

## 4.2

# ИССЛЕДОВАНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО СПЕКТРА -ЧАСТИЦ И ОПРЕДЕЛЕНИЕ ИХ МАКСИМАЛЬНОЙ ЭНЕРГИИ ПРИ ПОМОЩИ МАГНИТНОГО СПЕКТРОМЕТРА

*Денис Васильев*

## 1 Цель:

1. С помощью магнитного спектрометра исследовать энергетический спектр - частиц при распаде ядер  $^{137}\text{Cs}$  и определить их максимальную энергию.
2. Калибровка спектрометра осуществляется по энергии электронов внутренней коверсии  $^{137}\text{Cs}$ .

## 2 Оборудование:

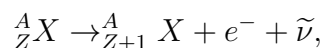
Спектрометр, радиоактивный источник, катушка, магнитная линза, свинцовый фильтр, диафрагма.

## 3 Введение:

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 -активных ядер изменяется от ничтожных долей секунды до  $10^{18}$  лет. Выделяющаяся при единичном акте -распада энергия варьируется от 18кэВ (для распада трития) до 13,4 МэВ (для распада изотопа бора).

## 4 Теория:

В данной работе мы будем иметь дело с электронным распадом



при котором кроме электрона испускается антинейтрино. Освобождающаяся при -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 -распаде, являющейся важной физической величиной. Вероятность  $d\omega$  того, что при распаде электрон вылетит с импульсом  $d^3p$ , а антинейтрино с импульсом в интервале  $d^3k$ , очевидно, пропорциональна произведению этих дифференциалов. Но мы должны ещё учесть ЗСЭ, согласно которому импульсы  $p$  и  $k$  электрона и антинейтрино связаны соотношением

$$E_e - E - ck = 0,$$

где  $E_e$  – максимальная энергия электрона, кинетическая энергия электрона  $E$  связана с его импульсом обычным релятивистским соотношением

$$E = c \cdot \sqrt{p^2 + m^2 c^2},$$

а через  $ck$  обозначена энергия антинейтрино с импульсом  $k$ . ЗСЭ можно учесть введением в выражение для  $d\omega$   $\delta$ -функции

$$\delta(E_e - E - ck),$$

по определению не равной нулю только при соблюдении ЗСЭ. Таким образом, вероятность  $d\omega$  может быть записана в виде

$$d\omega = D\delta(E_e - E - ck)d^3p d^3k = D\delta(E_e - E - ck)p^2 dp k^2 d\Omega_e d\Omega_{\bar{\nu}},$$

где  $D$  – некоторый коэффициент пропорциональности,  $d\Omega_e$ ,  $d\Omega_{\bar{\nu}}$  – элементы телесных углов направлений вылета электрона и нейтрино. Вероятность  $d\omega$  непосредственно связана с -спектром, поскольку для очень большого числа  $N_0$  распадов число  $dN$  распадов с вылетом электрона и антинейтрино с импульсом соответственно от  $p$  до  $p + dp$  и от  $k$  до  $k + dk$  определяется соотношением

$$dN = N_0 d\omega.$$

Коэффициент  $D$  в данном случае можем считать константой, тогда интегрируя по правилу интегрирования  $\delta$ -функций, получим:

$$dN = \frac{16\pi^2 N_0}{c^2} D p^2 (E_e - E)^2 dp.$$

Переходя от  $dp$  к  $dE$ :

$$dE = \frac{c^2 p}{E + mc^2} dp.$$

Тогда

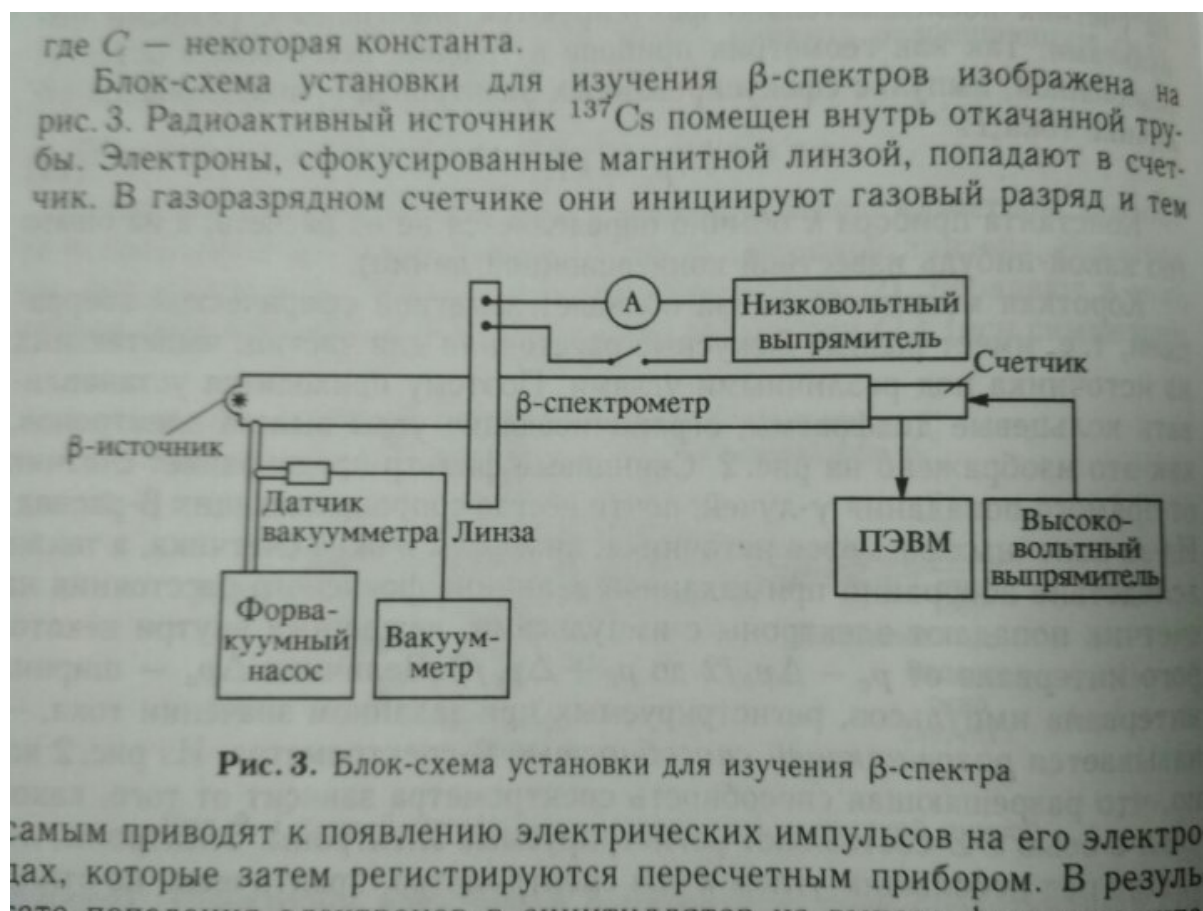
$$\frac{dN}{dE} = N_0 B c p (E + mc^2) (E_e - E)^2 = N_0 B \sqrt{E(E + 2mc^2)} (E_e - E)^2 (E + mc^2),$$

где  $B = \frac{16\pi^2 D}{c^4}$ . В нерелятивистском случае это выражение упрощается:

$$\frac{dN}{dE} \approx \sqrt{E} (E_e - E)^2.$$

Это выражение приводит к спектру, имеющему вид широкого колокола. Кривая плавно отходит от нуля и столь же плавно, по параболе, касается оси абсцисс в области максимальной энергии электронов  $E_e$ . Однако, дочерние ядра, возникающие в результате -распада, нередко оказываются возбужденными. Возбужденные ядра отдают свою энергию либо излучая  $\gamma$ -квант, либо передавая избыток энергии одному из электронов с внутренних оболочек атома. Излучаемые в таком процессе электроны имеют строго определенную энергию и называются конверсионными.

## 5 Экспериментальная установка:

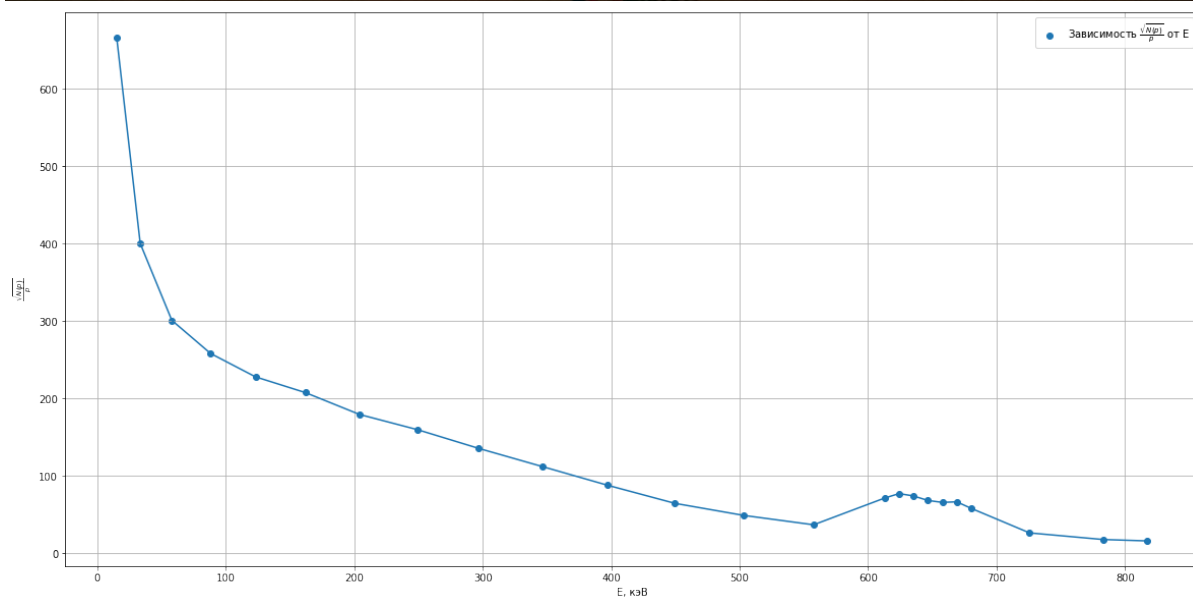


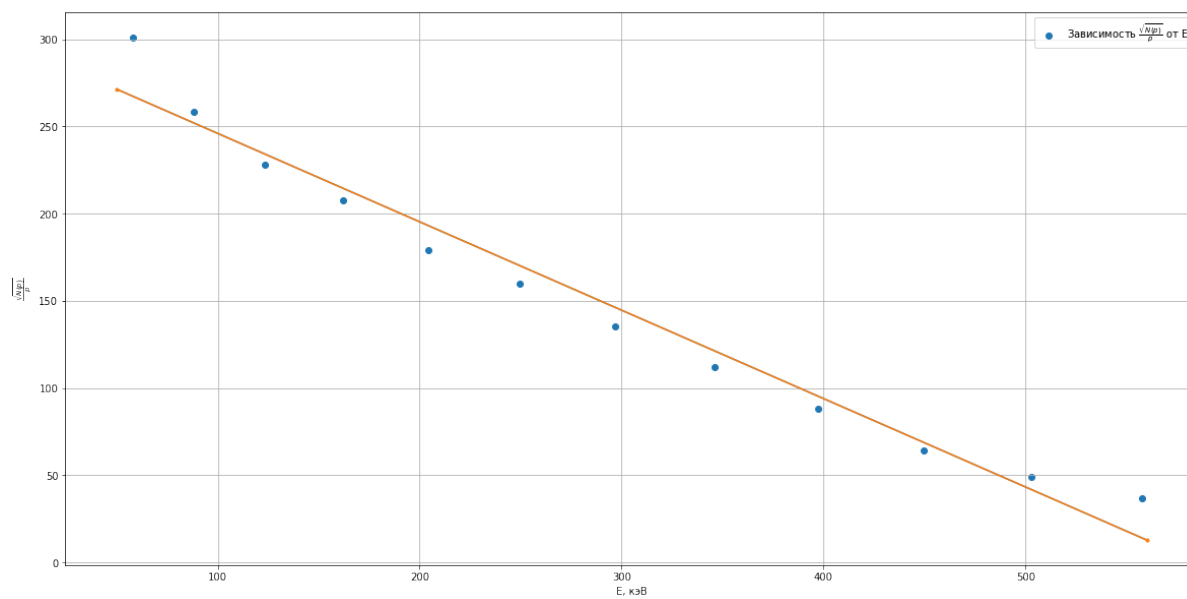
## 6 Результаты:

Проводим всю необходимую подготовку, описанную в методичке, а затем приступаем к измерениям. Калибруем спектрометр, а затем строим график Ферми-Кюри.

#	J, Å	N	N-Nφ	p, кэВ/с	T, кэВ	nkFermi
1	0.50	0.870	0.870	125.1	15.1	666.2185
2	0.75	1.060	1.060	187.7	33.4	400.2085
3	1.00	1.420	1.420	250.3	58.0	300.9251
4	1.25	2.039	2.039	312.8	88.2	258.0846
5	1.50	2.749	2.749	375.4	123.1	227.9510
6	1.75	3.619	3.619	438.0	162.0	207.5406
7	2.00	4.029	4.029	500.5	204.3	179.2346
8	2.25	4.549	4.549	563.1	249.4	159.6841
9	2.50	4.499	4.499	625.7	296.8	135.5215
10	2.75	4.099	4.099	688.3	346.2	112.1256
11	3.00	3.269	3.269	750.8	397.2	87.8833
12	3.25	2.239	2.239	813.4	449.6	64.5076
13	3.50	1.610	1.610	876.0	503.1	48.9354
14	3.75	1.120	1.120	938.5	557.6	36.8022
15	4.00	5.118	5.118	1001.1	613.0	71.4265
16	4.05	6.188	6.188	1013.6	624.1	77.0859
17	4.10	5.928	5.928	1026.1	635.3	74.0736
18	4.15	5.218	5.218	1038.6	646.5	68.2457
19	4.20	5.018	5.018	1051.1	657.8	65.7340
20	4.25	5.318	5.318	1063.7	669.0	66.4790
21	4.30	4.189	4.189	1076.2	680.3	57.9717
22	4.50	0.990	0.990	1126.2	725.7	26.3215
23	4.75	0.530	0.530	1188.8	783.0	17.7586
24	4.90	0.470	0.470	1226.3	817.5	15.9612

nkFermi =  $J(N-N\phi) / p^{3/2} * 1e6$   
 Esc - выход F1 - справка Масштаб: +/- , A - авто G - сетка D - разброс





Получаем следующее значение максимальной энергии -спектра:

$$E_e = (585.58 \pm 29.66) keV.$$