

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА №6

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ БЕТА-ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ. ИЗУЧЕНИЕ ПОГЛОЩЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В АЛЮМИНИИ И ОЦЕНКА ГРАНИЧНОЙ ЭНЕРГИИ БЕТА-СПЕКТРА.

Глава 1. ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ВВЕДЕНИЕ

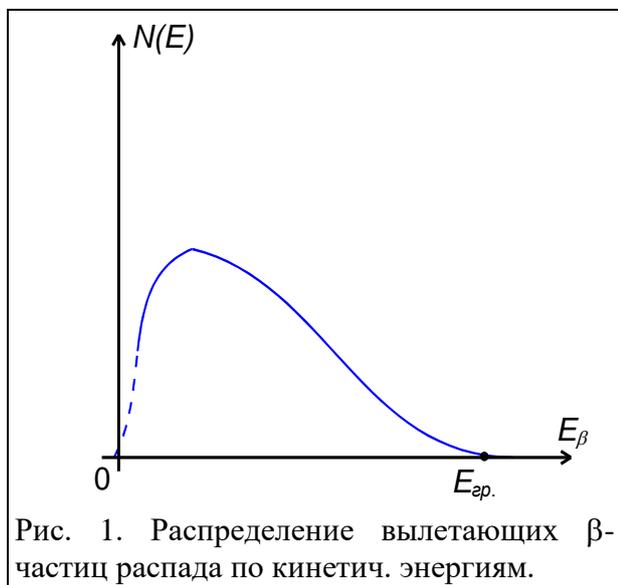
1. Цели и задачи работы.

Пронаблюдать на лабораторной установке регистрацию β^- -излучения (электроны) радиоактивного источника и измерить зависимость поглощения β^- -частиц в коллимированном пучке от толщины алюминиевого поглотителя, перекрывающего пучок. По известным эмпирическим соотношениям оценить граничную кинетическую энергию β -спектра.

Перед выполнением работы рекомендуется еще раз прочитать «Введение в физпрактикум по ядерной физике», уделив дополнительное внимание пунктам: 2.2., 3.1., 3.2., 4.2., 4.3., 5.1., 5.2., 5.3.

2. Вступление.

Самопроизвольное радиоактивное превращение ядер, при которых заряд ядра изменяется на ± 1 , без изменения массового числа, т.е. числа нуклонов, называется **β -распадом**. Изменение заряда ядра при этом происходит за счёт излучения электрона (β^- -частица) или позитрона (β^+ -частица). Сущность β -распада состоит во взаимном превращении нуклонов ядра друг в друга – нейтрона в протон или протона в нейтрон с испусканием соответственно β^- или β^+ - частицы и антинейтрино (нейтрино). К β -распаду относят также реакцию захвата ядром одного из орбитальных (К-, L-, M-оболочки) электронов атома (обычно К-электрон, «ближайшей» к ядру оболочки, «К-захват» [1], [2]), при котором заряд ядра уменьшается на 1. Вылетевшие электроны (позитроны) β -распада имеют непрерывный энергетический спектр, поскольку в процессе этого распада участвуют 3 частицы: ядро-остаток, β -частица и нейтрино (антинейтрино), разлетающиеся под различными углами. Непрерывный энергетический спектр β -частиц β -распада явился для Паули основанием для гипотезы о существовании в природе нейтрино (антинейтрино). Таким образом, и закон сохранения энергии, и закон сохранения импульса удовлетворяются одновременно при различном распределении энергии распада по указанным 3-м частицам.



Типичный β -спектр (распределение вылетающих β -частиц по кинетическим энергиям) имеет качественно вид, представленный на рис. 1.

В области малых значений энергии реальный β -спектр искажается влиянием вещества самого β -источника (самопоглощение β -частиц в веществе источника) [3].

Максимальная или граничная полная энергия электронов (позитронов) распада $E_{гр.}$ соответствует разности полных энергий распадающегося материнского ядра и дочернего ядра-остатка.

$$E_{гр.} = \Delta M \cdot c^2,$$

где ΔM – разность масс материнского и дочернего ядер [4], [5].

При вылете электрона с полной граничной энергией, антинейтрино распада уносит «нулевую» энергию [6]. Проблема измерения с высокой точностью в специальных экспериментах величины $E_{гр.}$ для β -распада связана с проблемой выяснения, нулевая или ненулевая масса покоя нейтрино (антинейтрино). При ненулевой массе покоя $E_{гр.} \leq \Delta M \cdot c^2$. Обычно энергии электронов с достаточно высокой точностью измеряются на магнитных β -спектрометрах по радиусу окружности, описываемой заряженной частицей с данной энергией в постоянном однородном магнитном поле [7].

Грубая оценка граничной кинетической энергии β -спектра E_m может быть получена в относительно простых экспериментах с использованием различных эмпирических соотношений, сравнительно распространённым из которых является формула Фламмерсфельда:

$$R = 0,11 \cdot ((1 + 22,4 \cdot E_m^2)^{1/2} - 1),$$

связывающая *экстраполированный пробег* электронов в алюминии R с граничной кинетической энергией E_m электронов β -распада. Формула Фламмерсфельда получена им путём сравнения данных по пробегу в алюминии моноэнергетичных электронов с данными магнитной бета-спектрометрии для этих электронов.

Экстраполированный пробег R – это наименьшая толщина слоя алюминия, через которую уже не проходят электроны с максимальной кинетической энергией E_m данного β^- -активного изотопа. Очевидно, что электроны с энергией меньшей E_m задерживаются слоем алюминия меньшей толщины [8].

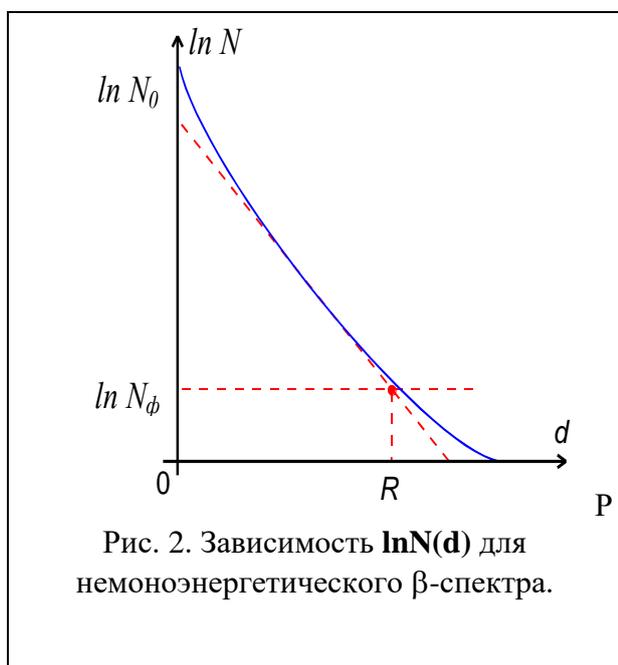
Размерности величин в формуле Фламмерсфельда: $[R] = \text{г/см}^2$, $[E_m] = \text{МэВ}$.

Необычная размерность величины R обусловлена тем, что в качестве поглотителей могут служить вещества, толщину слоя которых трудно измерить (неоднородно-слоистые вещества, “пушистые” вещества и т.п.). В этих случаях с достаточной точностью и сравнительно просто можно измерить поверхностную плотность поглотителя с помощью взвешивания. В работе для перевода величины R в требуемые формулой единицы измерения используется плотность Al : $\rho = 2,7 \text{ г/см}^3$. Отметим, что наличие буквенных величин и чисел в одной формуле предопределяет подстановку значений буквенных величин только в определенной размерности, предусмотренной именно данными числами.

Геометрия эксперимента, соответствующего формуле Фламмерсфельда, и любых других экспериментов по прохождению излучения через вещество (см., например, лаб. раб. №7), предполагает измерение интенсивности коллимированного параллельного потока частиц, прошедшего через поглотитель. В этом случае изменение (уменьшение) интенсивности потока или числа зарегистрированных детектором частиц излучателя ΔN за некоторое время экспозиции Δt пропорционально толщине слоя поглотителя Δd , т.е. зависимость $N(d)$ имеет вид: $N = N_0 \cdot e^{-\mu \cdot d}$, где N_0 – определяется плотностью потока частиц (число параллельно летящих частиц, пересекающих единицу площади в единицу времени) до поглотителя, а N – соответственно плотностью потока частиц после поглотителя толщиной d [9]. Линейный коэффициент взаимодействия частиц μ характеризует вероятность взаимодействия частицы данной энергии с веществом поглотителя, выводящего частицу из коллимированного параллельного пучка за счёт поглощения или рассеяния [10].

Электроны радиоактивного β^- -источника при прохождении через слой алюминия в результате столкновений с атомами (электронами и ядрами) алюминия либо полностью теряют свою кинетическую энергию (поглощаются алюминием), либо рассеиваются под различными углами к направлению исходного коллимированного пучка в зависимости от параметров столкновений. Интенсивность коллимированного потока электронов при этом экспоненциально падает как за счет поглощения, так и за счет рассеяния.

Значение величины μ , характеризующей взаимодействие частиц с веществом, зависит от энергии этих частиц. Для моноэнергетического потока частиц $\mu = \text{Const}$, и $\ln N$ для хорошо коллимированного потока линейно зависит от толщины поглотителя-рассеивателя. Для плохо коллимированного потока, зависимость $\ln N(d)$ нелинейная и оценка величины



экстраполированного пробега R определяется экстраполяцией приблизительно линейного участка в середине спадающей с ростом толщины кривой (см. рис. 2).

Нелинейность кривой $\ln N(d)$ особенно проявляется в области малых и больших толщин поглотителей, так как при малых толщинах интенсивность счёта детектора убывает весьма сильно преимущественно из-за поглощения “мягкой” части β -спектра, а при больших толщинах интенсивность счёта детектора может убывать сравнительно медленно из-за возможного γ -излучения источника, поглощаемого алюминием в гораздо меньшей степени, чем β -излучение. Для области порядка «средних» энергий электронов, соответствующих району максимума β -спектра (см. рис. спектра), а их основное количество в спектре и они имеют не очень сильно отличающиеся по величине значения энергии, линейный коэффициент ослабления μ сравнительно слабо зависит от энергии, и кривая $\ln N(d)$ в области средних толщин поглотителя наиболее близка к линейной зависимости.

Отметим, что немонотонность электронов β -спектра дается самой природой β -распада, а степень коллимированности пучка определяется постановкой эксперимента, т.е. зависит от устройства коллиматора, примененного экспериментатором. При этом, чем лучше коллимация, тем меньше интенсивность регистрации излучения, прошедшего через поглотитель-рассеиватель данной толщины, т.е. тем больший вклад в результат эксперимента дает статистическая погрешность измерений (см. ниже), уменьшение которой требует увеличения времени измерений. В соответствии с этими соображениями, степень коллимации β -излучения в лабораторной работе выбрана такой, чтобы за ограниченное время проведения лабораторной работы ее результаты в разумной степени удовлетворяли общеизвестным [11].

Величина N_{ϕ} – это число фоновых отсчетов за выбранное время экспозиции в эксперименте, когда пучок электронов перекрыт поглотителем достаточной толщины (используется латунная заглушка в верхней гетинаксовой пластине – см. описание установки). Величина N_{ϕ} обусловлена регистрацией детектором установки как квантов (частиц) природного естественного фона, проникающих в детектор, так и возможным γ -излучением самого радиоактивного β -источника, проходящим через заглушку. Поскольку в данной лабораторной работе в качестве детектора используется счётчик Гейгера для электронов, с достаточно тонким окном (лавсановая плёнка), сравнительно слабо чувствительный к гамма-излучению, то величина N_{ϕ} в работе может быть и небольшой.

Сравнительно невысокая точность метода Фламмерсфельда связана как с неточностью в графическом определении величины R при экстраполяции линейного участка на кривой $\ln N(d)$, так и с неполным соответствием в лабораторной установке требуемой геометрии эксперимента – достаточно хорошо коллимированному пучку электронов. Конечно, определенный вклад в результаты эксперимента дает и статистическая погрешность измеряемых величин $N(d)$.

Другой эмпирический метод определения граничной энергии β -спектра основан на связи между величиной граничной энергии E_m и величиной, например, слоя половинного ослабления для алюминия Δ . Величина Δ определяет толщину слоя алюминия (в единицах длины или поверхностной плотности), ослабляющего интенсивность исходного пучка β -излучения в 2 раза. Величину Δ легко найти из графика $\ln N(d)$ и по соответствующей таблице определить граничную энергию исследуемого β -спектра. Данные таблицы, как и формула Фламмерсфельда, основаны на сравнении экспериментов по поглощению электронов β -распада в алюминии с данными магнитной бета-спектрометрии.

Глава 2. КРАТКОЕ ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

Установка собрана в одном блоке (ящик из гетинакса с открывающейся дверкой – см. рис. 3), в котором внутри сверху закреплён детектор – счётчик Гейгера-Мюллера для β -излучения, ниже, под счётчиком, выдвигающаяся толстая гетинаксовая пластина-коллиматор с латунной заглушкой либо с латунным кольцом с отверстием для коллимации β -излучения в конце пучка, непосредственно перед счётчиком, (эта пластина на рис. не показана), а внизу расположены пластинка с β -радиоактивным источником, на ней толстая гетинаксовая пластина с коллиматором

начала пучка, на которую накладываются поглотители, оформленные в виде набора из тонких алюминиевых фольг определённого количества, указанного на карточках с фольгами.

Толщина поглотителя определяется количеством фольг по 0,01 мм каждая.

Блок-схема измерительной установки приведена на рис.

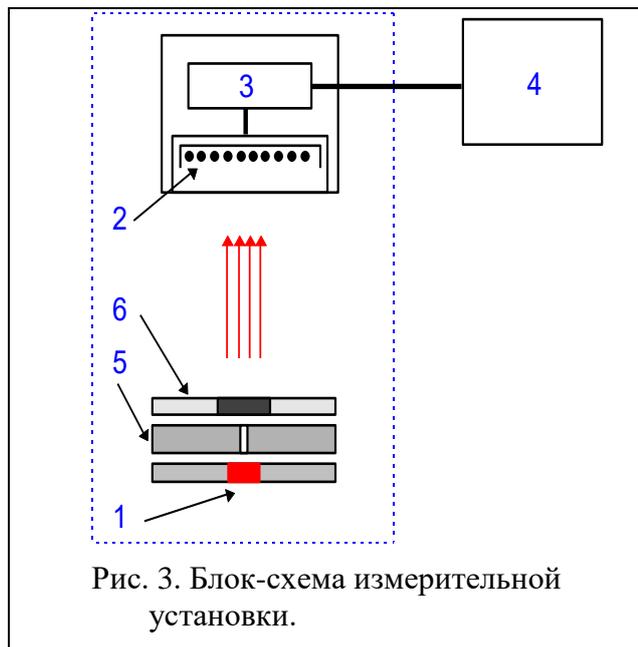


Рис. 3. Блок-схема измерительной установки.

1. Радиоактивный источник β^- -излучения (электроны).

2. Детектор, счётчик Гейгера-Мюллера (многократный, т.е. несколько параллельно включенных счетчиков с общим катодом) с тонким окном практически прозрачным для β^- -излучения исследуемого диапазона энергий. Данный счётчик, ввиду его конструктивных особенностей, имеет малую эффективность при регистрации γ -излучения, что весьма полезно для β^- -счетчика [12].

3. Усилитель-формирователь импульсов детектора для их дальнейшей обработки, т.е. регистрации на пересчетном приборе.

4. Пересчетный прибор ПС02-4 для подсчета импульсов детектора β^- -частиц. Для питания и счётчика Гейгера-Мюллера и усилителя импульсов счётчика, используется напряжения блока питания пересчетного прибора ПС02-4, т.е.,

когда прибор ПС02-4 включен, импульсы на его вход от счетчика Гейгера должны подаваться.

5. Коллиматор излучателя – латунный диск с небольшим отверстием для пучка электронов в гетинаксовой пластине (кладётся непосредственно на источник излучения). Отметим, что в данной работе источник не является точечным, диаметр диска источника превышает диаметр коллимационного отверстия.

6. Поглотитель (картонка с алюминиевыми фольгами или набор картонок, позволяющий получить поглотитель с требуемой толщиной по алюминию). Поглотители кладутся непосредственно на коллиматор (при вкладывании в блок пластины источника, нижней и верхней пластин коллиматора и набора поглотителей учесть некоторую асимметрию в расположении β^- -источника, вертикаль пучка должна проходить несколько левее середины камеры – конструктивная особенность расположения счетчика Гейгера в блоке).

Непосредственно под счетчиком Гейгера располагается выдвигающаяся гетинаксовая пластина с латунной заглушкой, которая необходима только при измерении фона установки. При всех других измерениях эта заглушка заменяется на коллимирующее латунное кольцо, вставляемое в гетинаксовую пластину для дополнительной коллимации пучка перед счетчиком.

Глава 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Идентифицировать приборы и блоки установки и разобраться с их соединением между собой согласно блок-схеме, убедиться в наличии и правильном расположении пластин с источником, коллиматором и заглушкой (см. рис. 3). Действуя в соответствии с указаниями пунктов «Порядка выполнения работы» реализовать выполнение следующих экспериментальных заданий.

1. Измерить величину N_{ϕ} с заданной точностью.
2. Измерить зависимость $N(d)$ с заданной точностью для заданного набора толщин алюминиевого поглотителя, от нулевой до требуемой максимальной.
3. Построить график зависимости $\ln N(d)$ и, определив величину экстраполированного пробега R , вычислить значение граничной кинетической энергии бета-спектра по формуле Фламмерсфельда.
4. По графику зависимости $\ln N(d)$ определить толщину слоя половинного ослабления β^- -излучения в алюминии Δ и по приведенной ниже таблице соответствия величины Δ с

граничной кинетической энергией β -спектра, определить величину этой энергии.

5. Сравнить полученные результаты определения граничной кинетической энергии β -спектра и кратко обсудить их соответствие.

Глава 4. ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1). Проверить включение, а при необходимости подключить к сети 220 В лаборатории кабели питания приборов установки.

Оформление лабораторной работы должно соответствовать требованиям пункта 1 «Введения в физпрактикум».

2). Порядок работы с пересчетным прибором ПС02-4 (упрощенное название: пересчетка). Прибор способен подсчитывать электрические импульсы любой полярности с амплитудой, превышающей порог срабатывания прибора. Время набора импульсов (время экспозиции) задается по выбору экспериментатора в самом приборе.

Включить прибор нажатием на красную кнопку «Сеть» (прибор выключается при отжатой кнопке, что достигается повторным нажатием на нее). Должна загореться линейка световой индикации. Система индикаторов арабских цифр осуществляет десятичную запись числа зарегистрированных импульсов (справа налево: единицы, десятки, сотни и т.д.). Прибор практически сразу же после включения готов к работе. Установить все кнопки верхнего ряда в отжатое состояние. (При отжатой кнопке прибор работает в соответствии с подписью над кнопкой, при нажатой кнопке – в соответствии с подписью под ней). В указанном варианте прибор будет работать с импульсами отрицательной полярности, соответственно отрицательной полярности сигналов применяемого счетчика Гейгера-Мюллера после его усилителя, т.е. полярности сигналов на входе пересчетки, в автоматическом непрерывном режиме, при котором команды «Стоп», «Сброс» и «Пуск» будут вырабатываться автоматически внутри прибора под действием соответствующего генератора, а не нажатием клавиш. Методика эксперимента в данной лабораторной работе позволяет использовать такой наименее трудоемкий для оператора порядок измерений. При желании, оператор, при нажатой кнопке «Однократный вывод», управляет работой пересчетки вручную, нажатием клавиш «Сброс» и «Пуск», если время экспозиции установлено нажатием какой-то из кнопок времени экспозиции (сигнал «Стоп» при этом вырабатывается автоматически). При всех отжатых кнопках времени экспозиции оператор управляет работой пересчетки нажатием клавиш «Сброс», «Пуск», «Стоп», пользуясь внешним секундомером.

Нажать кнопку «N» прибора. В режиме нажатой кнопки «N» пересчетный прибор регистрирует число N импульсов, поступивших на вход пересчетки от внешнего источника сигналов за определенное время, установленное нажатием соответствующей кнопки времени экспозиции (от 0,1 до 1000 сек.). В режиме «T» (в данной работе этот режим не используется) прибор определяет время набора заданного количества импульсов.

Проверка правильности работы пересчетного прибора осуществляется при нажатой кнопке «Проверка». В этом случае на вход пересчетки поступают сигналы от внутреннего генератора с частотой 10 кГц. В режиме «Проверка» реальное время экспозиции меньше указанного над соответствующей кнопкой в 100 раз. При подсчете внешних сигналов (в данной работе импульсов счетчика Гейгера-Мюллера установки), когда кнопка «Проверка» отжата, время экспозиции соответствует гравировке – можно сравнить с секундомером наручных часов. Нажмите кнопку экспозиции, например, «100», а затем нажмите кнопку «Проверка». Пересчетка будет периодически производить набор импульсов генератора проверки в течение 1 сек. (при правильной работе пересчетки должно набираться ровно 10000 импульсов). Во время набора импульсов горит лампочка «Счет» в левом нижнем углу панели прибора. Время, в течение которого на индикаторе «горит» число набранных при очередной экспозиции импульсов, регулируется колесиком «Время индикации», и должно позволять оператору зарегистрировать результат измерений при сравнительно малом времени ожидания начала следующего измерения. **Произвести проверку пересчетного прибора при нескольких различных временах**

экспозиции, а затем отжать кнопку “Проверка”, вернувшись в режим счёта внешних сигналов детектора.

3). Убедиться в работоспособности установки, наблюдением регистрации гамма-излучения естественного радиационного фона и, возможно проходящего сквозь заглушку гамма-излучения источника (но не β^- -излучения). Если пересчетный прибор ПС02-4 включен на подсчет внешних импульсов отрицательной полярности и сигнал счетчика Гейгера-Мюллера поступает на него, то пересчетка производит регистрацию импульсов детектора, создаваемых излучением естественного (природного) радиационного фона Земли, космического излучения и γ -излучения радиоактивного источника установки. **Определить приближенно интенсивность или уровень регистрируемого «фона» данного детектора** (данной лабораторной установки) по одному – двум измерениям с небольшим временем экспозиции (например, 10 сек) и **обсудить полученное значение с преподавателем**, (которому известен порядок этой величины для всех установок лаборатории), чтобы получить определенную уверенность в работоспособности установки. Определение интенсивности регистрируемых импульсов производится по очевидной формуле $I = N/t$, где N – число сигналов (импульсов), зарегистрированных пересчеткой за некоторое, выбранное экспериментатором, время t . Отметим, что полученное значение «фона» не является объективной характеристикой этой величины (зависит от конкретного датчика и свойств установки в целом). Представление об объективной характеристике величины природного радиационного фона дается в лаб. раб. № 3. Временно убрать латунную заглушку и убедиться в том, что интенсивность регистрации импульсов детектора значительно возросла за счет дополнительной регистрации β^- -излучения источника. Путем перекрытия пучка несколькими листами бумаги, тетрадкой, рукой и т.п. легко убедиться в том, что проникающая способность β^- -излучения значительно слабее проникающей способности γ -излучения источников, применяемых в других работах физпрактикума.

4). Выполнить п. 1 экспериментальной части лабораторной работы с регистрацией всех необходимых величин в протоколе измерений и краткими пояснениями.

Измерить величину $N_{\text{ф}}$ с заданной точностью. Время отдельного измерения, т.е. фактически число отсчетов пересчетки N (см. далее текст курсивом), выбрать по порядку величины таким, чтобы относительная статистическая ошибка измерения величины $N_{\text{ф}}$ не превышала 4% (уточнить у преподавателя).

Абсолютная ошибка (погрешность) Δ измерения любой дискретной случайной величины, (например N – число импульсов, отсчитанных пересчеткой за определенное время, выбранное экспериментатором), распределение которой есть распределение Пуассона, соответствует дисперсии распределения и равно в данном случае $\Delta = \sqrt{N} = N^{1/2}$ (см. лаб. раб. №4).

Относительная ошибка этого измерения $\delta = \sqrt{N}/N = N^{1/2}/N = N^{-1/2}$. Для уменьшения этой ошибки нужно либо увеличивать N , т.е. время отдельного измерения, либо сделать несколько, например, n более коротких измерений и тогда относительная ошибка среднего из этой серии измерений равна $N_{\text{ср.}}^{-1/2}/(N_{\text{ср.}} \cdot n^{1/2})$, т.е. в корень из n раз меньше ошибки одного измерения. Так как все измеренные N_i не слишком сильно различаются между собой (отличия порядка $N_i^{1/2}$), то по первой измеренной величине N можно вычислить n , необходимое для реализации заданной ошибки измерений. Очевидно также, что $\delta = (\sum N_i)^{-1/2}$.

Отметим, что согласно статистике Пуассона, при нормальной работе установки в одинаковых условиях, примерно 68% измерений лежат в интервале $N_{\text{ср.}} \pm N_{\text{ср.}}^{1/2}$, а практически 100% измерений лежат в интервале $N_{\text{ср.}} \pm 3 \cdot N_{\text{ср.}}^{1/2}$. Выход за указанные интервалы связан либо с нестационарностью исследуемых процессов, либо с неисправностями в установке (обратитесь к преподавателю).

5). Выполнить п. 2 экспериментальной части лабораторной работы с регистрацией всех необходимых величин в протоколе измерений и краткими пояснениями.

Измерить зависимость $N(d)$ с заданной точностью для заданного набора толщин алюминиевого поглотителя, от нулевой до требуемой максимальной.

При измерении зависимости $N(d)$, величину N при данном d измерять со статистической погрешностью не хуже 4% (уточнить у преподавателя). Выбором времени экспозиции для

отдельного измерения или количеством замеров, с меньшим временем экспозиции, по которым усредняют значение N для данной толщины поглотителя, обеспечить указанную выше статистическую погрешность среднего значения N каждого измерения для данной толщины. Оптимизировать процесс измерений с точки зрения минимальных затрат труда и времени, варьируя время экспозиции и количество замеров и понимая, что для построения графика $\ln N(d)$ все значения N , в т.ч. и N_{ϕ} необходимо будет привести к одному времени экспозиции.

Очевидно, что при измерениях $N(d)$ заглушка из верхней гетинаксовой пластины-коллиматора должна быть удалена и заменена на коллимирующее латунное кольцо. Измерения зависимости $N(d)$ интенсивности счёта импульсов детектора от толщины алюминиевого поглотителя, проводить соответственно комбинируя карточки из фольг, от $d=0$ (отсутствие поглотителя или поглотитель – воздух) до $d=1,5$ мм, а также (по дополнительному требованию преподавателя) для $d=2,5$ мм, добавляя пластинку алюминия толщиной 1мм. Измерения проводить для толщин алюминия от 0 до 0,1 мм через 0,02 мм, от 0,1 до 0,5 мм через 0,05 мм, от 0,5 до 1,5 мм через 0,1 мм. При этом кривая $N(d)$ будет пройдена достаточно подробно для ее графического анализа.

б). Выполнить п. 3 экспериментальной части лабораторной работы с регистрацией всех необходимых величин в протоколе измерений и краткими пояснениями.

Построить график зависимости $\ln N(d)$ и, определив величину экстраполированного пробега R , вычислить значение граничной кинетической энергии бета-спектра по формуле Фламмерсфельда.

Примечание.

При проведении линии графика усреднение экспериментальных данных, имеющих статистический разброс из-за вероятностного характера исследуемых процессов, провести «на глаз». При нормальной работе лабораторной установки и отсутствии ошибок эксперимента, получаемый график должен соответствовать графику, приведенному (или описанному словесно) в теоретическом введении в лабораторную работу или во «Введении в физпрактикум». Линия графика должна плавно проходить между экспериментальными точками так, чтобы минимизировать суммарное отклонение этих точек от проводимого графика (метод наименьших квадратов или метод максимума правдоподобия при математической обработке результатов эксперимента).

Очевидно, что график должен асимптотически приближаться к уровню $\ln N_{\phi}$.

7). Выполнить п. 4 экспериментальной части лабораторной работы с регистрацией всех необходимых величин в протоколе измерений и краткими пояснениями.

По графику зависимости $\ln N(d)$ определить толщину слоя половинного ослабления β -излучения в алюминии Δ и по приведенной ниже таблице соответствия величины Δ с граничной кинетической энергией β -спектра, определить величину этой энергии.

8). Выполнить п. 5 экспериментальной части лабораторной работы с регистрацией всех необходимых величин в протоколе измерений и краткими пояснениями.

Сравнить полученные результаты определения граничной кинетической энергии β -спектра и кратко обсудить их соответствие.

9). Выключить тумблеры «Сеть» приборов лабораторной работы, привести в порядок рабочее место.

10). Оформить лабораторную работу и отчитаться по ней перед преподавателем.

Слои половинного поглощения β^- -частиц в алюминии Δ
при различных максимальных энергиях β -спектра E_m .

E_m , МэВ	Δ , мг/см ²	E_m , МэВ	Δ , мг/см ²	E_m , МэВ	Δ , мг/см ²
0,01	0,1	0,28	6,3	2,3	159
0,02	0,3	0,30	7,0	2,4	168
0,03	0,5	0,35	9,0	2,5	173
0,04	0,7	0,40	11,7	2,6	180
0,05	0,8	0,45	14,6	2,7	190
0,06	1,0	0,50	17,5	2,8	195
0,07	1,3	0,6	24	2,9	200
0,08	1,5	0,7	30	3,0	210
0,09	1,6	0,8	37	3,1	218
0,10	1,8	0,9	45	3,2	223
0,11	2,0	1,0	53	3,3	230
0,12	2,2	1,1	62	3,4	238
0,13	2,3	1,2	70	3,5	244
0,14	2,5	1,3	78	3,6	250
0,15	2,6	1,4	87	3,7	260
0,16	2,8	1,5	97	3,8	265
0,17	3,0	1,6	107	3,9	270
0,18	3,3	1,7	117	4,0	280
0,19	3,6	1,8	121	4,2	290
0,20	3,9	1,9	130	4,4	305
0,22	4,5	2,0	140	4,6	320
0,24	5,0	2,1	147	4,8	335
0,26	5,6	2,2	150	5,0	350