

Ядерная изомерия. Определение периодов полураспада ^{104}Rh и ^{104m}Rh

В работе изучается искусственная радиоактивность родия при облучении тепловыми нейтронами. По измерениям активации и кривым распада с учётом векового равновесия определяются периоды полураспада основного состояния ^{104}Rh и изомера ^{104m}Rh

1. Введение
2. Порядок выполнения работы
3. Ядерная изомерия
4. Закон радиоактивного распада
5. Активация изотопа
6. Изомер родия ^{104m}Rh
7. Газонаполненные детекторы
8. Контрольные вопросы и задачи
9. Литература
10. Приложения

1. Введение

В 1910 г. Содди, изучая цепочки ядерных превращений урана и тория, обнаружил три элемента, химически неразделимых от радия (^{224}Ra , ^{226}Ra , ^{228}Ra) и позже ввел понятие изотопа. В современном понимании, изотопы – это атомы с одинаковым количеством протонов Z и разным количеством нейтронов N в ядре. После открытия искусственной радиоактивности в 1934 г. каждая клетка таблицы Менделеева широко развернулась на карте атомных ядер по двум осям – Z и N^* . В настоящее время обнаружено ~3500 атомных ядер, представляющих собой различные сочетания чисел протонов Z и нейтронов N . По существующим оценкам число атомных ядер может составлять ~6500.

В 1921 г. Ганн, исследуя ряд тория, получил два периода полураспада для одного и того же изотопа протактиния. В 1935 г. в экспериментах группы Курчатова и Русинова было доказано существование двух периодов полураспада для одного искусственного изотопа брома ^{80}Br . Вайцзеккер в 1936 г. объяснил это явление тем, что сочетание малой разницы энергии возбужденного и нижележащих состояний ядра и большой разницы их угловых моментов значительно снижает вероятность соответствующих гамма-переходов.

Метастабильное состояние фактически проявляет свойства нового ядра – с другими

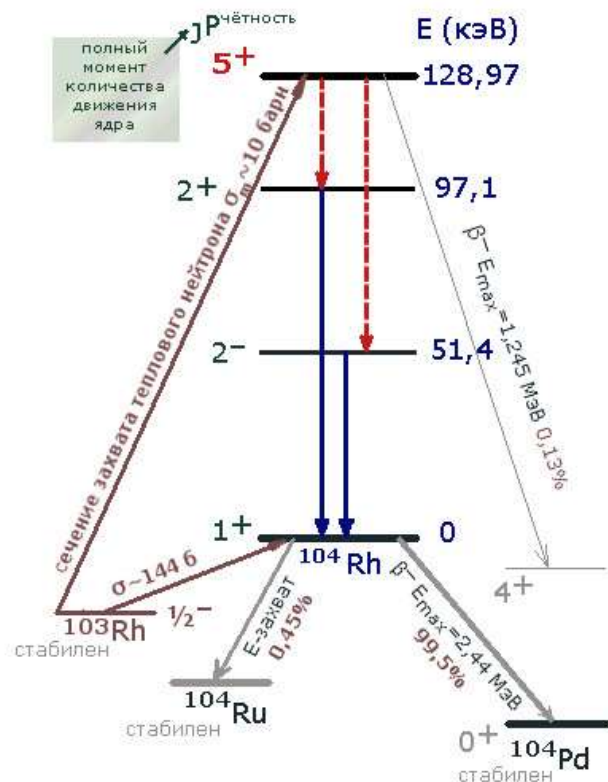


рис.1 упрощенная схема энергетических уровней нестабильного ядра ^{104}Rh
Спины ядер указаны в единицах \hbar

* Карта атомных ядер на сайте НИИЯФ МГУ http://cdfc.sinp.msu.ru/services/ground/NuclChart_release.html
Интерактивная карта атомных ядер Брукхейвенской нац. лаборатории <http://www.nndc.bnl.gov/chart/>

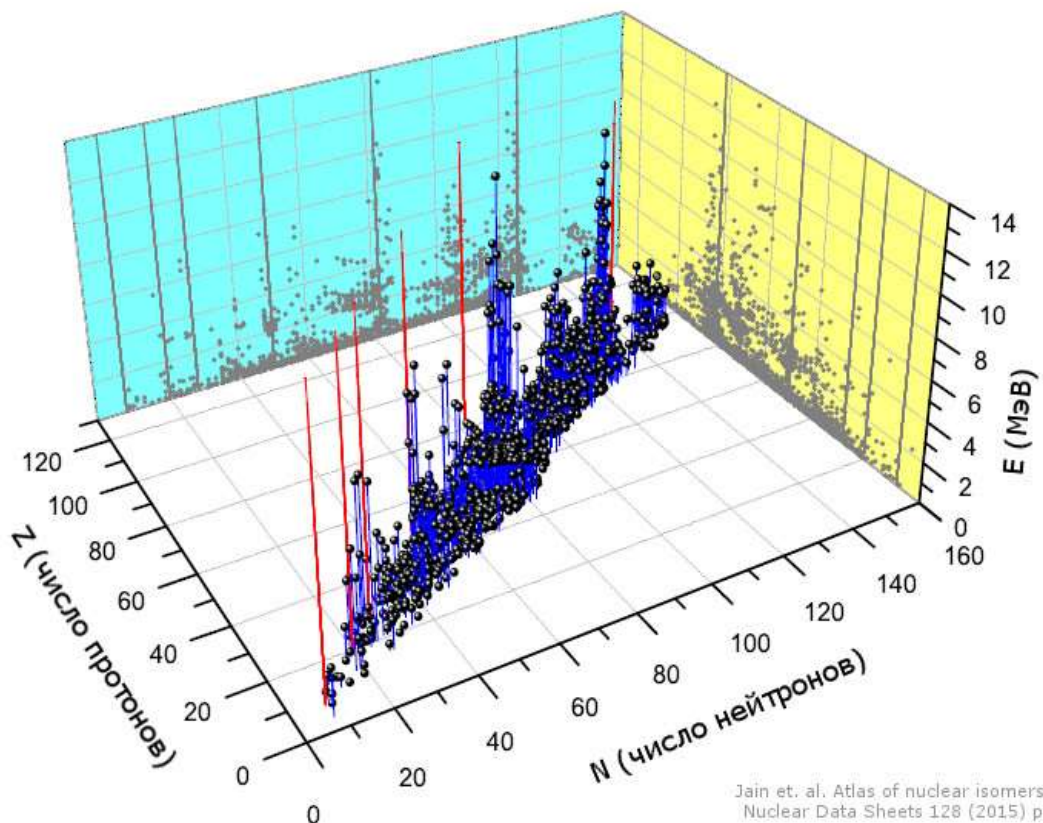


рис.2 Зарегистрированные ядра-изомеры с $T_{1/2} \geq 10$ нс. Красные «вешки» - дважды магические числа

значениями массы M , спина I , четности P , изоспина, времени жизни, но с теми же самыми N и Z . Такие долгоживущие (метастабильные) состояния возбужденных ядер называли изомерами (см. рис.2).

Времена жизни γ -радиоактивных ядер обычно имеют порядок 10^{-12} – 10^{-17} с. Время жизни возбужденного состояния, с которого его можно считать изомером, основывается на способности экспериментально разделить изомерное состояние от других. Поскольку осколки тяжелых ионных реакций могут проходить несколько сантиметров за наносекунду, обеспечивая физическую отделение, и наносекунда достаточно длительна для разделения электронных сигналов, то 1 нс считается эффективным нижним пределом для периода полураспада изомера. Найдено около 200 изомеров с периодом полураспада больше, чем в основном состоянии. Один из них изучается в данной задаче. Родий* на Земле существует в виде единственного изотопа ^{103}Rh (см. Примечание 1). При поглощении теплового нейтрона образуется нестабильный ^{104}Rh . Если он оказывается в возбужденном состоянии с полным моментом $J=5$ и положительной четностью P (см. рис.1), то вероятность гамма-излучения для перехода в нижележащие состояния оказывается очень мала из-за большой разницы моментов количества движения состояний и малой величины энергии перехода.

Вероятность β^- распада метастабильного состояния 5^+ около 0,13%. Поэтому, как правило, энергия возбуждения передается электронам электронной оболочки атома родия – происходит внутренняя конверсия.

* Родий открыт Волластоном в 1804 году. Название образовано от др.-греч. «роза», т.к. типичные соединения родия (III) имеют глубокий тёмно-красный цвет. Его точный изотопный состав определен в 1934 году

2. Порядок выполнения работы

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

Для замедления нейтронов до тепловых скоростей источник помещен в парафиновый блок в соответствующей защите. Родиевые пластинки размером 50x20x1 мм крепятся на стальных шпагах. Материал, из которого изготавливают шпаги, не должен иметь заметной нейтронной активации. Шпаги вставляются в пазы в парафиновом блоке, расположенные на расстоянии нескольких сантиметров от источника нейтронов. Положение родиевых пластин, таким образом, строго фиксировано относительно источника нейтронов, если при активации используется один и тот же паз.

Наведенная β -активность измеряется при помощи счетчика Гейгера с толщиной стенки 0,04 г/см². Схема установки для измерения периодов полураспада показана на рис. 3.

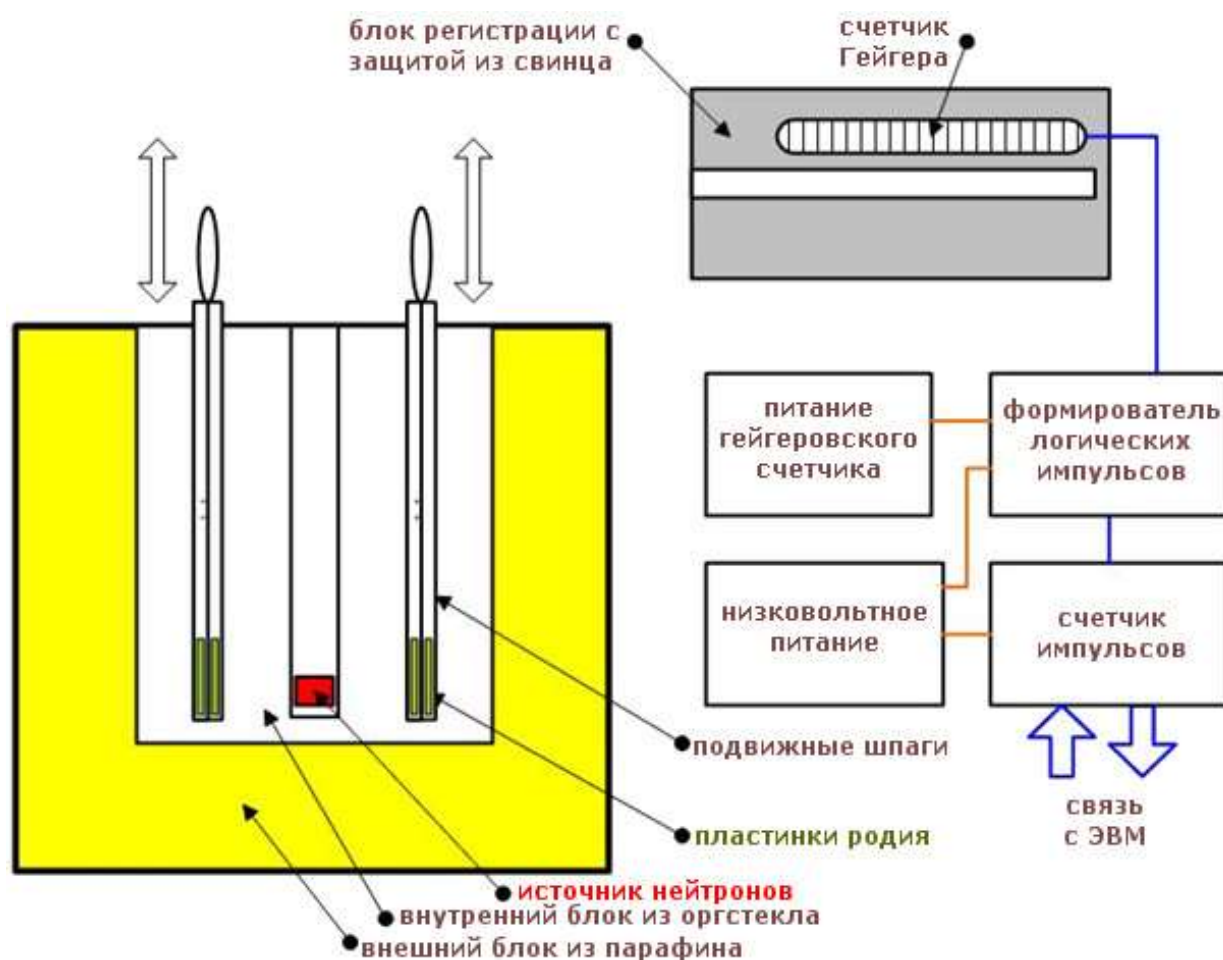


рис. 3: Схема облучения пластинок родия нейтронами

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

В работе изучается процесс активации изотопа родия ^{103}Rh и распад образующихся ^{104}Rh и его изомера $^{104\text{m}}\text{Rh}$.

Перед началом работы необходимо подробно ознакомиться с инструкцией, имеющейся при

каждой экспериментальной установке, и самой установкой. Необходимо убедиться в том, что стержень с родиевой пластинкой легко входит в паз блока детектора.

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

Упражнение 1. Измерение кривой распада активированного родия и **оценка** периодов полураспада ^{104}Rh и $^{104\text{m}}\text{Rh}$.

Выбрать шаг по времени Δt для измерения одной точки кривой распада.

Измерить радиационный фон без пластины в блоке детектирования.

Облучить родий в нейтронном источнике, перенести его в блок детектора и измерить кривую распада. Измерения нужно проводить достаточно долго, чтобы на кривой, построенной в полулогарифмическом масштабе, выделился период полураспада долгоживущего компонента.

Построить кривую распада в полулогарифмическом масштабе, *оценить* постоянные распада и периоды полураспада ^{104}Rh и $^{104\text{m}}\text{Rh}$ по линейным участкам в начале и конце измерения активности.

Учитывая полученные результаты, перед выполнением последующих упражнений, необходимо *составить план работы*, который должен предусматривать:

- времена облучения,
- шаг измерения (время измерения отдельных точек Δt),
- полное время для измерения каждой из кривых распада.

Упражнение 2. Измерение кривой распада ^{104}Rh и определение его периода полураспада.

Облучение родиевых пластинок проводят достаточно малое время (несколько секунд), чтобы не сказывалось мертвое время счетчика (см. п.7), и можно было пренебречь активацией долгоживущего компонента. По линейному участку в начале кривой распада в полулогарифмическом масштабе определить период полураспада короткоживущего компонента.

Упражнение 3. Измерения кривых распада активированного родия, построение кривой активации $^{104\text{m}}\text{Rh}$, определение его периода полураспада.

Кривая распада измеряется для *нескольких значений времени облучения*, начиная с нескольких минут и кончая временем, обеспечивающим условия заметного насыщения (5 периодов

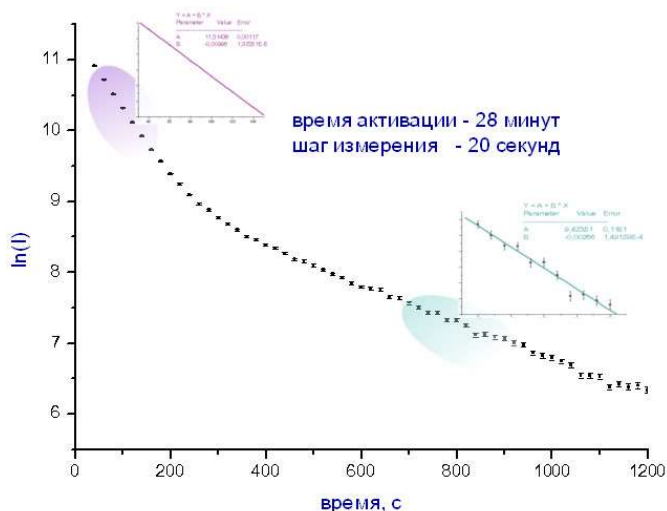


рис.4 Пример обработки результатов измерений

полураспада) изомера ^{104m}Rh . Измерения начинаются сразу после переноса активированной пластинки.

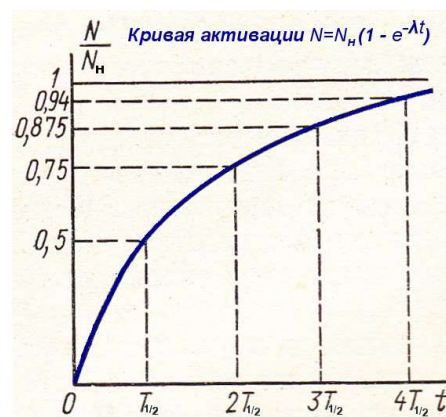
Для каждого измерения по заключительному линейному участку интенсивности в полулогарифмическом масштабе определяют период полураспада ^{104m}Rh . Экстраполируя эту прямую до начала координат ($t = 0$), находят N_{0m} - величину, пропорциональную числу активированных ядер (см. п.5 и Приложение 3) - для соответствующего времени активации.

После окончания измерений необходимо построить кривую активации ^{104m}Rh и определить постоянную распада λ_m и период полураспада вторым способом.

Неоднократное проведение процедуры измерения и расчетов при возрастающем времени активации позволяет оценить, насколько повышение уровня активации влияет на точность измерения.

При обработке экспериментальных данных необходимо учесть фон, а также статистическую достоверность измерений.

*Рекомендуется оценить мёртвое время счётчика Гейгера, сравнив рассчитанное значение интенсивности в начальные моменты времени с наблюдаемым в эксперименте для больших времен активации.



3. Ядерная изомерия

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.1) 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.

Первыми были открыты изомеры с малой энергией перехода и большой разницей в моментах количества движения уровней. Сейчас кроме изомеров с аномальным значением момента количества движения (спина) известны изомеры формы (частный случай – спонтанно делящиеся изомеры), К-изомеры (см. рис. 5). У К-изомеров радиационный распад запрещен правилами отбора по проекции К спина на ось симметрии ядра. К примеру, у изомера ^{180m}Hf проекция полного момента движения на ось симметрии равна 8 (в единицах $\hbar = h/2\pi$), а у состояний длинной «лестницы» нижележащих уровней $K=0$. Обнаружено 32 спонтанно делящихся изомера с $T_{1/2} \geq 10$ нс.

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).

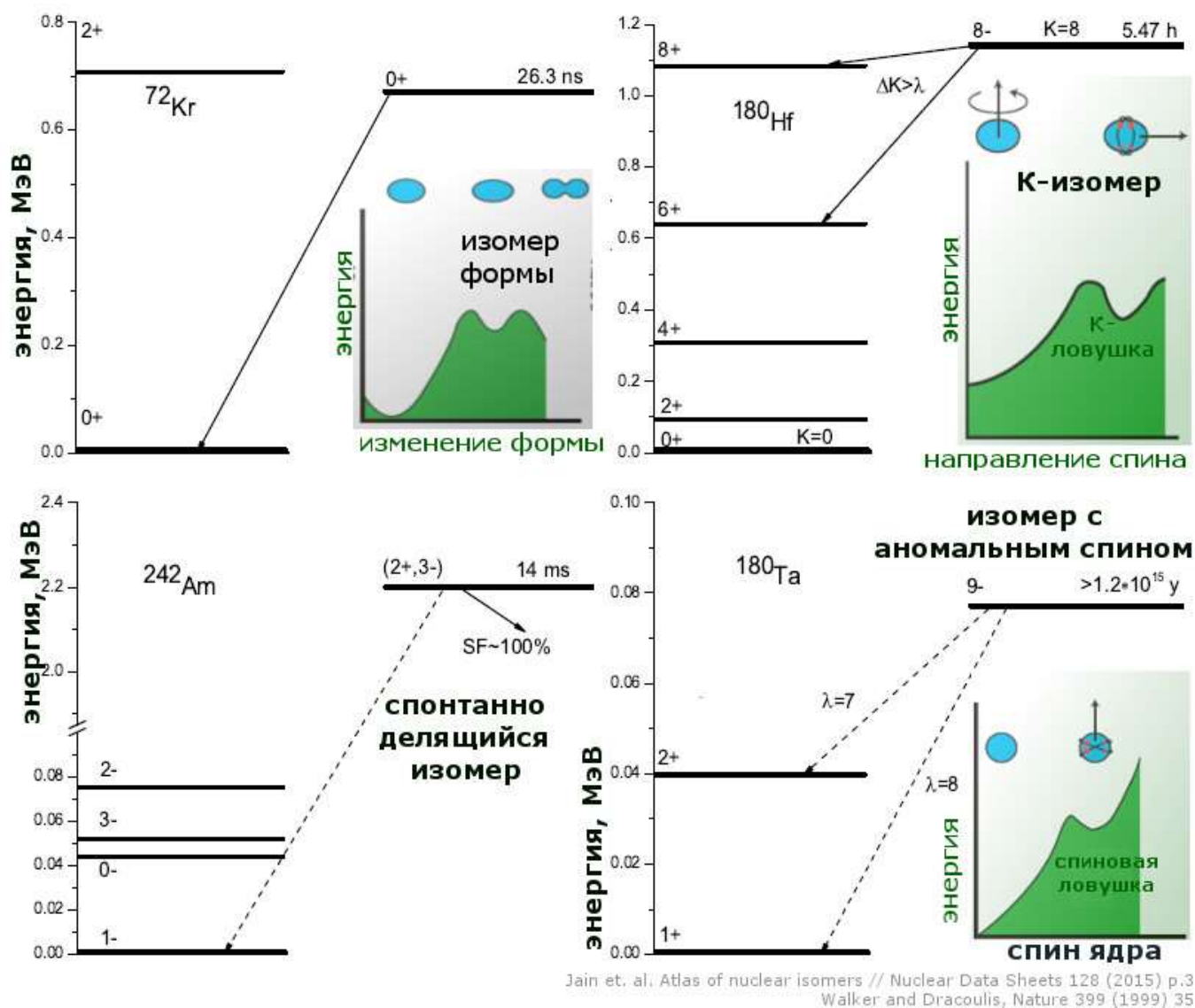


рис.5 Примеры изомеров разного типа

λ – минимальная мультипольность перехода, К – проекция полного углового момента ядра на ось симметрии

таблица 1: Примеры экстремальных изомеров¹

изомер	$T_{1/2}$	спин (в \hbar)	энергия	особенность	пояснение
$^{12\text{m}}\text{Be}$	~ 230 нс	0	2,2 МэВ	низкая масса	самый легкий из обнаруженных изомеров
$^{94\text{m}}\text{Ag}$	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 Е-захват
$^{152\text{m}}\text{Er}$	11 нс	~ 36	13 МэВ	большой спин и энергия	
$^{178\text{m}2}\text{Hf}$	31 год	16	2,446 МэВ	сочетание высоких энергии и $T_{1/2}$	после сенсационной публикации на рубеже 20в. (позже раскритикованной ²) об индуцированном распаде изомера (с помощью стоматологической рентгеновской установки) стал основой для создания гипотетической изомерной «бомбы» («гафниева бомба»)
$^{180\text{m}}\text{Ta}$	$> 10^{15}$ лет	9	75 кэВ	большой период полураспада	в природном тантале 0,012% $^{180\text{m}}\text{Ta}$
$^{229\text{m}}\text{Th}$	~ 5 часов	3/2	$\sim 7,6$ эВ	низкая энергия	один из кандидатов для проверки постоянства фундаментальных констант
$^{270\text{m}}\text{Ds}$	~ 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)

¹ P.Walker, J.Carroll Nuclear isomers: recipes from the past and ingredients for the future// Nuclear Physics News 17, No.2, 11-15 (2007).

² Ткаля Е.В. Индуцированный распад изомера $^{178\text{m}2}\text{Hf}$ и «изомерная бомба» // УФН 2005 т.175 №5 сс.555-561

4. 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 независимости событий распада ядер).

$$dN = -\lambda N(t) dt \quad (1)$$

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

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t} \quad (2)$$

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.

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} \cong \frac{0,693}{\lambda} \quad (3)$$

Среднее время жизни τ

$$\tau = \frac{\int_0^{\infty} t \cdot N(t) dt}{\int_0^{\infty} N(t) dt} = \frac{1}{\lambda} \quad (4)$$

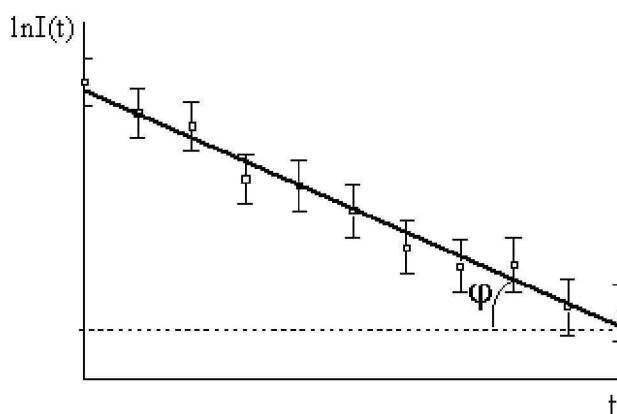
Вероятностный характер распада проявляется в том, что наблюдаемая кривая распада представляет совокупность случайных точек, расположенных в окрестности усредненной кривой, убывающей в соответствии с законом (2), см. рис. 6. Случайные отклонения наблюдаемых величин от их средних значений описываются статистическим распределением Пуассона – возможные случайные отклонения наблюдаемого значения $N(t)$ от среднего значения \bar{N} имеют вероятность:

$$p(N) = \frac{\bar{N}^N}{N!} \cdot e^{-\bar{N}} \quad (5)$$

Дисперсия отклонений этого процесса равна \bar{N} , а указанный на рис. 6 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. 6: График распада радиоактивного препарата в полулогарифмическом масштабе. Усредненная жирная линия соответствует закону распада (2).

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



$$I(t) = \lambda N(t) \quad (6)$$

За единицу активности принимают число распадов, происходящих за 1 с в 1 г радия, находящегося в вековом равновесии (см. п.6) 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 (6). 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 (2). 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 (6). Если источник состоит из нескольких генетически не связанных компонент, зависимость активности от времени может быть представлена суммой двух или нескольких экспонент, т.е.

$$I = I_{01}e^{-\lambda_1 t} + I_{02}e^{-\lambda_2 t} + \dots \quad (7)$$

Последнее показывает, что в источнике присутствует несколько радиоактивных компонентов с различными периодами полураспада. На рис. 7А в полулогарифмическом масштабе показано изменение во времени активности источника, состоящего из двух генетически не связанных компонент 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. 7Б).

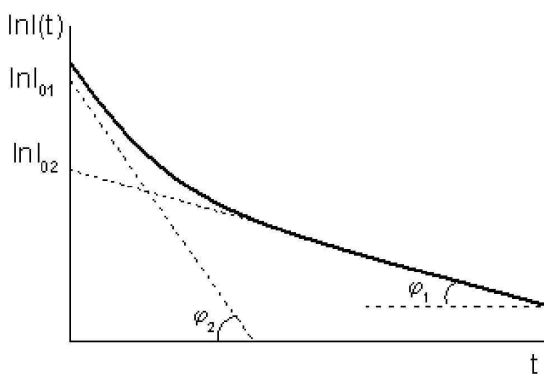


рис. 7А: Изменение во времени усредненной активности источника, состоящего из двух взаимно несвязанных компонент, см.(8). Тангенсы углов φ_1 и φ_2 наклона этих прямых будут равны, соответственно, постоянным распада λ_1 и λ_2 , т.е. $\operatorname{tg} \varphi_1 = \lambda_1$; $\operatorname{tg} \varphi_2 = \lambda_2$.

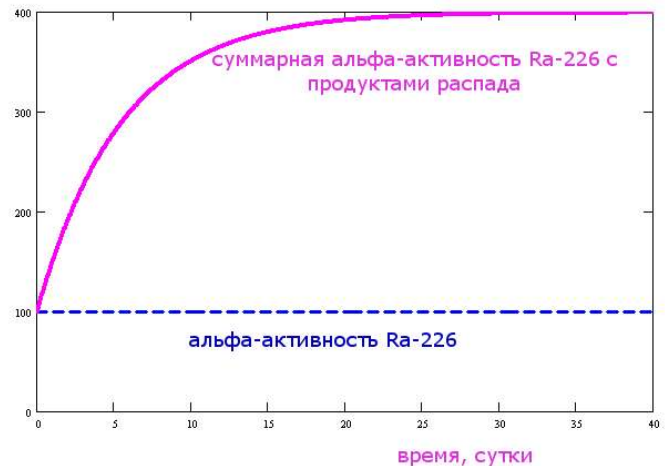


рис.7Б: Изменение во времени альфа-активности источника «свежеприготовленного» радия-226.

5. 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

$$m = \nu \cdot n \cdot \sigma \quad (8)$$

Наглядный смысл понятия эффективного сечения ясен из следующего. Рассмотрим какую-либо ядерную реакцию. Заменяем каждое ядро мишенью с площадью σ , тогда площадь, занимаемая n ядрами, будет равна $n\sigma$ и число попаданий в мишени выразится формулой (8). Однако нужно подчеркнуть, что только в отдельных случаях эффективное сечение ядерной реакции примерно равно площади сечения ядра. Так, площадь сечения ядра около $10^{-24} \div 10^{-25}$ см², тогда как эффективное сечение различных ядерных реакций колеблется от 10^{-20} см² (захват тепловых нейтронов) до 10^{-30} см² (возбуждение ядер γ -квантами).

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/см²с, 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

$$dN = \nu n \sigma dt - \lambda N dt, \text{ или}$$

$$\frac{dN}{dt} = \nu n \sigma - \lambda N \quad (9)$$

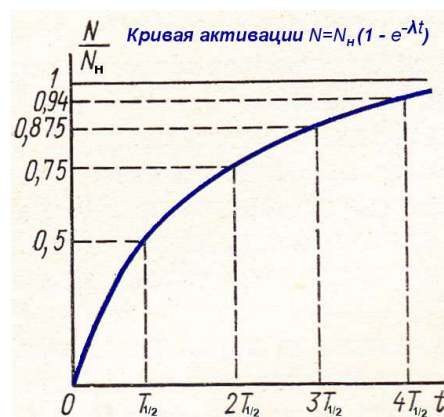


Рис. 8: кривая активации

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 $N(t) \rightarrow N_n = \nu n \sigma \tau$.

Величина N_n называется **активацией насыщения**.

Интегрируя соотношение (9), получим зависимость активации $N(t)$ от времени облучения t :

$$N(t) = N_n (1 - e^{-\lambda t}) \quad (10)$$

График зависимости (10) показан на рис. 8. Практически насыщение достигается за время облучения, соответствующее $4 \div 5$ периодам полураспада. При $t \ll T$ распадом можно пренебречь. В этом случае $N = \nu n \sigma t$, т.е. в начале облучения число радиоактивных ядер растёт линейно со временем.

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 водородосодержащим веществом, например парафином.

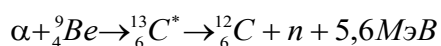
Как оказалось, это связано с тем, что нейтроны при соударениях с равными им по массе протонами быстро теряют энергию и распространяются в среде с тепловыми скоростями. Кроме того, тепловые нейтроны, испытывая в парафине большое число соударений, движутся хаотично и могут пересекать облучаемую мишень 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 $A+1$ ($5\div 8$ МэВ), может выделяться в виде γ -квантов. Такие реакции носят название *радиационного захвата* нейтрона.

Для получения нейтронов широкое применение находят 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 получаются нейтроны, обладающие практически сплошным спектром энергий от 0 до 13 МэВ.

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

^{239}Pu (период полураспада 24 110 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. 9).

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



рис.9 Спектр нейтронов Pu-Be источника.
 $E_n > 1\text{кэВ}$ - быстрые нейтроны;
 $E_n = kT \sim 0,025\text{эВ}$ - тепловые нейтроны

образования нейтронов идет по схеме ${}^9\text{Be} + \gamma \rightarrow {}^8\text{Be} + n$. Такой источник обладает тем преимуществом, что испускает монохроматические нейтроны с энергией 110 кэВ.

6. Изомер родия ${}^{104m}\text{Rh}$

Ядро, находящееся в возбужденном состоянии, может перейти в основное состояние не только путем испускания γ -кванта, но и посредством передачи энергии возбуждения одному из электронов атомной оболочки. Такой процесс носит название *внутренней конверсии*.

Энергии связи электронов самой ближайшей к ядру электронной оболочки родия $\epsilon_K=23,22$ кэВ, для следующей оболочки $\epsilon_{L1}=3,41$ кэВ. В процессе внутренней конверсии испускается электрон, энергия которого E_e равна энергии $E_{\text{возб}}$ ядерного возбуждения, уменьшенной на энергию связи электрона в атомной оболочке:

$$E_e = E_{\text{возб}} - \epsilon$$

Вакантное место вылетевшего электрона будет в дальнейшем занято электроном с более высоких атомных орбит с испусканием кванта рентгеновского диапазона.

Счетчики марки СТС-6, используемые в данной работе, не смогут зарегистрировать ни конверсионные электроны, с энергиями в районе 100 кэВ, вылетающие из атомов родия (см. задачу №1 п.8), ни рентгеновское излучение (см. п.7).

Поэтому наблюдаемыми в данном эксперименте будут только электроны β^- -распада основного состояния ${}^{104}\text{Rh}$ (см. Приложение 2) с энергией, достаточной для преодоления стенок счетчика.

Аналитическое описание активации и распада генетически связанных компонент

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

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

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

* 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.

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

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

При достаточно длительном облучении наступает насыщение:

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

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

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 времени вследствие конверсии метастабильного состояния;

$I_{осн} = \lambda N_0 e^{-\lambda t}$ - β^- -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:

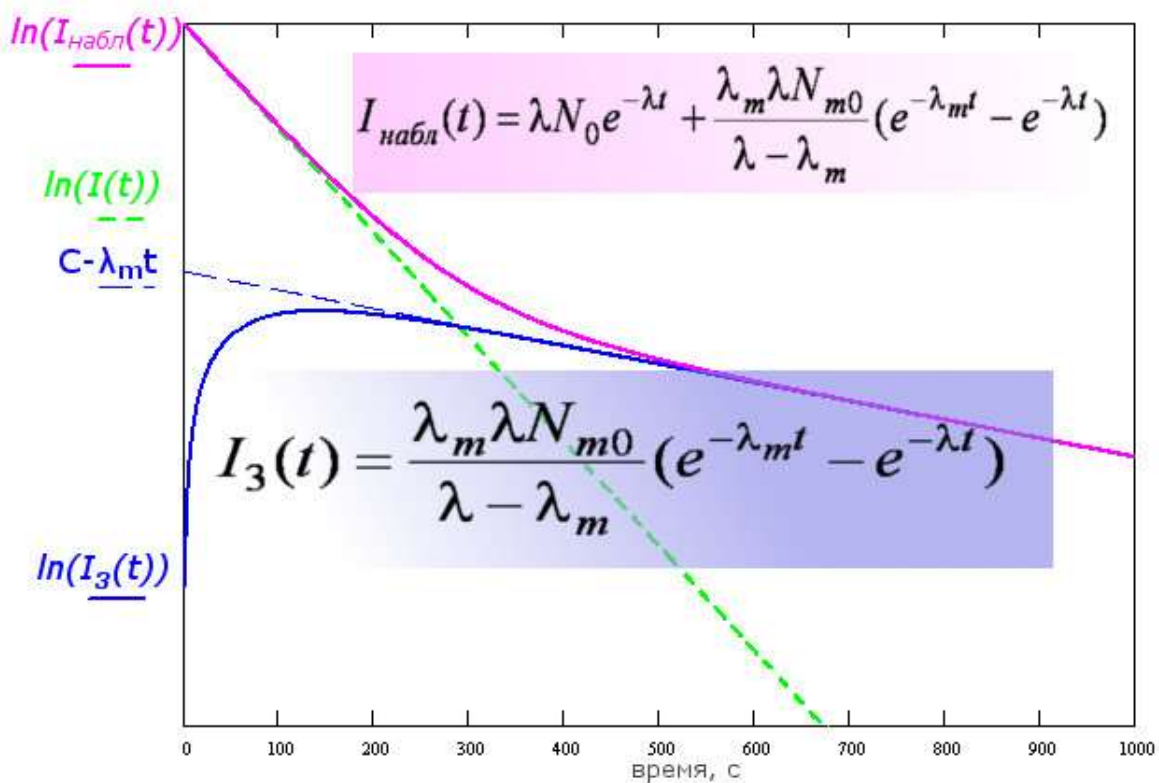
$$I_{набл}(t) = \lambda N_0 e^{-\lambda t} + \frac{\lambda_m \lambda N_{m0}}{\lambda - \lambda_m} (e^{-\lambda_m t} - e^{-\lambda t})$$

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.



Подробный способ расчета неизвестных постоянных распада и числа активированных ядер из полученных численных результатов приводится в Приложении 3.

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. 11).

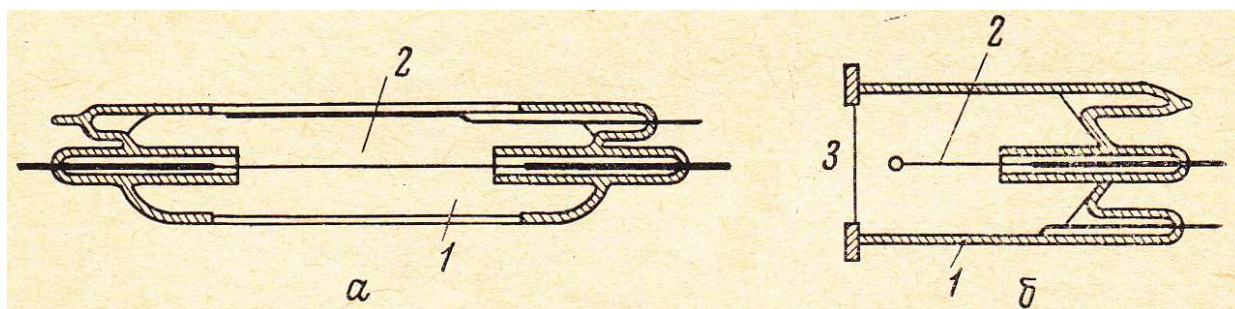


рис. 11: Различные типы счетчиков Гейгера: а) цилиндрический; б) торцевой

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.12. 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 .

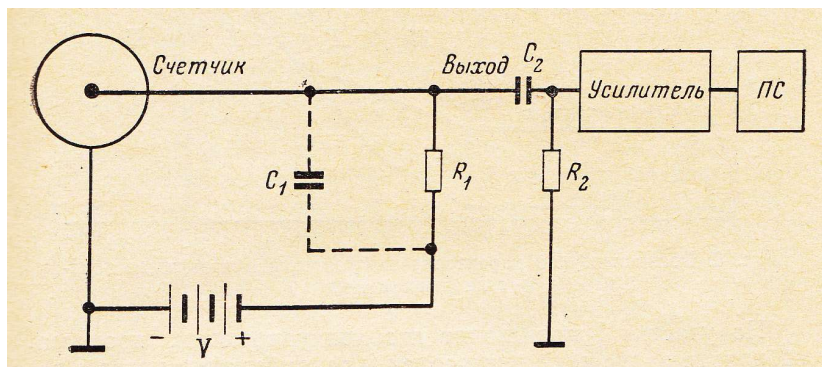


рис. 12: Схема включения счетчика Гейгера
ПС – пересчетная схема

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.

На рис. 13 показана зависимость амплитуды импульса напряжения на выходе

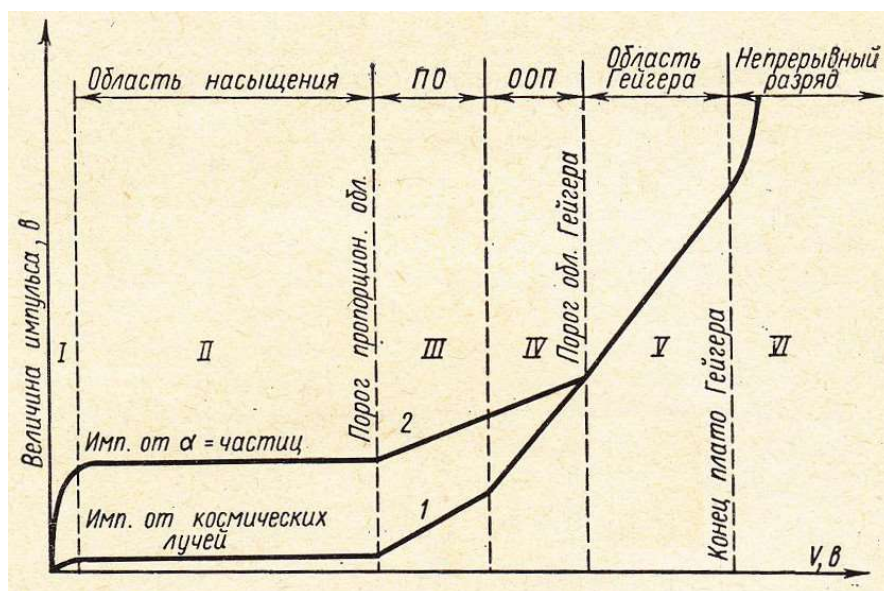


рис. 13: Вольтамперная характеристика счетчика в различных областях

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 – 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.

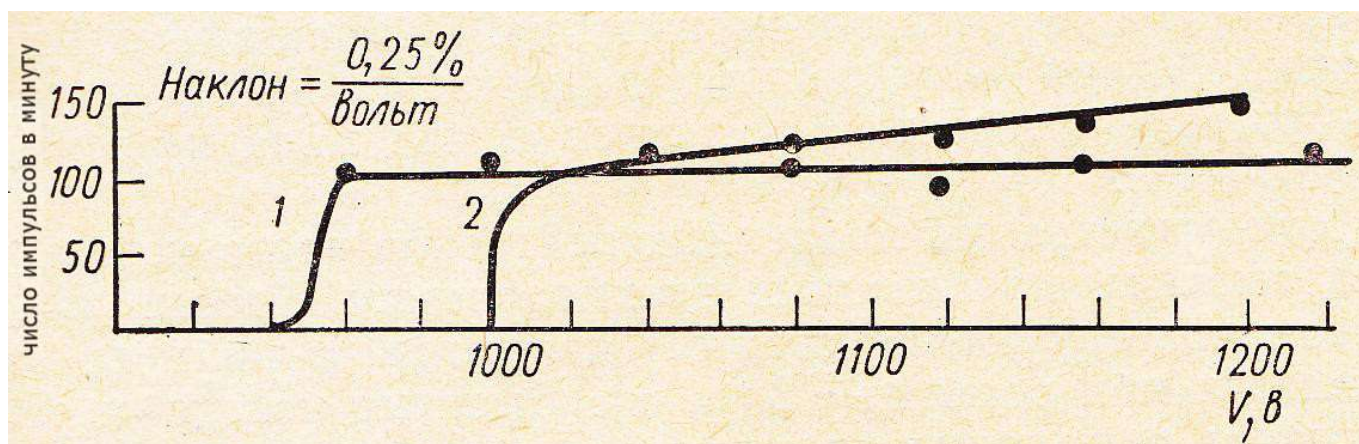


рис. 14: Счетная характеристика счетчика Гейгера:

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.

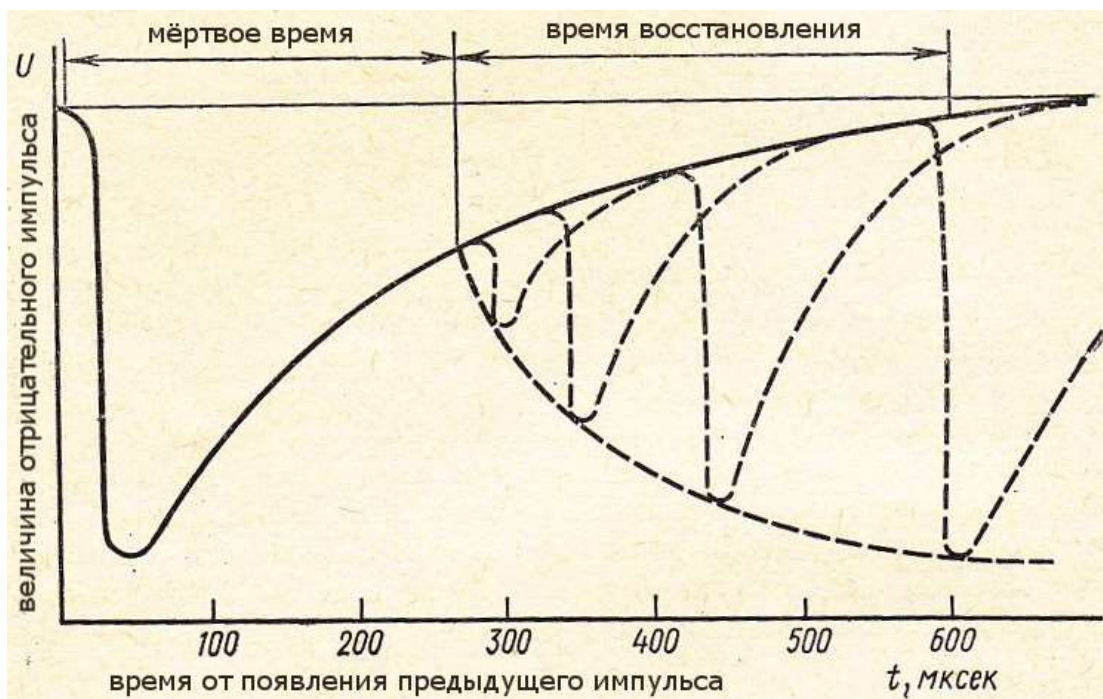


рис.15 Мертвое время и время восстановления счетчика Гейгера-Мюллера

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

регистрировать счетчик Гейгера с толщиной стенок $0,04 \frac{e}{\text{см}^2}$.

2. В 1989 году группа итальянских физиков провела расчеты по одночастичной ядерной модели, подобрала энергию пучка ^7Li $E=30$ МэВ и, бомбардируя мишень из ^{100}Mo , зарегистрировала в реакции $^{100}\text{Mo} (^7\text{Li}, 3n) ^{104}\text{Rh}$ германиевыми детекторами γ -излучение с $E_\gamma=169$ кэВ. В их публикации** утверждается существование у родия еще одного изомера – с энергией возбуждения 344,6 кэВ, спином 6^- и периодом полураспада 47 ± 3 нс. К какому типу изомеров Вы его отнесете? Следует ли учитывать его существование при обработке результатов Вашего эксперимента?

3. Возбужденное ядро может перейти в основное состояние в результате *парной конверсии*. Механизм этого процесса следующий. Ядро испускает виртуальный гамма-квант, который затем превращается в электрон-позитронную пару. Возможна ли парная конверсия в случае распада изомера ^{104m}Rh ?

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

5. 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 ^{19m}Ne есть зеркальный изомер с таким же

* единица измерения $\frac{e}{\text{см}^2}$ очень удобна при изучении взаимодействия излучения с веществом, в ней плотность поглотителя умножается на его толщину, и конкретное знание о материале поглотителя несущественно

** A.M.Bizzeti-Sona et al. – Z.Phys. A 335, 365 Atomic Nuclei <http://link.springer.com/article/10.1007%2FBF01290182>

спином $5/2^+$ и энергией возбуждения около 200 кэВ. Назовите этот зеркальный изомер.

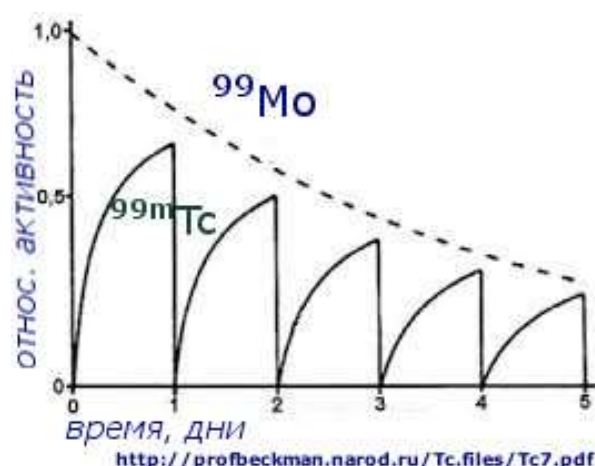
6. Нарисуйте качественный график зависимости изменения интенсивности потока электронов от облученного родия в случае, если в данном эксперименте Вы бы использовали торцевой счетчик Гейгера.

7. Впервые существование изомерного состояния родия было доказано в экспериментах Понтекорво при изучении спектра конверсионных электронов. Вот отрывок из его статьи 1938 года:

Найдите простую, но неожиданную ошибку* Бруно Понтекорво.

8. Изомер технеций- ^{99m}Tc – один из самых востребованных медицинских радиофармпрепаратов. Каждую неделю в мире его расходуют около 12 тыс. кюри. ^{99m}Tc получается при распаде радиоактивного молибдена-99. Если каждые 24 часа технеций- ^{99m}Tc полностью извлекается из генератора технеция, то их относительные активности выглядят следующим образом (см. рис. 16). Оцените по приведенному рисунку периоды полураспада ^{99}Mo и ^{99m}Tc .

We have therefore looked for a line spectrum of conversion electrons from one of the isomeric forms of Rh^{105} , formed from Rh by slow neutron capture. To decrease the absorption of slow electrons in the rhodium target as well as in the detector walls, the target was electrolytically deposited inside a Ni cylinder, and the counter walls were constructed of 0.005 mm Al. An absorption curve of the radiation from the 4.2 min. isomer showed the presence of two components; the harder one was identified through its absorption coefficient, with the well-known primary beta-rays of this period. The softer component, which accounted for about 30 percent of the total counts, had an energy of 35–60 keV. That this soft component was not instrumental could be demonstrated by the fact that no such soft group was observed to follow the 44 sec. Rh period under identical geometrical conditions. B. Pontecorvo, Phys.Rev.54(1938) 542



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 hep.msu.dubna.ru/main/mod/resource/view.php?id=423 (djvu)

рис.16 Изменение активностей Mo и Tc в генераторе технеция при «доении» колонки с молибденом с целью извлечения технеция

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

* рекомендуется перечитать название данной лабораторной работы

10. Приложения

Приложение 1. Фрагмент карты атомных ядер

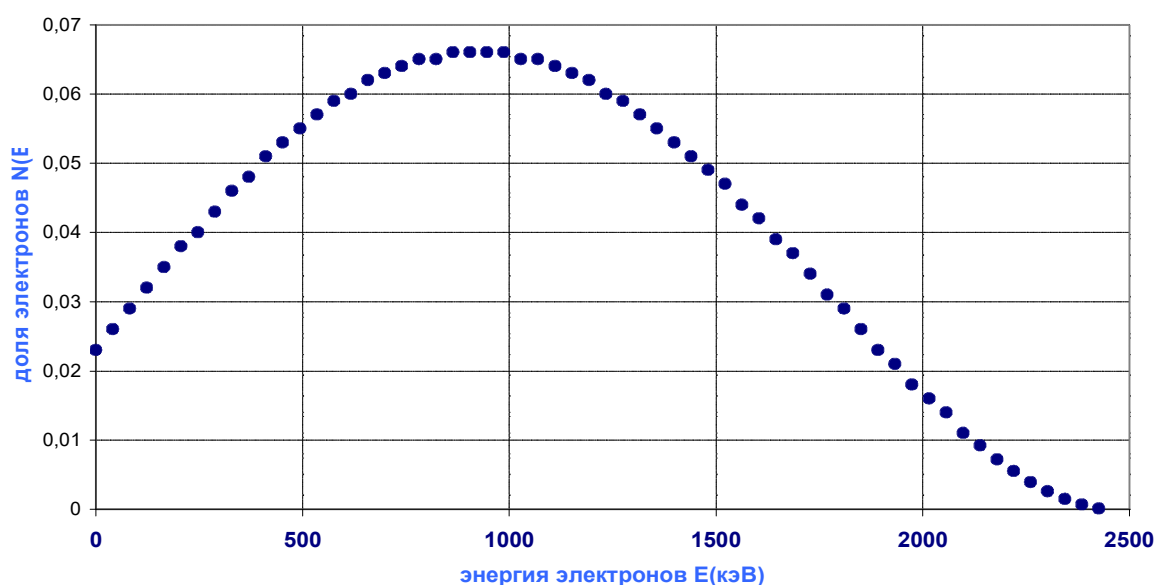
Ag101 11.1 м 9/2+	Ag102 12.9 м 5+	Ag103 65.7 м 7/2+	Ag104 69.2 м 5+	Ag105 41.29 дн 1/2-	Ag106 23.96 м 1+	Ag107 51.839 1/2-	Ag108 2.37 м 1+	Ag109 48.161 1/2-	Ag110 24.6 с 1+
m	m	m	m	m	m	m	m	m	m
Pd100 1.63 дн 0+	Pd101 8.47 ч 5/2+	Pd102 1.02 0+	Pd103 16.991 дн 5/2+	Pd104 11.14 0+	Pd105 22.33 5/2+	Pd106 27.33 0+	Pd107 6.5E6 л 5/2+	Pd108 26.46 0+	Pd109 13.7012 ч 5/2+
							m		m
Rh99 16.1 дн 1/2-	Rh100 20.8 ч 1-	Rh101 3.3 л 1/2-	Rh102 207 дн (1-,2-)	Rh103 100 1/2-	Rh104 найти 1+	Rh105 35.36 ч 7/2+	Rh106 30.07 с 1+	Rh107 21.7 м 7/2+	Rh108 16.8 с 1+
m	m	m	m	m	m	m	m		m
Ru98 1.87 0+	Ru99 12.76 5/2+	Ru100 12.60 0+	Ru101 17.06 5/2+	Ru102 31.55 0+	Ru103 39.26 дн 3/2+	Ru104 18.62 0+	Ru105 4.44 ч 3/2+	Ru106 371.8 дн 0+	Ru107 3.75 м (5/2)+
					m				

http://cdf.e.sinp.msu.ru/services/ground/NuclChart_release.html

Фрагмент карты атомных ядер (http://cdf.e.sinp.msu.ru/services/ground/NuclChart_release.html).

Каждый изотоп описывается целым квадратом. Цвет означает вид распада. Деление квадрата вертикальными цветными полосами означает наличие разных мод распада. Под обозначением стабильного нуклида указано его процентное содержание на Земле, под нестабильным нуклидом – период его полураспада. В случае, если ядро имеет изомеры, то внизу квадратика присутствует полоска со знаком «m». Для каждого нуклида указан момент и четность основного состояния.

Приложение 2. Спектр электронов β -распада ^{104}Rh



Спектр электронов по справочнику «Бета-излучение продуктов деления»/ В.М. Колбашкин и др. М Атомиздат 1978 г с.472