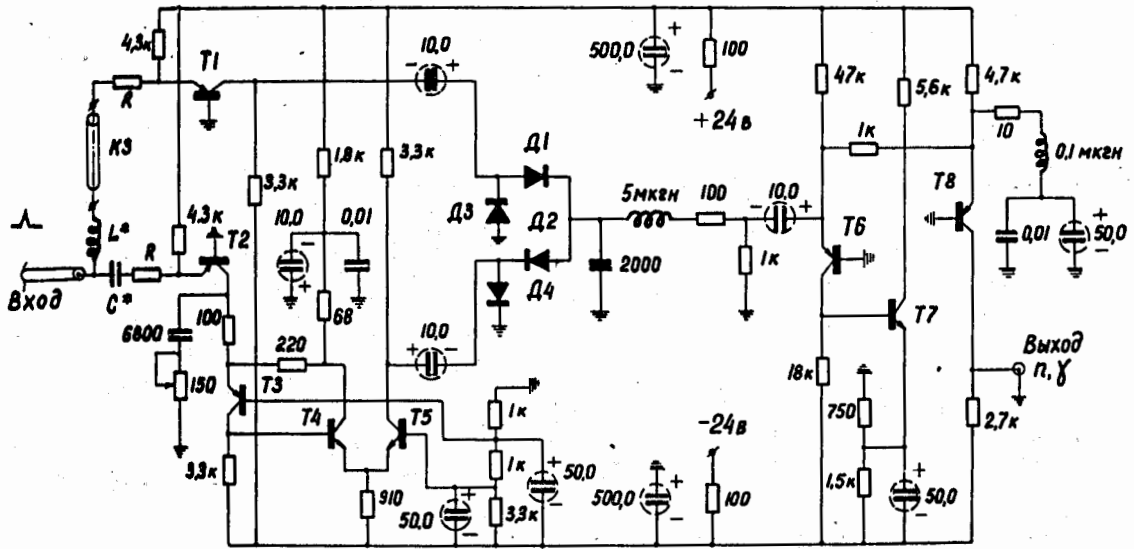


Рис.3. Принципиальная схема дискриминатора формы для положительных (диодных) импульсов.

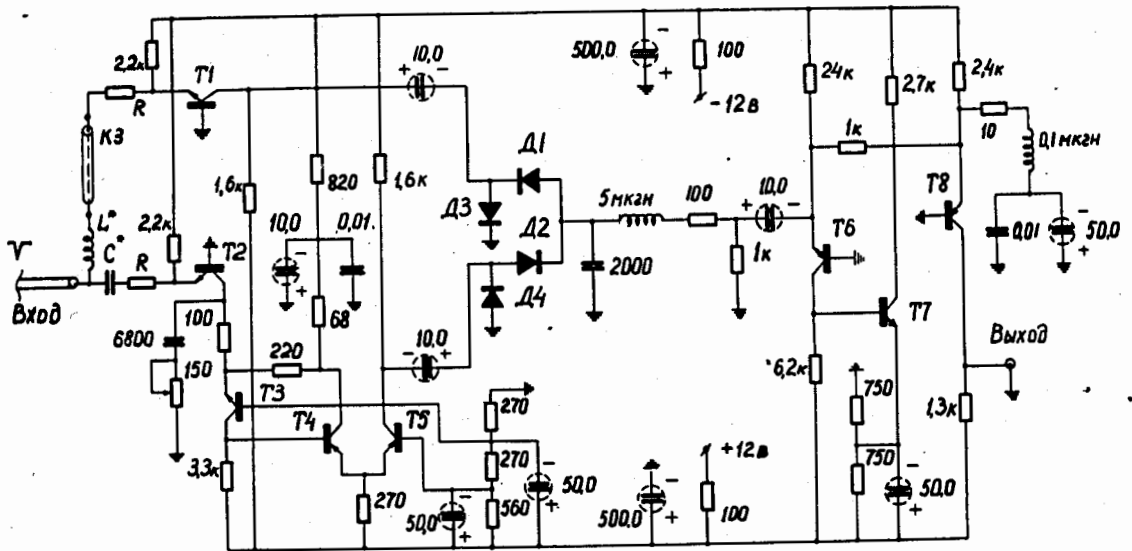


Рис.4. Вариант дискриминатора формы для отрицательных (анодных) импульсов.

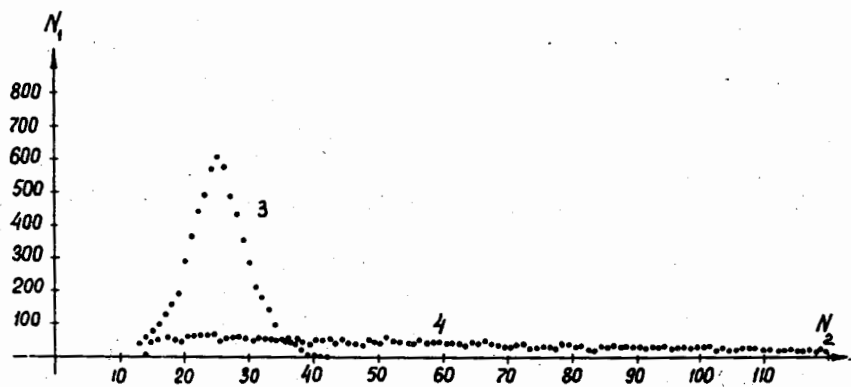
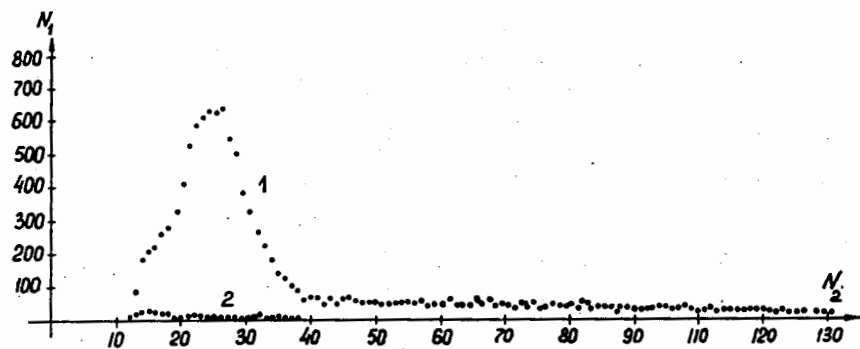


Рис.5. Спектр α -источника без ДФ (1); фон (2); спектр α -источника с ДФИ, с отбором по α -частицам (3); спектр, снятый от α -источника через алюминиевую фольгу (γ -фон) (4).

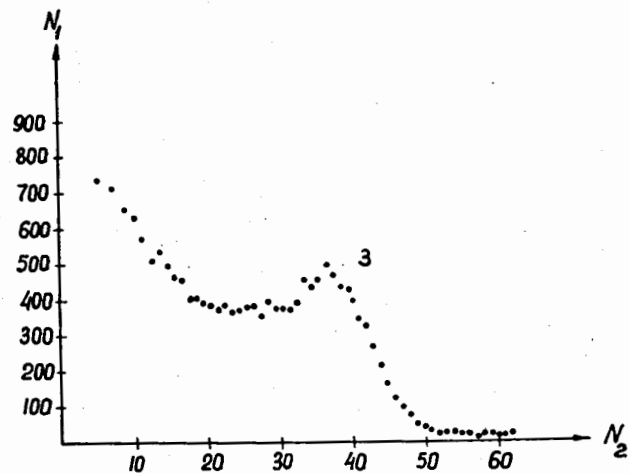
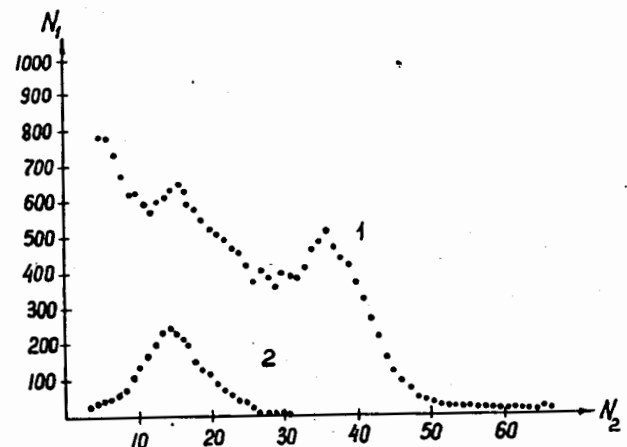


Рис.6. Смешанный спектр α -источника и ^{137}Cs без ДФИ (1), с дискриминацией от γ -квантов (2) и с дискриминацией от α -частиц (3).

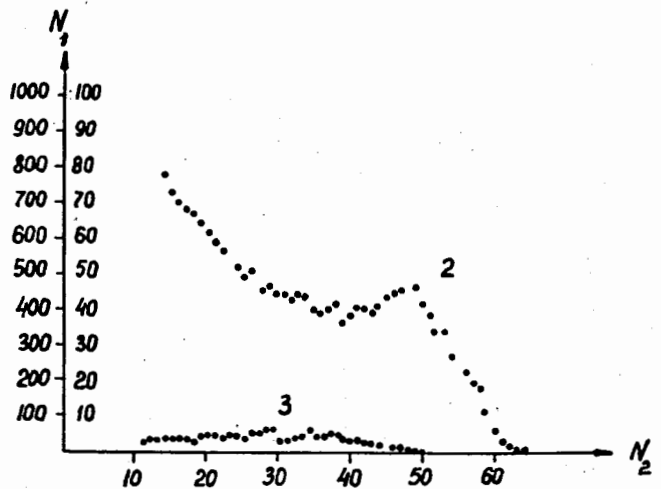
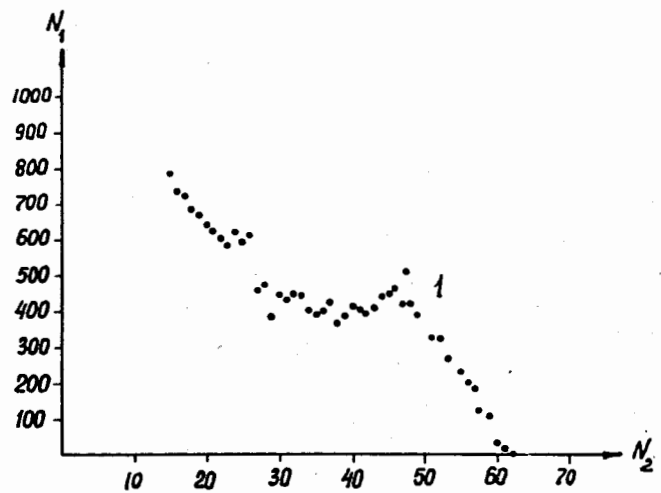


Рис.7. Спектр ^{60}Co без дискриминации (1), с отбором по γ -квантам (2) и отбором по α -частицам (3).

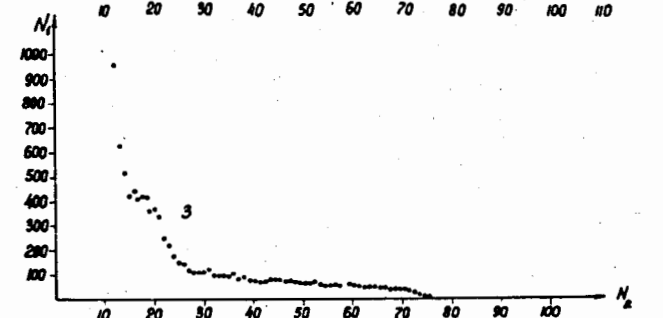
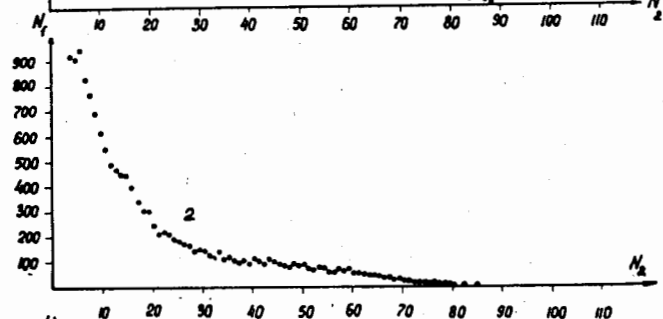
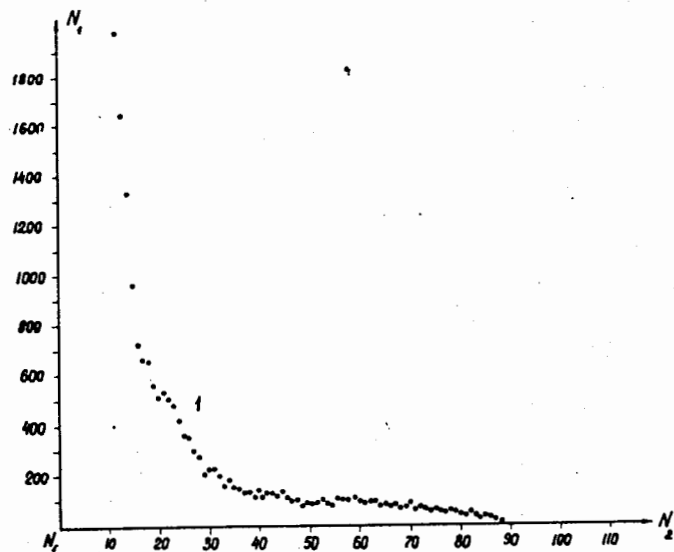


Рис.8. Спектр $\text{Po}-\text{Be}$ без ДФИ (1), с отбором нейтронов (2), с отбором γ -квантов (3).