

В работе изучается искусственная радиоактивность при облучении тепловыми нейтронами одного из выбранных студентом образца – алюминия, серебра или родия. Период полураспада образующегося радиоактивного изотопа определяется двумя способами - измерением интенсивности β^- -распада и построением зависимости числа активированных ядер образца от времени активации.

1. Введение
2. Искусственная радиоактивность
3. Закон радиоактивного распада
4. Активация изотопа
5. Экспериментальная установка
6. Выбор активируемого материала
7. Газонаполненные детекторы
8. Контрольные вопросы и задачи
9. Литература
10. Приложения

1. Введение

Явление радиоактивности было открыто в 1896 г. Беккерелем, заметившим, что минерал, содержащий уран, самопроизвольно испускает излучение, которое вызывает почернение находящейся рядом фотопластинки, закрытой непрозрачной бумагой. Вскоре были обнаружены и другие радиоактивные элементы, такие как торий ${}_{90}^{232}\text{Th}$, полоний ${}_{84}^{210}\text{Po}$, радий ${}_{88}^{226}\text{Ra}$ и другие (Пьер и Мария Кюри, Резерфорд, Содди).

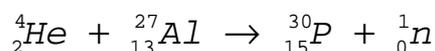
Нестабильные ядра могут испускать α – частицы (ядра гелия ${}_{2}^4\text{He}$), β –частицы (электроны, позитроны), γ –кванты. Необходимым условием самопроизвольного распада ядра массы M является выполнение закона сохранения энергии

$$Mc^2 = \sum_i m_i c^2 + E \quad (1)$$

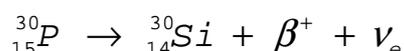
где m_i - массы всех продуктов распада, E – полная выделяющаяся при распаде энергия. При радиоактивном распаде должны выполняться и другие законы сохранения. Например, закон сохранения электрического заряда, закон сохранения барионного заряда, закон сохранения импульса и др.

В 1933 году Ирэн и Фредерик Жолио-Кюри открыли явление искусственной радиоактивности ядер. При облучении тонкой алюминиевой фольги α -частицами с энергией 5,3 МэВ, которые испускал радиоактивный источник, содержащий ${}^{210}\text{Po}$,

было обнаружено, что мишень становится радиоактивной. После окончания облучения активность мишени уменьшалась в 2 раза примерно за 3 мин. Выяснилось, что из мишени вылетают тяжелые положительно заряженные частицы, отличные от легких позитронов. После тщательного химического анализа было установлено, что в результате облучения α -частицами изотопа ^{27}Al образуется радиоактивный изотоп ^{30}P



(краткая запись этой ядерной реакции $^{27}\text{Al}(\alpha, n)^{30}\text{P}$). Образующийся ^{30}P распадался¹, превращаясь в стабильный изотоп ^{30}Si



Период полураспада изотопа ^{30}P по современным данным составляет 2,5 минуты, $T_{1/2} = 2,5$ мин.

Искусственно радиоактивные ядра получают в ядерных реакциях при бомбардировке как стабильных, так и радиоактивных ядер различными частицами.

2. Искусственная радиоактивность

В настоящее время обнаружено ~ 3300 атомных ядер, представляющих собой различные сочетания чисел протонов Z и нейтронов N . По существующим оценкам число атомных ядер может составлять ~ 6500 . На рис. 1 показана $N - Z$ диаграмма атомных ядер. Черными точками показаны стабильные ядра. Область расположения стабильных ядер обычно называют долиной стабильности. Для ядер долины стабильности характерно следующее отношение числа нейтронов к числу протонов:

$$\frac{N}{Z} = 0,48 + 0,015A^{2/3} \quad (2)$$

где $A = N + Z$ — массовое число.

Легкие стабильные ядра ($A < 40$) имеют приблизительно равные числа нейтронов и протонов. В области более тяжелых ядер отношение числа нейтронов к числу протонов начинает возрастать и достигает величины 1,6 в районе $A = 250$. Это

¹ Наблюдался β -распад - спонтанное превращение ядра (A, Z) в ядро $(A, Z \pm 1)$.

В процессе β^- - распада происходит превращение одного из нейтронов ядра в протон: $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$. В процессах β^+ - распада и e^- - захвата происходит превращение одного из протонов ядра в нейтрон: $p \rightarrow n + e^+ + \nu_e$ (β^+ - распад), $p + e^- \rightarrow n + \nu_e$ (e^- - захват)

изменение легко понять, если учесть короткодействующий характер ядерных сил и возрастающую роль кулоновского взаимодействия протонов с ростом A . Тяжелые ядра оказываются энергетически более устойчивыми, если содержат большее число нейтронов N по сравнению с числом протонов Z . Наиболее тяжелыми стабильными ядрами являются изотопы свинца ($Z = 82$) и висмут ($Z = 83$). С левой стороны от стабильных ядер находятся ядра, перегруженные протонами (протоноизбыточные ядра), справа — ядра, перегруженные нейтронами (нейтроноизбыточные ядра). Темным цветом на рис. 1 выделены атомные ядра, обнаруженные в настоящее время. Пунктирная линия очерчивает область возможного существования атомных ядер.

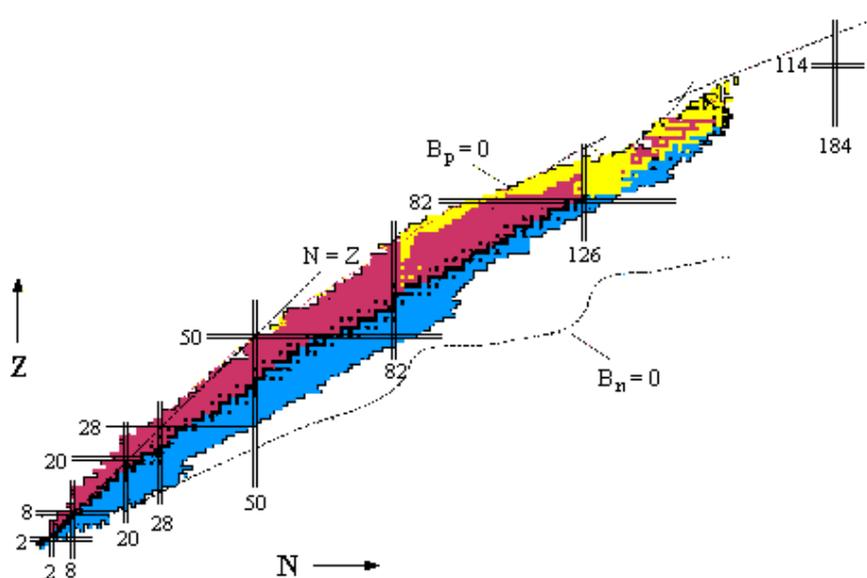


рис. 1. N - Z диаграмма атомных ядер

интерактивный вариант http://cdfc.sinp.msu.ru/services/ground/NuclChart_release15.html или <http://www.nndc.bnl.gov/chart/>

Связанное состояние ядра определяется как состояние, стабильное относительно испускания нейтронов или протонов. Линия $B_p = 0$ (B_p — энергия отделения протона) ограничивает область существования атомных ядер слева (proton drip-line). Линия $B_n = 0$ (B_n — энергия отделения нейтрона) - справа (neutron drip-line). Вне этих границ атомные ядра существовать не могут, так как они распадаются за характерное ядерное время ($\sim 10^{-23}$ с) с испусканием одного или нескольких нуклонов. Если среднее время жизни ядра $\tau < 10^{-22}$ с, обычно считается, что ядро не существует. Характерные времена жизни для радиоактивных ядер $\tau > 10^{-14}$ с. Времена жизни ядер, обусловленные испусканием нуклонов 10^{-23} с $< t < 10^{-20}$ с. Ядра, имеющие такие времена жизни, обычно наблюдаются в виде резонансов в сечениях ядерных реакций. Среднее время жизни ядра τ и ширина резонанса Γ

связаны соотношением $\tau = \hbar/\Gamma$.

Рассчитать границы нуклонной стабильности довольно сложно, т.к. точность, с которой оцениваются энергии связи ядер (несколько сотен кэВ), недостаточна для того, чтобы определить, будет ли ядро радиоактивным, или оно будет распадаться с испусканием нуклона. Поэтому точность предсказания границы существования атомных ядер для отдельных элементов может составлять 4-5 единиц по A .

В правом верхнем углу $N - Z$ диаграммы расположена интенсивно исследуемая в настоящее время область сверхтяжелых атомных ядер. Открытие и исследование сверхтяжелых атомных ядер с $Z = 109 \div 118$ показывает, что в этой области ядер существенную роль в повышении их стабильности играют ядерные оболочки. Достаточно хорошее согласие теоретических расчетов с полученными в последнее время экспериментальными данными позволяет прогнозировать существование острова стабильности в районе $Z = 110 \div 114$ и $N = 178 \div 184$. Ядра на острове стабильности должны иметь повышенную устойчивость по отношению к α - и β -распаду и спонтанному делению. Теоретические оценки показывают, что времена жизни ядер, расположенных в центре острова стабильности могут составлять $\sim 10^5$ лет. Трудность проникновения на остров стабильности связана с тем, что пока не найдены комбинации соответствующих ядер, использование которых в качестве мишени и налетающей частицы позволило бы попасть в центр острова стабильности.

Изотопы, у которых отношение числа нейтронов к числу протонов может быть больше, чем это соответствует области устойчивости, образуются в результате реакций типа $(d, p)^2$, (n, p) , (n, α) и в реакциях деления. Изотопы с недостатком нейтронов получают обычно в реакциях (p, n) , (d, n) , (α, n) , $(n, 2n)$. В последние годы для получения ядер, удаленных от долины стабильности, активно используются ускоренные пучки радиоактивных ядер.

3. Закон радиоактивного распада

Способность ядер самопроизвольно распадаться, испуская частицы, называется радиоактивностью. Ядра распадаются независимо друг от друга. Число распавшихся в заданный момент времени ядер – случайная величина. Конкретное радиоактивное ядро может распасться в любой момент, и закономерности процесса радиоактивного распада наблюдаются только в среднем, т.е. в случае распада достаточно большого количества ядер. Усредненные характеристики процесса распада описываются следующими соотношениями.

Если в образце в момент времени t имеется $N(t)$ радиоактивных ядер, то количество ядер dN , распавшихся за время dt пропорционально N (из

² Краткая форма записи типа ядерной реакции (d,p) : налетает d - дейтрон, ядро тяжелого водорода, вылетает p – протон

независимости событий распада ядер).

$$dN = -\lambda \cdot N(t) \cdot dt \quad (3)$$

Постоянная распада λ – вероятность распада ядра в единицу времени. Интегрируя (1) получим закон радиоактивного распада

$$N(t) = N_0 \cdot e^{-\lambda t} \quad (4)$$

где N_0 количество радиоактивных ядер в момент времени $t = 0$.

Период полураспада $T_{1/2}$ – время, в течение которого, первоначальное количество радиоактивных ядер уменьшится в два раза

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} \cong \frac{0,693}{\lambda} \quad (5)$$

Среднее время жизни τ

$$\tau = \frac{\int_0^{\infty} t \cdot N(t) dt}{\int_0^{\infty} N(t) dt} = \frac{1}{\lambda} \quad (6)$$

Вероятностный характер распада проявляется в том, что наблюдаемая кривая распада представляет совокупность случайных точек, расположенных в окрестности усредненной кривой, убывающей в соответствии с законом (4), см. рис. 3. Случайные отклонения наблюдаемых величин от их средних значений описываются статистическим распределением Пуассона - возможные случайные отклонения наблюдаемого значения $N(t)$ от среднего значения \bar{N} имеют вероятность:

$$p(N) = \frac{\bar{N}^N}{N!} \cdot e^{-\bar{N}} \quad (7)$$

Дисперсия отклонений этого процесса равна \bar{N} , а указанный на рис. 2 для каждой экспериментальной точки доверительный интервал, в пределах которого наблюдаемая величина встречается с вероятностью примерно 68%, составляет $\bar{N} \pm \sqrt{\bar{N}}$ (последнее справедливо при $N(t) \gg 1$).

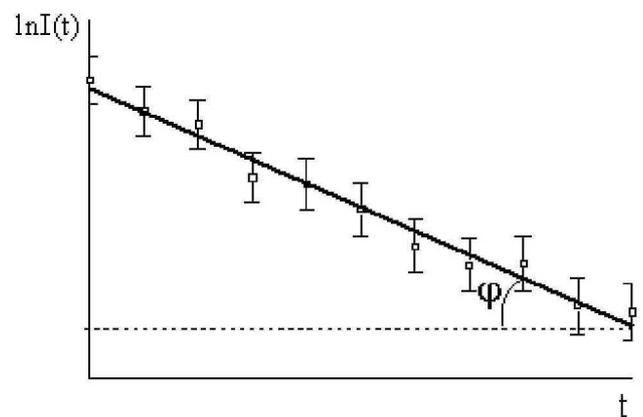


рис. 2: График распада радиоактивного препарата в полулогарифмическом масштабе. Усредненная жирная линия соответствует закону распада (4), пунктирная линия – фону.

Активность источника I - среднее количество распадов ядер источника в единицу времени

$$I(t) = \lambda N(t) \quad (8)$$

За единицу активности принимают число распадов, происходящих за 1 с в 1 г радия, находящегося в вековом равновесии (см. Приложение 1) с продуктами распада. Эта единица называется “кюри” и равна $3,7 \cdot 10^{10}$ распадов в секунду. В системе СИ используется единица “беккерель”, которая равна 1 распаду в секунду.

Измеряя активность источника можно определить постоянную распада λ . Для изотопов с малыми постоянными распада и, соответственно, большими периодами полураспада используется соотношение (8). В этом случае количество ядер N во время измерения практически не изменяется и может быть определено методами масс-спектрометрии. Для изотопов с большими постоянными распада используется соотношение (4). Если построить зависимость активности источника от времени t в полулогарифмическом масштабе $\ln I(t)$, то угол наклона ϕ прямой к оси t будет определять величину λ .

Сказанное выше относится к источникам с ядрами одного изотопа с одним и тем же каналом распада. Активность сложных источников изменяется по закону, отличному от (8). Если источник состоит из нескольких генетически не связанных компонент, зависимость активности от времени может быть представлена суммой двух или нескольких экспонент, т.е.

$$I = I_{01}e^{-\lambda_1 t} + I_{02}e^{-\lambda_2 t} + \dots \quad (9)$$

Последнее показывает, что в источнике присутствует несколько радиоактивных компонентов с различными периодами полураспада. На рис. 3а в полулогарифмическом масштабе показано изменение во времени активности источника, состоящего из двух генетически не связанных компонентов с разными постоянными распада.

Если же радиоактивные ядра типа II образуются из радиоактивных ядер типа I, то зависимость активности источника от времени будет другой (к примеру, рис. 3б).

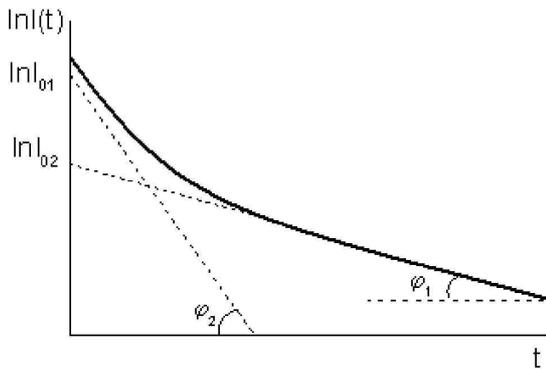


рис. 3а: Изменение во времени усредненной активности источника, состоящего из двух взаимно несвязанных компонентов, см.(8). Тангенсы углов φ_1 и φ_2 наклона этих прямых будут равны, соответственно, постоянным распада λ_1 и λ_2 , т.е. $\text{tg}\varphi_1 = \lambda_1$; $\text{tg}\varphi_2 = \lambda_2$.

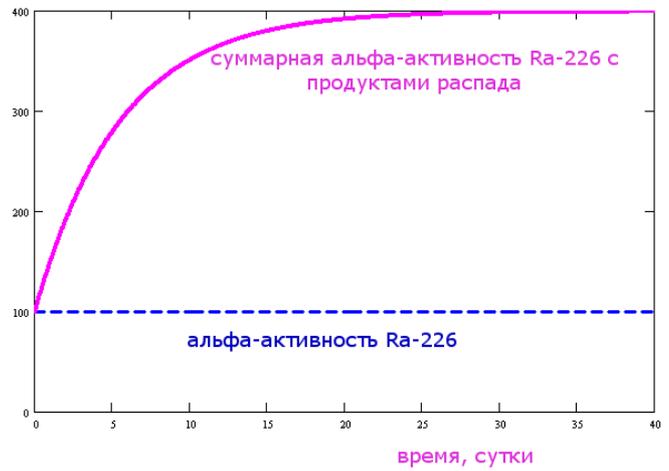


рис.3б: Изменение во времени альфа-активности источника «свежеприготовленного» радия-226.

4. Активация изотопа

Активацией называется процесс образования радиоактивного вещества при облучении стабильных ядер нейтронами, протонами и другими видами излучения. Количество активированных ядер зависит от количества атомов в мишени, времени облучения и эффективного сечения ядерной реакции, в которой образуется исследуемый изотоп.

Эффективное сечение σ характеризует вероятность взаимодействия частицы с ядром и определяется как отношение числа событий данного типа в единицу времени, приходящееся на одно ядро мишени, к потоку налетающих частиц через единицу поверхности мишени. Если слой вещества, содержащий n ядер, пересекают ν частиц/(см²с), то число актов взаимодействия m , вызванных ими в единицу времени, будет равно

$$m = \nu \cdot n \cdot \sigma \quad (10)$$

Наглядный смысл понятия эффективного сечения ясен из следующего. Рассмотрим какую-либо ядерную реакцию. Заменим каждое ядро мишенью с площадью σ , тогда площадь, занимаемая n ядрами, будет равна $n\sigma$ и число попаданий в мишени выразится формулой (10). Однако нужно подчеркнуть,

Таблица 1. Примеры сечений захвата тепловых нейтронов для некоторых веществ

вещество	сечение захвата тепловых нейтронов (со скоростью 2200 м/с), б
дейтерий	0.00052
графит	0.0035
водород	0.33
алюминий	0.231
серебро	63.3
родий	144.8
уран-235	582.6 ± 1.1
америций-242m	1290 ± 300
бор-10	3837
гадолиний-157	259000 ± 700

что только в отдельных случаях эффективное сечение ядерной реакции примерно равно площади сечения ядра. Так, площадь сечения ядра около $10^{-24} \div 10^{-25} \text{ см}^2$, тогда как эффективное сечение различных ядерных реакций колеблется от 10^{-20} см^2 (захват тепловых нейтронов, см. таблицу №1) до 10^{-30} см^2 (возбуждение ядер γ -квантами). В общем случае сечение захвата нейтрона сильно зависит от энергии нейтрона (см. Приложение 4).

Эффективное сечение измеряется в *барнах*: $1\text{б} = 10^{-24} \text{ см}^2$

Выведем формулы активации. Пусть на образец, содержащий n ядер, падает поток ν частиц/($\text{см}^2\text{с}$), а эффективное сечение захвата падающих частиц с образованием радиоактивного ядра равно σ . Тогда в образце в секунду образуется $\nu n \sigma$ радиоактивных ядер. Однако необходимо учесть, что часть вновь образовавшихся ядер в процессе активации распадается. За время dt образуется $\nu n \sigma dt$ ядер, а распадается $\lambda N dt$, где N - количество накопленных к моменту времени t активируемых ядер. В итоге изменение количества радиоактивных ядер описывается соотношением

$$dN = \nu n \sigma dt - \lambda N dt, \quad \text{или} \quad \frac{dN}{dt} = \nu n \sigma - \lambda N \quad (11)$$

При больших временах активации $t > 1/\lambda$ рост числа радиоактивных ядер практически прекращается ($dN/dt \rightarrow 0$). Это происходит, когда число образующихся радиоактивных ядер окажется практически равным числу распадающихся, т.е. когда число радиоактивных ядер $N(t) \rightarrow N_{\text{н}} = \nu n \sigma$.

Величина $N_{\text{н}}$ называется **активацией насыщения**.

Интегрируя соотношение (11), получим зависимость активации $N(t)$ от времени облучения t :

$$N(t) = N_{\text{н}} (1 - e^{-\lambda t}) \quad (12)$$

График зависимости (12) показан на рис. 4. **Практически насыщение достигается за время облучения, соответствующее 4÷5 периодам полураспада.** При $t \ll T$ распадом можно пренебречь. В этом случае $N = \nu n \sigma$, т.е. в начале облучения число радиоактивных ядер растёт линейно со временем.

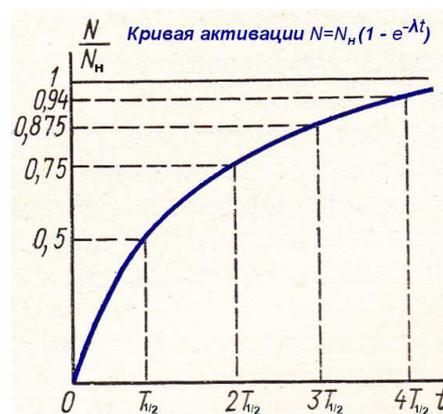


рис. 4: кривая активации

Для получения радиоактивных изотопов часто используют нейтроны, так как

для них не существует электростатических сил отталкивания от ядра. В 1935 г. Ферми обнаружил, что наведенная радиоактивность во много раз увеличивается, если источник нейтронов и облучаемую мишень окружить водородсодержащим веществом, например парафином.

Как оказалось, это связано с тем, что нейтроны при соударениях с равными им по массе протонами быстро теряют энергию и распространяются в среде с тепловыми скоростями. Кроме того, тепловые нейтроны, испытывая в парафине большое число соударений, движутся хаотично и могут пересекать облучаемую мишень несколько раз, а вероятность захвата нейтронов атомными ядрами обратно пропорциональна их скорости (согласно закону « $1/v$ »).

При захвате теплового нейтрона ядром с массовым числом A образуется «компаунд» ядро $A+1$ в возбужденном состоянии. Избыток энергии, равный энергии связи нейтрона в ядре $A+1$ (5-8 МэВ), может выделиться в виде γ -квантов. Такие реакции носят название *радиационного захвата нейтрона*.

Время жизни ядра в возбужденном состоянии обычно порядка 10^{-12} с, но иногда

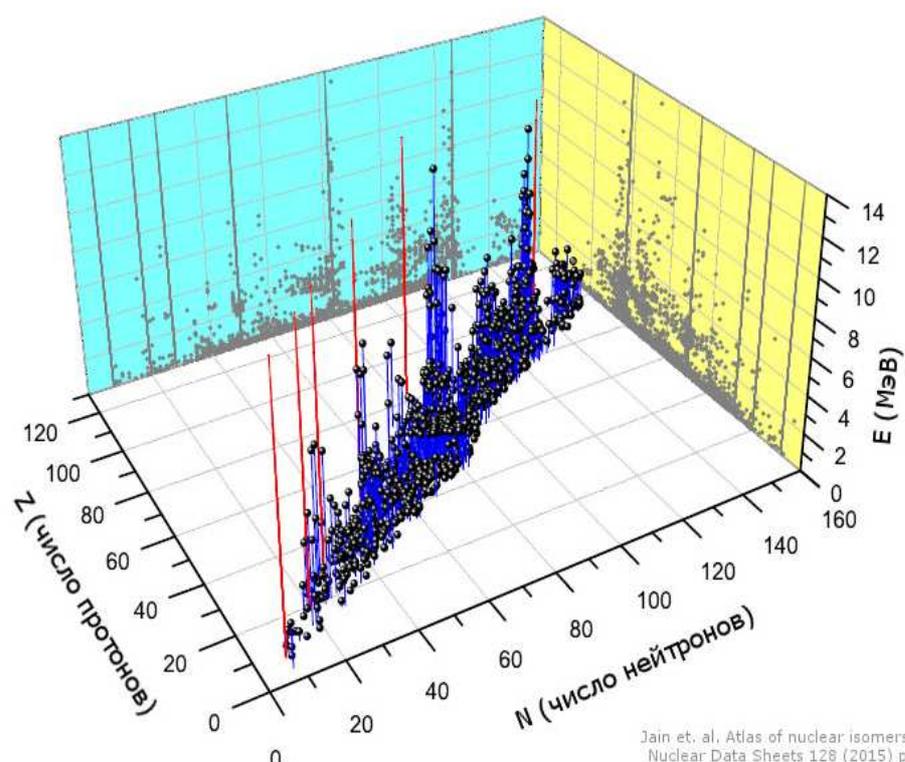


рис.5. Зарегистрированные ядра-изомеры с $T_{1/2} \geq 10$ нс. Красные «вешки» - дважды магические числа

ядро может оставаться в возбужденном состоянии значительно дольше — минуты, часы и даже годы. Если время жизни возбужденного ядра превышает наносекунду,

то говорят, что ядро находится в метастабильном (изомерном) состоянии. Ядра, имеющие одинаковое число протонов и нейтронов, но находящиеся в метастабильных состояниях, называются *изомерами*. В записи их отмечают буквой *m*. Например, первый изомер у искусственно созданных ядер, существование которого было экспериментально доказано группой Курчатова в 1935 году – ^{80m}Br – изомер брома-80 [2,260].

Явление ядерной изомерии наблюдается обычно, когда среди возбужденных состояний ядра есть уровень, сильно отличающийся по характеристикам от нижерасположенных по энергии уровней (или величиной момента количества движения ($|\Delta I| \geq 3$), или формой ядра, или проекцией спина на ось симметрии).

Таким образом, ядерные изомеры – это возбужденные долгоживущие (метастабильные) состояния атомных ядер. В настоящее время в Атласе ядерных изомеров с периодами полураспада $T_{1/2} \geq 10$ нс приведено почти 2500 изомеров (см. рис.5) и утверждается, что на 15.08.2015 было зарегистрировано более 1150 изомеров с периодами полураспада $0,5 \text{ нс} < T_{1/2} < 10 \text{ нс}$ [1]. Существование долгоживущих возбужденных состояний ядер объясняется аномальным отличием их от более нижележащих и основных состояний.

Пока неосуществленной остаётся идея использовать метастабильные состояния ядра для создания гамма-лазера (газера, гразера) подобно тому, как метастабильные состояния атома используются в оптических квантовых генераторах света (лазерах).

таблица 2: Примеры экстремальных изомеров³

изомер	$T_{1/2}$	спин (в \hbar)	энергия	особенность	пояснение
^{12m}Be	~230 нс	0	2,2 МэВ	низкая масса	самый легкий из обнаруженных изомеров
^{94m}Ag	0,4 с	21	6 МэВ	протонный распад	с 4% вероятностью изомер испускает протон, с вероятностью 0,5% - два протона; основное состояние ядра ^{94}Ag испытывает E-захват
$^{178m2}\text{Hf}$	31 год	16	2,446 МэВ	сочетание высоких энергии и $T_{1/2}$	после сенсационной публикации на рубеже 20в. (позже раскритикованной ⁴) об индуцированном распаде изомера (с помощью стоматологической рентгеновской установки) стал основой для создания гипотетической изомерной «бомбы» («гафниевой бомбы»)
^{180m}Ta	$>10^{15}$ лет	9	75 кэВ	большой период полураспада	в природном тантале 0,012% ^{180m}Ta
^{229m}Th	~ 5 часов	3/2	~ 7,6 эВ	низкая энергия	один из кандидатов для проверки постоянства фундаментальных констант
^{270m}Ds	~ 6 мс	~10	~ 1 МэВ	большая масса	изомер дармштадтия в 60 раз более «живуч», чем $^{270}_{110}\text{Ds}$ в основном состоянии ($T_{1/2} \sim 100$ мкс)

Для получения нейтронов широко применяются источники нейтронов, образующиеся в результате реакции типа (α, n) и (γ, n) . Так, смесь металлического порошка бериллия с небольшим количеством α -излучателя, например полония, является удобным источником нейтронов. В этом случае получают нейтроны,

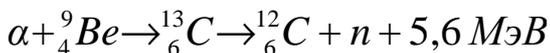
³ P.Walker, J.Carroll Nuclear isomers: recipes from the past and ingredients for the future// Nuclear Physics News 17, No.2, 11-15 (2007).

⁴ Ткаля Е.В. Индуцированный распад изомера $^{178m2}\text{Hf}$ и «изомерная бомба» // УФН 2005 т.175 №5 сс.555-561

обладающие практически сплошным спектром энергий от 0 до 13 МэВ.

В настоящей работе для активации используется плутоний-бериллиевый источник нейтронов (интерметаллическое соединение $PuBe_{13}$) активностью $10^6 \div 10^7$ нейтронов/с.

^{239}Pu (период полураспада 24 тысячи лет) излучает α -частицы. Они не могут вылететь из источника из-за ничтожно малых пробегов α -частиц и вступают в реакцию с ядрами бериллия:



Энергия получающегося нейтрона зависит от угла между импульсами α -частицы и нейтрона, от степени замедления α -частицы перед столкновением и от рассеяния нейтрона внутри источника. Спектр нейтронов сильно зависит от массы ^{239}Pu и Be , от возраста источника (см.рис. ба).

Спектр нейтронов $Pu-Be$ источника, используемого в данной лабораторной работе приведен на рис. бб

Примером источника нейтронов, основанным на реакции (γ, n) , является смесь радия и бериллия. Здесь источник нейтронов представляет собой систему из двух запаянных ампул. При этом внутри ампулы с порошком бериллия помещается ампула с солями радия таким образом, что на бериллий действует только γ -излучение, проходящее через стенки внутренней ампулы. Реакция образования нейтронов идет по схеме ${}^9Be + \gamma \rightarrow {}^8Be + n$. Такой источник обладает тем



рис.6а Спектр нейтронов $Pu-Be$ источника.
 $E_n > 1$ кэВ - быстрые нейтроны;
 $E_n = kT \sim 0,025$ эВ - тепловые нейтроны



рис.6б Спектр нейтронов $Pu-Be$ источника в этой лабораторной работе

преимуществом, что испускает монохроматические нейтроны с энергией 110 кэВ. Помимо ампульных, источниками нейтронов служат источники на основе спонтанного деления (^{252}Cf , ядерные реакторы), нейтронные генераторы [4].

5. Экспериментальная установка

В настоящей работе используется плутоний-бериллиевый источник нейтронов мощностью 10^6 - 10^7 нейтронов/с.

Для замедления нейтронов до тепловых скоростей источник помещен в парафиновый блок в защите из кадмия и свинца. Пластинки из серебра и родия крепятся на плоских шпагах. Материал, из которого изготовляют шпаги, не должен иметь заметной нейтронной активации. Для алюминия используются цельные шпаги. Шпаги вставляются в пазы, расположенные на расстоянии нескольких сантиметров от источника нейтронов, в блоке из оргстекла. Положение пластин, таким образом, строго фиксировано относительно источника нейтронов, если при активации используется один и тот же паз. Облучаться одновременно может до 8 шпаг. Пазы имеют номера.

Наведенная β -активность измеряется при помощи **счетчика Гейгера** с толщиной стенки $0,065 \text{ г/см}^2$. Схема установки для измерения периодов полураспада показана на рис. 7А.

Для уменьшения влияния фона счетчик экранирован со всех сторон свинцом. Шпагу вставляют в паз свинцового блока таким образом, что она находится всегда в одном и том же положении относительно счетчика β -излучения.

Перед началом работы необходимо подробно ознакомиться с инструкцией, имеющейся при каждой экспериментальной установке, и самой установкой. Нужно **составить план работы**, который должен предусматривать:

- время облучения;
- время измерения отдельных точек Δt ;
- полное время измерения каждой кривой распада.

Необходимо убедиться в том, что стержень с пластинкой легко входит в паз блока детектора.

Для того чтобы при последующих измерениях не сказалась остаточная радиоактивность, пластинку перед каждым новым облучением нужно выдерживать *не менее 20 минут с момента окончания предыдущей активации*.

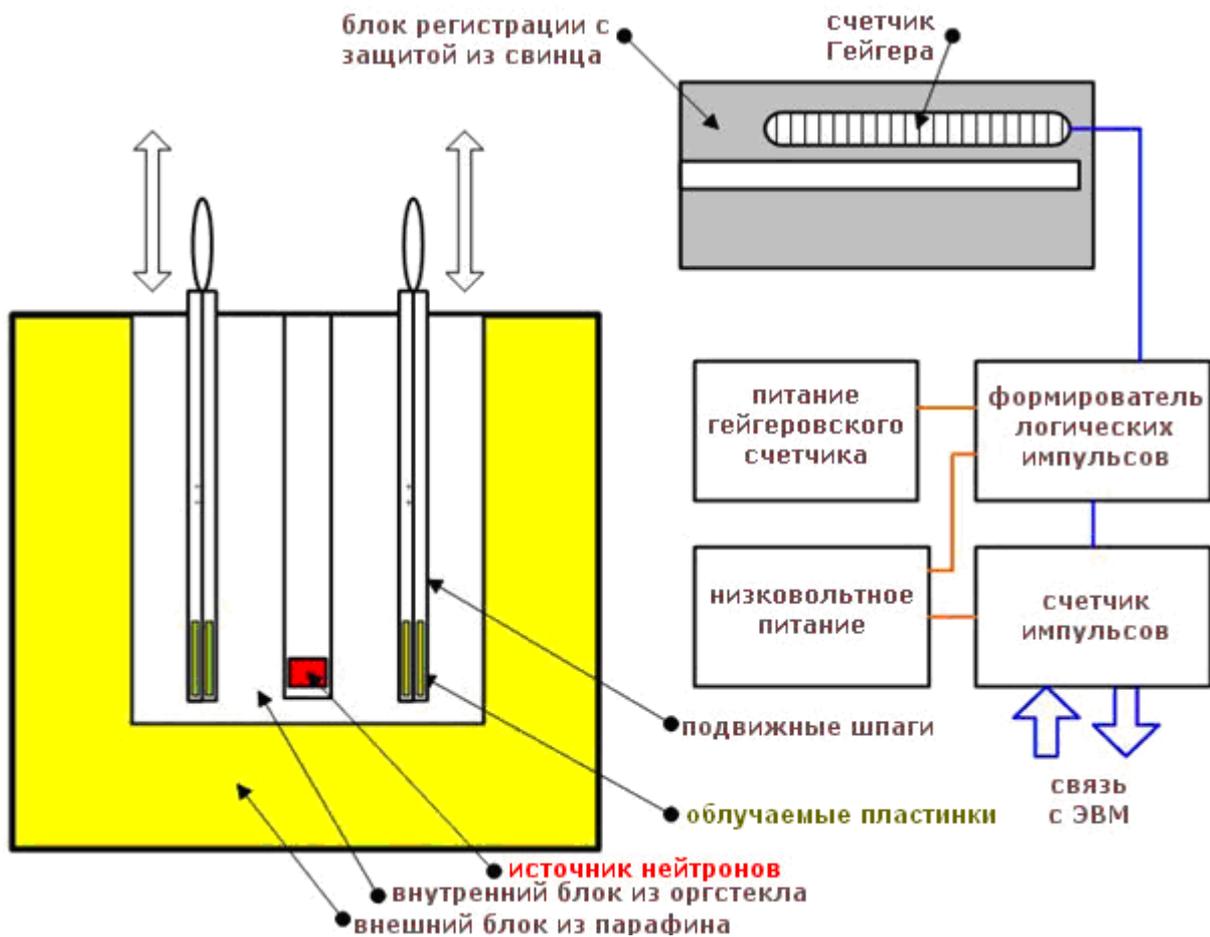


рис. 7А: Схема облучения металлических пластинок нейтронами

В задаче требуется определить период полураспада образующегося при активации нейтронами радиоактивного изотопа **двумя** способами:

- измерением и анализом кривых распада;
- построением и анализом кривой активации.

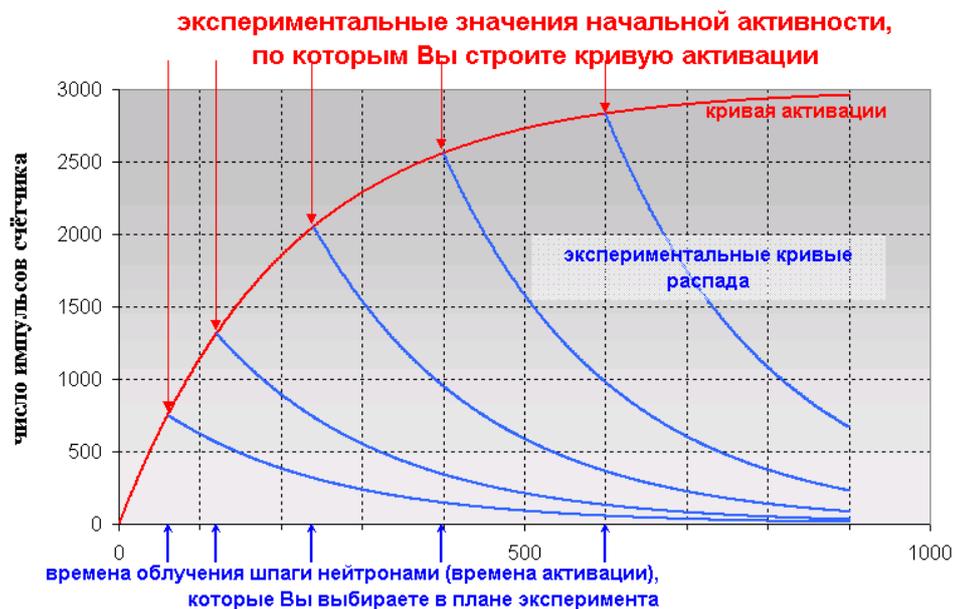


рис. 7Б: Качественный вид экспериментальных кривых распада и кривой активации, построенной по ним

Пример проведения лабораторной работы и обработки результатов для алюминиевого образца приведён в Приложении 2. В случае выбора образца из серебра и родия план работы надо составлять самостоятельно.

6. Выбор активируемого материала

материал	алюминий	серебро	родий
изотопы, содержащиеся в образце	^{27}Al (100%)	^{107}Ag (51,8%) ^{109}Ag (48,2%)	^{103}Rh (100%)
сечение захвата теплового нейтрона ядром	$\sigma = 0,241 \pm 0,003 \text{ б}$	(среднее) 63 б	144 б
упрощенная схема распада ⁵	<p style="text-align: center;">E, МэВ</p> <p style="text-align: center;">^{27}Al → ^{28}Si</p>		
зависимость активности от времени	$I = I_0 e^{-\lambda t} + I_{\text{фона}}$	$I = I_{01} e^{-\lambda_1 t} + I_{02} e^{-\lambda_2 t} + I_{\text{фона}}$	$I_{\text{набл}}(t) = \lambda N_0 e^{-\lambda t} + \frac{\lambda_m \lambda N_{m0}}{\lambda - \lambda_m} (e^{-\lambda_m t} - e^{-\lambda t}) + I_{\text{фона}}$

5

Схемы значительно упрощены. Для примера посмотрите в Приложении схему распада Ag-110 в Cd-110

7. Газонаполненные детекторы

Газонаполненные детекторы (счетчики), благодаря хорошей чувствительности к излучениям разных видов, относительной простоте и дешевизне, являются широко распространенными приборами регистрации излучений. Газонаполненный детектор представляет собой наполненную газом оболочку, в объем которой введены два электрода (рис. 8).

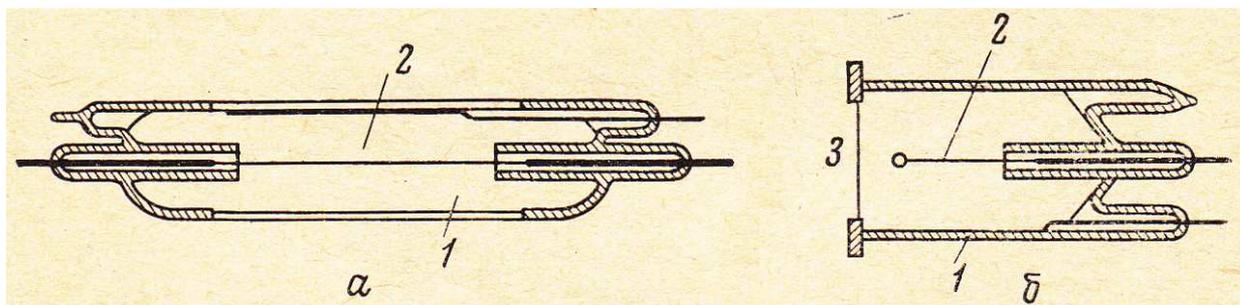


рис. 8: Различные типы счетчиков Гейгера: а) цилиндрический; б) торцевой

Геометрическая форма детектора выбирается из условий его работы. Цилиндрический счетчик состоит из металлической или металлизированной изнутри стеклянной трубки 1 и тонкой металлической нити 2, натянутой по оси цилиндра. Нить служит анодом, трубка катодом. Торцовый счетчик имеет входное окошко 3 в торце корпуса. Обычно торцевые счетчики используют для регистрации частиц с коротким пробегом, поэтому окно счетчика изготавливают из тонкой пленки.

В качестве наполняющих газов в большинстве случаев используют благородные газы аргон и неон, реже азот и водород с различными примесями.

Один из вариантов подключения счетчика показан на рис.9. Здесь C_1 – эквивалентная емкость счетчика и входного каскада усилителя, R_1 – сопротивление нагрузки. На счетчик подают высокое напряжение V , создающее в газовом объеме счетчика электрическое поле E .

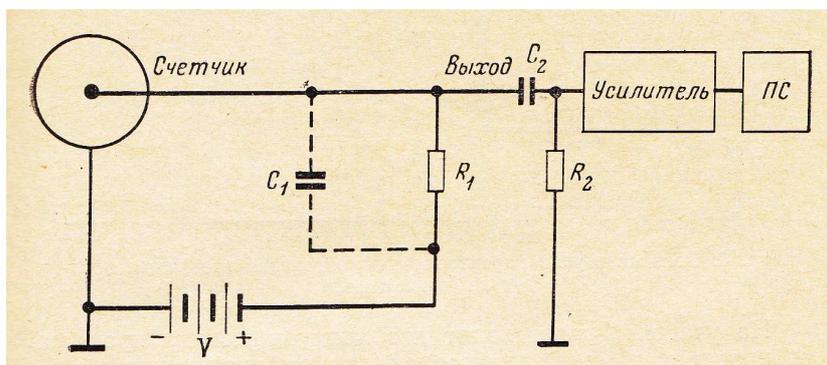


рис. 9: Схема включения счетчика Гейгера
ПС – пересчетная схема

Рабочее напряжение, подаваемое на электроды счетчика, зависит от давления газа, которое может меняться в широких пределах. Как правило, катод счетчика поддерживается под потенциалом земли, что гарантирует безопасность при работе. Частица, попадая внутрь счетчика, вызывает

ионизацию газа, благодаря которой в цепи возникает ток. Импульс напряжения на сопротивление R_1 усиливается и подается на регистрирующую аппаратуру.

Электроны, тяжелые положительные и отрицательные ионы, образованные ионизирующей частицей, начинают двигаться в электрическом поле, испытывая многократные столкновения, упругие и неупругие, с молекулами газа. Средняя скорость направленного движения пропорциональна напряженности E электрического поля и обратно пропорциональна давлению газа. Возникающий ток обусловлен в основном электронами, так как их подвижность на три порядка выше, чем подвижность тяжелых ионов.

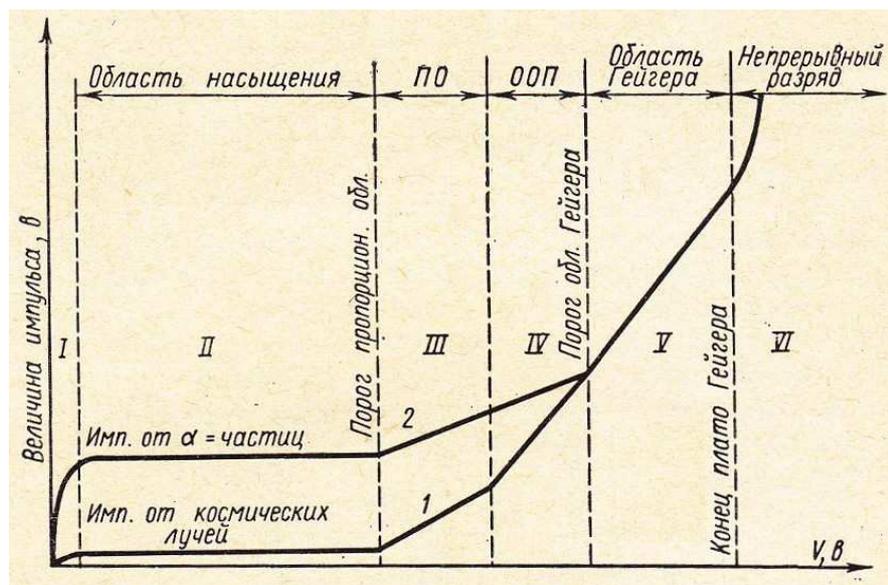


рис. 10: Вольтамперная характеристика счетчика в различных областях напряжений

На рис. 10 показана зависимость амплитуды импульса напряжения на выходе газонаполненного детектора от напряжения на его электродах (предполагается, что постоянная времени $\tau = R_1 C_1$ много больше времени собирания заряда в детекторе). Кривые 1 и 2 относятся к случаям различной начальной ионизации, большей для кривой 2 (часто такого рода кривые называют вольтамперной характеристикой). Каждую кривую можно разделить на характерные участки.

На участке I происходят два конкурирующих процесса: собирание зарядов на электродах и рекомбинация ионов в газовом объеме. При увеличении поля скорость ионов увеличивается, что уменьшает вероятность рекомбинации.

На участке II практически все заряды, образованные в детекторе, собираются на электродах. Этот участок кривой называют областью насыщения. Именно в этой области работают ионизационные камеры.

При дальнейшем увеличении напряжения электроны, созданные в результате первичной ионизации, ускоряются полем настолько, что становятся способными при столкновении с нейтральными атомами газа ионизировать их, т.е. создавать некоторое число вторичных ионов.

Происходит газовое усиление. При этом амплитуда импульса сначала растет пропорционально первичной ионизации – это **пропорциональная область (ПО)**. В области III работают так называемые пропорциональные счетчики.

Область работы пропорциональных счетчиков затем сменяется **областью ограниченной пропорциональности IV (ООП)**.

Наконец, на участке V газовое усиление возрастает настолько, что собираемый заряд не зависит от первичной ионизации. Это так называемая **область Гейгера**. Однако разряд, как и в предыдущих областях, остается вынужденным, т.е. начинается после прохождения ионизирующей частицы.

Дальнейшее увеличение напряжения приводит к непрерывному самостоятельному разряду (область VI), поэтому эта область для регистрации частиц не используется.

Ионизационные камеры, пропорциональные счетчики, счетчики Гейгера представляют наиболее характерные типы газонаполненных детекторов. Каждый из этих приборов имеет свои специфические особенности.

Ионизационные камеры позволяют производить весьма разнообразные измерения. В силу того, что ток в камере однозначно связан с первичной ионизацией в газовом объеме, ионизационные камеры используют для обнаружения и измерения радиоактивности, при исследовании интенсивности космических лучей, пучков в ускорителях и при идентификации частиц (плотность ионизации зависит от сорта частиц). Средняя энергия, необходимая для образования иона, мало зависит от природы и энергии частиц (для газов примерно $30 \div 40$ эВ). Поэтому с помощью ионизационных камер можно измерять энергии частиц. Для увеличения плотности ионизации и тока камеры наполняются газом под большим давлением вплоть до десятка атмосфер. Временное разрешение достигает 10^6 с.

Измеряемый ток в этом режиме работы обычно весьма мал. Это значительно усложняет работу с ионизационными камерами, так как требует особой стабильности электронной аппаратуры, необходимости предотвращения токов утечки и т.д.

Пропорциональные счетчики обладают более высокой чувствительностью, так как коэффициент газового усиления может достигать значений $10^2 \div 10^3$. Давление газа зависит от решаемой задачи и меняется от сотен миллиметров ртутного столба до нескольких атмосфер; рабочее напряжение от сотен до нескольких тысяч вольт. Временное разрешение 10^7 с. Однако, сильная зависимость коэффициента газового усиления от величины напряжения предъявляет особые требования к его стабильности.

В счетчике Гейгера газовое усиление настолько велико, что в нем вспыхивает самостоятельный разряд. Вблизи порога этой области условия, необходимые для ударной ионизации, возникают только около нити (например, в цилиндрических счетчиках при $V = 1000$ В напряженность поля E у катода равна сотням В/см, а вблизи нити 20000–40000 В/см). С увеличением напряжения область ударной ионизации увеличивается, а ионизация вследствие

вторичных процессов (электронных и фотонных) быстро нарастает. В результате возникает электронная лавина, которая обрывается лишь тогда, когда все связанные с ней электроны достигают нити счетчика.

Обычно первичная лавина порождает целую серию последующих лавин, образование которых связано с испусканием фотонов (главным образом в ультрафиолетовой области), возникающих при соударениях атомов с ионами газа. Эти фотоны, в свою очередь, выбивают из стенок счетчика электроны, которые возбуждают последующие лавины. Лавины, кроме того, могут вызвать положительные ионы, которые попадая на катод, выбивают электроны.

Таким образом, в счетчике происходит пробой, разряд переходит в самостоятельный и охватывает всю газовую область счетчика. Возникают большие импульсы напряжения на аноде, величина которых не зависит от первичной ионизации. Достаточно образования хотя бы одной пары ионов, чтобы развился разряд, охватывающий весь объем счетчика. В области Гейгера коэффициент газового усиления достигает 10^{10} , а величина импульса напряжения нескольких вольт или даже десятков вольт.

Счетчики Гейгера обладают высокой чувствительностью к ионизирующему излучению. Однако они не способны дифференцировать различные виды излучений, различать их энергии, поэтому они используются как детекторы интенсивности излучения. Этому способствует следующая важная особенность работы прибора. При достижении порога области Гейгера начинается плато счетной характеристики, где число зарегистрированных импульсов практически не зависит от напряжения (каждая ионизирующая частица, попадающая в объем счета, образует лавину). При дальнейшем увеличении напряжения счетчик переходит в режим спонтанного разряда.

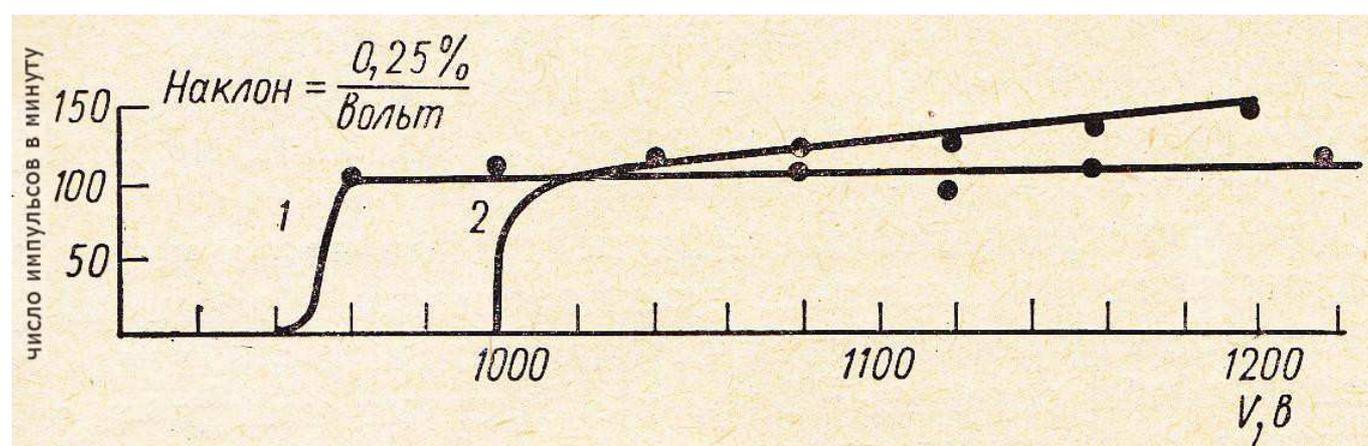


рис. 11: Счетная характеристика счетчика Гейгера:

- 1 – наполненного аргоном с добавлением 10% паров спирта;
- 2 – тот же счетчик с добавлением 2% воздуха.

Так как первичный разряд в области Гейгера сопровождается образованием вторичных лавин, для надежной работы счетчика необходимо создать условия для гашения этого разряда (в нормально работающем счетчике разряд должен обрываться после первой лавины).

Обычно гашения разряда добиваются, добавляя к основному наполнителю смесь газов. Для этой цели

используют различные многоатомные пары органических веществ: пары спирта, этилен, метилен и др. В качестве дополнителей к инертным газам часто применяют галоиды (Cl_2 , Br_2 , I_2).

Молекулы газов-дополнителей имеют более низкие потенциалы ионизации по сравнению с атомами основного наполнителя. При столкновении с молекулами примесей положительные ионы нейтрализуются; ионы же гасителей не в состоянии выбить из катода вторичные электроны. Кроме того, они хорошо поглощают ультрафиолетовое излучение, но при этом не испускают фотоэлектроны, а с большой вероятностью диссоциируют на нейтральные химические радикалы (органические пары) и атомы (галоиды).

Галогенные счетчики имеют преимущества перед счетчиками с органическими гасителями. Диссоциированные молекулы в дальнейшем восстанавливаются, в то время как органические молекулы разрушаются полностью. Поэтому срок службы галогенных счетчиков больше. И галогенные счетчики имеют низкое рабочее напряжение. Так, неоновый счетчик с примесью 0,1% аргона и 0,1% галоида имеет рабочее напряжение в гейгеровской области 300 В (давление $p \sim 100$ мм.рт.ст.) У атомов неона первое возбужденное состояние с энергией 16,67 эВ является метастабильным. При столкновениях с электронами уже в сравнительно малых полях происходит накопление возбужденных атомов неона. В дальнейшем за счет соударений энергия возбуждения атомов неона передается атомам аргона, в результате ионизации которых и возрастает число электронов. Таким образом, в низковольтной области разряд связан не с первичной ионизацией, а со вторичной ионизацией аргона вследствие столкновения с возбужденными атомами неона. Поэтому такие счетчики работают при низком напряжении.

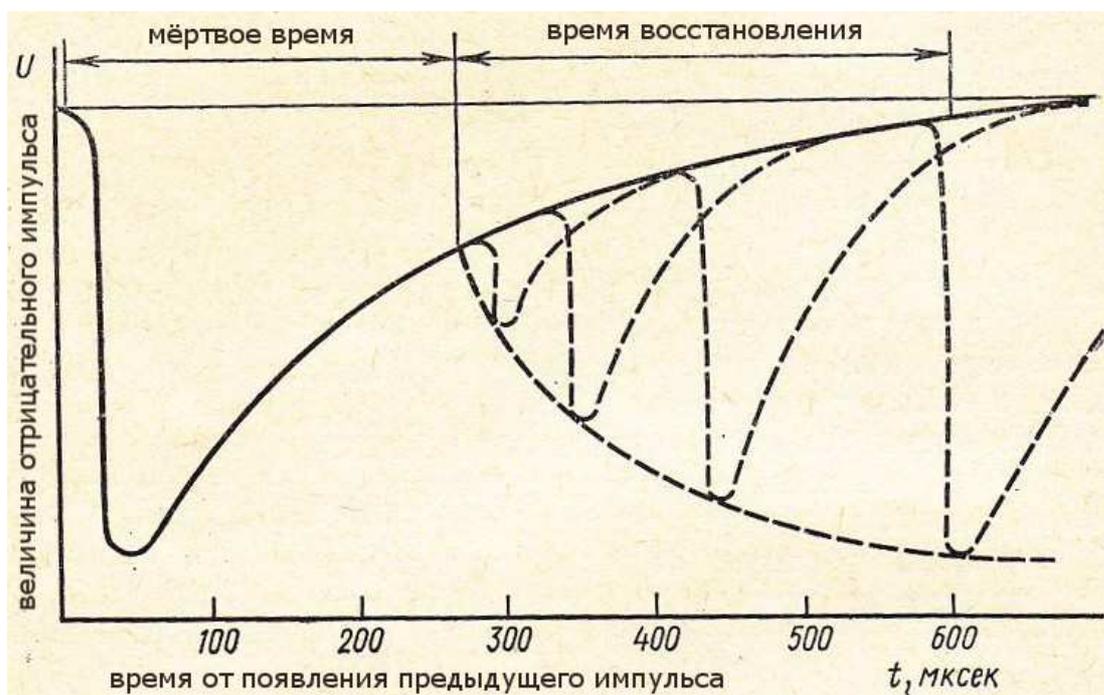


рис.12 Мертвое время и время восстановления счетчика Гейгера-Мюллера

Гашение разряда можно осуществлять также включением в цепь счетчика большого сопротивления R_1 . Такого рода счетчики называют несамогасящимися. У счетчиков с гасящими смесями меньше мертвое время — интервал времени, в течение которого попадающие в детектор частицы не могут быть зарегистрированы. Мертвое время счетчиков Гейгера относительно велико 10^{-4} – 10^{-3} с. Это связано с тем обстоятельством, что для восстановления чувствительности прибора после каждого акта регистрации необходимо очистить газовый объем от тяжелых ионов, подвижность которых невелика.

Рабочее напряжение счетчика выбирают на середине плато. Пороговое напряжение, положение и протяженность плато являются индивидуальными характеристиками счетчика и должны определяться экспериментально. Обычно рабочее напряжение составляет от нескольких сотен до тысячи вольт.

Счетчики Гейгера отличаются относительной простотой и надежностью, высокой эффективностью. Чувствительность счетчика к падающему излучению зависит также от проникающей способности частиц. Естественно, что будут зарегистрированы только те частицы, которые попадут в рабочий объем счетчика (следовательно, толщина стенки или окошка счетчика не должна превышать свободного пробега частицы в материале стенки счетчика). Если частицы, проникающие в рабочий объем, образуют хотя бы пару ионов, они будут зарегистрированы практически со 100%-ной вероятностью. Кроме того, эти счетчики малочувствительны к γ -излучению. Регистрация γ -квантов происходит только в результате образования вторичных заряженных частиц, которые вследствие малой эффективности взаимодействия γ -излучения с веществом выбиваются лишь в стенках газонаполненного детектора, которые изготавливаются из материала с большим атомным номером (стенки γ -счетчика нецелесообразно изготавливать толще длины пробега вторичных электронов и позитронов в материале стенки). Обычно эффективность γ -счетчиков составляет всего $1 \div 2\%$.

Для регистрации медленных нейтронов часто используются детекторы, наполненные трехфтористым бором. В этом случае ионизирующим агентом являются α -частицы, образующиеся с большой вероятностью в реакции $^{10}\text{B}(n,\alpha)$. Быстрые нейтроны регистрируются с помощью детекторов, наполненных водородом, или со стенками из водородсодержащего материала. В этом случае возникновение разряда обусловлено протонами отдачи, попадающими в газовый объем детектора.

8. Контрольные вопросы и задачи

1. Сравните формулы (4) и (12). Сколько ядер образца активируется после его облучения тепловыми нейтронами за время, равное одному периоду полураспада?
2. В пионерских измерениях группы Ферми в 1935 году при облучении ^{27}Al нейтронами было обнаружено три радиоактивных компонента с периодами полураспада 2,3 минуты, 10 минут и 15 часов. Химический анализ двух последних доказал, что это ^{27}Mg и ^{24}Na . Запишите соответствующие ядерные реакции, приводящие к образованию данных изотопов.
3. Серебряная пластинка толщиной 0,1 мм и площадью 20 см^2 облучалась в параллельном потоке тепловых нейтронов интенсивностью $5 \cdot 10^7$ нейтронов/см²с в течение 5 мин. Найти ее активность в момент окончания облучения.
4. Определить количество свинца, образовавшегося из 500 г чистого изотопа урана ^{238}U за время, равное возрасту Земли ($4,5 \cdot 10^9$ лет). $T(^{238}\text{U}) = 4,56 \cdot 10^9$ лет.

5. Урановая смоляная руда из Катанги (Африка) содержит 75%(по весу) ${}^{238}_{92}\text{U}$ и 6.5% ${}^{206}_{82}\text{Pb}$.

Определить возраст породы, считая, что весь свинец образовался в результате распада ${}^{238}\text{U}$.

6. При сравнении практического пробега R электронов β -распада с максимальной энергией E_{\max} их спектра, определенной с помощью магнитного β -спектрометра, была установлена следующая эмпирическая зависимость:

$$R = 0,11 \cdot \left(\sqrt{1 + 22,4 \cdot E_{\max}^2} - 1 \right) \text{ на интервале } 0 < E_{\max} < 3 \text{ МэВ.}$$

(пробег R в формуле в $\left[\frac{\text{с}}{\text{см}^2} \right]^*$, энергия E в МэВ). Оцените, электроны каких энергий может

регистрировать счетчик Гейгера с толщиной стенок $0,065 \frac{\text{с}}{\text{см}^2}$.

7. Известно, что в ${}^{239}\text{Pu}$ -Ве-источнике нейтронов постепенно аккумулируется ${}^{241}\text{Am}$ ($T_{1/2}=432,6$ года). Объясните, как он там образуется. Влияет ли его образование на общую активность источника?

8. Зеркальными называют изомеры, у которых зеркально число протонов и нейтронов ($Z_1=N_2$; $N_1=Z_2$). Найдено 7 пар таких изомеров. К примеру, у ${}^{19\text{m}}\text{Ne}$ есть зеркальный изомер с таким же спином $5/2+$ и энергией возбуждения около 200 кэВ.

Назовите этот зеркальный изомер.

9. Изомер технеций-99m – один из самых востребованных медицинских радиофармпрепаратов. Каждую неделю в мире его расходуют около 12 тыс. кюри. ${}^{99\text{m}}\text{Tc}$ получается при распаде радиоактивного молибдена-99. Если каждые 24 часа технеций-99m полностью извлекается из генератора технеция, то их относительные активности выглядят следующим образом (см. рис. 13). Оцените по приведенному рисунку периоды полураспада ${}^{99}\text{Mo}$ и ${}^{99\text{m}}\text{Tc}$.

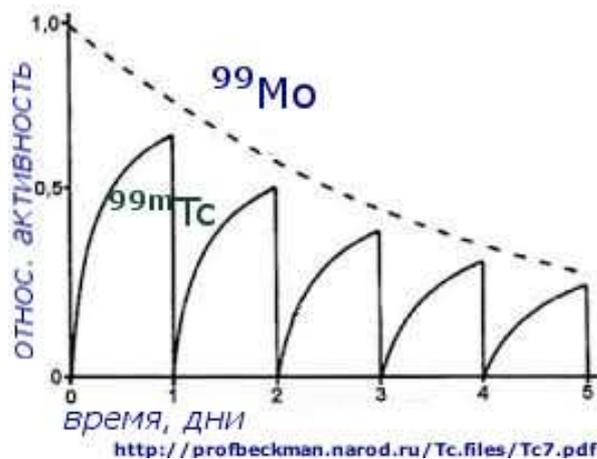


рис.13 Изменение активностей Mo и Tc в генераторе технеция при «доении» колонки с молибденом с целью извлечения технеция

10. Технически чистый алюминий содержит 0,3% примесей (натрий, железо, кремний, водород). На воздухе алюминий быстро покрывается прочной защитной пленкой оксида Al_2O_3 , предохраняющей его от дальнейшего окисления. По таблице изотопов определите, какие дополнительные изотопы могут дать вклад в Ваши результаты при активации алюминиевой мишени.

*

единица измерения $\frac{\text{с}}{\text{см}^2}$ очень удобна при изучении взаимодействия излучения с веществом, в

ней плотность поглотителя умножается на его толщину, и конкретное знание о материале поглотителя несущественно

9. Литература

1. Jain et. Al. Atlas of nuclear isomers // Nuclear Data Sheets 128 (2015) pp. 1-130
2. Мухин К.Н. Экспериментальная ядерная физика т.1 Физика атомного ядра. Учебник для вузов. Изд.5-е. М., Энергоатомиздат, 1993 г., сс. 354-356 http://nuclphys.sinp.msu.ru/books/np/mukhin1_1.htm (djvu)
3. Широков Ю.М., Юдин Н.П. Ядерная физика, Изд.5-е. М. 1980, сс.482-483, 446-456 her.msu.dubna.ru/main/mod/resource/view.php?id=423 (djvu)
4. Кэбин Э.И. Нейтронные источники http://nuclphys.sinp.msu.ru/experiment/neutr_gen/index.html

Приложение 1. Описание активации и распада генетически связанных компонент изомера родия-104

Активация ядер в основном (N) и метастабильном (N_m) состояниях описывается системой уравнений:

$$\begin{cases} \frac{dN_m}{dt} = \nu n \sigma_m - \lambda_m N_m \\ \frac{dN}{dt} = \nu n \sigma - \lambda N + \lambda_m N_m \end{cases}$$

Её решение*, отвечающее нулевым начальным условиям (активированных ядер родия в момент начала облучения нейтронами нет):

$$N_m(t) = \frac{\nu n \sigma_m}{\lambda_m} (1 - e^{-\lambda_m t})$$

$$N(t) = \frac{\nu n (\sigma_m + \sigma)}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t}) - \frac{\nu n \sigma_m}{\lambda - \lambda_m} (e^{-\lambda_m t} - e^{-\lambda t})$$

При достаточно длительном облучении наступает насыщение:

$$N_m(t) \cong \frac{\nu n \sigma_m}{\lambda_m}, t \geq 5T_{1/2}^{(m)} = \frac{5 \ln 2}{\lambda_m}$$

$$N(t) \cong \frac{\nu n (\sigma_m + \sigma)}{\lambda}, t \geq 5T_{1/2} = \frac{5 \ln 2}{\lambda}$$

Выведем зависимость активности от времени.

$$dN_m = -\lambda_m N_m dt \Leftrightarrow N_m(t) = N_{m0} e^{-\lambda_m t}$$

$$dN = -\lambda N dt + \lambda_m N_m dt \Leftrightarrow \frac{dN}{dt} = -\lambda N + \lambda_m N_{m0} e^{-\lambda_m t} \Leftrightarrow N(t) = N_0 e^{-\lambda t} + \frac{\lambda_m N_{m0}}{\lambda - \lambda_m} (e^{-\lambda_m t} - e^{-\lambda t})$$

Полная активность источника:

$$I_{полн}(t) = \lambda_m N_m(t) + \lambda N(t) = \lambda_m N_{m0} e^{-\lambda_m t} + \lambda N_0 e^{-\lambda t} + \frac{\lambda \lambda_m N_{m0}}{\lambda - \lambda_m} (e^{-\lambda_m t} - e^{-\lambda t}) = I_m + I_{осн} + I_3$$

где $I_m = \lambda_m N_{m0} e^{-\lambda_m t}$ равно, в случае родия, числу электронов излучаемых в единицу

* Перед нами система двух уравнений, отличающихся от уравнения (1) присутствием неоднородностей – дополнительных слагаемых в правой части. Неизвестные функции в данном случае можно искать в виде линейной комбинации экспонент с показателями 0 , λ , λ_1 (метод неопределённых коэффициентов). Также, зная решение уравнения (1), можно найти решения уравнений активации, если принять произвольную постоянную в решении уравнения (1) за неизвестную функцию. Это – метод вариации произвольной постоянной, широко применяемый для интегрирования ОДУ.

времени вследствие конверсии метастабильного состояния;

$$I_{осч} = \lambda N_0 e^{-\lambda t} - \beta^- \text{-активность ядер, активированных на основной уровень};$$

$I_3 = \frac{\lambda_m \lambda N_{m0}}{\lambda - \lambda_m} (e^{-\lambda_m t} - e^{-\lambda t})$ - слагаемое, описывающее изменение β^- -активности ядер в основном состоянии из-за распада ядер в метастабильном состоянии.

Наблюдаемая активность родия, в связи с наличием стенок счетчика, непроницаемых для конверсионных электронов, выражается следующим образом:

$$I_{набл}(t) = \lambda N_0 e^{-\lambda t} + \frac{\lambda_m \lambda N_{m0}}{\lambda - \lambda_m} (e^{-\lambda_m t} - e^{-\lambda t})$$

Вид кривой активности при больших временах (наклонная асимптота при $t \rightarrow \infty$):

$$\ln I_{набл}(t) \cong -\lambda_m t + \ln \frac{\lambda_m \lambda N_{m0}}{\lambda - \lambda_m} = -\lambda_m t + C$$

Это означает, что активности короткоживущих «дочерних» ядер фактически сравнивается с активностью «материнских» ядер. Это явление, открытое в начале 20-го века, получило название **векового (секулярного) равновесия**.

Следует понимать, что в эксперименте будут зарегистрированы распады не всех активированных ядер, а только тех, которые при β^- -распаде испускают электроны в направлении чувствительной области счетчика с энергиями, достаточными, для проникновения через его стенки. Поскольку геометрия эксперимента не меняется при разных активациях, можно считать, что регистрируемые N_{m0} и N_0 пропорциональны начальному числу активированных ядер с учетом статистической погрешности.

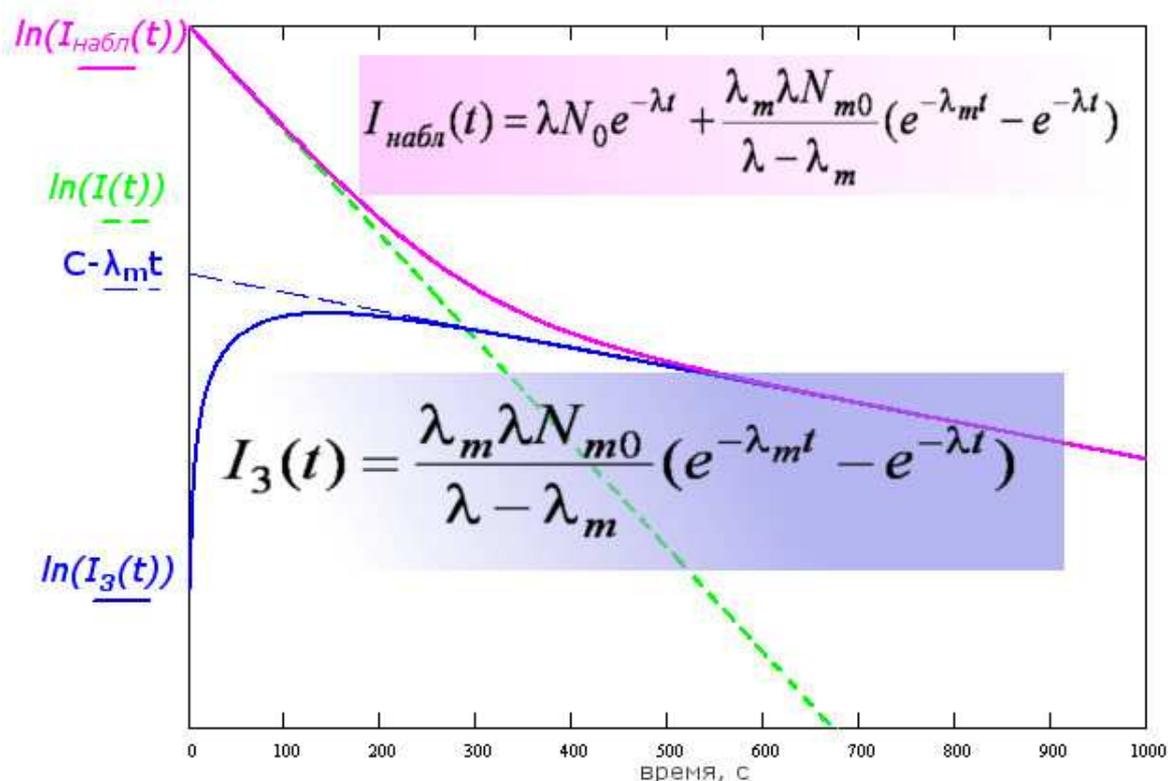


рис.14. Теоретический вид кривой активности ^{104}Rh при регистрации электронов цилиндрическим счетчиком Гейгера СТС-6

Приложение 2. Порядок выполнения работы при активации алюминия

Измерение кривой распада образующегося изотопа ^{28}Al проводится после облучения алюминиевого стержня в нейтронном источнике и переноса его в блок счетчика Гейгера. Активность облученного стержня, перенесенного в блок счетчика Гейгера, измеряется с шагом по времени Δt . Интервал Δt должен быть малым по сравнению периодом полураспада $T_{1/2}$, и величину

Δt можно выбрать равной $\Delta t \approx (T_{1/2}/20 \div T_{1/2}/5)$. Продолжительность каждого измерения кривой распада должно быть не менее 8 - 9 периодов полураспада, что обеспечивает достаточный спад активности облученного образца. Кривая активации должна быть измерена при нескольких значениях времени облучения (рекомендуется провести 5 – 6 облучений разной длительности). Максимальное время облучения необходимо выбрать не менее 7 периодов полураспада $T_{1/2}$, что обеспечивает выход в область насыщения активности. Минимальное время облучения рекомендуется выбрать равным $T_{1/2}/2$. Для того, чтобы уменьшить влияние остаточной активности облученного образца на последующие измерения, их следует проводить в порядке увеличения времени активации.

Работа блока счетчика Гейгера начинается с момента начала облучения, время активации следует учитывать при планировании общего времени измерения. Все данные записываются в файл. Выделить фрагмент набора данных, относящийся к радиоактивному распаду исследуемого ядра, не составляет труда (см. рис. 15). Данные, относящиеся ко времени активации, когда стержень находится вне блока счетчика Гейгера, можно использовать для определения величины радиоактивного фона.

Распада

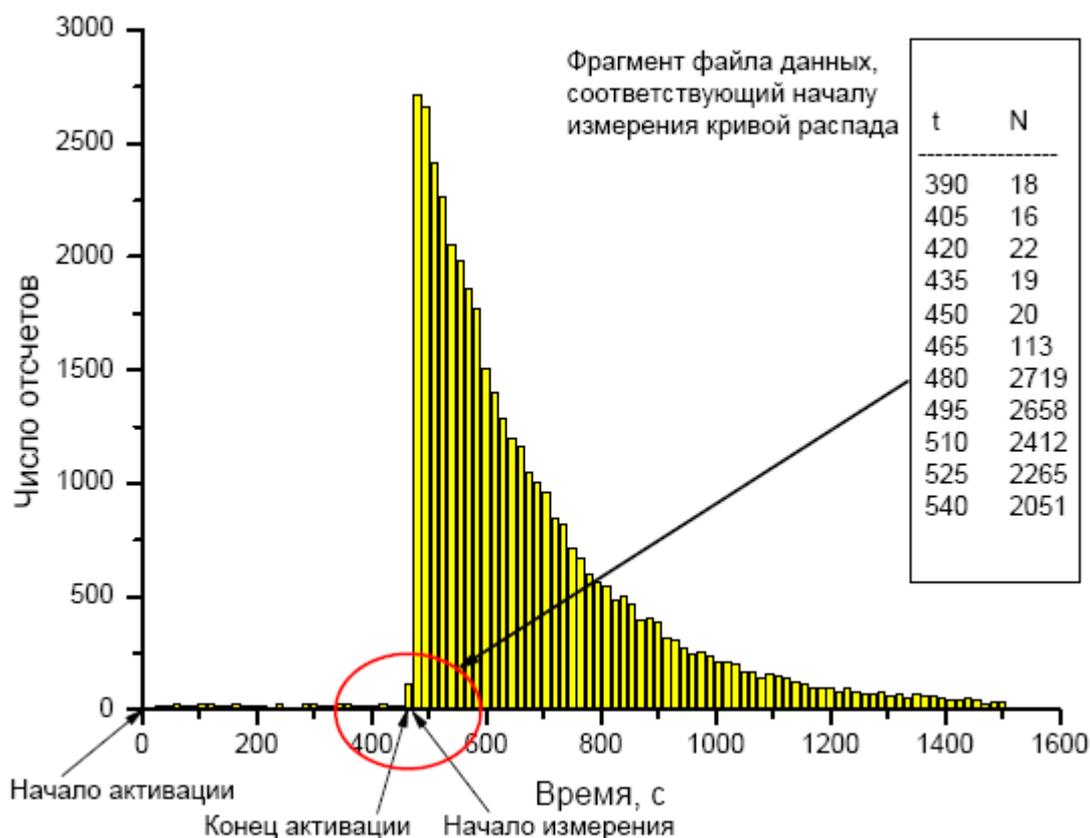


Рис. 15. Пример графического отображения файла данных. Измерение включает в себя как время активации, так и время, в течение которого происходит распад ядер ^{28}Al . В эксперименте рекомендуется начинать регистрацию ПОСЛЕ вставления облученной шпaги в паз детекторной части установки для упрощения последующей обработки данных.

Для каждой измеренной кривой распада необходимо построить зависимость изменения активности облученного образца от времени измерения (рис. 16). Провести аппроксимацию данных экспонентой с постоянным фоном. Результаты аппроксимации, такие как уравнение функции, величина χ^2 , метод взвешивания данных и значения полученных параметров функции с погрешностями должны быть представлены вместе с рисунками. Для наглядности на графиках должны присутствовать линии координатной сетки. На основе полученных результатов для каждого измерения необходимо определить постоянную распада λ и период полураспада $T_{1/2}$ изотопа ^{28}Al , а также активность образца на момент прекращения облучения. Полученные параметры радиоактивного распада представить с указанием погрешностей. Используя полученные значения начальной активности построить активационную кривую — зависимость наведенной активности от времени облучения (рис. 5). По результатам аппроксимации определить постоянную распада λ , период полураспада $T_{1/2}$ и активацию насыщения $N_{\text{нас}}$.

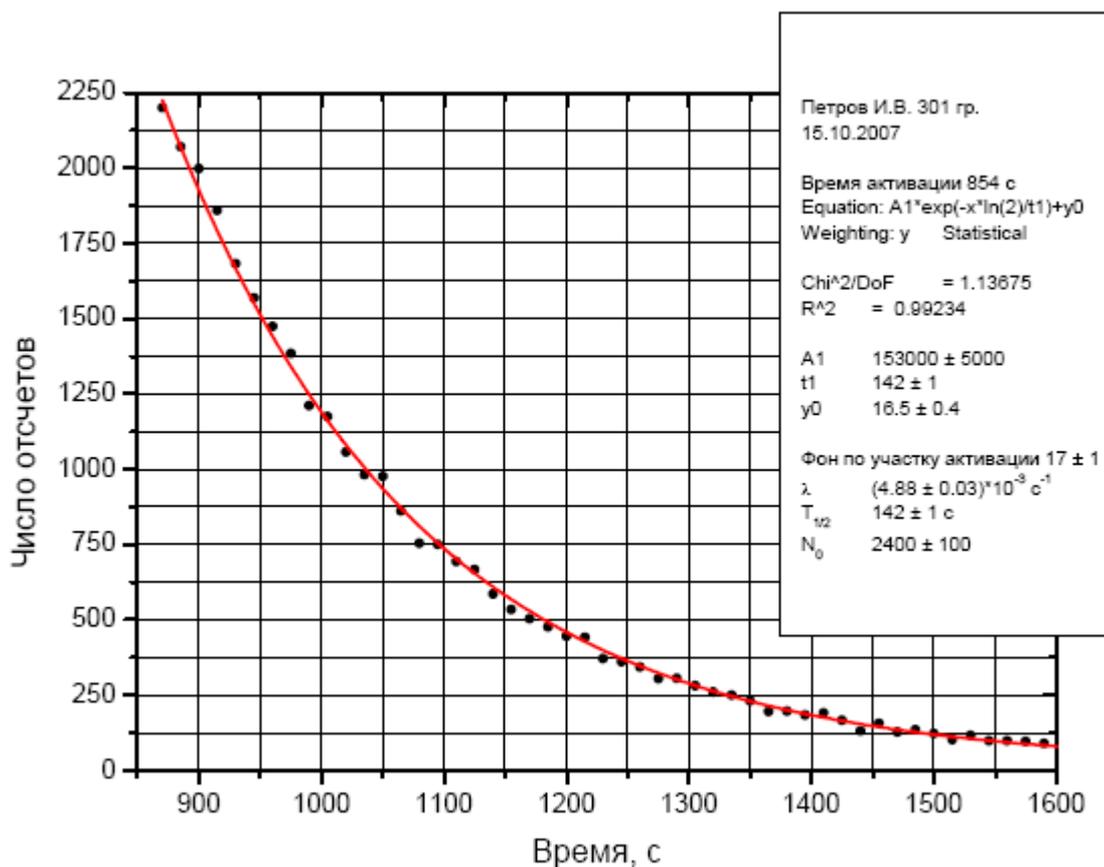


Рис. 16. Представление результатов аппроксимации кривой распада экспонентой с постоянным фоном на линейной шкале.

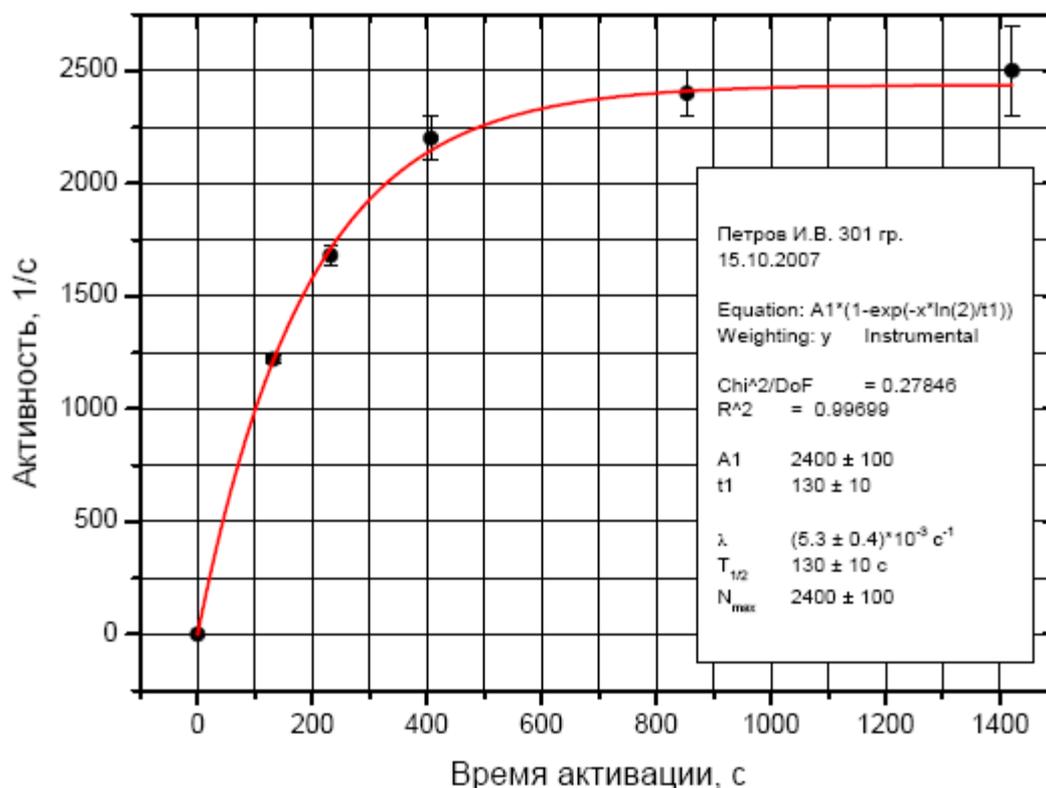
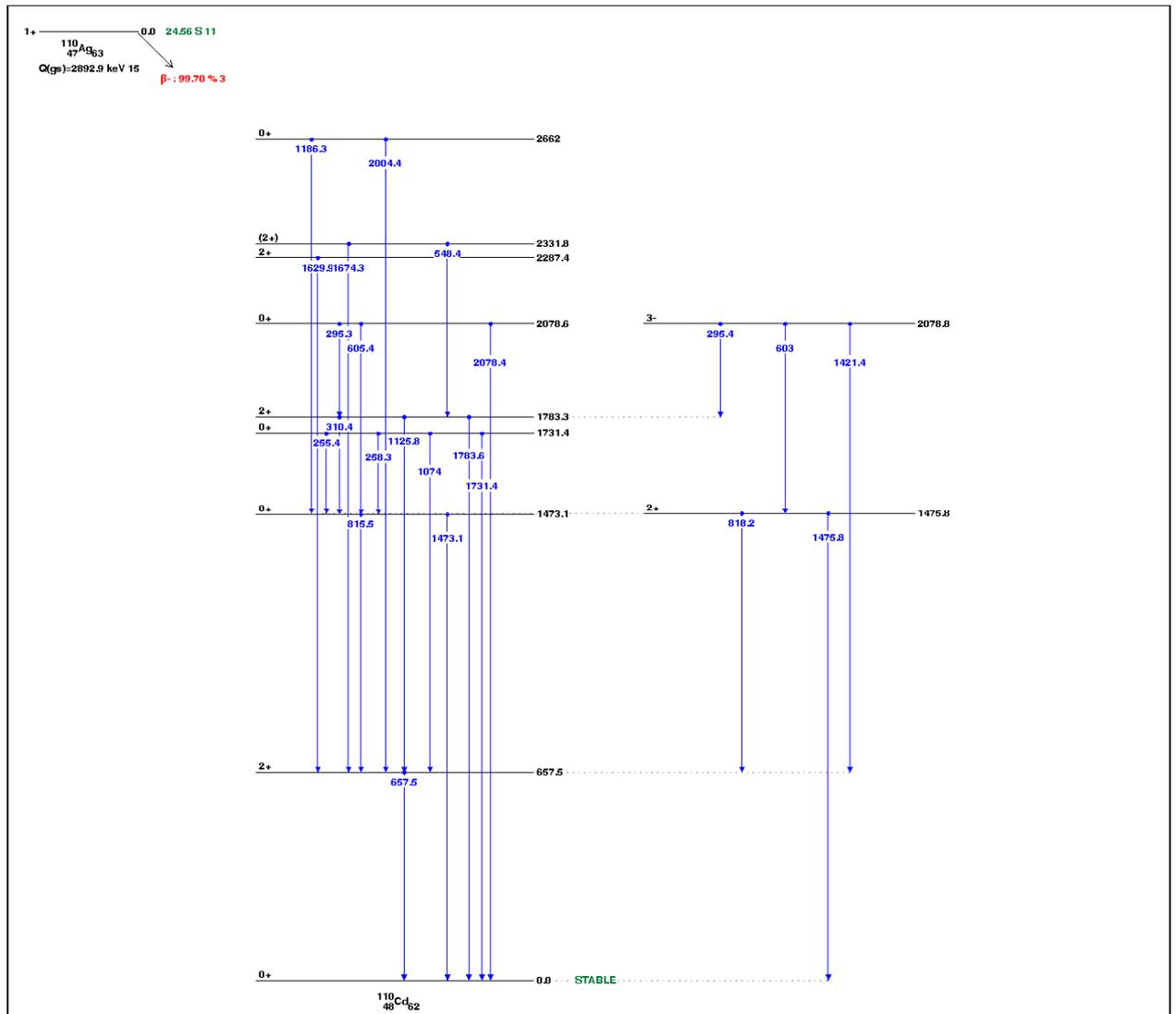


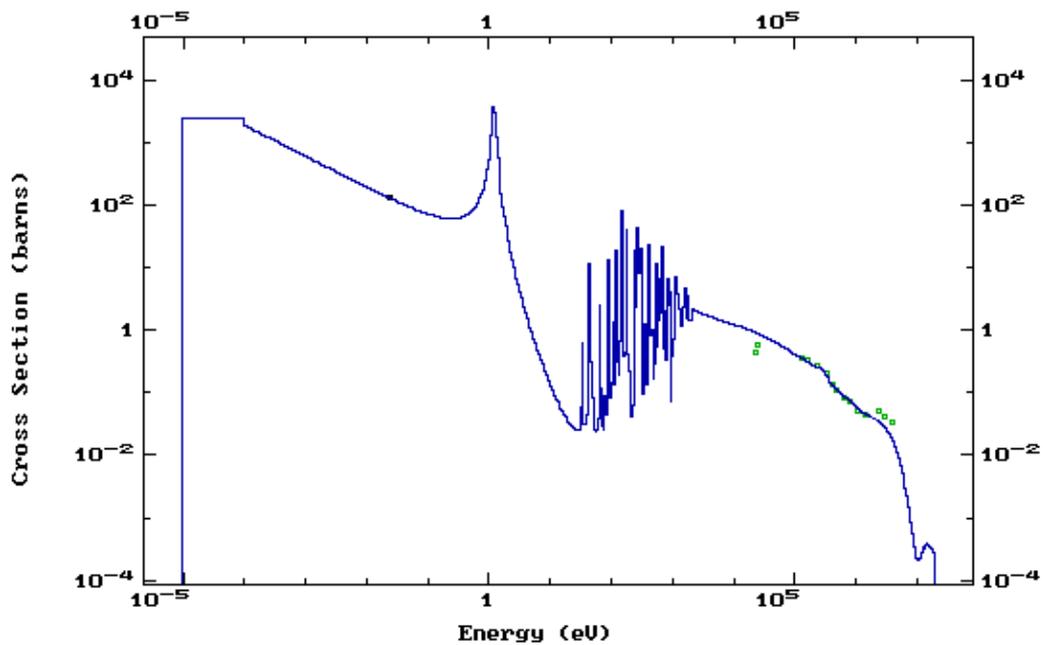
Рис. 17. Представление результатов аппроксимации кривой активации.

Примерный план работы при активации алюминия: Времена активации: 2 минуты, ... (еще несколько измерений) ... , 12 минут. Шаг измерения (не меняется в процессе работы!): 15 секунд. Учитывайте, что на каждое измерение будет уходить в среднем по полчаса, т.к. придется ждать спада наведенной радиоактивности образца. Поэтому за время выполнения работы число активаций ограничено.

Приложение 3. Схема распада Ag-110 в Cd-110 (<http://www.nndc.bnl.gov/chart/>)



Приложение 4. Зависимость сечения захвата нейтрона ядрами ^{104}Rh от энергии нейтрона.



Точки - экспериментальные значения (Atlas of Neutron Capture Cross Sections <https://www-nds.iaea.org/ngatlas2/>)

Задачу разрабатывали Е.А. Андреев, И.А. Антонова, А.Н. Бояркина, Н.Г. Гончарова, В.К. Гришин, И.М. Зверева, К.Ю. Малышев, С.Б. Морозов, В.Г. Сухаревский, Н.И. Тулинова