

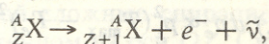
## Работа 4.2.

### Исследование энергетического спектра $\beta$ -частиц и определение их максимальной энергии при помощи магнитного спектрометра

С помощью магнитного спектрометра исследуется энергетический спектр  $\beta$ -частиц при распаде ядер  $^{137}\text{Cs}$  и определяется их максимальная энергия. Калибровка спектрометра осуществляется по энергии электронов внутренней конверсии  $^{137}\text{Cs}$ .

**Бета-распадом** называется самопроизвольное превращение ядер, при котором их массовое число не изменяется, а заряд увеличивается или уменьшается на единицу. Бета-активные ядра встречаются во всей области значений массового числа  $A$ , начиная от единицы (свободный нейтрон) и кончая самыми тяжелыми ядрами. Период полураспада  $\beta$ -активных ядер изменяется от ничтожных долей секунды до  $10^{18}$  лет. Выделяющаяся при единичном акте  $\beta$ -распада энергия варьируется от 18 кэВ (для распада трития  $^3\text{H}$ ) до 13,4 МэВ (для распада изотопа бора  $^{12}\text{B}$ ).

В данной работе мы будем иметь дело с электронным распадом



при котором кроме электрона испускается антинейтрино. Освобождающаяся при  $\beta$ -распаде энергия делится между электроном, антинейтрино и дочерним ядром, однако доля энергии, передаваемой

ядру, исчезающе мала по сравнению с энергией, уносимой электроном и антинейтрино. Практически можно считать, что эти две частицы делят между собой всю освобождающуюся энергию. Поэтому электроны могут иметь любое значение энергии — от нулевой до некоторой максимальной, которая равна энергии, освобождающейся при  $\beta$ -распаде, и является важной физической величиной.

Вид спектра  $\beta$ -частиц показан на рис. 1. Величина  $W(p_e) dp_e$  определяет вероятность того, что  $\beta$ -частица получит при испускании импульс, лежащий в интервале от  $p_e$  до  $p_e + dp_e$ . Величина  $W(p_e)$  является плотностью вероятности, т. е. вероятностью, отнесенной к единичному интервалу импульсов. Распределение электронов по энергии (или по импульсу) может быть вычислено теоретически. Для разрешенных переходов\*) вероятность  $\beta$ -распада просто пропорциональна *статистическому весу*, т. е. фазовому объему в векторном пространстве импульсов электронов и нейтрино.

Рассмотрим сначала систему отсчета в трехмерном пространстве, осями которой являются проекции импульса электрона. Интервалу от  $p_e$  до  $p_e + dp_e$  соответствует в таком пространстве шаровой слой с радиусом  $p_e$  и шириной  $dp_e$ . Объем этого слоя равен  $4\pi p_e^2 dp_e$ . Импульс электрона определяет его энергию. Сумма энергий электрона и антинейтрино практически равна энергии распада, и поэтому задание импульса электрона  $p_e$  определяет энергию, уносимую антинейтрино, а вместе с ней и абсолютную величину его импульса. Направление импульса антинейтрино остается свободным. В пространстве импульсов, уносимых антинейтрино, выделяется, таким образом, шаровой слой площадью  $4\pi p_e^2$ . Имеем поэтому

$$W(p_e) dp_e \propto p_e^2 dp_e. \quad (1)$$

Выразим в этом соотношении  $p_e$  через  $E_e$ . Масса антинейтрино равна нулю. Следовательно,

$$p_e = E_e/c = (T_{\max} - T_e)/c. \quad (2)$$

В этом уравнении  $E_e$  — кинетическая энергия антинейтрино (совпадающая с его полной энергией),  $T_{\max}$  — максимально возможная в данном распаде кинетическая энергия электрона,  $T_e$  — его фактическая энергия. Подставляя (2) в (1), найдем окончательно:

$$W(p_e) dp_e \propto p_e^2 (T_{\max} - T_e)^2 dp_e. \quad (3)$$

\*) Мы здесь рассматриваем так называемые разрешенные фермиевские переходы, т. е. переходы, при которых не изменяются ни момент, ни четность состояния ядра. Теория всех остальных переходов существенно более сложна.

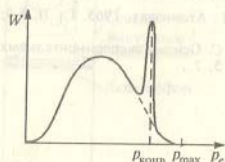


Рис. 1. Форма спектра  $\beta$ -частиц при разрешенных переходах

Кинетическая энергия электрона и его импульс связаны друг с другом обычной формулой:

$$T_e = \sqrt{p_e^2 c^2 + m_e^2 c^4} - m_e c^2, \quad (4)$$

так что

$$T_{\max} - T_e = c \left( \sqrt{p_{\max}^2 + m_e^2 c^2} - \sqrt{p_e^2 + m_e^2 c^2} \right)^2. \quad (5)$$

Выражение (3) приводит к спектру, имеющему вид широкого колокола (см. рис. 1). Кривая плавно отходит от нуля и столь же плавно, по параболе, касается оси абсцисс в области максимального импульса электронов.

Дочерние ядра, возникающие в результате  $\beta$ -распада, нередко оказываются возбужденными. Возбужденные ядра отдадут свою энергию либо излучая  $\gamma$ -квант (энергия которого равна разности энергий начального и конечного уровней), либо передавая избыток энергии одному из электронов с внутренних оболочек атома. Излучаемые в таком процессе электроны имеют строго определенную энергию и называются *конверсионными*.

Конверсия чаще всего происходит на оболочках  $K$  или  $L$ . На спектре, представленном на рис. 1, видна монохроматическая линия, вызванная электронами конверсии. Ширина этой линии в нашем случае является чисто аппаратной — по ней можно оценить разрешающую силу спектрометра.

#### Экспериментальная установка

Энергию  $\beta$ -частиц определяют с помощью  $\beta$ -спектрометров. В работе используется магнитный спектрометр с «короткой линзой». Электроны, испускаемые радиоактивным источником (рис. 2), попадают в магнитное поле катушки, ось которой параллельна оси

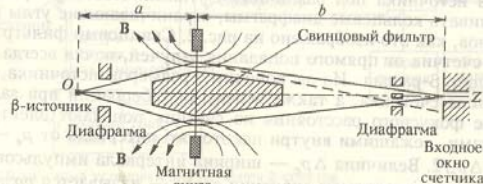


Рис. 2. Схема  $\beta$ -спектрометра с короткой магнитной линзой

$OZ$  (оси симметрии прибора). Траектории электронов в магнитном поле представляют собой сложные спирали, сходящиеся за катушкой в фокусе, расположенном на оси  $OZ$ . Силовые линии магнитного поля изображены на рис. 2 тонкими линиями. В фокусе установлен детектор электронов — газоразрядный торцовый счетчик с тонким входным окном, прозрачным для электронов с энергией больше

40 кэВ, либо сцинтилляционный счетчик. Чувствительным элементом сцинтилляционного счетчика является тонкий кристалл полистирола. При попадании электрона в кристалле возникает световая вспышка — сцинтилляция, регистрируемая фотоумножителем. Принципы работы сцинтиллятора и фотоумножителя описаны в Приложениях II и III.

Как показывает расчет, для заряженных частиц тонкая катушка эквивалентна линзе. Ее фокусное расстояние  $f$  зависит от импульса электронов  $p_e$  и от индукции магнитного поля линзы, (т. е. от силы тока  $I$ , протекающего через катушку) следующим образом:

$$\frac{1}{f} \propto \frac{I^2}{p_e^2} \quad (6)$$

При заданной силе тока на входное окно счетчика фокусируются электроны с определенным импульсом. Электроны, обладающие другими значениями импульса, при этом не сфокусированы и в основном проходят мимо окна (штриховой луч). При изменении тока в катушке на счетчик последовательно фокусируются электроны с разными импульсами. Так как геометрия прибора в течение всего опыта остается неизменной, импульс сфокусированных электронов пропорционален величине тока  $I$ :

$$p_e = kI. \quad (7)$$

Константа прибора  $k$  обычно определяется не из расчета, а из опыта (по какой-нибудь известной конверсионной линии).

Короткая магнитная линза обладает заметной сферической аберрацией, т. е. имеет разные фокусные расстояния для частиц, вылетающих из источника под различными углами. Поэтому приходится устанавливать кольцевые диафрагмы, ограничивающие углы вылета электронов, как это изображено на рис. 2. Свинцовый фильтр предохраняет счетчик от прямого попадания  $\gamma$ -лучей, почти всегда сопровождающих  $\beta$ -распад. Из-за конечных размеров источника, диафрагм и окна счетчика, а также вследствие аберраций при заданной величине фокусного расстояния на счетчик попадают электроны с импульсами, лежащими внутри некоторого интервала от  $p_e - \Delta p_e/2$  до  $p_e + \Delta p_e/2$ . Величина  $\Delta p_e$  — ширина интервала импульсов, регистрируемых при заданном значении тока, — называется разрешающей способностью  $\beta$ -спектрометра. Из рис. 2 ясно, что разрешающая способность спектрометра зависит от того, какой угол с осью  $OZ$  составляют регистрируемые электроны. Электроны, летящие под небольшим углом к оси спектрометра, практически не отклоняются магнитным полем и попадают бы в окно  $\beta$ -счетчика при любом токе в линзе, если бы на их пути не было свинцового фильтра. Поэтому разрешение спектрометра зависит не только от размеров кольцевых диафрагм, но и от диаметра свинцового фильтра.

и измеряется термомпарным вакуумметром. Лучший вакуум в приборе не нужен. Поскольку уже при этом давлении потери энергии электронов малы и их рассеяние незначительно. Откачка осуществляется форвакуумным насосом. Магнитная линза питается постоянным током от выпрямителя. Ток можно повышать до 6 А, он измеряется цифровым прибором. Высокое напряжение на ФЭУ или газоразрядный счетчик подается от стабилизированного выпрямителя.

## Задание

### 1. Проведение измерений

1. Включите пересчетный прибор, высоковольтный выпрямитель и вакуумметр и дайте им прогреться 10–15 минут. Перед включением выпрямителя его регуляторы надо установить в положение, соответствующее нулю напряжения. Если показания вакуумметра заметно превышают 0,1 Тор, включите форвакуумный насос и откачайте спектрометр. Затем отключите насос, не забыв соединить его с атмосферой.

2. Установите рабочее напряжение на ФЭУ (значение напряжения указано на установке).

3. Труднее всего убедиться в том, что  $\beta$ -спектрометр правильно работает. Для этого следовало бы снять какой-либо хорошо известный спектр и сравнить полученные результаты с табличными. Так обычно и поступают при испытании новых приборов. У нас, однако, для полной проверки не хватает времени, и студенту перед началом работы предлагается убедиться лишь в том, что  $\beta$ -спектрометр действительно работает. Используя автостоп пересчетного прибора, определите числа отсчетов за 100 с при токах 1, 2, 3 и 4 А. Убедитесь, что скорость счета зависит от величины тока в катушке.

4. Выключите ток в линзе и с точностью 2–3% измерьте фоновый счет спектрометра. Фон прибора обусловлен главным образом  $\gamma$ -квантами и электронами, рассеянными от стенок  $\beta$ -спектрометра. Измерение фона повторите в середине и в конце опыта.

5. Проведите предварительные измерения, изменяя силу тока в фокусирующей катушке каждый раз на 0,3 А и записывая число отсчетов за 100 с. Затем уточните измерения в области спада спектральной кривой и в районе конверсионного пика, изменяя ток с шагом в 0,1 А. Подумайте о том, как следует распределить имеющееся время, чтобы получить хорошую статистическую точность в наиболее интересных участках спектра. Положение середины конверсионного пика (по нему проводится калировка спектрометра) лучше всего определять по точкам, лежащим по обе стороны пика в области наиболее крутого спада.

Рассмотрим теперь связь между числом частиц, регистрируемых установкой, и функцией  $W(p_e)$ , определяемой формулой (3). Как легко понять,

$$N(p_e) \approx W(p_e) \Delta p_e, \quad (8)$$

где  $\Delta p_e$  — разрешающая способность спектрометра. Формула (6) показывает, что при заданном токе фокусное расстояние магнитной линзы зависит от импульса частиц. Мимо счетчика проходят частицы, для которых фокусное расстояние линзы слишком сильно отличается от нужного, т. е. при недопустимо больших  $\Delta f$ . Дифференцируя формулу (6) при постоянном токе, найдем:

$$\Delta p_e = \frac{1}{2} \frac{\Delta f}{f} p_e. \quad (9)$$

Таким образом, ширина интервала  $\Delta p_e$ , регистрируемого спектрометром, пропорциональна величине импульса. Подставив (9) в (8) и замечая, что отношение  $\Delta f/2f$  определяется геометрией установки и потому постоянно, получим окончательно:

$$N(p_e) = CW(p_e)p_e, \quad (10)$$

где  $C$  — некоторая константа.

Блок-схема установки для изучения  $\beta$ -спектров изображена на рис. 3. Радиоактивный источник  $^{137}\text{Cs}$  помещен внутрь откачанной трубы. Электроны, сфокусированные магнитной линзой, попадают

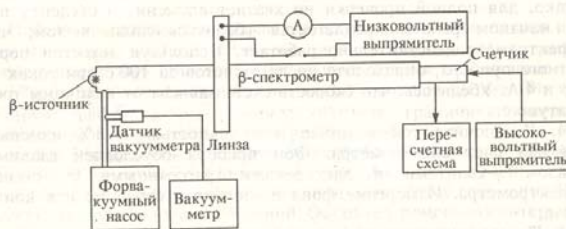


Рис. 3. Блок-схема установки для изучения  $\beta$ -спектра

в счетчик. В газоразрядном счетчике они инициируют газовый разряд и тем самым приводят к появлению электрических импульсов на его электродах, которые затем регистрируются пересчетным прибором. В результате попадания электронов в сцинтиллятор, на выходе фотоумножителя появляется электрические импульсы. Импульсы регистрируются пересчетным прибором. Давление в спектрометре поддерживается на уровне около 0,1 Тор

## II. Обработка результатов

1. Вычтя из результатов измерений фон, постройте график зависимости числа отсчетов от тока в фокусирующей катушке. По оси ординат откладывайте число отсчетов, а по оси абсцисс — величину тока. Используя соотношение (7), определите константу прибора по энергии электронов внутренней конверсии  $^{137}\text{Cs}$ , равной  $T_k = 0,624$  МэВ. На оси абсцисс, кроме шкалы токов, нанесите шкалу импульсов (в эВ/с\*) и шкалу энергий (в эВ). Укажите на графике статистические ошибки. При обсуждении результатов следует иметь в виду, что при малых энергиях  $\beta$ -частиц форма  $\beta$ -спектра искажается под влиянием кулоновского взаимодействия между ядром и вылетающим из него электроном (или позитроном). При электронном распаде кулоновское взаимодействие является притягивающим, т. е. стремится уменьшить энергию вылетающего электрона. В результате этого  $\beta$ -спектр обогащается низкоэнергетическими частицами.

2. В принципе можно определить  $T_{\max}$  непосредственно из графика, построенного при измерении  $\beta$ -спектра. При этом, однако, возникают слишком большие ошибки, связанные с тем, что спектр плавно подходит к оси абсцисс и трудно определить, где именно происходит касание. Гораздо точнее можно определить  $T_{\max}$  с помощью графика Ферми. Подставим в (3) значение  $W(p_e)$  из (10). Сокращая обе части равенства на  $\Delta p_e$  и опуская индекс  $e$  при импульсе и энергии, найдем

$$\sqrt{N(p)}/p^{3/2} \propto T_{\max} - T. \quad (11)$$

Постройте график, откладывая энергию электронов по оси абсцисс и величину  $\sqrt{N(p)}/p^{3/2}$  по оси ординат. Согласно (11), график должен иметь вид прямой линии, пересекающей ось абсцисс при  $T = T_{\max}$ . Такие графики носят название графиков Ферми. Экстраполируя график к оси абсцисс, найдите граничную энергию  $\beta$ -спектра и оцените погрешность результатов.

3. Для определения константы прибора был использован пик конверсионных электронов. В принципе допустимо, что полученный пик не связан с электронами конверсии, а возник вследствие случайной флуктуации результатов измерений. Оцените с помощью критерия  $\chi^2$  (см. Приложение I) вероятность случайного появления такого пика.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Широков Ю. М., Юдин Н. П. Ядерная физика. — М.: Наука, 1980. Гл. VI, § 4; гл. IX, § 4.
2. Мухин К. Н. Введение в ядерную физику. — М.: Атомиздат, 1965. Гл. II, § 10.
3. Абрамов А. Л., Казанский Ю. А., Матусевич Е. С. Основы экспериментальных методов ядерной физики. — М.: Атомиздат, 1977. Гл. 11, § 11.4.

\* В ядерной физике импульс принято измерять в единицах энергии, деленной на скорость света, т. е. в эВ/с.