Лабораторная работа №7

Деление ядер

Целью работы является изучение энергетического спектра осколков деления $^{235}_{92}$U *под действием тепловых нейтронов.*

1. Введение
2. Капельная модель ядра, энергия связи ядра
3. Элементарная теория деления
4. Общие сведения о делении ядер
5. Описание установки
6. Порядок выполнения работы
7. Обработка результатов измерений
8. Полупроводниковые детекторы
9. Контрольные вопросы

1. Введение

В 1934 г. Э. Ферми начал опыты по облучению урана медленными нейтронами от радий-бериллиевого источника. Целью этих опытов, послуживших толчком к многочисленным аналогичным экспериментам в других лабораториях, было обнаружение неизвестных в то время трансурановых элементов, которые предполагалось получить в результате β-распада образующихся при захвате нейтронов изотопов урана. Новые радиоактивные продукты действительно были найдены, однако дальнейшие исследования показали, что радиохимические свойства многих «новых трансурановых элементов» отличались от ожидаемых. Исследование этих необычных продуктов продолжались вплоть до 1939 г., пока радиохимики С. Ган и Ф. Штрассман не доказали, что «новые активности» принадлежат не тяжелым элементам, как ожидалось, а элементам среднего атомного веса. Правильная интерпретация необычного ядерного процесса была дана в том же году Л. Мейтнер и О. Фришем, показавшими, что возбужденное ядро урана делится на два осколка. На основании анализа энергий связи ядер элементов периодической таблицы они пришли к выводу, что в каждом акте деления должно освобождаться большое количество энергии (~ 200 МэВ), в несколько десятков раз превышающее энергию, выделяющуюся при β-распаде. Это подтверждалось опытами Фриша, зарегистрировавшего в ионизационной камере большие импульсы сигналов от осколков деления, и Ф. Жолио, показавшего на основании измерения пробегов осколков, что последние обладают большой кинетической энергией.

В 1939 г. Н. Бор и Д. Уиллер, а также советский физик Я. Френкель еще задолго до того, как деление было всесторонне изучено экспериментально, предложили описание этого процесса, основанное на представлении о ядре как о капле заряженной жидкости. Эта модель позволила в достаточно простой форме объяснить основные черты процесса деления. Элементарные положения этой модели даны ниже.

2. Капельная модель ядра, энергия связи ядра

Аналогия между ядром и каплей заряженной жидкости основана на следующих экспериментальных фактах.

1. Плотность ядерного вещества приблизительно постоянна для всех ядер, т.е. ядерное вещество, как и жидкость, несжимаемо. Действительно, связь между массовым числом A (число нуклонов в ядре) и радиусом ядра дается известным соотношением

$$R = r_0 A^{1/3},$$

где $r_0 = 1,25 \cdot 10^{-13}$ см.

Отсюда следует, что плотность нуклонов ρ в ядре не зависит от A:

$$\rho = \frac{A}{V} = \frac{A}{\frac{4}{3}\pi R^3} = \frac{A}{\frac{4}{3}\pi r_0^3 A} \to const \tag{1}$$

Здесь V — объем ядра сферической формы.

2. Ядерные силы, так же как и химические силы, связывающие молекулы жидкости, обладают свойством насыщения. Это свойство ядерных сил показывает, что нуклон взаимодействует преимущественно лишь с соседними нуклонами. Следствием этого является то, что энергия связи ядра ΔW приблизительно пропорциональна массовому числу A, т.е.

$$\Delta W = [Z m_p + (A - Z) m_n - M(Z, A)]\, c^2 \approx a_1 A \tag{2}$$

Здесь a_1 — константа, m_p, m_n и $M(Z, A)$ — массы протона, нейтрона и ядра, Z — заряд ядра (число протонов), c — скорость света (в жидкой капле энергия испарения также линейно зависит от ее массы). Если бы каждый нуклон одинаково взаимодействовал со всеми остальными $A - 1$ нуклонами, то энергия связи ядра была бы пропорциональна $A(A - 1) \approx A^2$, а не A. Подтверждением справедливости соотношения (2) является аппроксимация экспериментальной зависимости удельной энергии связи $\varepsilon = \Delta W/A$ от A (рис. 1).

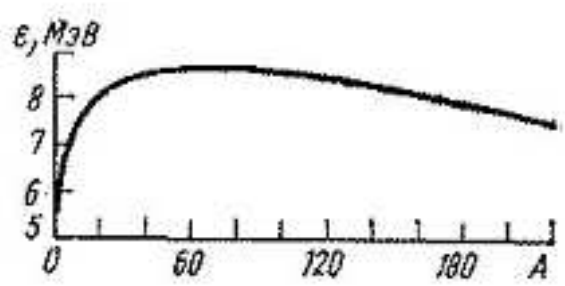

Рис. 1: Зависимость удельной энергии связи $\varepsilon = \Delta W/A$ от массового числа A (аппроксимация экспериментальных данных гладкой кривой)

Из рис. 1 следует, что, исключая область легчайших ядер ($A < 10$), удельная энергия связи меняется лишь в пределах $\approx 15\%$.

На основе капельной модели была получена следующая формула для энергии связи ядра в зависимости от массового числа A и заряда ядра Z:

$$\Delta W = a_1 A - a_2 A^{2/3} - a_3 \frac{Z^2}{A^{1/3}} - a_4 \frac{(A-2Z)^2}{A} + a_5 \frac{\delta}{A^{3/4}}. \qquad (3)$$

По сравнению с соотношением (2) формула (3) содержит четыре дополнительных члена. Второй член учитывает влияние поверхностных сил, т. к. поверхностные нуклоны в отличие от нуклонов, расположенных внутри ядра, притягиваются только с одной стороны, то энергия связи ядра меньше, чем $a_1 A$, на величину, пропорциональную площади поверхности ядра. Поэтому поправка, учитывающая взаимодействие нуклонов находящихся на поверхности, может быть записана в виде $a_2 A^{2/3}$.

Третий член учитывает кулоновское отталкивание протонов в ядре, которое приводит к уменьшению энергии связи ядра на величину, равную кулоновской энергии взаимодействия протонов:

$$\frac{3}{5} \frac{Z(Z-1)e^2}{R} \approx a_3 \frac{Z^2}{A^{1/3}}.$$

Последние два члена в формуле (3) не следуют из капельной модели. Член $a_4(A-2Z)^2/A$ отражает тот факт, что наибольшей устойчивостью обладают ядра с одинаковым числом протонов и нейтронов, т.е. при $A/2 - Z = 0$. Происхождение этого члена объясняется действием принципа Паули. Действительно, если в ядре увеличивать число нуклонов одного типа, сохраняя A неизменным, то они будут занимать все более высокие одночастичные уровни, в результате чего энергия связи такого ядра будет меньше энергии связи ядра с равным числом протонов и нейтронов.

Последний член в соотношении (3) учитывает различие в энергиях связи четно-четных, нечетно-четных (четно-нечетных) и нечетно-нечетных ядер:

$$\delta = \begin{cases} +1 \text{ для четно-четных ядер,} \\ 0 \text{ для нечетных ядер,} \\ -1 \text{ для нечетно-нечетных ядер.} \end{cases}$$

Численные значения констант, входящих в соотношение (3), таковы: $a_1 = 15,8$ МэВ; $a_2 = 17,8$ МэВ; $a_3 = 0,70$ МэВ; $a_4 = 23,7$ МэВ; $a_5 = 34$ МэВ.

Из рис. 1 видно, что наибольшую удельную энергию связи имеют ядра с $A = 30$–120, т.е. находящиеся в середине периодической таблицы. Для этих ядер удельная энергия связи $\approx$ 8,5 МэВ. В легких ядрах по сравнению со средними и тяжелыми относительно больше число нуклонов расположено у поверхности. Этим объясняется резкое уменьшение удельной энергии связи легких ядер. Уменьшение удельной энергии для больших A обусловленно кулоновским отталкиванием протонов. Таким образом, из рис. 1 видно, что энергетически выгодными являются процессы соединения (синтеза) легких ядер и деления тяжелых ядер. В обоих случаях конечные ядра располагаются в той области значений A, где удельная энергия связи выше. Поэтому указанные процессы должны идти с выделением энергии.

3. Элементарная теория деления

Пользуясь соотношением (3), можно оценить энергию, которая освобождается в одном акте деления. Пусть ядро с массовым числом $A = 220$ делится на два равных осколка с $A_2 = 110$. В этом случае удельная энергия связи осколков по сравнению с удельной энергией связи начального ядра увеличивается на $\Delta\varepsilon \approx 0,8$ МэВ (от $\varepsilon_1 \approx 7,6$ МэВ для

ядра с $A = 220$ до $\varepsilon_2 \approx 8,4$ МэВ для ядра с $A_2 = 110$). При этом должна выделяться энергия $E = A(\varepsilon_2 - \varepsilon_1) \approx 220(8{,}4 - 7{,}6)$ МэВ ≈ 180 МэВ.

Энергия, освобождающаяся при делении, может быть получена непосредственно из формулы (3). Для делящегося ядра с массовым числом A имеем

$$\Delta W = a_1 A - a_2 A^{2/3} - a_3 \frac{Z^2}{A^{1/3}} - a_4 \frac{(A-2Z)^2}{A} + a_5 \frac{\delta}{A^{3/4}}$$

и аналогично для каждого из двух осколков с массовым числом $A_2 = A/2$. Энергия E, освобождающаяся в одном акте деления, определяется соотношением

$$E = 2\Delta W_2 - \Delta W$$

Подставляя в (4) в соотношение (3) ΔW и ΔW_2, полагая $Z = 90$ и пренебрегая последним членом $a_5\delta/A^{3/4}$ вследствие его малости, получаем

$$E = a_2 A^{2/3}(1 - \sqrt[3]{2}) + a_3 \frac{Z^2}{A^{1/3}}(1 - \frac{1}{\sqrt[3]{4}}) \approx$$
$$\approx a_3 \frac{Z^2}{A^{1/3}} \cdot 0,37 - a_2 A^{2/3} \cdot 0,26 \approx 350 - 170 = 180 \text{ МэВ} \quad (4)$$

Таким образом, при делении изменяется поверхностная энергия $E_{\text{п}} = a_2 A^{2/3}$ и кулоновская энергия $E_{\text{к}} = a_3 Z^2/A^{1/3}$, при этом поверхностная энергия увеличивается, а кулоновская энергия уменьшается. Деление возможно только в том случае, когда $E > 0$, т.е. когда

$$\frac{E_{\text{к}}}{E_{\text{п}}} = \frac{a_3}{a_2} \frac{Z^2/A^{1/3}}{A^{2/3}} > 0,7,$$

откуда следует, что $Z^2/A > 17$. Величина Z^2/A называется параметром деления. Энергия E, освобождающаяся при делении, растет с увеличением Z^2/A; $Z^2/A = 17$ для ${}^{89}_{39}\text{Y}$ (иттрия).

Как видно из полученных оценок, деление энергетически выгодно для всех ядер тяжелее иттрия. Почему же большинство ядер устойчиво по отношению к самопроизвольному делению? Чтобы ответить на этот вопрос, необходимо рассмотреть механизм деления.

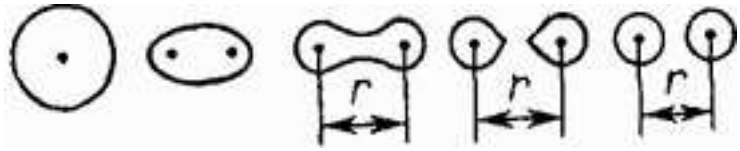

Рис. 2: Изменение формы ядра в процессе деления.

В процессе деления происходит изменение формы ядра. Ядро последовательно проходит через следующие стадии (рис. 2): шар, эллипсоид, гантель, два грушевидных осколка, два сферических осколка. Как меняется потенциальная энергия ядра на различных стадиях деления?

Рассмотрим начальную стадию деления. Первоначальное ядро с увеличением r принимает форму все более вытянутого эллипсоида вращения. В этом случае вследствие эволюции формы ядра изменение его потенциальной энергии определяется изменением

суммы поверхностной и кулоновской энергий $E_{\text{п}} + E_{\text{к}}$. Обычно считается, что объем ядра в процессе деформации остается неизменным. Поверхностная энергия при этом возрастает, так как увеличивается площадь поверхности ядра. Кулоновская энергия уменьшается, так как увеличивается среднее расстояние между протонами. Пусть сферическое ядро в результате незначительной деформации, характеризующейся малым параметром χ, приняло форму аксиально-симметричного эллипсоида. Поверхностная энергия $\tilde{E}_{\text{п}}$ и кулоновская энергия $\tilde{E}_{\text{к}}$ как функции χ изменяются следующим образом:

$$\tilde{E}_{\text{п}} \approx E_{\text{п}} \left(1 + \frac{2}{5}\chi^2\right), \quad \tilde{E}_{\text{к}} \approx E_{\text{к}} \left(1 - \frac{1}{5}\chi^2\right), \tag{5}$$

а их сумма, определяющая изменение потенциальной энергии ядра, равна

$$\tilde{E}_{\text{п}} + \tilde{E}_{\text{к}} \approx E_{\text{п}} + E_{\text{к}} + \frac{\chi^2}{5}(2E_{\text{п}} - E_{\text{к}}) \tag{6}$$

В соотношениях (5–6) $E_{\text{п}}$ и $E_{\text{к}}$ — поверхностная и кулоновская энергии исходного ядра.

В области тяжелых ядер $2E_{\text{п}} > E_{\text{к}}$ и сумма поверхностной и кулоновской энергий растет с увеличением χ. Из (5) и (6) следует, что при малых деформациях рост поверхностной энергии препятствует дальнейшему изменению формы ядра, а следовательно, и делению.

Соотношение (6) справедливо для малых значений χ (малых деформаций). Если деформация настолько велика, что ядро принимает форму гантели (участок $d_1 < r < d_2$, где $d_{1,2}$ – наибольший размер деформируемого ядра и сумма радиусов осколков, соответственно), то поверхностные и кулоновские силы стремятся разделить ядро и придать осколкам сферическую форму. На этой стадии деления увеличение деформации сопровождается уменьшением как кулоновской, так и поверхностной энергии. Таким образом, при постепенном увеличении деформации ядра его потенциальная энергия проходит через максимум. График изменения поверхностной и кулоновской энергий ядра в зависимости от r показан на рис. 3.

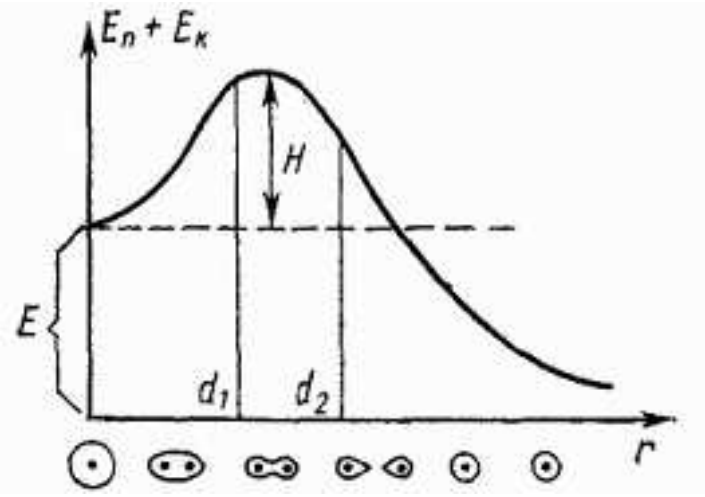

Рис. 3: Изменение поверхностной и кулоновской энергий ядра в процессе деления.

Наличие потенциального барьера препятствует мгновенному самопроизвольному делению ядер. Для того, чтобы ядро разделилось, ему необходимо сообщить энергию Q,

превышающую высоту барьера H. Максимум потенциальной энергии делящегося ядра по порядку величины соответствует e^2Z^2/d_2 Например, при делении ядра золота на два одинаковых осколка $e^2Z^2/d_2 \approx 173$ МэВ, а величина энергии E, освобождающейся при делении (см. формулу (4)), равна 132 МэВ. Таким образом, при делении ядра золота необходимо преодолеть потенциальный барьер высотой около 40 МэВ.

Высота барьера деления H тем больше, чем меньше отношение кулоновской и поверхностной энергии $E_к/E_П$ в начальном ядре. Это отношение, в свою очередь, увеличивается с увеличением параметра деления Z^2/A(см. (5)). Чем тяжелее ядро, тем меньше высота барьера деления H, так как параметр деления в предположении, что Zпропорционально A, увеличивается с ростом массового числа:

$$\frac{E_к}{E_п} = \frac{a_3}{a_2}\frac{Z^2}{A} \sim A \tag{7}$$

В итоге, более тяжелым ядрам, как правило, нужно сообщить меньшую энергию, чтобы вызвать деление ядра.

Высота барьера деления обращается в нуль при $2E_п - E_к = 0$ (см. (6)). В этом случае

$$\frac{2E_п}{E_к} = 2\frac{a_2}{a_3}\frac{A}{Z^2} = 1,$$

откуда

$$\frac{Z^2}{A} = \frac{2a_2}{a_3} = \frac{2 \cdot 17,8}{0,7} \approx 49.$$

Таким образом, согласно капельной модели в природе не могут существовать ядра с $Z^2/A > 49$, так как они должны практически мгновенно (за характерное ядерное время порядка 10^{-22} с) самопроизвольно делиться. Зависимости формы и высоты потенциального барьера H, а также энергии деления от величины параметра Z^2/A показаны на рис. 4.

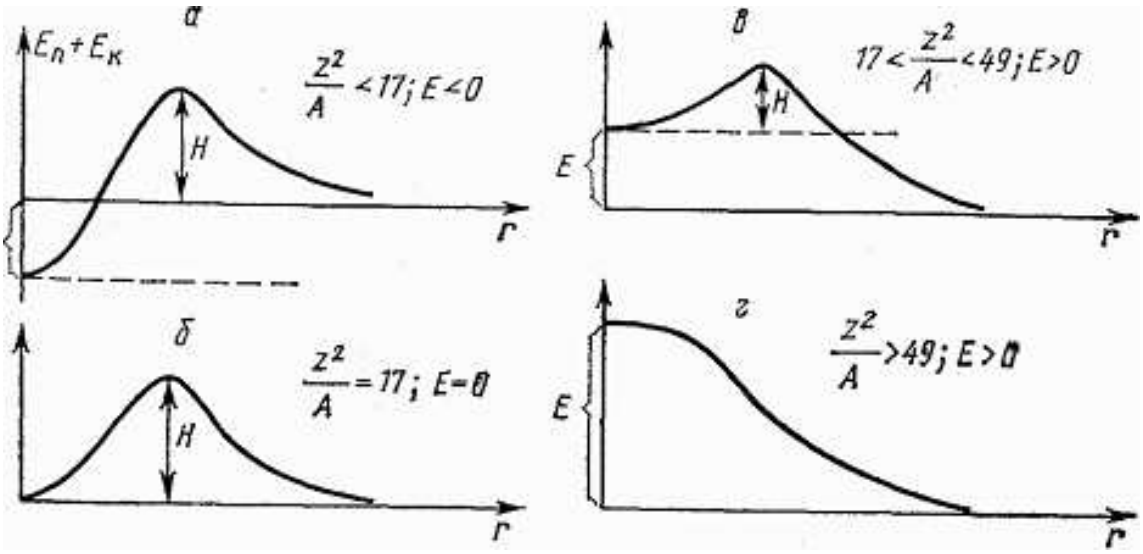

Рис. 4: Радиальная зависимость формы и высоты потенциального барьера и энергии деления E при различных величинах параметра Z^2/A. На вертикальной оси отложена величина $E_п + E_к$.

Самопроизвольное деление ядер с $Z^2/A < 49$, для которых высота барьера H не равна нулю, с точки зрения классической физики невозможно. Однако в квантовой механике такое деление возможно за счет туннельного эффекта — прохождения осколков деления «сквозь» потенциальный барьер, и оно носит название спонтанного деления. Вероятность спонтанного деления растет с увеличением параметра деления Z^2/A, т. е. с уменьшением высоты барьера деления. В целом период спонтанного деления уменьшается при переходе от менее тяжелых ядер к более тяжелым от $T_{1/2} > 10^{21}$ лет для $^{232}_{90}$Th до 0,3 с для $^{260}_{104}$Rf.

Вынужденное деление ядер с $Z^2/A < 49$ может быть вызвано их возбуждением любыми частицами — фотонами, нейтронами, протонами, дейтронами, α-частицами и т. д., если их энергия достаточна для преодоления барьера деления.

Особый интерес представляет деление ядер под действием нейтронов. При захвате ядром с массовым числом A нейтрона с кинетической энергией $E_{\text{п}}$ энергия возбуждения ядра $E^*(\text{A}+1)$ определяется соотношением

$$E^*(A+1) = B(n) + E_n \frac{A}{A+1} \approx B(n) + E_n, \tag{8}$$

где $B(n)$ — энергия отделения нейтрона в ядре $(A+1)$.

Возможны два случая:

1. Энергия отделения нейтрона в ядре $(A+1)$ больше барьера деления, т.е. $B(n) > H$.
2. Энергия отделения нейтрона в ядре $(A+1)$ меньше барьера деления, т.е. $B(n) < H$.

В первом случае деление ядра возможно для нейтронов с любой энергией. Во втором случае, для того чтобы произошло деление, нейтроны должны иметь кинетическую энергию $E_n > H - B(n)$, т. е. существует порог деления.

Рассмотрим деление изотопов урана. Естественная смесь изотопов урана содержит 99,3% ядер $^{238}_{92}$U и 0,7% ядер $^{235}_{92}$U. Изотоп урана-238 делится нейтронами с энергией $E_n > 1$ МэВ, в то время как изотоп урана-235 — под действием нейтронов любой энергии, в том числе и тепловых ($E_{\text{п}} \ll 1$ эВ). Различие в делении этих изотопов урана объясняется двумя обстоятельствами. В результате захвата нейтрона изотопы $^{238}_{92}$U и $^{235}_{92}$U превращаются в изотопы $^{239}_{92}$U и $^{236}_{92}$U соответственно.

Так как Z^2/A для $^{239}_{92}$U меньше, чем для $^{236}_{92}$U (нужно рассматривать деление ядра, захватившего нейтрон), то величина барьера H для первого из этих изотопов будет больше. Кроме того, при захвате теплового нейтрона энергии возбуждения конечных ядер $^{236}_{92}$U и $^{239}_{92}$U оказываются различными. Энергия возбуждения ядра $(A+1)$, образовавшегося в результате захвата теплового нейтрона (см. (8)), равна энергии отделения нейтрона в конечном ядре (кинетической энергией теплового нейтрона можно пренебречь). Так как ядро $^{236}_{92}$U — четно-четное, а $^{239}_{92}$U — нечетно-четное, то энергия отделения нейтрона в $^{236}_{92}$U больше, чем в $^{239}_{92}$U (6,5 МэВ против 4,8 МэВ). Энергия возбуждения ядра $^{236}_{92}$U после захвата теплового нейтрона превышает высоту потенциального барьера, в то время как для $^{239}_{92}$U энергия возбуждения меньше высоты барьера на 1 МэВ. Поэтому захват тепловых нейтронов не приведет к делению $^{238}_{92}$U. Минимально возможная кинетическая энергия, которой должен обладать нейтрон, чтобы вызвать деление ядра $^{238}_{92}$U, равна разности высоты барьера и энергии отделения нейтрона в ядре $^{239}_{92}$U (т. е. 1 МэВ).

4. Общие сведения о делении ядер

Как уже отмечалось, деление может быть вызвано различными частицами, однако наиболее выгодно использовать для этой цели нейтроны. Отсутствие кулоновского отталкивания позволяет нейтронам со сколь угодно малой кинетической энергией приблизиться к ядру на расстояние меньше радиуса действия ядерных сил. Захват ядром нейтрона приводит к возбуждению ядра, и, если энергия возбуждения достаточна для преодоления барьера деления, происходит деление. Многие тяжелые ядра делятся тепловыми нейтронами, при этом сечение деления может достигать нескольких сотен барн. Так, сечение деления $^{235}_{92}$U тепловыми нейтронами около 600 б. При увеличении энергии нейтронов сечение захвата $\sigma_{\text{захв}}$, а следовательно и сечение деления, $\sigma_{\text{дел}}$ уменьшается, причем всегда $\sigma_{\text{дел}} < \sigma_{\text{захв}}$ (рис. 5), так как существуют и другие каналы распада возбужденных ядер помимо деления. В совокупности эффективное сечение деления ядер нейтронами можно записать в следующем виде:

$$\sigma_{\text{дел}} = \sigma_{\text{захв}} \frac{\Gamma_{\text{дел}}}{\sum\limits_i \Gamma_i}, \tag{9}$$

где $\Gamma_{\text{дел}}$ — вероятность деления ядра после захвата нейтрона, а Γ_i — вероятность распада ядра по i-каналу (сумма охватывает все каналы).

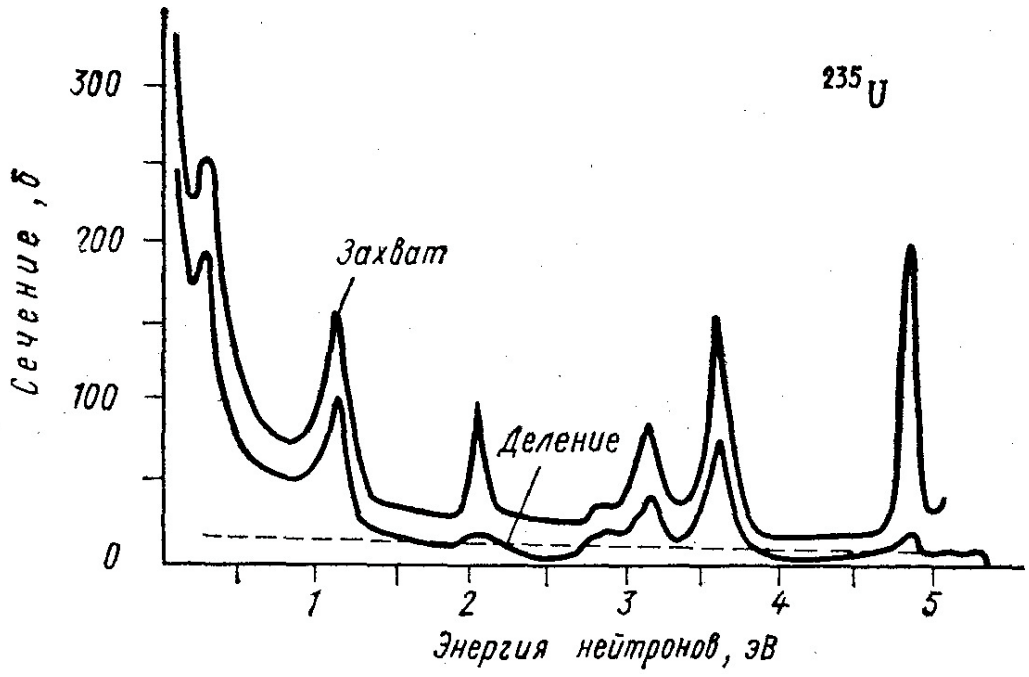

Рис. 5: Зависимость сечения захвата и сечения деления $^{235}_{92}$U нейтронами от их энергии (верхняя линия — сечение захвата, нижняя — сечение деления). Пунктир — сечение рассеяния нейтронов.

Наиболее существенными, помимо деления, каналами распада являются испускание γ-квантов и нейтронов.

Сечение деления $^{235}_{92}$U быстрыми нейтронами равно всего около 1,5 б. Основной изотоп урана $^{238}_{92}$U, как упоминалось, делится быстрыми нейтронами с энергией ≥ 1 МэВ. Сечение деления $^{238}_{92}$U быстрыми нейтронами примерно в два раза меньше, чем для $^{235}_{92}$U (рис. 6).

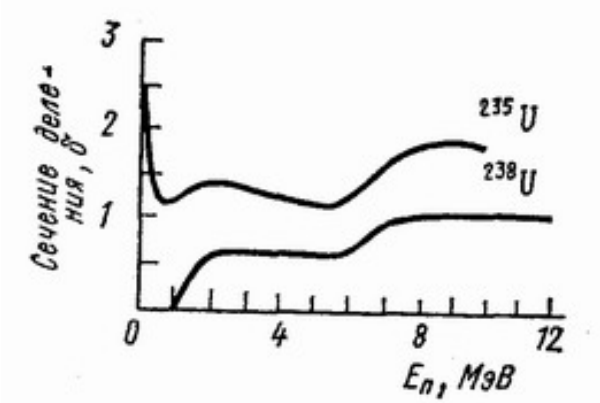

Рис. 6: Зависимость сечения деления $^{235}_{92}$U и $^{238}_{92}$U быстрыми нейтронами от энергии нейтрона.

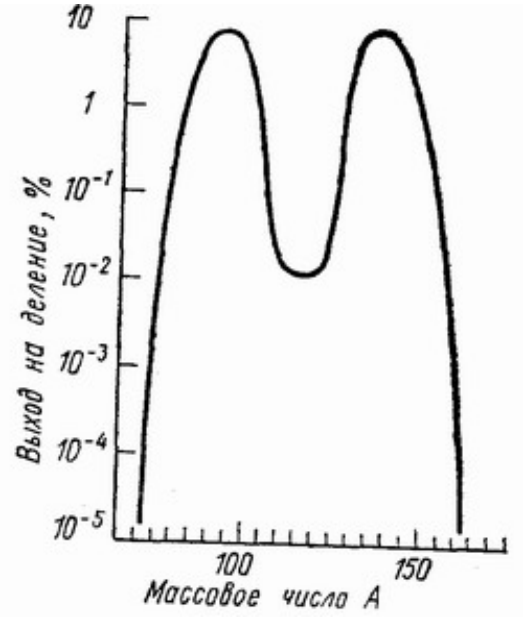

Рис. 7: Массовое распределение осколков деления $^{235}_{92}$U тепловыми нейтронами.

Характерной особенностью деления является то, что осколки, как правило, имеют существенно различные массы. В случае наиболее вероятного деления $^{235}_{92}$U отношение масс осколков в среднем равно $\sim 1,5$. Распределение по массам осколков деления $^{235}_{92}$U тепловыми нейтронами показано на рис. 7. Для наиболее вероятного деления на осколки тяжелый осколок имеет массовое число 139, легкий — 95. Среди продуктов деления имеются осколки с $A = 72$–161 и $Z = 30$–65. Вероятность деления на два равных по массе осколка не равна нулю. Но при делении $^{235}_{92}$U тепловыми нейтронами вероятность симметричного деления примерно на три порядка меньше, чем в случае наиболее вероятного деления на осколки с $A = 139$ и $A = 95$.

Капельная модель не исключает возможности асимметричного деления, однако даже качественно не объясняет основных закономерностей такого деления. Асимметричное деление объясняется оболочечной структурой ядра. Ядро стремится разделиться таким образом, чтобы основная часть нуклонов каждого осколка образовала наиболее устойчивый магический остов.

В процессе деления основная часть энергии деления освобождается в виде кинетической энергии осколков деления. Такой вывод можно сделать из того, что кулоновская энергия двух соприкасающихся осколков приблизительно равна энергии деления. Оценим величину кулоновской энергии соприкасающихся осколков:

$$E_{\text{к}} = \frac{(eZ)^2}{2R},$$

где R — радиус осколков, а eZ — их заряд. Будем считать, что R и Z осколков равны. Пусть массы осколков равны 115, а заряд 45. Тогда

$$R = 1,25 \cdot A^{1/3} \cdot 10^{-13}\text{см} = 1,25 \cdot 10^{-13} \cdot \sqrt[3]{115}\ \text{см} \approx 6,1 \cdot 10^{-13}\text{см},$$

$$\text{E}_{\text{к}} = \frac{(45)^2 \cdot (4,8 \cdot 10^{-10})^2}{2 \cdot 6,1 \cdot 10^{-13} \cdot 1,6 \cdot 10^{-6}} \approx 240\ \text{МэВ}.$$

Между кинетическими энергиями осколков и их массами существует следующее соотношение, вытекающее из законов сохранения энергии и импульса:

$$\frac{E_{\text{л}}}{E_{\text{Т}}} = \frac{M_{\text{Т}}}{M_{\text{л}}}, \tag{10}$$

где $E_{\text{л}}$ и $M_{\text{л}}$ относятся к легкому осколку, а $E_{\text{Т}}$ и $M_{\text{Т}}$ — к тяжелому. Пользуясь этим соотношением, можно из массового распределения осколков получить распределение осколков по энергии (рис. 8).

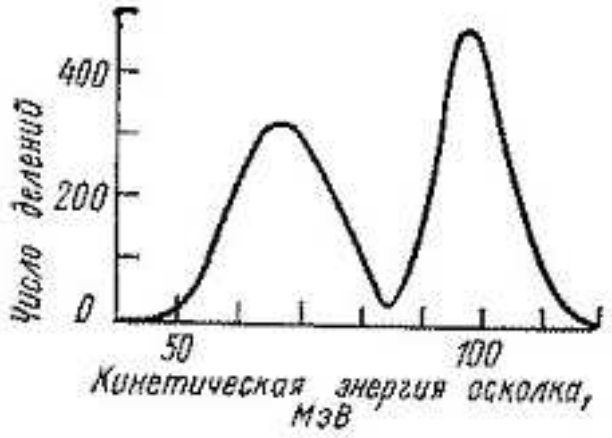

Рис. 8: Распределение по энергии осколков деления $^{235}_{92}$U тепловыми нейтронами

Параметры энергетического распределения, а также некоторые другие характеристики осколков деления $^{235}_{92}$U тепловыми нейтронами приведены в таблице 1.

Кинетическая энергия осколков деления сравнительно мало зависит от энергии возбуждения делящегося ядра, так как значительная часть последней обычно идет на возбуждение внутреннего состояния осколков.

Таблица 1

Характеристики легкого и тяжелого осколков для наиболее вероятного варианта деления $^{235}_{92}$U тепловыми нейтронами

Характеристика	Легкий осколок	Тяжелый осколок
Кинетическая энергия, МэВ	100	67
Массовое число	95	139
Атомный номер	38	54
Начальный полный заряд в единицах заряда электрона	+20	+22
Пробег в воздухе при нормальных условиях, мм	27	21

Следует отметить, что величина кинетической энергии осколков, полученная с помощью калориметрических измерений, не согласуется в пределах ошибок с величиной, полученной с помощью методов, основанных на измерении ионизации вещества детектора — ионизационной камеры или полупроводникового счетчика. Так, кинетическая энергия каждого осколка, измеренная с помощью полупроводникового счетчика, в зависимости от качества счетчика может оказаться на 5–20 МэВ ниже табличной. Это явление носит название ионизационного дефекта, и суть его заключается в следующем.

Осколки деления, обладая весьма значительной удельной энергии ионизации, создают при своем движении через детектор настолько большую плотность электрон-дырочных пар, что трек осколка представляет собой, по существу, участок плазмы. Слабое проникновение внешнего электрического поля внутрь электрон-дырочной плазмы приводит к недостаточно быстрому рассасыванию трека в начальный момент и значительной рекомбинации первоначально образовавшихся электрон-дырочных пар.

При делении $^{235}_{92}$U тепловыми нейтронами освобождается энергия около 200 МэВ. Из них 167 МэВ приходится на кинетическую энергию осколков. Оставшаяся часть энергии (33 МэВ) распределяется между различными излучениями, возникающими в процессе деления и радиоактивного распада осколков (таблица 2).

Таблица 2

Распределение энергии (в МэВ) деления между различными продуктами, образующимися в результате деления

кинетическая энергия осколков	167
энергия нейтронов деления	5
энергия β^-- частиц продуктов деления	5
энергия мгновенного γ - излучения	7
энергия γ - излучения продуктов деления	6
энергия антинейтрино продуктов деления	10
полная энергия деления	200

Отношение числа нейтронов к числу протонов в ядре $^{235}_{92}$U равно 1,55, в то время как у стабильных элементов, имеющих массу, близкую к массе осколков, это отношение 1,25–1,45. Следовательно, осколки деления оказываются сильно перегруженными нейтронами и

должны быть β^--радиоактивны. Поэтому, осколки деления испытывают последовательные β^--распады, причем заряд первичного осколка может изменяться на 4–6 единиц. Ниже приведена характерная цепочка радиоактивных превращений $^{97}_{36}$Kr — одного из осколков, образующегося при делении $^{235}_{92}$U:

$$^{97}_{36}\mathrm{Kr} \xrightarrow{\beta^-} {}^{97}_{37}\mathrm{Rb} \xrightarrow{\beta^-} {}^{97}_{38}Sr \xrightarrow{\beta^-} {}^{97}_{39}\mathrm{Y} \xrightarrow{\beta^-} {}^{97}_{40}\mathrm{Zr} \xrightarrow{\beta^-} {}^{97}_{41}\mathrm{Nb} \rightarrow {}^{97}_{42}\mathrm{Mo}$$

Снятие возбуждения осколков, вызванного нарушением нормального соотношения числа протонов и нейтронов, характерного для стабильных ядер, происходит также за счет вылета мгновенных нейтронов деления. Эти нейтроны испускаются движущимися осколками за время, меньшее, чем $\sim 10^{-14}$ с. В среднем в каждом акте деления испускается 2–3 мгновенных нейтрона. Их энергетический спектр непрерывный с максимумом около 1 МэВ. Средняя энергия мгновенного нейтрона близка к 2 МэВ. Испускание более чем одного нейтрона в каждом акте деления дает возможность получить энергию за счет цепной ядерной реакции деления.

Небольшая доля (≈1%) нейтронов, испускаемых в процессе деления, появляется с некоторым запаздыванием относительно момента деления (так называемые запаздывающие нейтроны). Время запаздывания достигает у некоторых осколков до 1 мин. Было установлено, что запаздывающие нейтроны испускаются остановившимися осколками после предварительного β^--распада. β^--распад осколков приводит к образованию дочерних ядер не только в основном, но и в возбужденных состояниях. Если энергия возбуждения превышает энергию отделения нейтрона $B(n)$, то происходит испускание запаздывающих нейтронов (рис. 9).

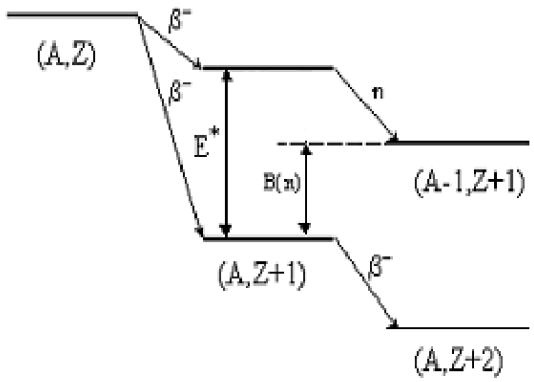

Рис. 9: Схема образования запаздывающих нейтронов: $E*$ — энергия возбуждения ядра $(A, Z + 1)$; B(n) — энергия отделения нейтрона в ядре $(A, Z + 1)$; E_n — кинетическая энергия запаздывающего нейтрона.

Часть энергии деления уносится γ-квантами, испускающимися возбужденными осколками сразу после вылета мгновенных нейтронов (так называемые мгновенные γ-кванты деления), а также γ-квантами, возникающими в результате β-распада осколков.

Около 5% энергии деления уносят антинейтрино, образующиеся при β-распаде осколков.

Нейтроны, возникающие в результате реакций деления, имеют кинетическую энергию несколько МэВ. Поэтому для увеличения эффективного сечения реакции деления, в том числе цепной реакции деления, необходимо *замедлить* нейтроны. При этом эффективное сечение реакции растет с уменьшением скорости v падающей на мишень частицы

по закону $\sigma \sim 1/v$ (рис. 5). Для замедления нейтронов используется упругое рассеяние нейтронов на ядрах вещества. Потери энергии нейтронов максимальны при упругом рассеянии на легких ядрах. Так, на протонах в среднем за один акт рассеяния нейтрон теряет половину своей энергии. При упругом рассеянии нейтронов на более тяжелых ядрах средние потери кинетических энергий нейтрона меньше, чем при рассеянии на протонах. Например, при рассеянии нейтронов на ядрах углерода в среднем за один акт рассеяния теряется одна пятая их энергии. Снижение кинетических энергий нейтронов в процессах рассеяния происходит вплоть до энергий теплового движения молекул в веществе замедлителя. В этой области энергий распределение нейтронов по энергиям близко к максвелловскому распределению. Средняя кинетическая энергия тепловых нейтронов при температуре замедлителя около $T \approx 300^\circ$ К составляет $\bar{E}_{\text{кин}} \approx 0.04$ эВ. Таким образом, в качестве замедлителя может использоваться любое водородосодержащее вещество -вода, парафин и т.д. Однако в ряде приложений нейтронной физики, например, для поддержания цепкой реакции деления, необходимо, чтобы замедлитель имел малое (по сравнению с эффективным сечением деления) эффективное сечение захвата нейтронов. По этим характеристикам хорошими замедлителями являются тяжелая вода (D_2O) и графит.

5. Описание установки

Блок-схема установки для измерения спектра осколков деления показана на рис. 10. Pu-Be нейтронный источник находится внутри камеры, заполненной замедлителем из парафина и оргстекла. Рядом расположено несколько подвижных стержней из оргстекла. В каждом стержне имеется урановая мишень, полупроводниковый детектор и зарядочувствительный предусилитель. При проведении измерений стержни приближаются вплотную к источнику нейтронов, а в остальное время отводятся как можно дальше с целью уменьшения радиационного воздействия на детектор и предусилитель.

Регистрирующая электронная аппаратура состоит из зарядочувствительного предусилителя, усилителя и аналогово-цифрового преобразователя (АЦП). Импульсы с усилителя поступают в АЦП, который служит интерфейсом ЭВМ.

Зарядочувствительный предусилитель предназначен для преобразования информации о заряде, образовавшемся в чувствительной области детектора, в амплитуду импульса, пропорциональную заряду.

Усилитель усиливает и формирует сигналы с предусилителя.

Аналого-цифровой преобразователь служит для измерения амплитуд импульсов, т.е. для перевода аналоговой информации в цифровую (генерируется число, линейно зависящее от амплитуды входного сигнала).

Событие, обработанное АЦП, фиксируется в соответствующей определенному диапазону амплитуд ячейке памяти (канале) ЭВМ. Каналы последовательно нумеруются так, что большим амплитудам соответствуют большие номера каналов. По мере набора статистики в памяти ЭВМ формируется энергетический спектр «количество событий — номер канала», который после проведения измерений можно наблюдать на мониторе или распечатать.

Источник напряжения смещения детектора необходим для создания электрического поля, под воздействием которого собираются заряды, образовавшиеся в детекторе при ионизации, производимой регистрируемой частицей в чувствительном слое.

В качестве источника нейтронов используется сплав плутония и бериллия (Pu–Be).

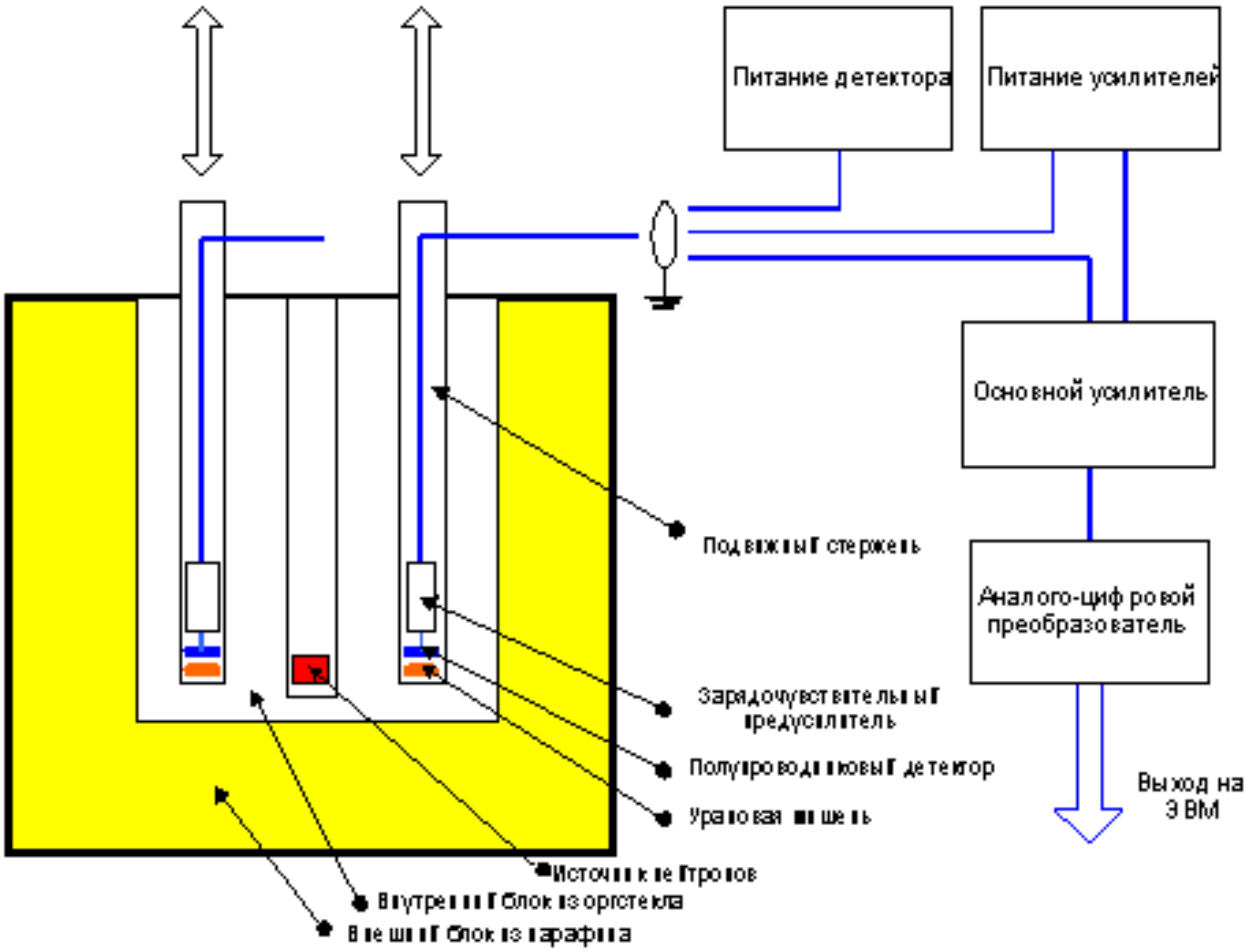

Рис. 10: Блок-схема установки для измерения спектра осколков деления.

Ядра плутония в результате естественного радиоактивного распада испускают α - частицы. Нейтроны образуются в результате реакции

$$^{9}_{4}\mathrm{Be} + ^{4}_{2}\mathrm{He} \rightarrow ^{12}_{6}\mathrm{C} + ^{1}_{0}n$$

Спектр нейтронов Pu-Be-источника показан на рис. 11. Источник нейтронов окружен замедлителем. В замедлителе на расстоянии 5 см от источника нейтронов расположен металлический диск с нанесенным на него тонким слоем урана, обогащенного изотопом $^{235}_{92}\mathrm{U}$ (степень обогащения — около 90%). Полупроводниковый детектор располагается практически вплотную к поверхности урана. Поверхность детектора параллельна поверхности уранового слоя.

Нейтроны от Pu-Be-источника, замедлившиеся до тепловых энергий (сотые доли электронвольта), захватываются ядрами $^{235}_{92}\mathrm{U}$. Образующиеся осколки деления регистрируются полупроводниковым детектором. В каждом акте деления регистрируется один из двух осколков, так как они разлетаются в противоположных направлениях.

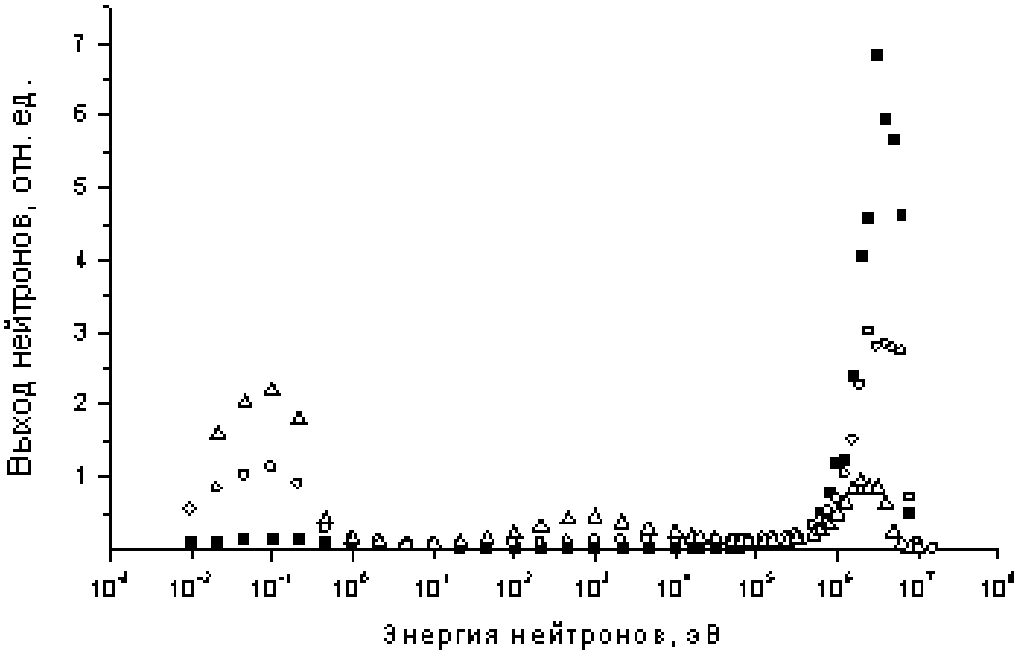

Рис. 11: Энергетический спектр быстрых и тепловых нейтронов различных Pu-Be-источников: ■ — источник без замедлителя, ◯ и △ — источники с замедлителями (25-см слои воды и тяжелой воды, соответственно).

6. Порядок выполнения работы

Упражнение 1. Измерение энергетического спектра осколков деления $^{235}_{92}\mathrm{U}$ тепловыми нейтронами.

Прежде чем приступить к выполнению этого упражнения, необходимо установить значение коэффициента усиления, рекомендуемое инструкцией, имеющейся на экспериментальной установке. Спектр осколков деления должен занимать не менее 800 каналов.

Измерение спектра осколков деления выполняется в течение времени, необходимого для достижения в максимумах этого спектра (см. рис. 12) статистической точности на уровне 10%. Это может занять несколько часов. После окончания измерения, полученные результаты необходимо сохранить и распечатать.

На рис. 12 и 13 показаны 2 спектра осколков деления $^{236}_{92}$U соответствующие двум различным временам набора спектров. Спектр, приведенный в на рис. 12, соответствует времени набора $\sim$ 2 часа, на рис. 13 — нижней $\sim$ 18 часов. Видно, что с увеличением времени измерения относительная статистическая ошибка в спектре уменьшается, массовое распределение спектра осколков проявляется отчетливее, а точность определения положения максимумов в спектре осколков деления увеличивается.

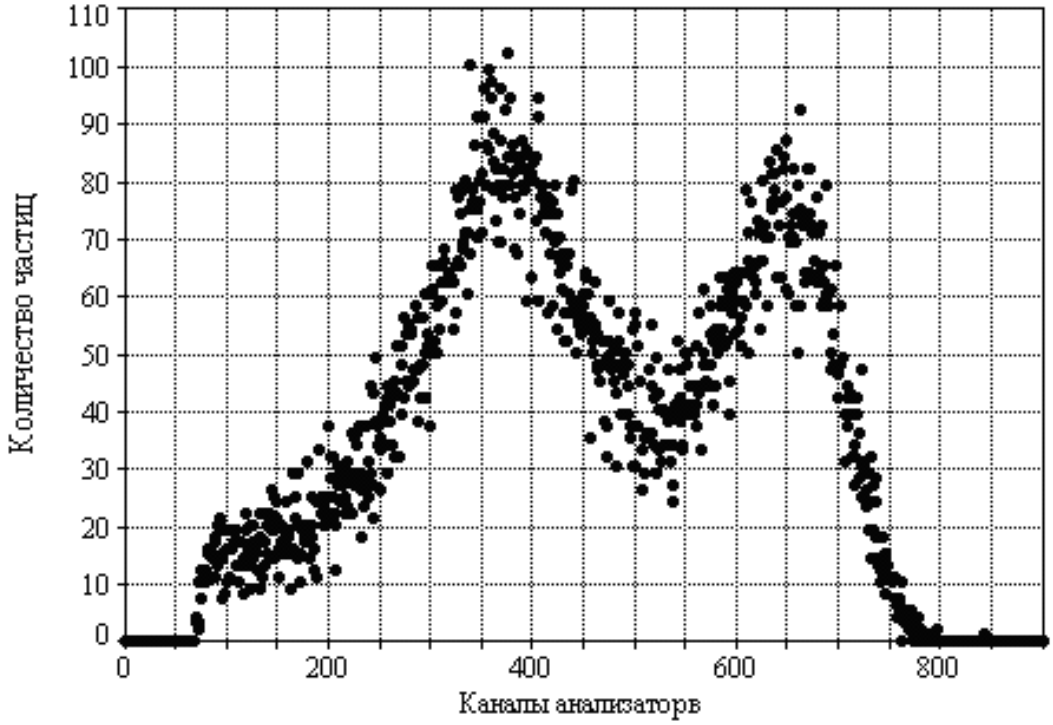

Рис. 12: Спектры осколков деления $^{236}_{92}$U. Время набора 2 часа.

Упражнение 2. Измерение энергетического спектра α-частиц $^{234}_{92}$U.

Для измерения энергетического спектра α-частиц необходимо выбрать такой коэффициент усиления, при котором основная α-линия 4,8 МэВ в спектре изотопа $^{234}_{92}$U, в небольших количествах присутствующего в обучаемом образце, располагалась бы в средних каналах амплитудного анализатора. Это можно сделать, наблюдая набор статистики на дисплее ЭВМ и регулируя коэффициент усиления усилителя. После выполнения измерения (несколько минут) информацию также необходимо сохранить, распечатать и определить положение максимума пика α-частиц.

На рис. 14 показан энергетический спектр α-частиц $^{234}_{92}$U. Максимум спектра расположен в $\sim$ 770 канале анализатора. Подъем в спектре в нижних каналах ($N < 200$) обусловлен шумами измерительной аппаратуры. Для того чтобы не считывать ненужную информацию, в энергетическом спектре введена отсечка в районе 75 канала.

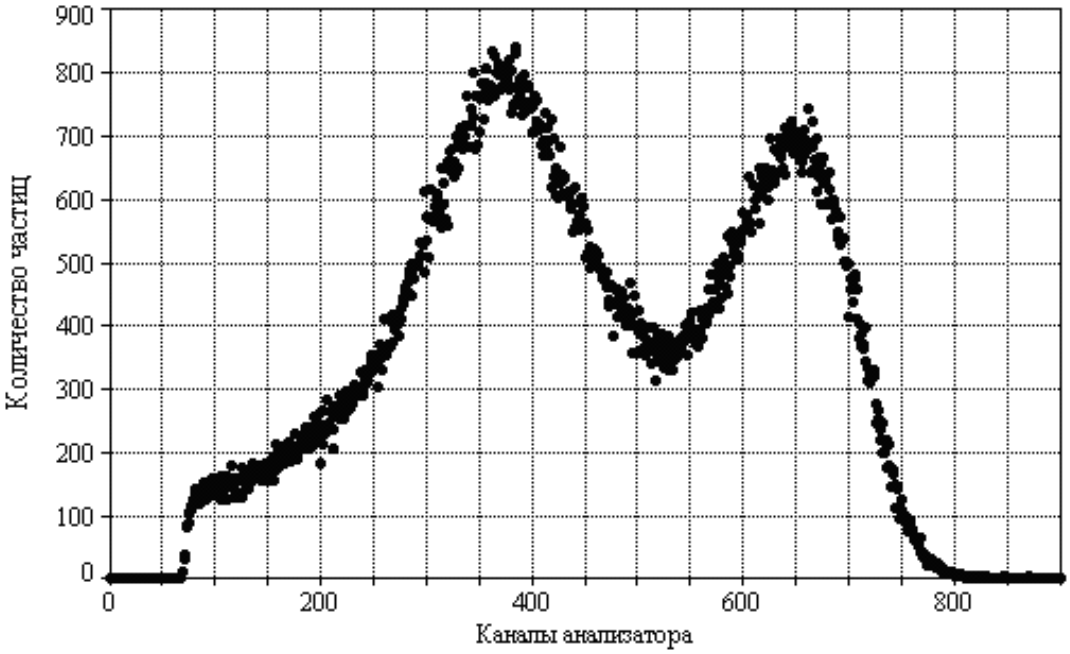

Рис. 13: Спектры осколков деления $^{236}_{92}$U. Время набора 18 часов (пример).

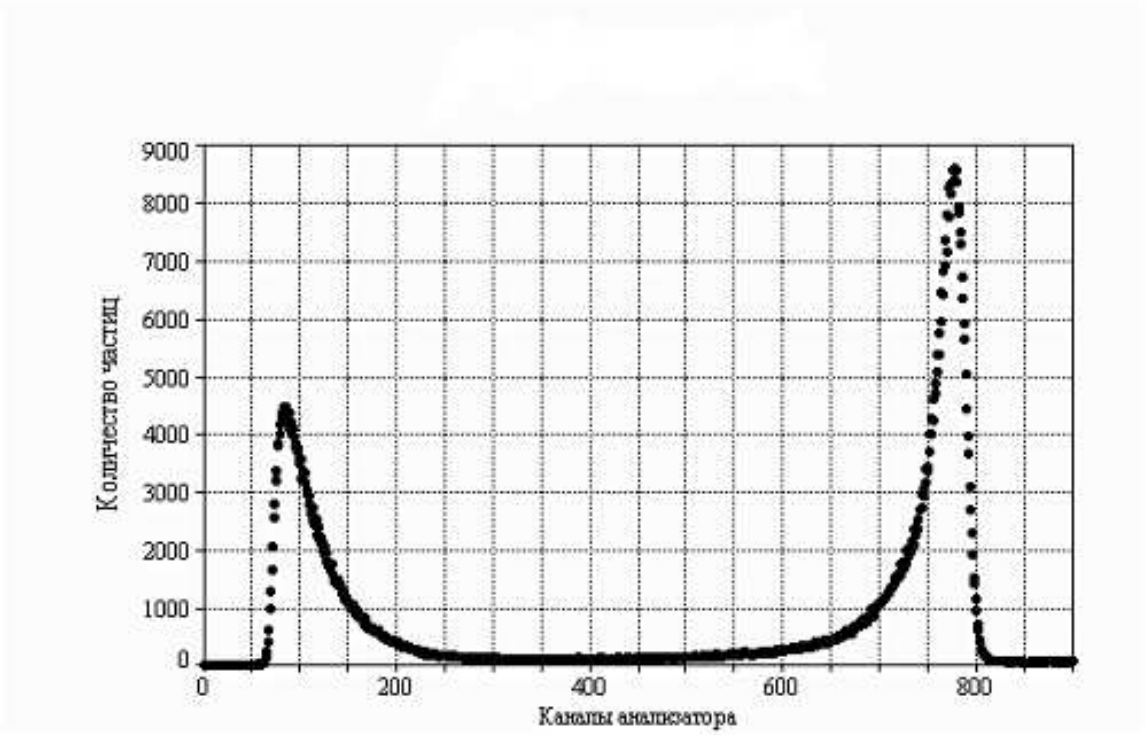

Рис. 14: Альфа-спектр $^{234}_{92}$U. Время набора 13 минут (пример).

7. Обработка результатов измерений

Результаты измерений должны быть представлены в виде графиков энергетических спектров α-частиц и осколков деления $^{236}_{92}\mathrm{U}$. Необходимо определить величины абсолютного ΔE_α и относительного $\Delta E_\alpha / E_\alpha$ энергетического разрешения установки. Величина абсолютного ΔE_α разрешения определяется как полная ширина на половине высоты пика α-частиц. На основе данных второго упражнения производится калибровка шкалы амплитудного анализатора, т. е. определяется зависимость энергии от номера канала амплитудного анализатора. При этом предполагается, что нулевой канал соответствует нулевой энергии спектра. Вторая точка калибровочной прямой определяется положением максимума α-спектра $^{234}_{92}\mathrm{U}$ с энергией 4,8 МэВ.

На основе измеренного энергетического спектра осколков деления определяются наиболее вероятные кинетические энергии легкого и тяжелого осколков. Для того, чтобы получить правильные величины к измеренным значениям энергий, необходимо ввести несколько поправок.

- Потери энергии осколков при прохождении через воздух между поверхностями урановой мишени и полупроводникового детектора.
- Поправка на потери энергии при прохождении осколков деления через покрытие детектора (золото или другое вещество).
- Поправку на ионизационный дефект - рекомбинацию положительных зарядов ионов и электронов, обусловленную высокой плотностью ионизации вдоль трека осколка. Величина поправки на рекомбинацию примерно одинакова для легкого и тяжелого осколков и составляет 3–5 МэВ.

Конкретные величины и методика расчета поправок приводятся в инструкции к лабораторной установке. Эти поправки добавляются к полученной из эксперимента кинетической энергии каждого из осколков, после чего с помощью формулы (10) определяются их массы. Для суммарной массы осколков нужно использовать соотношение $M_\mathrm{Л} + M_\mathrm{Т} = 236 - 2$, где 2 — наиболее вероятное число мгновенных нейтронов деления.

Необходимо оценить точность, с которой из экспериментально измеренного энергетического спектра осколков деления находятся наиболее вероятные кинетические энергии легкого и тяжелого осколков. Эта точность зависит от двух факторов:

- от точности градуировки шкалы анализатора,
- от неопределенности в положении максимумов энергетического спектра осколков, обусловленной статистической точностью измерений и точностью поправок.

Следует помнить, что неопределенность в положении максимумов спектра осколков не может быть найдена как ширина на половине высоты каждого из этих максимумов, так как форма спектра осколков отражает реальное распределение по кинетическим энергиям образующихся осколков деления.

Для сдачи задачи необходимо представить:

- Графики энергетических спектров осколков деления и α-частиц измеренные в обоих упражнениях.

- Рассчитанные положения максимумов в энергитических спектрах осколков деления с оценкой экспериментальной ошибки измерений.
- Рассчитанные наиболее вероятные массы легкого и тяжелого осколков с оценкой ошибок измерений.
- Рассчитанные величины потерь энергии на ионизационный дефект прохождения осколков через воздух и защитный слой детектора.
- Рассчитанное абсолютное и относительное энергетическое разрешение α-спектра $^{234}_{92}\mathrm{U}$.

При оценке параметров энергетического распределения осколков деления рекомендуется использовать следующий несколько упрощенный для достижения физической ясности подход. Обозначим как y_i амплитуду наблюдаемого сигнала в канале с энергией E_i. Форма усредненной по экспериментальным точкам кривой искомого распределения $Y(E)$, где E — энергия осколков, может быть представлена как сумма двух лоренциан, так что для каждого значения E_i наблюдаемых энергий предполагаемая амплитуда равна

$$Y\left(E_i\right) = \sum_{S=1,2} Y_{0,S} \frac{\Gamma_S^2}{(E_i - E_{0,S})^2 + \Gamma_S^2/4}.$$

$$F_S = \sum_{i=M_1}^{M_2} \frac{\left(y_i - Y(\tilde{E}_{0S}, E_i)\right)^2}{y_i},$$

где $\tilde{E}_{0S}$ — предполагаемое значение положения максимумов. С помощью компьютерной программы (*см. инструкцию к лабораторной установке*), путем минимизации величин функционалов F_S в процессе варьирования $\tilde{E}_{0S}$, находятся положения максимумов $<E_{0S}>$. Таким образом, значения $<E_{0S}>$ будут определять такое положение всей усредненной кривой, которое соответствует наименьшему ее среднеквадратичному отклонению от измеренных точек, т.е. наилучшему описанию экспериментальных данных.

Статистическая ошибка в оценках величин $<E_{0S}>$ определяется соотношением

$$\delta E_{0S} = |\frac{dF_S}{d < E_{0S} >}|^{-1} \cdot \sqrt{2N_{1,2}}$$

где $N_{1,2}$ — число каналов в анализируемом интервале энергий $\mathrm{M}_{2S} - \mathrm{M}_{1S}$.

8. Полупроводниковые детекторы

В качестве детектора в установке используется полупроводниковый кремниевый детектор. Полупроводниковые детекторы широко применяются для детектирования и спектрометрии заряженных частиц и γ-квантов благодаря высокому разрешению по энергии, малому времени нарастания сигнала и малым размерам. Эти детекторы представляют собой твердотельную (кристаллическую) ионизационную камеру, в которой при поглощении ионизирующих излучений образуются носители заряда — электроны и дырки. В отличие от ионизационной камеры в полупроводниковом детекторе электроны переводятся не в непрерывный спектр, а из валентной зоны в зону проводимости.

Для полупроводниковых детекторов обычно используются кремний и германий. Кремниевые детекторы, как правило, работают при комнатной температуре. Германиевые детекторы нуждаются в охлаждении до $\sim$ 80 К. Для регистрации заряженных частиц используются кремниевые детекторы и детекторы из сверхчистого германия (HPGe). Для регистрации гамма-квантов используются германиевые детекторы. Для регистрации рентгеновского излучения – кремниевые детекторы.

Схема полупроводникового детектора представлена на рис. 15.

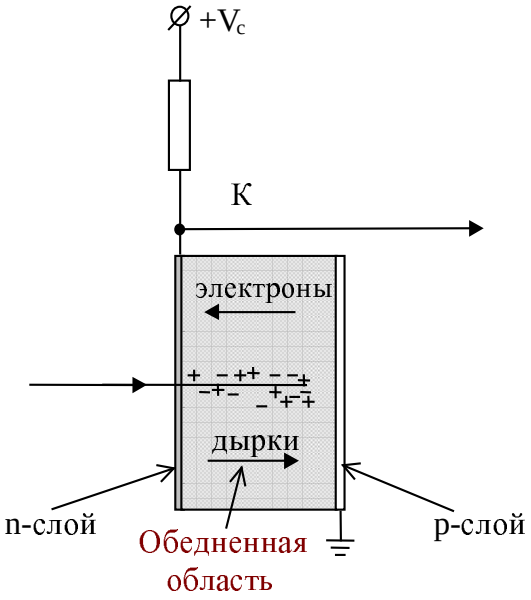

Рис. 15: Схема полупроводникового детектора.

В полупроводниковом детекторе создается область, в которой отсутствуют свободные носители заряда — обедненная область. Заряженная частица, пролетая через обедненную (чувствительную) область детектора, производит пары электрон-дырка вдоль своей траектории. Средняя энергия, необходимая для образования одной электронно-дырочной пары, составляет 3.62 эВ для кремния при комнатной температуре и 2.95 эВ для германия при температуре 80 К. Количество электронно-дырочных пар пропорционально потерям энергии частицы. Для измерения энергии частицы, необходимо, чтобы она потеряла всю свою энергию и остановилась в чувствительной области. Под действием приложенного к детектору электрического поля, электроны движутся к аноду, дырки – к катоду. Собранные заряды образуют токовый импульс, интеграл которого несет информацию об энергии, которую частица потеряла в чувствительной области. Токовый импульс детектора поступает в зарядовочувствительный предусилитель, а затем — АЦП. АЦП генерирует число, линейно зависимое от амплитуды сигнала усилителя. Число, которое генерирует АЦП, таким образом пропорционально энергии частицы. Генерируемое АЦП число служит для адресации ячейки памяти (канале), соответствующей определенному диапазону амплитуд. Каналы последовательно нумеруются так, что большим амплитудам соответствуют большие номера каналов. По мере набора статистики в памяти ЭВМ формируется распределение (амплитудный спектр) — зависимость количества событий от номер канала.

Разрешение по энергии системы «полупроводниковый детектор — предусилитель» определяется несколькими факторами: статистической точностью измерения, различными видами электрических шумов в обедненной области кристалла и во входных цепях

предусилителя, флуктуациями заряда при неполном собирании и флуктуациями потерь энергии во входном окне детектора. Например, для α-частицы с энергией 5 МэВ разрешение по энергии составляет $\sim$ 10–12 кэВ, т.е. примерно 0.2%.

9. Контрольные вопросы и задачи

1. Для каких ядер деление является энергетически выгодным? Чем объяснить тот факт, что большинство из них устойчиво к самопроизвольному делению?
2. Оценить величину барьера деления для ядер $^{107}_{47}\mathrm{Ag}$, $^{181}_{73}\mathrm{Ta}$, $^{208}_{82}\mathrm{Pb}$, $^{239}_{94}\mathrm{Pu}$.
3. Определить поверхностную и кулоновскую энергии симметричного деления $^{235}_{92}\mathrm{U}$.
4. Найти энергию кулоновского отталкивания двух соприкасающихся ядер $^{90}_{38}\mathrm{Sr}$ и $^{138}_{56}\mathrm{Ba}$, полагая, что эти ядра имеют сферическую форму.
5. Почему ядра $^{235}_{92}\mathrm{U}$ делятся тепловыми нейтронами, а ядра $^{238}_{92}\mathrm{U}$ — нейтронами с энергией больше 1 МэВ?
6. Чему равна энергия, освобождающаяся при делении ядра $^{235}_{92}\mathrm{U}$? Как она распределяется между различными видами излучений?
7. Оценить энергию, освобождающуюся при делении 1 г урана.
8. Объяснить природу мгновенных и запаздывающих нейтронов деления.
9. Чему равна энергия, освобождающаяся при слиянии ядер $^{4}_{2}\mathrm{He}$ и $^{7}_{3}\mathrm{Li}$?
10. Оценить число электронно-дырочных пар, образующихся в кремниевом полупроводниковом детекторе при регистрации осколков деления.
11. Какова предельная точность определения энергии тяжелого осколка деления $^{235}_{92}\mathrm{U}$ кремниевым полупроводниковым детектором и ионизационной камерой без учета ионизационного дефекта?
12. Пояснить путем сравнения постоянных распада различных изотопов урана, почему при измерении альфа-спектра в *упражнении 2* проявляется лишь линия 4,8 МэВ, соответствующего распаду $^{234}_{92}\mathrm{U}$, хотя этот изотоп присутствует лишь в небольших количествах в облучаемой урановой мишени?