

МОСКОВСКИЙ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
(НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
УНИВЕРСИТЕТ)

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА 4.2

**Исследование энергетического спектра
 β -частиц**

Б03-104

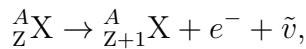
Куланов Александр

Долгопрудный, 2023 г.

- **Цель работы:** с помощью магнитного спектрометра исследовать энергетический спектр β -частиц при распаде ядер ^{137}Cs и определить их максимальную энергию.

1 Теоретические сведения

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 нейtron) и кончая самыми тяжелыми ядрами. Период полураспада β -активных ядер изменяется от ничтожных долей секунды до 10^{18} лет. Выделяющаяся при единичном акте β -распада энергия варьируется от 18 кэВ (для распада трития ^3H) до 13,4 МэВ (для распада изотопа бора ^{12}B). В данной работе мы будем иметь дело с электронным распадом



при котором кроме электрона испускается антинейтрино. Освобождающаяся при β -распаде энергия делится между электроном, антинейтрином и дочерним ядром, однако доля энергии, передаваемой ядру, исчезающе мала по сравнению с энергией, уносимой электроном и антинейтрином. 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 β -распаде, и является важной физической величиной.

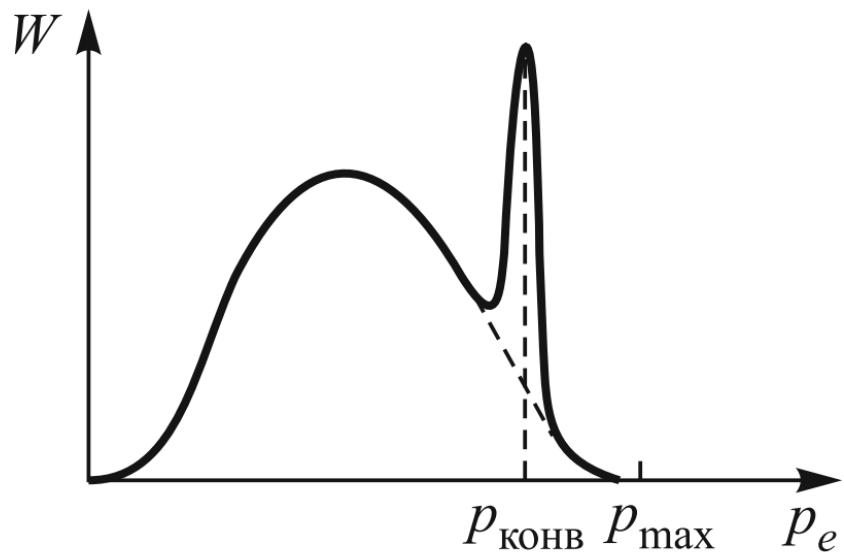


Рис. 1: Форма спектра β -частиц

Вид спектра β -частиц показан на рис. 1. Величина $W(p_e) dp_e$ определяет вероятность того, что β -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 β -распада просто пропорциональна статистическому весу, т. е. фазовому объему в векторном пространстве импульсов электронов и нейтрин.

Рассмотрим сначала систему отсчета в трехмерном пространстве, осями которой являются проекции импульса электрона. Интервалу от p_c до $p_c + dp_c$ соответствует в таком

пространстве шаровой слой с радиусом p_c и шириной dp_c . Объем этого слоя равен $4\pi p_e^2 dp_c$. 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 $4\pi p_v^2$. Имеем поэтому

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

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

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

В этом уравнении E_v – 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:

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

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

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

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 β -распада, нередко оказываются возбужденными. Возбужденные ядра отдают свою энергию либо излучая γ -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 аппаратурной – по ней можно оценить разрешающую силу спектрометра.

2 Экспериментальная установка

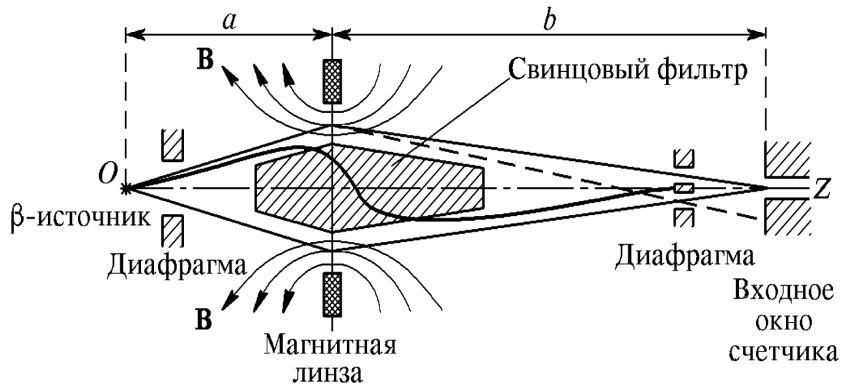


Рис. 2: Схема магнитного спектрометра

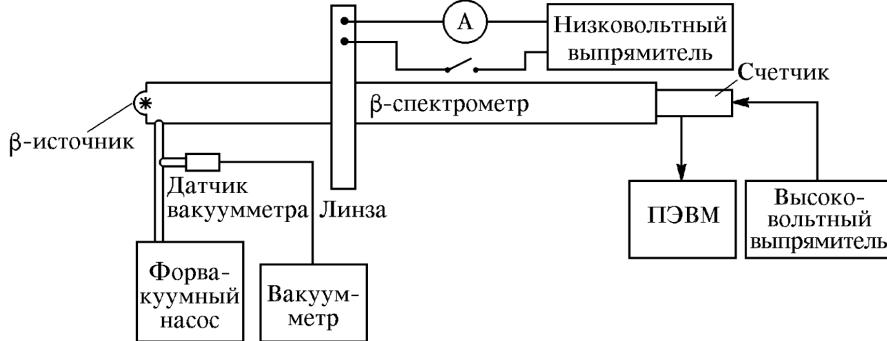


Рис. 3: Схема установки

Для определения энергии β -частиц в работе используется магнитный спектрометр, схема которого показана на рисунке 2. Электроны испускаются радиоактивным источником и попадают в магнитное поле катушки, ось которой параллельна OZ . Траектории электронов сходятся в одной точке — фокусе, где и установлен сцинтилляционный счетчик, сигналы которого усиливаются фотоумножителем и регистрируются пересчетным прибором. Фокусное расстояние f магнитной линзы связано с током в катушке I и импульсом p_e регистрируемых частиц следующим образом:

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

При неизменной геометрии установки, увеличивая и уменьшая силу тока, можно фокусировать электроны разных импульсов, причем

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

где k — коэффициент пропорциональности, являющийся параметром установки.

В β -спектрометре установлены диафрагмы для ограничения углов вылета частиц из источника и свинцовый фильтр для защиты от прямого попадания γ -лучей.

Число частиц N , регистрируемых на установке, равно: $N \approx W \cdot \Delta p_e$, где Δp_e — разрешающая способность спектрометра. Дифференцируя выражение для форуса магнитной

линзы, получим: $\Delta p_e = \frac{1}{2} \frac{\Delta f}{f} p_e$, то есть $\Delta p_e \propto p_e$. Таким образом, для количества частиц справедлива формула:

$$N(p_e) = CW(p_e)p_e \quad (8)$$

3 Обработка результатов

Полученные данные представлены на рис. 4 и 5. Время измерения во всех случаях составило 80 с.

#	J, A	N	N-НФ	p, кэВ/с	T, кэВ	mkFermi
1	0.00	0.1862	0.087	0.0	0.0	0.0000
2	0.20	0.875	0.100	47.9	2.2	951.1777
3	0.40	1.000	0.225	95.9	8.9	504.8600
4	0.60	0.812	0.037	143.8	19.9	111.8156
5	0.80	1.287	0.512	191.7	34.8	269.4911
6	1.00	1.512	0.737	239.7	53.4	231.3438
7	1.20	1.912	1.137	287.6	75.4	218.5779
8	1.40	2.649	1.874	335.6	100.3	222.7088
9	1.60	3.311	2.536	383.5	127.9	212.0592
10	1.80	3.973	3.198	431.4	157.8	199.5748
11	2.00	4.573	3.798	479.4	189.6	185.6918
12	2.20	4.461	3.686	527.3	223.3	158.5528
13	2.40	4.723	3.948	575.2	258.4	144.0207
14	2.60	4.048	3.273	623.2	294.9	116.3015
15	2.80	4.611	3.836	671.1	332.5	112.6497
16	3.00	3.524	2.749	719.0	371.1	85.9853
17	3.20	2.811	2.036	767.0	410.6	67.1818
18	3.40	1.662	0.887	814.9	450.9	40.4816
19	3.60	1.299	0.524	862.9	491.8	28.5734
20	3.80	1.512	0.737	910.8	533.3	31.2308
21	4.00	3.999	3.224	958.7	575.4	60.4808
22	4.20	5.735	4.960	1006.7	617.9	69.7305
23	4.22	6.048	5.273	1011.5	622.2	71.3822
24	4.25	5.460	4.685	1018.7	628.6	66.5784
25	4.30	4.636	3.861	1030.6	639.4	59.3847
26	4.40	1.762	0.987	1054.6	660.9	29.0057

Рис. 4: Полученные данные

#	J, A	N	N-N _Φ	p, кэВ/с	T, кэВ	mkFermi
4	0.60	0.812	0.037	143.8	19.9	111.8156
5	0.80	1.287	0.512	191.7	34.8	269.4911
6	1.00	1.512	0.737	239.7	53.4	231.3438
7	1.20	1.912	1.137	287.6	75.4	218.5779
8	1.40	2.649	1.874	335.6	100.3	222.7088
9	1.60	3.311	2.536	383.5	127.9	212.0592
10	1.80	3.973	3.198	431.4	157.8	199.5748
11	2.00	4.573	3.798	479.4	189.6	185.6918
12	2.20	4.461	3.686	527.3	223.3	158.5528
13	2.40	4.723	3.948	575.2	258.4	144.0207
14	2.60	4.048	3.273	623.2	294.9	116.3015
15	2.80	4.611	3.836	671.1	332.5	112.6497
16	3.00	3.524	2.749	719.0	371.1	85.9853
17	3.20	2.811	2.036	767.0	410.6	67.1818
18	3.40	1.662	0.887	814.9	450.9	40.4816
19	3.60	1.299	0.524	862.9	491.8	28.5734
20	3.80	1.512	0.737	910.8	533.3	31.2308
21	4.00	3.999	3.224	958.7	575.4	60.4808
22	4.20	5.735	4.960	1006.7	617.9	69.7305
23	4.22	6.048	5.273	1011.5	622.2	71.3822
24	4.25	5.460	4.685	1018.7	628.6	66.5784
25	4.30	4.636	3.861	1030.6	639.4	59.3847
26	4.40	1.762	0.987	1054.6	660.9	29.0057
27	4.60	0.500	-0.275	1102.5	704.2	0.0000
28	4.80	0.450	-0.325	1150.5	747.9	0.0000
29	5.00	0.412	-0.363	1198.4	791.8	0.0000

$$\text{mkFermi} = \sqrt{N - N_\Phi} / p^{3/2} * 1e6$$

Esc - выход F1 - справка Масштаб: +/- , А - авто G - с

Рис. 5: Полученные данные

Приведем график $N - N_\Phi = f(T)$

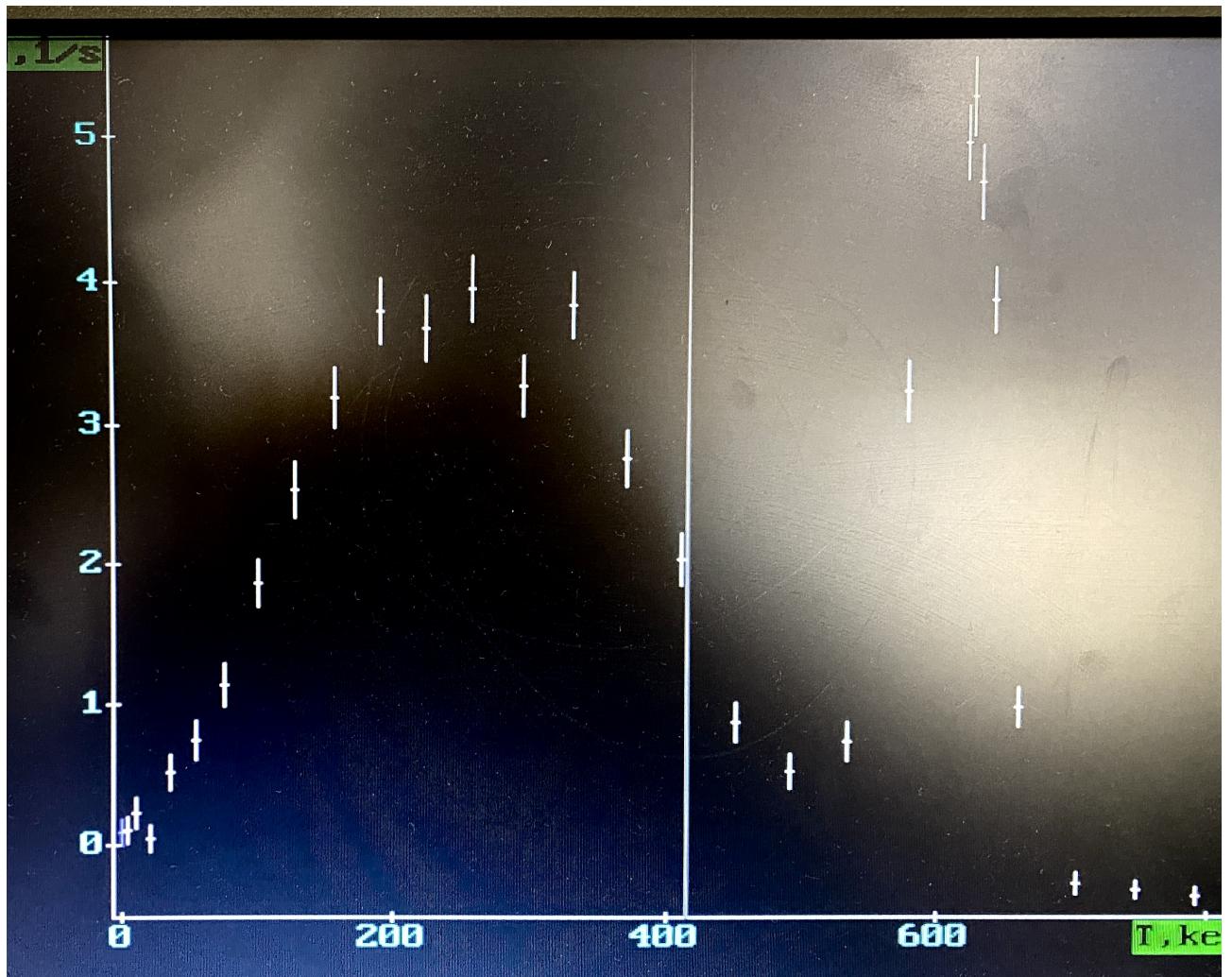


Рис. 6: График зависимости $N - N_{\Phi.} = f(T)$

Теперь подставим значения $W(p_e)$ в (3). Сокращая обе части на Δp_e имеем:

$$\frac{\sqrt{N(p)}}{p^{3/2}} \propto T_{max} - T \quad (9)$$

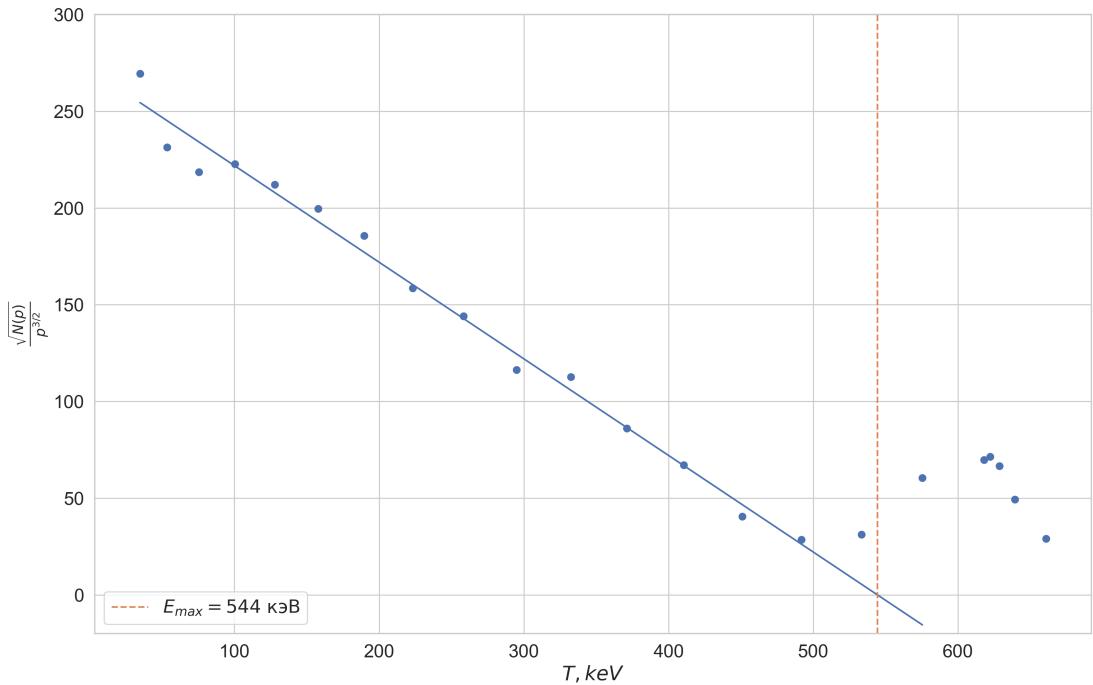


Рис. 7: График зависимости $\frac{\sqrt{N(p)}}{p^{3/2}} \propto T_{max} - T$

Такие график носит название графиков Ферми. Экстраполируя линейную часть к оси абсцисс, можно найти

$$E_{max} = 544 \pm 20 \text{ КэВ} \quad (10)$$

4 Выводы

В ходе работы с помощью магнитного спектрометра был исследован энергетический спектр β частиц при распаде ядер Цезия. Калибровка спектрометра была произведена по известной конверсионной линии. Определена максимальная энергия вылетающих электронов при помощи графика Ферми.