

ПРАВИТЕЛЬСТВО РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
"САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ"

На правах рукописи

Симоновски Димитар

ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ СИСТЕМЫ ГАЗОВОЙ ДОСТАВКИ
ПРОДУКТОВ ДЕЛЕНИЯ В РЕАКТОРЕ К ИЗМЕРИТЕЛЬНЫМ
УСТАНОВКАМ

Диссертация на соискание учёной степени
магистра физики

Научный руководитель
Д. ф.-м. н., профессор
Новиков Ю.Н.

Рецензент
К. ф.-м. н.
Попов А.В.

Санкт-Петербург 2017

Оглавление

Введение	4
1 Основы метода газовой транспортировки радиоактивных нуклидов	7
1.1 Основное описание процесса транспортировки газовой струёй и измерение масс нуклидов в ловушке Пеннинга	7
1.2 Процесс транспортировки газовой струёй в мишенной камере	9
1.2.1 Процесс получения осколков деления мишени тепловыми нейтронами	9
1.2.2 Роль буферного газа в процессе транспортировки	11
1.2.3 Роль аэрозолей в процессе газовой транспортировки	12
1.3 Процесс транспортировки газовой струёй в капиллярной трубке	15
1.3.1 Процесс ламинарного течения	15
1.3.2 Кинематика аэрозолей	16
1.3.3 Эффективность транспортировки частиц	18
2 Описание экспериментальной установки	21
3 Эксперимент для измерения кумулятивного времени транспортировки	23
3.1 Описание эксперимента	23
3.2 Экспериментальные результаты кумулятивного времени транспортировки	24
3.3 Теоретическое моделирование эксперимента	30
3.3.1 Теоретические вычисления времени транспортировки	30
3.3.2 Условия выживания нуклидов в процессе транспортировки	35
4 Эксперимент для идентификации транспортированных нуклидов	37
4.1 Описание эксперимента	37
4.2 Экспериментальные результаты по идентификации нуклидов	38
4.2.1 Калибровка гамма-детектора по энергиям и эффективности	38
4.2.2 Метод идентификации нуклидов из гамма-спектра	40

4.3	Теоретическое моделирование эксперимента	42
5	Оптимизация и перенос результатов на реактор ПИК	48
5.1	Эффективная термализация осколков деления в мишенной камере	48
5.2	Эффективность прилипания осколков деления к аэрозольным кластерам . . .	51
5.3	Эффективность и время транспортировки в капиллярной трубке	53
5.4	Ожидаемые наблюдаемые нуклиды на реакторе ПИК в эксперименте для иден- тификации нуклидов	59
	Заключение	62
	Литература	64
	Список иллюстраций	67
	Список таблиц	69
	А Приложения	70
	В Приложения	74

Введение

В настоящее время одна из самых важных задач ядерной физики связана с исследованием физических свойств ядер, удалённых на карте нуклидов от полосы стабильности. Эти нуклиды являются нейтроно- или протоно избыточными ядрами, неустойчивыми по отношению к бета распаду и обладающими малыми временами жизни.

Современными моделями ядерной физики предсказывается существование больше 9000 разных нуклидов, из которых лишь около 3200 были экспериментально исследованы [1]. Экспериментальные исследования основных свойств атомных ядер главным образом заключаются в измерении их масс покоя, спектров излучений, периодов полураспада и спинов в основном состоянии. С другой стороны, теоретические модели ядерной физики дают предсказания об экспериментально ожидаемых значениях этих величин для всё ещё неисследованных нуклидов. Таким образом, экспериментальные исследования и измерения основных физических свойств нуклидов дают возможность для проверки и дальнейшего развития современных моделей и теорий ядерной физики.

Экспериментальные исследования ядер с экзотическим составом протонов и нейтронов, которые непосредственно принимают участие в различных взрывных астрофизических процессах, стали возможны с развитием ядерно-физических методов их получения и способов их исследования [2]. Экзотика этих ядер заключается в том, что они не встречаются в земных условиях, так как в природе не существует их естественных источников. Часто такие нуклиды, обладающие сильно асимметричным составом нейтронов и протонов, обладают маленькими временами полураспада. Исследование нейтроно-избыточных ядер, которые не смогли быть получены в процессе слияния после Большого взрыва, даёт возможность исследовать теоретически предполагаемые процессы их синтеза, которые называют процессами быстрого (*r*-rapid process) и медленного (*s*-slow process) нейтронного захвата. Процесс медленного захвата нейтрона ядром (*s*-process) осуществляется при бомбардировке ядра потоком нейтронов таким образом, что скорость захвата нейтронов меньше, чем скорость бета-распада полученного ядра. Процесс быстрого захвата нейтрона ядром (*r*-process) осуществляется при бомбардировке ядра более высокими потоками нейтронов таким образом, что скорость процесса захвата нейтронов происходит быстрее, чем скорость бета-распада ядра [3].

Возможность экспериментального исследования свойств экзотических нуклидов в зем-

ных условиях, осуществляется на исследовательских ядерных реакторах, так как они являются искусственными производителями экзотических нуклидов. В настоящее время один из работающих исследовательских реакторов является реактор TRIGA Майнц в институте ядерной химии Майнцкого университета имени Иоганна Гутенберга в Германии. Установка TRIGA-SPEC, на которой проводятся исследования экзотических нейтроно-избыточных ядер, состоит из двух ветвей TRIGA-TRAP и TRIGA-LASER [4]. Установка ветвей TRIGA-TRAP, которая является масс-спектрометром, состоит из системы двух ловушек Пеннинга и занимается высоко прецизионным измерением масс нуклидов, а на установке ветви TRIGA-LASER проводятся измерения ядерных спинов и угловых моментов. Возможность прецизионного экспериментального измерения масс ионов радиоактивных нуклидов на установке TRIGA-TRAP осуществляется при сочетании реактор TRIGA, который является фабрикой для получения радиоактивных нуклидов, с ловушками Пеннинга на установке TRIGA-TRAP. Сочетание этих двух частей осуществляется с помощью промежуточных установок, с целью транспортировки и ионизации полученных радиоактивных нуклидов из реактора к высоко прецизионным измерительным установкам. На установке TRIGA-SPEC в Майнце используется метод газовой транспортировки радиоактивных нуклидов, который оказался очень эффективным и устойчивым процессом при транспортировке продуктов деления [5]. Исследование свойств экзотических короткоживущих ядер, зависит от мощности потока нейтронов на реакторе, скорости и эффективности транспортировки нуклидов, эффективности ионизации данного вида нуклида и от прецизионности измерительной установки. На реакторе ПИК в Гатчине, который принадлежит к классу высоко поточных реакторов, планируется установка ПИТРАП, на которой будут проводиться измерения масс короткоживущих экзотических нуклидов. Преимущество реактора ПИК относительно реактору TRIGA в Майнце состоит в том, что плотность потока нейтронов превышает на три порядка плотность потока нейтронов на реакторе в Майнце. В качестве метода транспортировки радиоактивных нуклидов и способа их ионизации предполагается использовать подходы, опробованные на установках TRIGA-SPEC в Майнце.

Цель этой диссертации заключается в оптимизации метода газовой транспортировки радиоактивных нуклидов исследованием возможности переноса этих результатов на установки, планируемые на реакторе ПИК. Основными задачами диссертации являются экспериментальные исследования параметров переноса продуктов деления из мишенной камеры к детектирующим устройствам, полученным в одном из экспериментальных сеансов на реакторе TRIGA, с последующим их моделированием и оптимизацией, приспособленными для условий, ожидаемых на реакторе ПИК.

В первой главе этой диссертации изложено описание и объяснение процесса газовой транспортировки радиоактивных нуклидов и подробно рассматриваются самые главные процессы и элементы установок, участвующих в процессе транспортировки. Во второй главе даётся описание экспериментальной установки TRIGA-SPEC в Майнце, где проводились эксперименты. В третьей и четвёртой главах излагаются полученные результаты и описано теоретическое моделирование экспериментов для определения кумулятивного времени транспортировки и идентификации транспортированных нуклидов. В пятой главе сделаны теоретические расчёты для оптимизации метода транспортировки газовой струёй. В приложении иллюстрируются полученные данные о выходах нуклидов и спектрах их гамма-излучения.

1. Основы метода газовой транспортировки радиоактивных нуклидов

1.1. Основное описание процесса транспортировки газовой струёй и измерение масс нуклидов в ловушке Пеннинга

Метод газовой транспортировки (Gas-Jet Transportation Method) радиоактивных нуклидов с целью исследования и измерений масс нуклидов, начали использовать ещё в 1960-х годах [6]. С этого времени до сегодняшнего дня последовательно были сделаны улучшения метода транспортировки с целью увеличения эффективности транспортировки нуклидов и ускорения процесса их доставки. На рисунке 1.1.1 представлена схема процесса транспортировки газовой струёй, которая используется на реакторе TRIGA в Майнце.

Слева на рисунке находится дьюар, из которого вкачивается газ в капиллярную трубку при постоянном объёмном расходе. В качестве этого газа обычно используется гелий, и он через капиллярную трубку вкачивается в аэрозольную печь. В аэрозольной печи, которая поддерживается при определённой температуре происходит испарение аэрозольных кластеров в газе, и с помощью турбо-насосов, которые

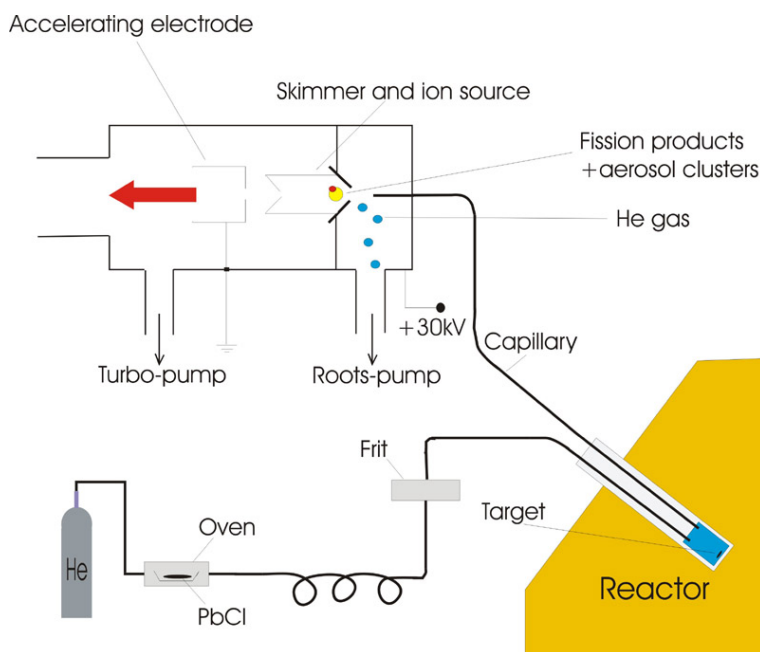


Рис. 1.1.1: Схема установки TRIGA-SPEC [7]

поддерживают постоянный объёмный расход по всей установке, откачиваются смесь газа и аэрозольных кластеров. Потом с помощью второй капиллярной трубки смесь вкачивается и заполняет мишенную камеру. В мишенной камере на нижней стенке как изображено на рисунке, нанесён тонкий слой вещества мишени, который облучается потоком тепловых нейтронов, и происходит деление ядер мишени. Осколки деления, обладающие высокими кинетическими энергиями, термализуются в буферном газе и после их эффективной термализации высаживаются на больших кластерах аэрозолей, которые вместе с газом откачиваются из мишенной камеры и транспортируются в капиллярной трубке к ионному источнику.

После выхода из капиллярной трубки частицы влетают в вакуумную камеру, и из-за различных масс газа и аэрозольных кластеров они разбрасываются под разными углами относительно центральной оси капиллярной трубки таким образом что более массивные частицы вылетают под меньшими углами, чем менее массивные. Таким образом несущий газ вылетает из капиллярной трубки под углами большими, чем углы аэрозольных кластеров. Чтобы эффективно разделить аэрозольные кластеры от несущего газа, на определённое расстояние от конца капиллярной трубки помещается скиммер. Скиммер представляет собой пересечённый конус с дыркой, диаметр которой подбирается таким образом, чтобы пропустить через побольше аэрозольные кластеры с осколками деления и поменьше частицы несущего газа.

После пролет через дырку скиммера, аэрозольные частицы вместе с осколками деления влетают в ионизационную камеру, которая работает по принципу поверхностной ионизации. При соударении частиц со стенками ионизатора, которые находятся при высокой температуре, они ионизируются. Эффективность поверхностной ионизации зависит от ионизационного потенциала нуклида, температуры и работы выхода нуклида из материала ионного источника.

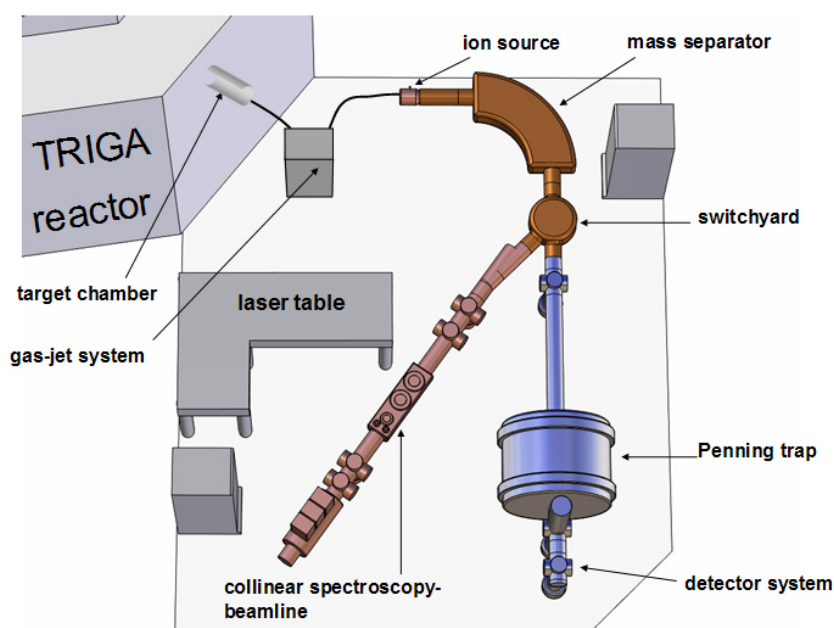


Рис. 1.1.2: Схема TRIGA-SPEC и TRIGA-LASER [7]

После ионизации осколков деления они вытягиваются из ионного источника с помощью электродов и направляются на масс-сепаратор, который представляет собой поворотный магнит с постоянным полем. В магнитном поле осколки деления в зависимости от их масс и заряда разделяются по разными траекториями и продолжают двигаться до стенки, на которой находится щель, которая помещается так чтобы пропустить только нуклиды с определёнными массами. Потом они влетают в ионную ловушку Пеннинга, в которой используется сочетание сильного однородного магнитного и слабого квадрупольного электрического поля. В этом потенциале ионизированный осколок деления вынужден двигаться по замкнутой траектории, которая характеризуется тремя частотами движения. Осколки деления после выход из ловушки Пеннинга и прохождения градиента магнитного поля и направляются к детектору. Регистрируется время прохождения осколка из ловушки до детектора и определяется частота внешнего возбуждающего радиочастотного поля, приложен-

ного в вакуумной камере ловушки, которому соответствует минимальное время пролёта. Эта частота и будет резонансной, которая напрямую связана с массой частицы,

1.2. Процесс транспортировки газовой струёй в мишенной камере

Как известно из предыдущего подраздела, процесс транспортировки радиоактивных нуклидов начинается в мишенной камере. В этом подразделе будут рассмотрены самые главные процессы, происходящие в мишенной камере, и роль буферного газа и аэрозолей в процессе транспортировки.

1.2.1. Процесс получения осколков деления мишени тепловыми нейтронами

Мишенная камера представляет собой часть экспериментальной установки, где осуществляется производство желаемых нуклидов с экзотическим составом нейтронов при облучении мишени тепловым потоком нейтронов. В качестве мишени, на пример, на реакторе TRIGA в Майнце использовали тонкий слой $^{235}_{92}\text{U}$, который был нанесён на нижней стенке мишенной камеры (рис. 1.2.2). При облучении мишени тепловыми нейтронами, ядро мишени, у которого произойдёт захват нейтрона, образует компаунд ядро, которое потом начинает делиться и в результате которого получают два осколка деления и в среднем 2 или 3 мгновенных нейтронов. В случае деления $^{235}_{92}\text{U}$ тепловыми нейтронами главным образом происходит асимметричное деление, при котором массовые числа двух полученных осколков не одинаковы. На рисунке 1.2.2 прилагается график зависимости кумулятивного выхода нуклидов в зависимости от их массового числа. Из этого графика видно, что пик лёгких осколков деления находится около массового числа 95, а пик тяжёлых осколков деления около массового числа 138.

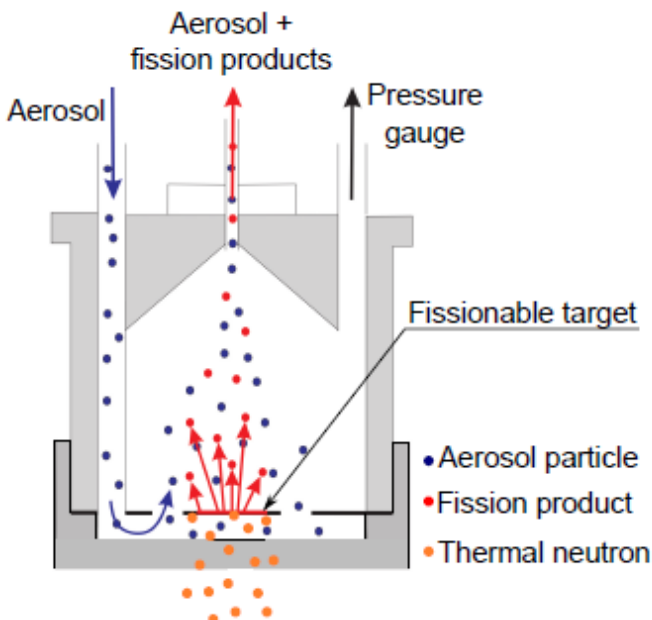


Рис. 1.2.1: Схема мишенной камеры [8]

Энергия, которая выделяется при делении одного ядра мишени равна 211.3 МэВ, а средняя кинетическая энергия осколков деления равняется 168.2 МэВ. В среднем тяжёлый осколок имеет кинетическую энергию 69.1 МэВ, а лёгкий 99.1 МэВ [9].

Число поделившихся ядер мишени в единицу времени, выражается формулой

$$R = \sigma N \Phi \quad (1.2.1)$$

где σ —эффективное сечение деления ядра мишени, N —число ядер мишени и Φ —плотность потока нейтронов [10]. Эффективное сечение деления ядра мишени зависит от вида делившегося ядра мишени и энергии нейтронного потока. На пример, эффективное сечение деления $^{235}_{92}\text{U}$ при его облучения потоком нейтронов с тепловыми энергиями 0.025 эВ равно 582 барн [11].

Скорость генерации данного нуклида Γ при деления ядра мишени можно получить, зная относительный выход данного нуклида Y с помощью формулы $\Gamma = Y \cdot R$. Выход данного нуклида имеет смысл вероятности получения данного нуклида на одно деление ядра мишени.

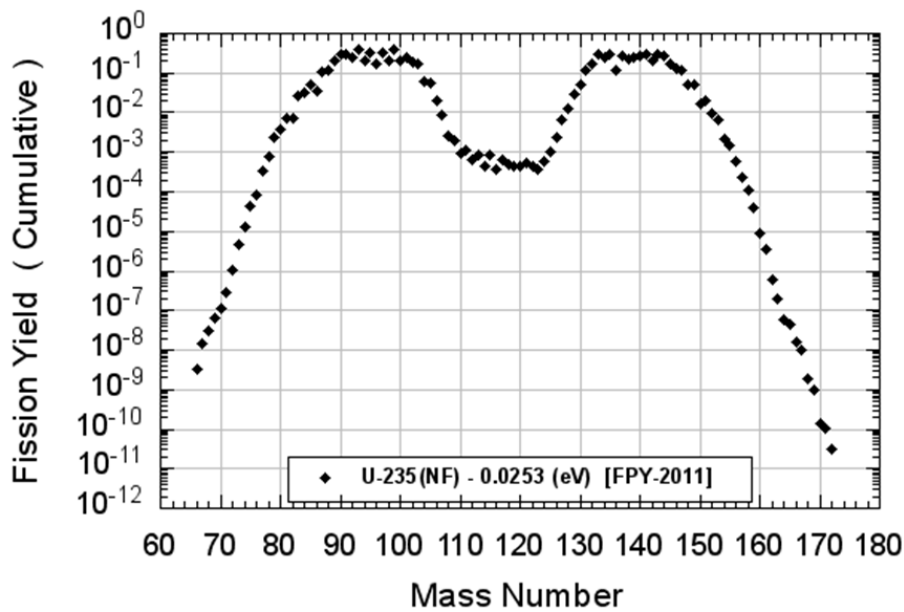


Рис. 1.2.2: Кумулятивный выход нуклидов [12]

В литературе различают два вида выходов нуклида: индивидуальный и кумулятивный выход нуклидов. Индивидуальный выход данного нуклида связан с нуклидами, которые получают только в процессе деления ядра мишени. Кумулятивный выход данного нуклида учитывает не только нуклиды, которые получают в процессе деления ядра мишени, но и те нуклиды, которые получают как дочерние нуклиды при бета-распаде нуклидов, полученных в процессе деления. Чтобы точно описать число получающихся нуклидов в мишенной камере, надо учесть и возможность распада самого нуклида. Если у нуклида период полураспада обозначим символом $T_{1/2}$ и символом Y_{ci} обозначим кумулятивный выход данного нуклида, то тогда число ядер данного нуклида в мишенной камере N_i получается решением дифференциального уравнения [10].

$$\frac{dN_i}{dt} = RY_{ci} - \frac{\ln(2)}{T_{1/2}} N_i. \quad (1.2.2)$$

при начальном условии $N_i(0) = 0$. Решение этой задачи задаётся формулой 1.2.3.

$$N_i(t) = RY_{ci} \frac{T_{1/2}}{\ln(2)} \left[1 - \exp\left(-\frac{\ln(2)t}{T_{1/2}}\right) \right]. \quad (1.2.3)$$

Посмотрев на формулу 1.2.3, легко заключить что при больших временах облучения мишени $t \gg \frac{T_{1/2}}{\ln(2)}$, число нуклидов данного сорта в мишенной камере будет постоянным.

$$N_i = \sigma N \Phi Y_{ci} \frac{T_{1/2}}{\ln(2)}.$$

1.2.2. Роль буферного газа в процессе транспортировки

После деления ядра мишени получают осколки деления с большими кинетическими энергиями около 80 МэВ и, кроме того, они являются ионизованными частицами. Эти радиоактивные ионы нужно эффективно транспортировать до измерительной установки вне мишенной камеры. Чтобы уменьшить возможность потери ускоренных осколков деления на стенках мишенной камеры и чтобы их эффективно транспортировать, в мишенную камеру закачивается газ, который играет роль буферного газа. Заряженные и быстрые осколки деления вылетают из мишени и термализуются и нейтрализуются в буферном газе. Формула, которая описывает ионизационные потери заряженных частиц через вещество на единицу длины движения частицы называется формула Бете - Блоха [13]

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{z^2 Z}{A \beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 T_{\max}}{\bar{I}^2 (1 - \beta^2)} \right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} - \frac{C}{Z} \right] \quad (1.2.4)$$

где Z —атомное число среды, z —заряд частицы, A —массовое число атомов среды, ρ —плотность среды, $\beta = \frac{v}{c}$ —скорость частицы относительно скорости света, m_e —масса электрона, r_e —классический радиус электрона, \bar{I} —средний ионизационный потенциал среды, M —масса частицы, N_A —число Авогадро, δ —поправка, учитывающая эффект плотности, C —поправка, учитывающая эффект связанности К- и L- электронов, T_{\max} —максимальная энергия отдачи частицы на атом среды при одном столкновении.

$$T_{\max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2}{\left(1 + \frac{2m_e}{M(1 - \beta^2)} + \frac{m_e^2}{M^2} \right) (1 - \beta^2)} \quad (1.2.5)$$

Средний ионизационный потенциал можно выразить с помощью формулы [13]

$$\bar{I}(\text{эВ}) = \begin{cases} 12 \cdot Z + 7 & Z < 13 \\ 9.76 \cdot Z + 58.8 \cdot Z^{0.19} & Z \geq 13 \end{cases} \quad (1.2.6)$$

Величина, характеризующая расстояние, на котором заряженная частица теряет всю кинетическую энергию $E_{th} = 0$ или термализуется до кинетической энергии E_{th} окружающей среды называется пробегом частицы в веществе ΔR (формула 1.2.7). Подбор величин в формуле Бете-Блоха производится таким образом, чтобы получить пробег частиц в мишенной камере меньше, чем её размеры и тем самым обеспечить эффективную термализацию без потери частиц на стенках мишенной камере. Величина, которую можем варьировать, и при этом изменять практически пробег частиц, является давление газа. В формуле 1.2.4 зависимость от давления, появляется если плотность выразить через давление газа $\rho = \frac{p\mu}{RT}$

$$\Delta R = \int_{E_{th}}^{E_k} \left(-\frac{dE}{dx} \right)^{-1} dE \quad (1.2.7)$$

Но иногда увеличение давления газа до непрактичных и неблагоприятных значений с целью уменьшения длины пробега осколков деления можно просто заменить добавлением тонкого слоя металла на поверхности мишени. Таким образом, при прохождении осколков деления через металлический тонкий слой, они там будут терять часть своей кинетической энергии. Единственным недостатком этого подхода является потеря частиц в металлическом слое, так как он является барьером для частиц с определённым массовым числом и кинетической энергией.

Буферный газ в процессе транспортировки играет и другую важную роль, кроме того, что в нём термализуются осколки деления. Роль несущего газа является главной в процессе газовой транспортировки и она налагает дополнительные условия на свойства газа, которыми он должен обладать. Свойства химической нейтральности и высокой энергии ионизации, являются основными свойствами несущего газа, чтобы обеспечить транспортировку аэрозольных частиц с осколками деления, не взаимодействуя с ними и не формируя молекулярные связи с ними. Кроме того, надо, чтобы случайно прошедшие через скиммер в ионный источник частицы газа не ионизировались и давали фоновый вклад в масс спектрометрии. Играя роль химически и электрически нейтрального переносчика аэрозолей и осколков деления, несущий газ выполняет требования для качественной и простой транспортировки, не вызывая дополнительные проблемы в других установках.

1.2.3. Роль аэрозолей в процессе газовой транспортировки

Использование смешивания буферного газа с аэрозольными частицами [14], привело к увеличению эффективности транспортировки и уменьшению потерь осколков деления в мишенной камере. Предполагается, что присутствие небольших концентраций кластеров аэрозолей в буферном газе, диаметр которых на несколько порядков превышает диаметр

атомов или молекул буферного газа, влияет на осколки деления силами Ван-дер-Ваальса, причём осколки деления высаживаются на больших кластерах аэрозолей.

На рисунке 1.1.1 видно, что обогащение буферного газа аэрозольными частицами происходит в аэрозольной печи. В аэрозольной печи помещается или наносится на стенках слой вещества, из которого получают аэрозольные кластеры. Потом с изменением температуры в аэрозольной печи, контролируется скорость испарения частиц из вещества в буферном газе который продувается и извлекает испарённые частицы и кластеры аэрозолей из печи. Распределение концентрации аэрозольных кластеров в зависимости от их среднего диаметра является самой важной характеристикой. График этого распределения, полученный по результатам большого числа экспериментов, отлично фидируется с помощью функции логнормального распределения [1], которая определяется двумя параметрами μ_X и σ_X . Формула 1.2.8 плотности вероятности логнормального распределения можно получить из формулы плотности вероятности нормального распределения [15], заменяя случайную величину X в Гауссовском распределении на величину $X \rightarrow \ln(X)$ и учитывая равенство инфинитезимального изменения этих двух вероятностей. В формуле 1.2.8 величина ψ имеет смысл максимума плотности вероятности логнормального распределения.

$$g(X) = \frac{1}{X\sqrt{2\pi}\sigma_X} \exp \left[- \left(\frac{\ln(X) - \mu_X}{\sqrt{2}\sigma_X} \right)^2 \right] \quad (1.2.8)$$

Если посмотреть на распределения концентрации аэрозольных кластеров CdI_2 на рисунке 1.2.3 при одинаковой температуре аэрозольной печи 290 К и разных значений объёмных расходов начиная с 200 мл/мин (график фиолетовым цветом) до 1000 мл/мин (график черным цветом), видно, что значение среднего диаметра аэрозольных кластеров увеличивается с уменьшением объёмного расхода, а их концентрация резко падает. В работе [16] было показано, что с увеличением объёмного расхода средний диаметр кластеров и их концентрация уменьшается, а с увеличением температуры аэрозольной печи средний диаметр кластеров и их концентрация увеличивается.

В работах [17] и [18] теоретически был дан вывод формул для частоты f_0 и коэффициента β_0 прикрепления термализированных нейтральных осколков деления к монодисперсированным аэрозольным кластерам радиусом R и концентрацией $C_{\text{аэр}}$, задаются формулой

$$f_0 = \beta_0 C_{\text{аэр}} = \frac{\pi R_{\text{аэр}}^2 \langle v \rangle C_{\text{аэр}}}{1 + \frac{R_{\text{аэр}} \langle v \rangle}{4D_{\text{оск}}} \left(\frac{1}{1 + \frac{\lambda}{R_{\text{аэр}}}} \right)} \quad (1.2.9)$$

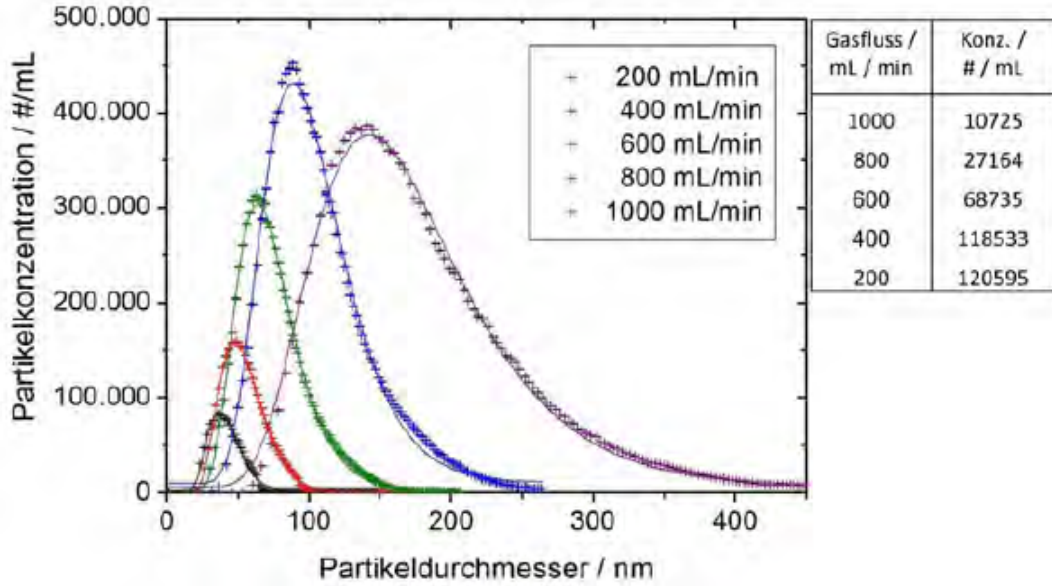


Рис. 1.2.3: График зависимости концентрации от среднего диаметра кластеров аэрозолей CdI_2 [16]

где $\langle v \rangle$ – средняя скорость термализированных осколков (формула 1.2.10), $D_{\text{оск}}$ – коэффициент диффузии осколка, λ – длина свободного пробега осколков (формула 1.2.11),

$$\langle v \rangle = \sqrt{\frac{8RT}{\pi\mu_{\text{оск}}}} \quad (1.2.10)$$

$$\lambda = \frac{k_B T}{\sqrt{2}\pi d^2 p} \quad (1.2.11)$$

где T – температура буферного газа, p – давление буферного газа, $\mu_{\text{оск}}$ – молярная масса осколка, R – универсальная газовая постоянная, $R_{\text{оск}}$ – радиус осколка, k_B – постоянная Больцмана, η_g – вязкость буферного газа. Формула Стокса-Эйнштейна можно использовать для вычисления коэффициента диффузии аэрозольных кластеров и осколков деления с атомным радиусом, превосходящим радиуса атома или молекулы буферного газа.

В диссертации [19] было показано, что время, за которое половина из нейтральных термализированных осколков деления прилипнет к монодисперсионным аэрозольным кластерам задаётся формулой 1.2.12, а концентрация осколков в мишенной камере в зависимости от времени задаётся формулой

$$C_{\text{оск}}(t) = C_{\text{оск}}(0) \exp\left(-\frac{t}{\tau_0}\right). \quad (1.2.12)$$

$$\tau_0 = \frac{\ln(2)}{f_0} \quad (1.2.13)$$

В случае полидисперсированных аэрозольных кластеров с распределением концентрации $g(R)$ в зависимости от их радиуса R время τ_0 , в этом случае получается с заменой $f_0 \rightarrow \int_0^\infty f_0(R_{\text{аэр}}) \cdot g(R_{\text{аэр}}) dR_{\text{аэр}}$. Легко убедиться, что эта формула действительно работает и в случае монодисперсированных аэрозольных кластеров заменяя формулу 1.2.9 в последнем выражении и выбирая плотность распределения в монодисперсионном случае $g(R_{\text{аэр}}) = \delta(R_{\text{аэр}} - R_0)$. В результате мы действительно получаем $\int_0^\infty f_0(R_{\text{аэр}}) \cdot \delta(R_{\text{аэр}} - R_0) dR_{\text{аэр}} = f_0(R_0)$.

Время τ_c за которое половина осколков деления высадится на стенках мишенной камеры объёмом V_M и площадью A_M из-за броуновской диффузии, описываемой коэффициентом масс-переноса K в буферном газе, задаётся формулой [19]

$$\tau_c = \frac{V_M}{A_M} \frac{1}{K}. \quad (1.2.14)$$

1.3. Процесс транспортировки газовой струёй в капиллярной трубке

1.3.1. Процесс ламинарного течения

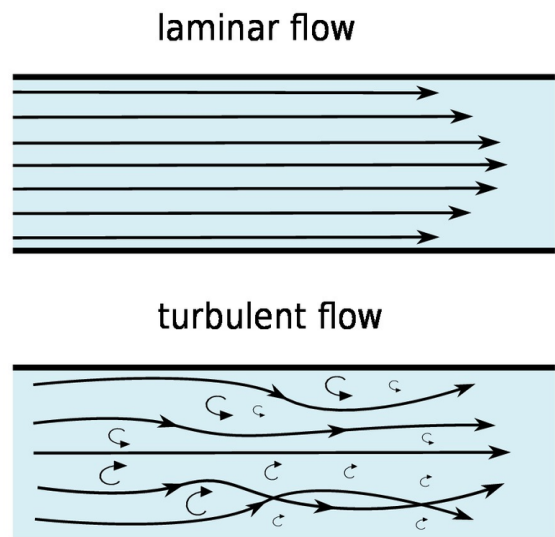
Число Рейнольдса флюида или просто число Рейнольдса Re_f представляет собой безразмерную величину, которая равна отношению инерциальных сил к вязким силам флюида. Для течения газа плотностью ρ_r , вязкостью η_r и средней скоростью U в капиллярной трубке диаметром D число Рейнольдса [20] имеет вид

$$Re_f = \frac{\rho_r U D}{\eta_r} \quad (1.3.1)$$

Значение числа Рейнольдса говорит о том, какой вид течения преобладает в определённой флюидной системе. В гидродинамической литературе, главным образом различают три вида течения флюида:

1. Ламинарное течение $Re_f \leq 2300$
2. Транзитивное течение $2300 < Re_f \leq 4000$
3. Турбулентное течение $Re_f > 4000$

На рисунке 1.3.1 показаны схематически скорости частиц в ламинарном и турбулентном течении. При высоковязких течениях, как это в случае с ламинарным течением, когда вязкие силы флюида преодоле-



вают инерциальные силы, скоростной профиль частиц не меняется со временем. С увеличением числа Рейнольдса медленно происходит переход к турбулентному течению, при котором инерциальные силы превышают вязкие силы флюида, которые больше не могут преодолеть появления быстрых и произвольных флюктуации в флюиде [20]. Поэтому турбулентный ток характеризуется скоростным профилем, который непредсказуемым образом меняется с течением времени. Разные модели пытаются получить и изучать даже и новые величины, которые описывают динамику : Из-за этих причин в капиллярных трубках исп и быстрой транспортировки частиц.

Скоростной профиль ламинарного тока в цилиндрической капиллярной трубке радиусом R_T задаётся формулой 1.3.2, который явно является параболическим профилем. Величина r представляет собой расстояние от центральной оси капиллярной трубки. Посмотрев на рисунок 1.3.2, видно что по центральной оси капиллярной трубки частицы движутся с максимальной скоростью, которая равна удвоенной средней скорости флюида $v_{\text{макс}} = 2U$.

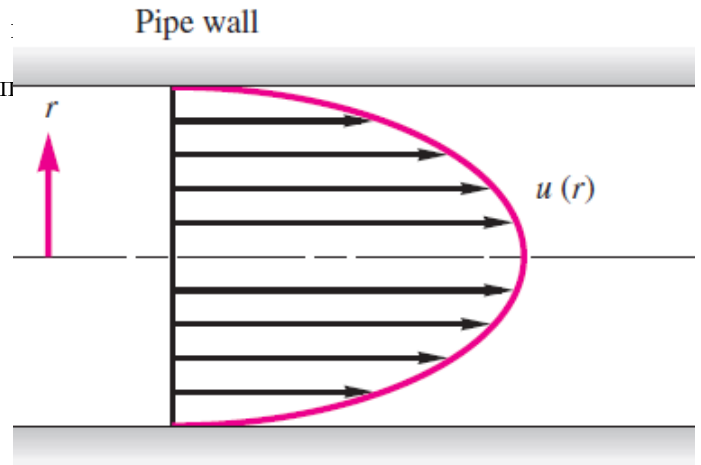


Рис. 1.3.2: Скоростной профиль ламинарного течения [20]

$$v(R) = v_{\text{макс}} \left(1 - \frac{r^2}{R_T^2} \right) \quad (1.3.2)$$

Перепад давления ΔP в капиллярной трубке при ламинарном течении газа выражается через формулу, которая представляет собой законом Пуазёйля [20]

$$\Delta P = \frac{8\eta_\Gamma LQ}{\pi R_T^4} \quad (1.3.3)$$

где Q —объёмный расход газа, R_T —радиус капиллярной трубки, L —длина капиллярной трубки и η_Γ —вязкость несущего газа.

1.3.2. Кинематика аэрозолей

Использование капиллярных трубок для быстрой транспортировки радиоактивных нуклидов играет важную роль в методе транспортировки газовой струёй. Ламинарное те-

чение, которое обеспечивает эффективное и упорядоченное транспортирование аэрозольных частиц и к ним прикрепленных осколков деления, даёт связи между максимальной скоростью частиц несущего газа и параметрами газодинамической задачи. Чтобы рассмотреть процесс транспортировки кластеров аэрозольных частиц и к ним прикрепленных осколков деления в несущем газе, нужно учитывать тот факт, что транспортируемые частицы не движутся со скоростью несущего газа. Чтобы найти скорость движения системы аэрозольной частицы вместе с прикрепленными осколками деления в несущем газе, в первом приближении предполагаем, что масса аэрозольных частиц во много раз больше массы осколков деления, прикрепленных к ним, и таким образом возможно рассматривать только задачу транспортировки аэрозольного кластера в несущем газе. Сила лобового сопротивления [22], которую испытывает аэрозольная частица при движения в несущем газе задаётся формулой 1.3.4

$$F_c = \frac{\pi}{8} C_D \rho_r \bar{v}_p^2 d_a^2 \quad (1.3.4)$$

$$C_D = \begin{cases} \frac{24}{Re_p} & Re_p < 0.1 \\ \frac{24}{Re_p} (1 + 0.0169 \cdot Re_p) & 0.1 \leq Re_p < 5 \\ \frac{24}{Re_p} \left(1 + 0.158 \cdot Re_p^{2/3}\right) & 5 \leq Re_p < 1000 \end{cases} \quad (1.3.5)$$

$$Re_p = \frac{\rho_r \bar{v}_p d_a}{\eta_r} \quad (1.3.6)$$

где $\bar{v}_p = (U - v_a)$ – скорость аэрозоля относительно скорости несущего газа, U – средняя скорость несущего газа, v_a – скорость аэрозоля, C_D – коэффициент сопротивления формы, L – длина капиллярной трубки, где d_a – диаметр аэрозоля, ρ_r – плотность буферного газа, η_r – вязкость буферного газа, Re_p – число Рейнольдса частицы [23]. Чтобы найти скорость кластеров аэрозолей нужно выбрать формулу для C_D , которая в своём очереди зависит от того в каком интервале находится значение Re_p . Поэтому предполагается, что в начале движения аэрозоль находился в состоянии покоя $\bar{v}_p = U$, при чём получается связь между числами Рейнольдса частицы и флюида (формула 1.3.7). При этом предположении Re_p принимает максимальное значение, так как с увеличением скорости аэрозоля в процессе движения, из формулы 1.3.7 видно, что Re_p будет уменьшаться.

$$Re_p = \frac{\rho_r U d_a}{\eta_r} = \frac{\rho_r U d}{\eta_r} \left(\frac{d_a}{d}\right) = Re_f \frac{d_a}{d} \quad (1.3.7)$$

В формуле 1.3.7 видно, что число Рейнольдса частицы, при заданных условиях течения флюида, главным образом зависит от отношения диаметров аэрозольной частицы и капиллярной трубки. Предполагая ламинарное течение $Re_f < 2300$ и имея в виду часто

употребляемые значения диаметров капиллярных трубок имеют порядок около одного миллиметра, а срединных диаметров аэрозольных кластеров до несколько сотых нанометров, легко заключить, что почти для всех значений $Re_f < 2300$ число Рейнольдса частицы имеет значения $Re_p < 0.1$. В таком случае заменяя соответствующее значение для C_D в формуле 1.3.4 получаем выражение для силы Стокса (формула 1.3.8).

$$F_c = m_a \frac{dv_a}{dt} = 3\pi\eta_r d_a (U - v_a) \quad (1.3.8)$$

Решая дифференциальное уравнение в формуле 1.3.8 для определения скорости аэрозольной частицы при начальных условиях $v_a(t=0) = 0$, получается решение

$$v_a(t) = U \left(1 - \exp\left(-\frac{3\pi\eta_r d_a}{m_a} t\right) \right). \quad (1.3.9)$$

Видно из формуле 1.3.9, что аэрозоль достигает скорость флюида при $t \rightarrow \infty$. В практике нужно найти время, за которое аэрозоль получает долю k_a средней скорости флюида U . Заменяя за скорость аэрозоля $v_a(t) = k_a U$ и решая уравнение получается время t_a за которое аэрозоль получает $k_a \cdot 100\%$ средней скорости флюида

$$t_a = \frac{m_a}{3\pi\eta_r d_a} \ln\left(\frac{1}{1 - k_a}\right). \quad (1.3.10)$$

1.3.3. Эффективность транспортировки частиц

Под понятием эффективность транспортировки подразумевается отношение числа транспортированных частиц к начальному числу частиц. Эффективность траснпортировки в методе транспортировки газовой струёй зависит от большого числа параметров, таких как длина и радиус капиллярной трубки, объёмный расход, вид аэрозольных частиц, вид несущего газа ... В работе [24] были экспериментально измерены эффективности транспортировки нуклидов аэрозольными кластерами при разных температурах аэрозольной печи. В заключении получилось, что при использовании $ZnBr_2$, $PbCl_2$ и $MgCl_2$ максимальная эффективность транспортировки получается меньше, чем 60%, а при использовании KCl получается максимальная эффективность около 65%.

В общем, при условиях ламинарного течения в капиллярной трубке, главным образом частицы могут потеряться на стенках капиллярной трубки из-за трёх отдельных процессов [22]:

1. Гравитационное осаждение
2. Диффузионное осаждение

3. Инерциальное осаждение при сгибе

Гравитационное осаждение частиц при ламинарном течении флюида в трубке происходит из-за действия силы гравитации на транспортируемые частицы, причём происходит их осаждение на нижней части стенок трубки. Эффективность транспортировки частиц, которая учитывает потери частиц из-за гравитационного осаждения при их транспортировке в горизонтальной цилиндрической трубке, выражается формулой 1.3.11.

$$\eta_{\text{гр}} = 1 - \frac{2}{\pi} \left[2\varepsilon \sqrt{1 - \varepsilon^{\frac{2}{3}}} - \varepsilon^{\frac{1}{3}} \sqrt{1 - \varepsilon^{\frac{2}{3}}} + \arcsin \left(\varepsilon^{\frac{1}{3}} \right) \right] \quad (1.3.11)$$

$$\varepsilon = \frac{3LV_{\text{гр}}}{4DU} \quad (1.3.12)$$

$$V_{\text{гр}} = \frac{\rho_a d_a^2 C_c g}{18\eta_r} \quad (1.3.13)$$

где $V_{\text{гр}}$ —терминальная скорость осаждения, L —длина капиллярной трубки, D —диаметр капиллярной трубки, U —скорость течения флюида, ρ_a —плотность аэрозольных частиц в буферном газе, d_a —средний диаметр аэрозольный кластеров, η_r —вязкость буферного газа, C_c —фактор Каннингема, g —гравитационное ускорение. Фактор Каннингема, который выражается формулой 1.3.14, имеет смысл

$$C_c = 1 + \frac{2\lambda_r}{D_a} \left(1.257 + 0.4 \exp \left(-0.55 \frac{D_a}{\lambda_r} \right) \right) \quad (1.3.14)$$

где λ_r —длина свободного пробега частицы.

Диффузионное осаждение частиц при ламинарном течении флюида в трубке происходит из-за диффузии транспортирующихся частиц из мест с высокой концентрацией к местам с низкой концентрацией частиц. Так как стенки трубки представляют абсорберы частиц флюида, они считаются зонами с нулевой концентрацией. Эффективность транспортировки частиц, которая учитывает потери частиц на стенках трубки из-за диффузионного осаждения при их транспортировке в цилиндрической трубке, выражается формулой 1.3.15.

$$\eta_{\text{дф}} = e^{-\frac{\pi D L V_{\text{диф}}}{Q}} = e^{-\xi Sh} \quad (1.3.15)$$

$$Sh = 3.66 + 0.0668 \frac{D}{L} \frac{Re_f \cdot Sc}{1 + 0.04 \left[\frac{D}{L} Re \cdot Sc \right]^{\frac{2}{3}}} = 3.66 + \frac{0.2672}{\xi + 0.10079 \xi^{\frac{1}{3}}} \quad (1.3.16)$$

$$Sc = \frac{\eta_{\Gamma}}{\rho_{\Gamma} D_{\text{дф}}} \quad (1.3.17)$$

$$\xi = \frac{\pi L D_{\text{дф}}}{Q} \quad (1.3.18)$$

где $D_{\text{дф}}$ —коэффициент диффузии аэрозоля, Q —объёмный расход газа, L —длина капиллярной трубки, Re_f —число Рейнольдса, Sc —число Шмидта, Sc —число Шервуда. Число Шмидта Sh , выражается формулой 1.3.16.

Эффективность транспортировки частиц, которая учитывает потери частиц из-за инерциального осаждения частиц при ламинарного течения флюида в месте трубки, где она претерпевает сгиб под углом φ , выражается формулой 1.3.19.

$$\eta_{\text{сг}} = \left[1 + \left[\frac{Stk}{0.171} \right]^{0.452 \frac{Stk}{0.171} + 2.242} \right]^{-\frac{2}{\pi} \varphi} \quad (1.3.19)$$

$$Stk = \frac{\rho_a d_a^2 C_c U}{18 \eta_{\Gamma} D} \quad (1.3.20)$$

Учитывая тот факт, что одновременно присутствуют все выше перечисленные процессы и каждый из них приносит собственный вклад в потери частиц при их транспортировке, полную эффективность транспортировки частиц в капиллярной трубке $\eta_{\text{кт}}$ можем записать в виде

$$\eta_{\text{кт}} = \eta_{\Gamma} \eta_{\text{дф}} \eta_{\text{сг}} \cdot \quad (1.3.21)$$

2. Описание экспериментальной установки

Исследовательский реактор TRIGA-Майнц, который находится в институте ядерной химии в Майнцском университете имени Иоганна Гутенберга в Германии, был построен в 1965 году. Он является легководным реактором, использующим тепловыделяющие элементы, которые состоят из сплава UZrH . В качестве ядерного топлива используется уран с обогащением ^{235}U до 20%. В качестве замедлителя нейтронов и теплоносителя используется вода. Реактор TRIGA-Майнц может оперировать как в импульсном, так и в постоянном режиме. В импульсном режиме реактором можно стабильно оперировать около 30 миллисекунд с максимальной термальной мощностью 250 МВт. Реактором возможно оперировать и в стабильном постоянном режиме при термальной мощности с 100 мВт до 100 кВт, которым соответствует поток нейтронов плотностью около $10^5 \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ и $10^{11} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$.

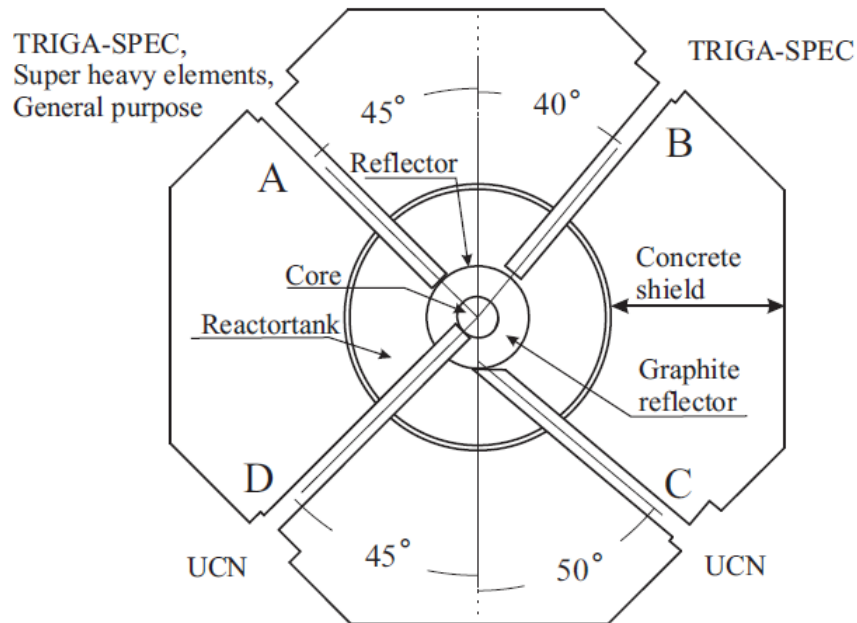


Рис. 2.0.1: Расположение каналов для вывода пучков нейтронов на реакторе TRIGA-Майнц [1]

На рисунке 2.0.1 показано расположение четырёх каналов для вывода пучков нейтронов. Два канала из них, которые на рисунке находятся внизу, используются для проведения химических экспериментов. Мишенная камера, которая сделана из титана, помещена в канале В вблизи активной зоны (рисунок 2.0.1). Она имеет сложную форму 2.0.2, которая состоит из двух частей. Половина мишенной камеры представляет собой цилиндр, а вторая

часть представляет собой усечённый конус. Цилиндрическая часть мишенной камеры имеет радиус 25 мм и высоту 15 мм, а коническая часть имеет большой радиус 25 мм, маленький радиус 5 мм и высоту 20 мм. В качестве мишени использовался тонкий слой ^{235}U толщиной $612 \text{ мкг}/\text{см}^2$, который был нанесён на нижней стенке мишенной камеры как изображено на рисунке 2.0.2. Над него нанесен тонкий слой алюминия 10 мкм, который служит для улучшения термализации осколков деления.

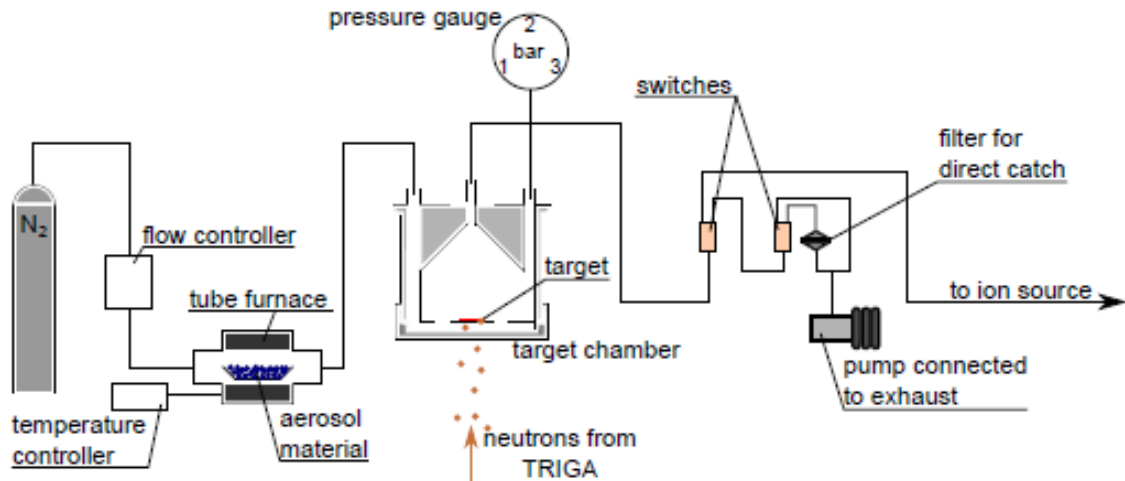


Рис. 2.0.2: Основная схема процесса транспортировки газовой струёй [8]

Мишенная камера подключается к аэрозольной печи с помощью капиллярной трубки диаметром 4 м, а аэрозольная печь через регулятор тока подключается к дьюару с азотом, который используется в качестве несущего и буферного газа. К мишенной камере также подключён и манометр, который измеряет давление буферного газа. К концу второй части мишенной камеры, которая представляет собой усечённый конус, подключается капиллярная трубка диаметром 0.86 мм с длиной 5.22 м. В конце капиллярной трубки находится переключатель систем капиллярных трубок. Первая капиллярная трубка с диаметром 1.2 мм тянется до ионного источника. Вторая капиллярная трубка с диаметром 2 мм продолжается до второго переключателя, от которого одна капиллярная трубка подключается к установке для сбора аэрозольных частиц и радиоактивных нуклидов (установка эксперимента DC-Direct Catch, который объяснен в четвёртой главе). Установка состоит из двух металлических конусов, между которыми помещается фильтр сделанный из стекловолокна, на котором собираются аэрозоли и осколки деления, прикреплённые к ним.

3. Эксперимент для измерения кумулятивного времени транспортировки

3.1. Описание эксперимента

На исследовательском реакторе TRIGA-Mainz были проведены эксперименты для измерения кумулятивного времени транспортировки нуклидов из мишенной камеры до Ge(Li) детектора, который был помещен на длине 7.65 м системы капиллярных трубок. Детектор измерял полную активность нуклидов, которые в данном моменте времени проходят через эту часть капиллярной трубки, перпендикулярно которой он был помещен.

Эксперимент для измерения кумулятивного времени транспортировки проводился в импульсном режиме работы реактора. Мишень облучалась в течении времени 25 мс до 35 мс термальными нейтронами плотностью потока $2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. В качестве вещества мишени использовался тонкий слой 1100 мкг $^{235}_{92}\text{U}$ толщиной 612 мкг/см², который был нанесён на нижней стенке мишенной камеры, как изображено на рисунке 2.0.2. После облучения ядра мишени делятся и получают быстрые осколки деления, которые термализуются в буферном газе и прикрепляются к аэрозольным частицам, которые откачиваются из мишенной камеры в систему капиллярных трубок. Аэрозольные частицы вместе с осколками деления транспортируются по всей длине первой капиллярной трубки диаметром 0.86 мм и длиной 5.22 м. После первого переключателя (рисунок 2.0.2) их транспортировка продолжается по капиллярной трубке диаметром 1.2 мм в направлении к ионному источнику. На расстоянии 2.43 м второй капиллярной трубки, помещается германий-литиевый детектор перпендикулярно стенкам капиллярной трубки, который измеряет проходящую активности радиоактивных нуклидов в этой части капиллярной трубки.

Детектор подключается к спектрометрическому тракту, выводящему гамма-спектр на компьютере в виде числа отсчётов детектора за единицу времени. Из-за того, что измеряется активность всех осколков деления, проходящих в единицу времени в этой части капиллярной трубки, время транспортировки всех этих нуклидов называется кумулятивным временем транспортировки радиоактивных нуклидов.

На установке TRIGA-SPEC были проведены 13 экспериментов для измерения кумулятивного времени транспортировки при объёмных расходах несущего газа 400, 500, 600, 700 и 800 мл/мин и при постоянной температуре аэрозольной печи 290С. В следующем подразделе

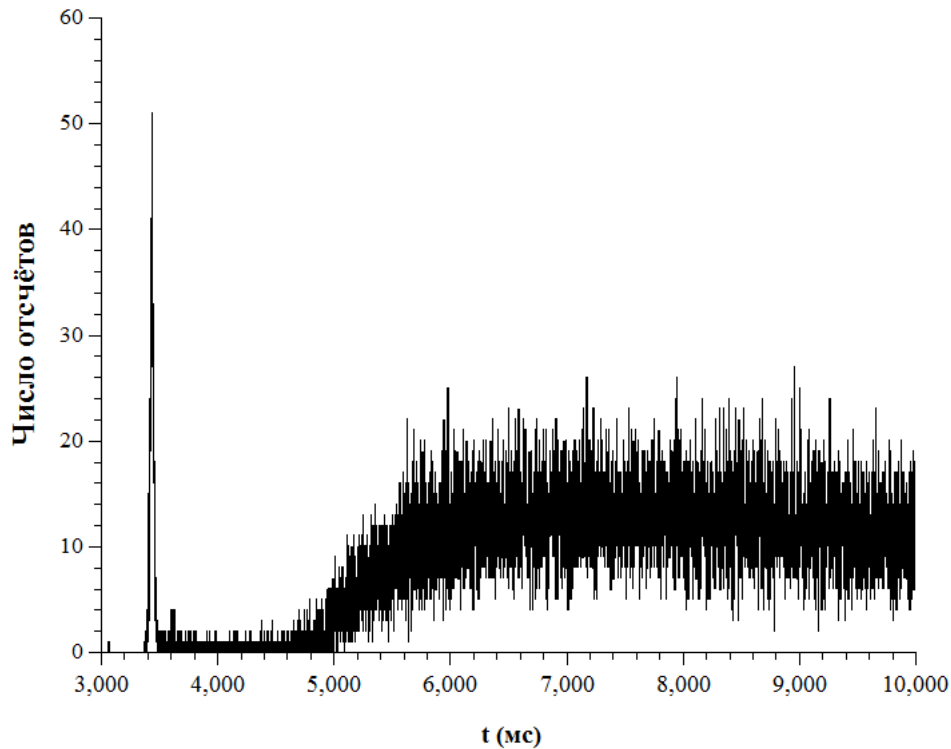


Рис. 3.2.1: Схема Gas-Jet процесса

излагаются результаты экспериментальных измерений и их обработка с целью получения кумулятивного времени транспортировки.

3.2. Экспериментальные результаты кумулятивного времени транспортировки

При облучении мишени потоком тепловых нейтронов в спектре (рис. 3.2.1), полученном гамма-детектором, сразу появлялся острый и высокий пик, который соответствует повышению фона среды при облучении мишени. После этого пика в спектре виден только низкий фон среды, а через некоторое время начинается повышение числа отсчетов детектора до определенного максимума и потом медленный спад числа счётов в спектре. Часть спектра, где появляется только фон среды говорит об отсутствии продуктов деления, которые ещё транспортируются в мишенной камере или находятся в начальной части системы капиллярных трубок. Часть спектра, где появляется рост и затем медленный спад числа отсчетов говорит о том, что уже успешно были транспортированы радиоактивные нуклиды в этой части капиллярной трубки.

Время кумулятивной транспортировки радиоактивных нуклидов из мишенной камеры до определённой точки капиллярной трубки, определялось с помощью спектра, полученного гамма детектором, на котором были изображены число отсчетов в данном моменте времени. Сначала был сделан фит спектра в программе QtiPlot с помощью формулы 3.2.1. Видно из

формулы 3.2.1, что для определённого значения t , возможно получить одну из четырёх комбинаций для функции фита в зависимости от того, какая из функций является максимальной в данном моменте времени.

$$F_{\Phi}(t) = \max \left[\frac{b}{2}, f_{\Pi}(t; A_{\Pi}, t_{\Pi}, t_{\Pi\Pi}, t_{\Pi\Pi}, b) \right] + \max \left[\frac{b}{2}, f_{\Gamma}(t; A_{\Gamma}, t_{\Pi}, \Delta t_{\text{КТ}}, t_{\Gamma\Pi}, t_{\Gamma\Pi} \right] \quad (3.2.1)$$

$$f_{\Pi}(t; A_{\Pi}, t_{\Pi}, t_{\Pi\Pi}, t_{\Pi\Pi}, b) = \frac{b}{2} + A_{\Pi} \left(1 - \exp \left(\frac{t_{\Pi} - t}{t_{\Pi\Pi}} \right) \right) \exp \left(\frac{t_{\Pi} - t}{t_{\Pi\Pi}} \right) \quad (3.2.2)$$

$$f_{\Gamma}(t; A_{\Gamma}, t_{\Pi}, t_{\text{ТОТ}}, t_{\Gamma\Pi}, t_{\Gamma\Pi}, b) = \frac{b}{2} + A_{\Gamma} \left(1 - \exp \left(\frac{t_{\Pi} + t_{\text{ТОТ}} - t}{t_{\Gamma\Pi}} \right) \right) \exp \left(\frac{t_{\Pi} + t_{\text{ТОТ}} - t}{t_{\Gamma\Pi}} \right) \quad (3.2.3)$$

Видно, что формула фита $F_{\Phi} = f(t; A_{\Pi}, A_{\Gamma}, t_{\Pi}, \Delta t_{\text{КТ}}, t_{\Pi\Pi}, t_{\Gamma\Pi}, t_{\Pi\Pi}, t_{\Gamma\Pi}, b)$ зависит от девяти параметров. Параметр b определяет значение фона среды. Чтобы легче объяснить остальные параметры функции фита, делается перестановка $t_{\text{ТОТ}} = t_{\Gamma} - t_{\Pi}$ в формуле 3.2.3. Теперь легко заметить, что обе формулы для $f_{\Pi}(t; A_{\Pi}, t_{\Pi}, t_{\Pi\Pi}, t_{\Pi\Pi}, b)$ и $f_{\Gamma}(t; A_{\Gamma}, t_{\Pi}, t_{\text{ТОТ}}, t_{\Gamma\Pi}, t_{\Gamma\Pi}, b)$ можно записать в более общем виде с помощью формулы 3.2.4, где $i = \Pi, \Gamma$.

$$f_i(t; A_i, t_i, t_{i\Pi}, t_{i\Pi}, b) = \frac{b}{2} + A_i \left(1 - \exp \left(\frac{t_i - t}{t_{i\Pi}} \right) \right) \exp \left(\frac{t_i - t}{t_{i\Pi}} \right) \quad (3.2.4)$$

Формула 3.2.4 зависит от пяти параметров, которые используются при фите спектра (рис. 3.2.1). Параметр A_i связан с амплитудой или максимумом функции фита, параметр t_i связан с моментом времени, когда начинает удовлетворяться неравенство $f_i(t; A_i, t_i, t_{i\Pi}, t_{i\Pi}, b) > \frac{b}{2}$, а параметры $t_{i\Pi}$ и $t_{i\Pi}$, которые входят в степени экспоненциальных функций, описывают соответственно скорость нарастания или спадения функции фита.

Выбор такой функции фита, следует из следующих соображений. Посмотрев на график фита спектра (рисунок ??), видно, что он состоит из трёх частей: часть спектра где появляется пик из-за облучения мишени, часть где появляется счёт детектора из-за транспортированных радиоактивных нуклидов и часть фона среды. Если в формуле 3.2.1 в данном моменте времени удовлетворяются неравенства $\frac{b}{2} < f_{\Pi}(t; A_{\Pi}, t_{\Pi}, t_{\Pi\Pi}, t_{\Pi\Pi}, b)$ и $\frac{b}{2} > f_{\Gamma}(t; A_{\Gamma}, t_{\Pi}, t_{\text{ТОТ}}, t_{\Gamma\Pi}, t_{\Gamma\Pi}, b)$, тогда функция фита $F_{\Phi}(t) = b + f_{\Pi}(t; A_{\Pi}, t_{\Pi}, t_{\Pi\Pi}, t_{\Pi\Pi}, b)$ будет описывать пик из-за облучения мишени, превышающий значение фона среды. В случае, когда формула 3.2.1 в данном моменте времени удовлетворяет неравенства $\frac{b}{2} > f_{\Pi}(t; A_{\Pi}, t_{\Pi}, t_{\Pi\Pi}, t_{\Pi\Pi}, b)$ и $\frac{b}{2} < f_{\Gamma}(t; A_{\Gamma}, t_{\Pi}, t_{\text{ТОТ}}, t_{\Gamma\Pi}, t_{\Gamma\Pi}, b)$, тогда функция фита $F_{\Phi}(t) = b + f_{\Gamma}(t; A_{\Gamma}, t_{\Pi}, t_{\text{ТОТ}}, t_{\Gamma\Pi}, t_{\Gamma\Pi}, b)$ будет описывать появления счётов детектора из-за транспортированных радиоактивных нуклидов, превышающих значение фона среды. Если в формуле 3.2.1 в данном моменте времени удовлетворяются неравенства $\frac{b}{2} > f_{\Pi}(t; A_{\Pi}, t_{\Pi}, t_{\Pi\Pi}, t_{\Pi\Pi}, b)$ и $\frac{b}{2} > f_{\Gamma}(t; A_{\Gamma}, t_{\Pi}, t_{\text{ТОТ}}, t_{\Gamma\Pi}, t_{\Gamma\Pi}, b)$, тогда функция фита $F_{\Phi}(t) = b$ будет описывать только фон среды. Четвёртая комбинация, когда $\frac{b}{2} < f_{\Pi}(t; A_{\Pi}, t_{\Pi}, t_{\Pi\Pi}, t_{\Pi\Pi}, b)$ и $\frac{b}{2} < f_{\Gamma}(t; A_{\Gamma}, t_{\Pi}, t_{\text{ТОТ}}, t_{\Gamma\Pi}, t_{\Gamma\Pi}, b)$ не реализуется.

Причина выбора второго слагаемого в формуле 3.2.4 в таком виде следует из следующих простых соображений. Если хочется описать только часть спектра, которая соответствует появлению счётов детектора из-за транспортированных радиоактивных нуклидов, тогда сначала вместо рассмотрения кумулятивной задачи, где учитываются все нуклиды, получившиеся при делении мишени, будет рассматриваться упрощенная задача транспортировки одного сорта нуклида. С помощью формулы 1.2.3 можем записать, что число нуклидов одного сорта $N(t)$ в мишенной камере, учитывающая увеличения чисел нуклидов из-за деления мишени и уменьшение чисел нуклидов из-за их одновременного бета распада, задаётся формулой

$$N(t) = \frac{\Gamma}{\lambda_T} [1 - \exp(-\lambda_T t)]. \quad (3.2.5)$$

где λ_T —постоянная распада нуклида и Γ —скорость генерации нуклида, находящегося в мишенной камере. С другой стороны, вероятность регистрации гамма-квантов радиоактивных нуклидов детектором, которые были транспортированы из мишенной камеры за время t_{TOT} , зависит главным образом от их активности, которая задаётся формулой 3.2.6.

$$A(t) = \lambda_T N_T(t) \exp(-\lambda_T(t - t_{\text{TOT}})). \quad (3.2.6)$$

В формуле 3.2.5 величина $N_T(t)$ имеет смысл числа транспортированных нуклидов, которые находятся вблизи детектора во времени $t \geq t_{\text{TOT}}$. Но так как число транспортированных нуклидов в определённой точке капиллярной трубки в определённом моменте времени t зависит от того, сколько нуклидов получилось в мишенной камере в определённом предыдущем моменте времени $t - t_{\text{TOT}}$ и сколько из них распались до этой точки капиллярной трубки за время транспортировки t_{TOT} , тогда можно предположить что величина $N_T(t)$ будет зависеть пропорционально от числа нуклидов, которые создались и сразу начали транспортироваться в моменте времени $t - t_{\text{TOT}}$. Учитывая это соображение $N_T \sim N(t - t_{\text{TOT}})$ и подставляя его в формулу 3.2.6, получаем формулу

$$A(t) \sim [1 - \exp(-\lambda_T(t - t_{\text{TOT}}))] \exp(-\lambda_T(t - t_{\text{TOT}})). \quad (3.2.7)$$

Из-за того, что время начала транспортировки определяется как время появления пика облучения мишени t_{II} , нужно сделать временной сдвиг $t \rightarrow t - t_{\text{II}}$ в формуле 3.2.7 и, вводя константу пропорциональности A_T можно получить формулу

$$A(t) = A_T [1 - \exp(-\lambda_T(t - t_{\text{II}} - t_{\text{TOT}}))] \exp(-\lambda_T(t - t_{\text{II}} - t_{\text{TOT}})). \quad (3.2.8)$$

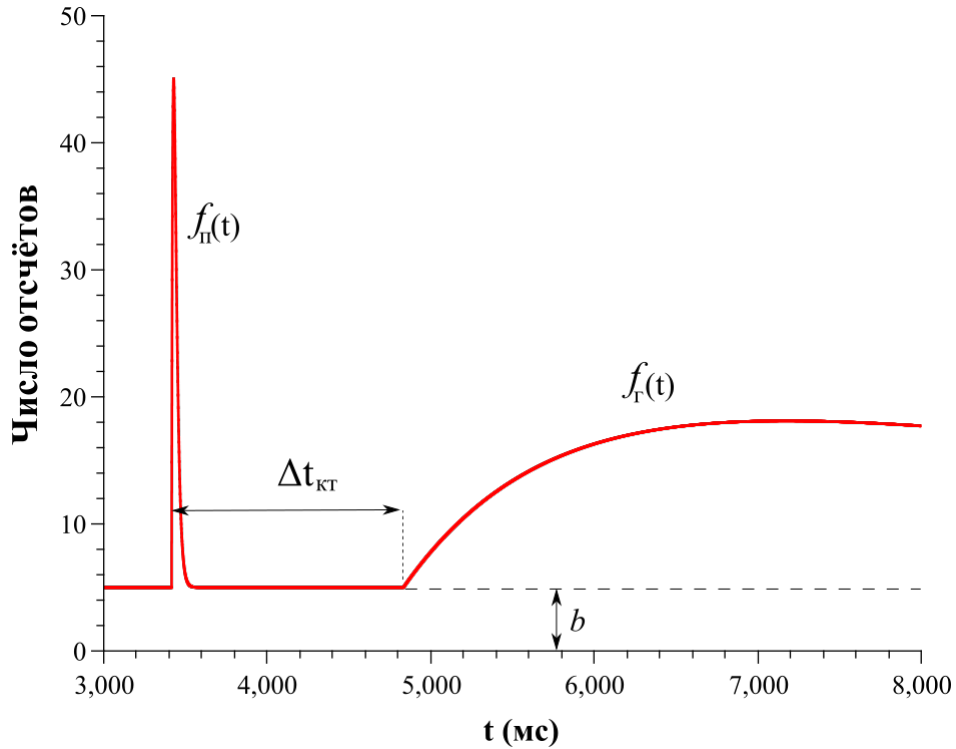


Рис. 3.2.2: Формула фита спектра для измерения кумулятивного времени транспортировки

В формуле 3.2.8 выражение в больших скобках вместе с постоянной пропорциональности говорит о числе транспортированных нуклидов вблизи детектора, а экспоненциальная функция в конце формулы говорит о вероятности распада транспортированных нуклидов. В общем случае, когда имеется одновременная транспортировка разных сортов нуклидов с различными скоростями генерации и соответственно с различными вероятностями распада вблизи детектора, тогда нужно суммировать все активности нуклидов, которые вносят вклад в спектр. Из-за непрактичной сложности такой формулы фита предполагается, что модифицированная формула, которая получается из формулы 3.2.8, будет описывать кумулятивную часть спектра. Модификации состоят в том, что части в формуле, которые будут соответствовать кумулятивному числу транспортированных нуклидов и кумулятивной вероятности распада радионуклидов, будут описываться различными кумулятивными «постоянными распада» $\lambda_{гн}$ и $\lambda_{гс}$, которые будут получаться из фита спектра. Так как они имеют размерность обратного времени, перезаписывая их соответственно в виде $\frac{1}{t_{гн}}$ и $\frac{1}{t_{гс}}$ и сделав выше сказанные модификации в формуле 3.2.8, получаем формулу фита 3.2.9, описывающую нарастание счётов в детекторе из-за транспортированных радионуклидов.

$$A(t) = A_r \left[1 - \exp\left(\frac{t_n + t_{\text{TOT}} - t}{t_{гн}}\right) \right] \exp\left(\frac{t_n + t_{\text{TOT}} - t}{t_{гс}}\right) \quad (3.2.9)$$

Величина кумулятивного времени транспортировки была определена с помощью формулы 3.2.1, как разность между временем появления счётов из-за активностей транспортированных нуклидов в капиллярной трубке t_r и временем появления счётов в спектре из-за об-

лучения мишени потоком тепловых нейтронов $t_{\text{п}}$. Экспериментальные измерения времени транспортировки были получены при 13 пульсах реактора. При этом, чтобы исследовать изменение кумулятивного времени транспортировки в зависимости от объёмного расхода газа, 4 измерения были сделаны при объёмных расходах 400 мл/мин, 3 измерения при объёмных расходах 800 и 600 мл/мин и одно измерение при объёмных расходах 300, 500 и 700 мл/мин. В таблицах 3.2.1 и 3.2.2, изложены результаты для параметров формулы фита 3.2.1

Таблица 3.2.1: Параметры формулы 3.2.2 фита спектра для измерения $t_{\text{тот}}$

Пульс №	Q (мл/мин)	$A_{\text{п}} \cdot 10^6$ (мс)	$\Delta A_{\text{п}} \cdot 10^9$ (мс)	$t_{\text{пр}} \cdot 10^7$ (мс)	$\Delta t_{\text{пр}} \cdot 10^8$ (мс)	$t_{\text{пс}}$ (мс)	$\Delta t_{\text{пс}}$ (мс)
1	400	373	3.65	438	4.28	12.78	0.25
2	400	9110	2.38	14700	3.79	14.78	0.25
3	400	9220	1.96	13600	3.02	14.66	0.23
4	400	21500	2.32	37700	3.92	16.39	0.23
5	600	0.136	1.73	0.278	3.55	16.78	0.68
6	600	91	1.68	140	2.59	14.98	0.18
7	600	60	2.37	97.3	3.85	15.34	0.18
8	800	1.26	1.67	2.53	3.34	16.75	0.78
9	800	-1500	1.15	-2340	1.80	15.05	0.15
10	800	224	1.48	468	3.09	17.52	0.17
11	700	-1070	9.09	-1690	1.43	14.56	0.15
12	500	3.25	1.65	6.07	308	15.96	0.22
13	300	30	2.37	55.7	4.37	16.14	0.21

Таблица 3.2.2: Параметры формулы 3.2.3 фита спектра для измерения t_{TOT}

Пульс №	Q (мл/мин)	A_T (мс)	ΔA_T (мс)	$t_{\text{ГР}}$ (мс)	$\Delta t_{\text{ГР}}$ (мс)	$t_{\text{ГС}}$ (мс)	$\Delta t_{\text{ГС}}$ (мс)
1	400	19.03	0.22	1033.89	29.81	8913.48	135.15
2	400	13.02	0.17	880.18	30.18	8854.21	162.94
3	400	11.10	0.15	866.20	31.18	8363.56	146.35
4	400	9.32	0.14	832.94	34.33	7869.80	153.09
5	600	8.06	0.10	660.80	27.99	8449.23	157.96
6	600	5.84	0.07	352.93	19.61	8231.84	152.91
7	600	5.18	0.06	242.26	15.98	7726.16	144.15
8	800	3.85	0.05	144.81	12.94	6392.19	128.37
9	800	3.71	0.05	164.69	14.47	6337.59	133.72
10	800	3.27	0.04	150.14	14.68	6266.96	141.93
11	700	3.45	0.05	166.72	15.25	5663.75	129.25
12	500	4.33	0.05	226.87	16.58	6302.56	127.75
13	300	7.24	0.12	748.53	35.27	6929.81	140.89

Из таблицы 3.2.3 видно что, времена кумулятивной транспортировки радиоактивных нуклидов при объёмном расходе в интервале от 400 мл/мин до 800 мл/мин, имеют значения в интервале от 0.94 с до 1.41 с.

Таблица 3.2.3: Параметры формулы 3.2.2 фита спектра и кумулятивные времена транспортировки

Пульс №	Q (мл/мин)	t_{TOT} (мс)	Δt_{TOT} (мс)	t_{II} (мс)	Δt_{II} (мс)	b (мс)	Δb (мс)
1	400	1417.88	10.34	3414.72	0.24	0.16	0.04
2	400	1380.26	11.17	4586.73	0.21	0.16	0.03
3	400	1355.19	12.31	3252.92	0.18	0.19	0.03
4	400	1351.21	13.17	3781.49	0.20	0.18	0.03
5	600	1085.26	12.55	3807.84	0.21	0.16	0.03
6	600	1057.95	10.99	2789.81	0.15	0.17	0.03
7	600	1140.33	9.60	2652.80	0.15	0.19	0.02
8	800	943.45	8.13	3510.47	0.17	0.15	0.02
9	800	941.64	8.96	3152.19	0.13	0.15	0.02
10	800	946.40	9.20	2992.19	0.16	0.14	0.02
11	700	1028.94	9.36	2592.06	0.14	0.19	0.02
12	500	1263.89	9.75	2593.75	0.15	0.22	0.02
13	300	1505.55	14.05	3175.64	0.18	0.23	0.02

3.3. Теоретическое моделирование эксперимента

3.3.1. Теоретические вычисления времени транспортировки

Теоретическое моделирование эксперимента измерения кумулятивного времени транспортировки делается с целью хорошего понимания зависимости времени транспортировки от параметров эксперимента и получения математических связей между ними для их дальнейшего использования в задаче переноса результатов, полученных на реакторе TRIGA-Mainz, на реактор ПИК.

Эта задача разделяется на четыре части, в которых происходит транспортировка радиоактивных нуклидов. Это разделение происходит из-за разных геометрий и параметров системы транспортировки (Рисунок 3.3.1). Первые две части задачи относятся к двум разным геометриям мишенной камеры, а третья и четвёртая часть относятся к системе двух различных капиллярных трубок. Первая часть задачи относится к транспортировке нуклидов в первой части мишенной камеры, которая является цилиндром. Вторая часть задачи, представляет собой связана с усечённым конусом, а третья и четвёртая часть задачи также

относятся к цилиндру.

Кумулятивное время транспортировки $\Delta t_{\text{кум}}$ будет определяться как сумма всех времён транспортировки во всех четырёх частях задачи

$$\Delta t_{\text{кум}} = \Delta t_{\text{м}} + \Delta t_{\text{т}} = \Delta t_{\text{м1}} + \Delta t_{\text{м2}} + \Delta t_{\text{к1}} + \Delta t_{\text{к2}}. \quad (3.3.1)$$

В формуле 3.3.1 буквами «м» и «т» обозначены кумулятивные времена транспортировки в мишенной камере и капиллярных трубках, а цифрами обозначены отдельные части транспортировки, как выше сказано.

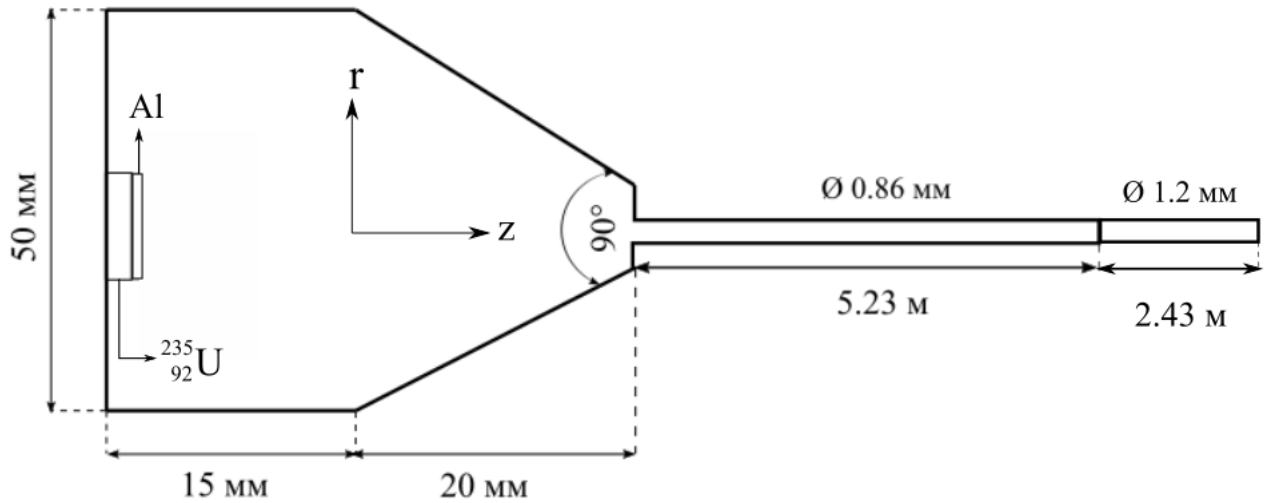


Рис. 3.3.1: Схема мишенной камеры, использована на реакторе TRIGA-Майнц и система капиллярных трубок

Получить теоретическим путём траектории аэрозольных частиц в мишенной камере, представляет собой очень трудную задачу. В мишенной камере одновременно происходят несколько процессов, которые влияют на процесс транспортировки аэрозольных частиц. Процесс постоянного продувания буферного газа в мишенную камеру, процесс термализации осколков деления в буферном газе и сложная геометрия мишенной камеры представляют большие физические препятствия получения аналитического решения задачи траекторий аэрозольных частиц. Также кроме этих сложностей, появляются и турбулентных вихрей в разных частях мишенной камеры, которые дополнительно усложняют теоретическую задачу. Из-за всех перечисленных сложных процессов и непредсказуемых изменений параметров газодинамической задачи, картину движения аэрозоля аналитически не возможно получить. Поэтому, чтобы упростить аналитическую задачу, будем считать, что течение в мишенной камере является ламинарным. В этом приближении будем искать оценочную формулу, описывающую кумулятивное время транспортировки аэрозольных частиц в мишенной камере.

В самом начале нужно проверить, отличается ли скорость аэрозольных кластеров от скорости несущего газа, при их транспортировке до детектора. Поэтому, пользуясь форму-

лой 1.3.10 и подставляя значения для вязкости азота при комнатной температуре, среднего диаметра 38 нм аэрозольных кластеров и беря значения масс аэрозольных кластеров в интервале 10^5 а.е.м. - 10^{11} а.е.м. получаем, что аэрозольный кластер получает 99% скорости несущего газа в интервале времени 0.12 нс - 120 мкс. Так как эти времена очень маленькие по сравнению с временем транспортировки аэрозольных частиц, делается вывод, что они будут двигаться практически при транспортировке со скоростью несущего газа. Во всех остальных расчётах будет считаться, что скорость аэрозольных частиц равняется скорости несущего газа.

Теперь учитывая предыдущие соображения, можно продолжить с выводом формулы кумулятивного времени транспортировки, рассматривая движение аэрозольных частиц по центральной оси z , в мишенной камере. Благодаря тому, что первая часть мишенной камеры является цилиндром, легко получается формула для кумулятивного времени транспортировки в первой части мишенной камеры. Оно просто является отношением пути, который его проходит аэрозольная частица, к максимальной скорости аэрозольной частицы при ламинарном течении. Длина пути, которую проходит частица в цилиндре является его высота и обозначается символом L_{m1} , а радиус цилиндра обозначим символом R_{max} , для которого дальше в тексте будет дано объяснение этого обозначения. Зная, что при ламинарном течении связь между максимальной v_{max} и средней $\langle v \rangle$ скоростей частиц выражается формулой $v_{max} = 2 \langle v \rangle$, а связь между средней скоростью частиц и объёмным расходом Q выражается формулой $\langle v \rangle = Q/A$, где $A = \pi R_{max}^2$ представляет площадь основания цилиндра, можно легко получить формулу для кумулятивного времени транспортировки в первой части мишенной камеры Δt_{m1} .

$$\Delta t_{m1} = \frac{L_{m1}}{v_{max1}} = \frac{\pi L_{m1} R_{max}^2}{2Q} \quad (3.3.2)$$

Так как радиоактивные нуклиды не начинают транспортироваться от стенки мишенной камеры, где находится слой мишени, а с расстояния равного пробегу l_a частицы в буферном газе, в формуле делается поправка на точку начала движения осколка деления. При этом делаются несколько предположений. Во-первых считается, что осколки деления мгновенно термализуются в буферном газе. Во-вторых предполагается, что первые радиоактивные осколки деления, которые пойдут мимо детектора и будут зарегистрированы им, являются осколками деления с самой большой длиной пробега в буферном газе и с самым большим выходом при деления ядра мишени. В таблице 3.3.1 показаны энергетические потери ΔE_{Al} осколков деления в тонком слое алюминия и их пробег R_{N_2} в буферном газе при трёх разных кинетических энергиях, которые были получены с помощью программ [25] [26]. В этом случае считалось, что осколки деления получают на поверхности мишени сразу

до алюминиевого слоя и не смотрелся пробег осколков деления в мишени, чтобы получить возможно большой пробег осколка деления.

Таблица 3.3.1: Энергетические потери и длины пробега осколков делений при разных кинетических энергиях

Нуклид	70 МэВ		80 МэВ		90 МэВ	
	ΔE_{Al} (МэВ)	R_{N_2} (мм)	ΔE_{Al} (МэВ)	R_{N_2} (мм)	ΔE_{Al} (МэВ)	R_{N_2} (мм)
$^{144}_{59}\text{Pr}$	59.56	7.7	66.99	9.04	74.24	10.93
$^{143}_{58}\text{Ce}$	57.52	10.33	65.01	12.02	72.21	13.53
$^{140}_{56}\text{Ba}$	59.27	8.18	66.89	10.16	66.75	10.27
$^{135}_{55}\text{Cs}$	60.81	7.16	68.29	8.87	75.52	10.39
$^{134}_{52}\text{Te}$	60.90	7.31	68.29	9.12	75.34	10.68
$^{99}_{43}\text{Tc}$	64.54	5.17	72.09	6.95	75.15	8.43
$^{93}_{40}\text{Zr}$	64.77	5.21	72.19	6.97	79.01	8.52
$^{91}_{38}\text{Sr}$	64.56	5.53	71.44	7.31	78.32	8.87

Видно из этой таблицы, что пробег осколков деления сравним с длиной первой части мишенной камеры 15 мм. Поэтому можно переписать формулу с коррекцией длины пути осколка.

$$\Delta t_{m1} = \frac{L_{m1} - l_a}{v_{max1}} = \frac{L_{m1} - l_a}{2Q} \pi R_{max}^2 \quad (3.3.3)$$

Вторая часть мишенной камеры из-за сложной конической геометрии будет аппроксимирована на цилиндр, который имеет тот же самый объём $V_{ц2}$ как и объём второй части мишенной камеры V_{m2} , который является усечённым конусом. Чтобы найти объём этого усечённого конуса V_{m2} , обозначим его большой радиус символом R_{max} , его маленький радиус символом R_{min} и его высоту символом L_{m2} . Тогда зависимость радиуса конуса от расстояния z будет задаваться формулой 3.3.4.

$$R_2(z) = \frac{R_{min} - R_{max}}{L_{m2}} z + R_{max} \quad (3.3.4)$$

Чтобы, получить объём второй части мишенной камеры делается переход в цилиндрические координаты.

$$V_{m2} = \int dV = \int_0^{2\pi} \int_0^{L_{m2}} \int_0^{R_2} r dr dz d\varphi \quad (3.3.5)$$

$$V_{m2} = \int dV = \frac{L_{m2}}{R_{min} - R_{max}} \int_0^{2\pi} \int_0^{L_2} \int_0^{\frac{R_{min} - R_{max}}{L_{m2}} z + R_{max}} r dr dz d\varphi = \quad (3.3.6)$$

$$= \pi \int_0^{L_{M2}} \left(\frac{R_{\text{мин}} - R_{\text{макс}}}{L_2} z + R_{\text{макс}} \right)^2 dz = \frac{L_{M2}\pi}{R_{\text{мин}} - R_{\text{макс}}} \left(\frac{R_{\text{мин}}^3 - R_{\text{макс}}^3}{3} \right) = \quad (3.3.7)$$

$$= \frac{L_{M2}\pi}{3} (R_{\text{мин}}^2 + R_{\text{мин}}R_{\text{макс}} + R_{\text{макс}}^2) \quad (3.3.8)$$

Учитывая предположение, что аэрозольные частицы с осколками деления движутся во второй части мишенной камеры по центральной оси усечённого конуса, тогда длина пути аэрозольных частиц в аппроксимированном цилиндре должна иметь ту же самую величину. При этом соображении высота аппроксимированного цилиндра $L_{ц2}$ считается равной высоте пересечённого конуса L_{M2} , Отсюда вытекает заключение, что из-за того, что объёмы и высоты цилиндра и конуса-одинаковы, тогда поперечное сечение цилиндра будет задаваться формулой

$$V_{ц2} = V_{M2} \Rightarrow A_{ц2} = \frac{\pi}{3} (R_{\text{мин}}^2 + R_{\text{мин}}R_{\text{макс}} + R_{\text{макс}}^2). \quad (3.3.9)$$

Теперь можно получить время кумулятивной транспортировки Δt_{M2} во второй части мишенной камеры используя формулу $v_{max2} = 2Q/A_{ц2}$.

$$\Delta t_{M2} = \frac{L_{M2}}{v_{max2}} = \frac{L_{M2}}{2\langle v \rangle} = \frac{L_{M2}\pi}{6Q} (R_{\text{мин}}^2 + R_{\text{мин}}R_{\text{макс}} + R_{\text{макс}}^2) \quad (3.3.10)$$

Благодаря тому, что геометрия системы капиллярных трубок совпадает с геометрией первой части мишенной камеры, мы можем использовать то же самое решение, данное формулой 3.3.4, где радиусы и длины капиллярных трубок соответственно обозначим символами R_{T1} , R_{T2} , L_{T1} и L_{T2} , чтобы записать время транспортировки в первой Δt_{T1} и второй Δt_{T2} капиллярной трубке.

Теперь запишем формулу 3.3.1 заменяя формулы для Δt_{M1} , Δt_{M2} , Δt_{T1} и Δt_{T2} .

$$\Delta t_{\text{кум}} = \frac{L_{M1} - l_a}{2Q} \pi R_{\text{макс}}^2 + \frac{L_{M2}\pi}{6Q} (R_{\text{мин}}^2 + R_{\text{мин}}R_{\text{макс}} + R_{\text{макс}}^2) + \frac{\pi L_{T1}R_{T1}^2}{2Q} + \frac{\pi L_{T2}R_{T2}^2}{2Q} \quad (3.3.11)$$

В таблице 3.3.2 изложены теоретические расчёты средних времён транспортировки в капиллярных трубках и соответствующих чисел Рейнольдса при разных объёмных расходах. Так-же в таблице излагается время задержки в мишенной камере, которое вычисляется как разность между кумулятивным временем транспортировки нуклидов $t_{\text{тот}}$ и полным временем транспортировки нуклидов по системе капиллярных трубок $\Delta t_T = \Delta t_{T1} + \Delta t_{T2}$.

Таблица 3.3.2: Среднее время транспортировки в капиллярных трубках и мишенной камере

Q (мл/мин)	Re_1	$\Delta t_{т1}$ (мс)	Re_2	$\Delta t_{т2}$ (мс)	$\Delta t_{т}$ (мс)	$\Delta t_{м}$ (мс)
300	489.99	303.22	351.16	274.82	578.04	927.50
400	653.32	227.41	468.21	206.12	433.53	942.59
500	816.66	181.93	585.27	164.89	346.82	917.06
600	979.99	151.61	702.32	137.41	289.02	805.48
700	1143.32	129.95	819.38	117.78	247.73	781.20
800	1306.65	113.70	936.43	103.06	216.76	727.06

3.3.2. Условия выживания нуклидов в процессе транспортировки

Если рассмотреть случай, когда начальное число транспортируемых нуклидов больше единицы $N_0 > 1$, тогда чтобы определить с каким периодом полураспада и выходом нуклиды могут исследоваться, берётся условие $N_n > 1$ в формуле радиоактивного распада нуклидов (формула 3.3.12), что число нераспавшихся нуклидов N_n после их транспортировки за время t_{tot} должно быть больше, чем 1.

$$N_n = N_0 \left(1 - \exp \left(-\frac{\ln(2)}{T_{1/2}} t_{\text{tot}} \right) \right) \quad (3.3.12)$$

При этом условии получается, что нуклиды, которые могут выжить в процессе транспортировки, должны иметь время полураспада

$$T_{1/2} > \frac{\ln(2)}{\ln(N_0)} t_{\text{tot}}. \quad (3.3.13)$$

Чтобы получить возможные исследуемые периоды полураспада нуклидов, воспользуемся формулой 1.2.3, чтобы получить выражение для начального числа транспортируемых нуклидов $N_0 = \sigma N \Phi Y_{ci} \left[1 - \exp \left(-\frac{\ln(2)}{T_{1/2}} t_{\text{об}} \right) \right]$. Поставляя это выражение в неравенство $T_{1/2} > \frac{\ln(2)}{\ln(N_0)} t_{\text{tot}}$ получаем связь между периодом полураспада и кумулятивным выходом возможного исследуемого нуклида. Из-за того, что невозможно эксплицитно выразить период полураспада из-за сложности этой формулы, неравенство в формуле 3.3.13 выразим через величину кумулятивного выхода нуклида. Когда формула 5.3.8 переходит в равенство, эту

функцию будем называть критической функцией транспортировки нуклида.

$$Y_{ci} \geq \frac{\exp\left(\frac{\ln(2) t_{\text{от}}}{T_{1/2}}\right)}{\sigma N \Phi \left[1 - \exp\left(-\frac{\ln(2) t_{\text{об}}}{T_{1/2}}\right)\right]} \quad (3.3.14)$$

Подставляя параметры этого эксперимента в формуле 5.3.8 при объёмных расходах газа 400 мл/мин и посмотрев на график функции $T_{1/2}(Y_{ci})$ на рисунке ??, который получается при перестановке осей графика критической функции $Y_{ci}(T_{1/2})$, можно заключить, что из-за условия, налагаемого формулой 5.3.8 все точки, которые находятся выше графика этой функции являются удовлетворяющими комбинациями периода полураспада и кумулятивного выхода нуклида, который можно исследовать после его времени транспортировки. Чтобы исследовать нуклиды с малыми временами жизни, нужно снизить эту критическую функцию в графике, которое осуществляется с уменьшением времени транспортировки и увеличением времени облучения ядер мишени тепловыми нейтронами.

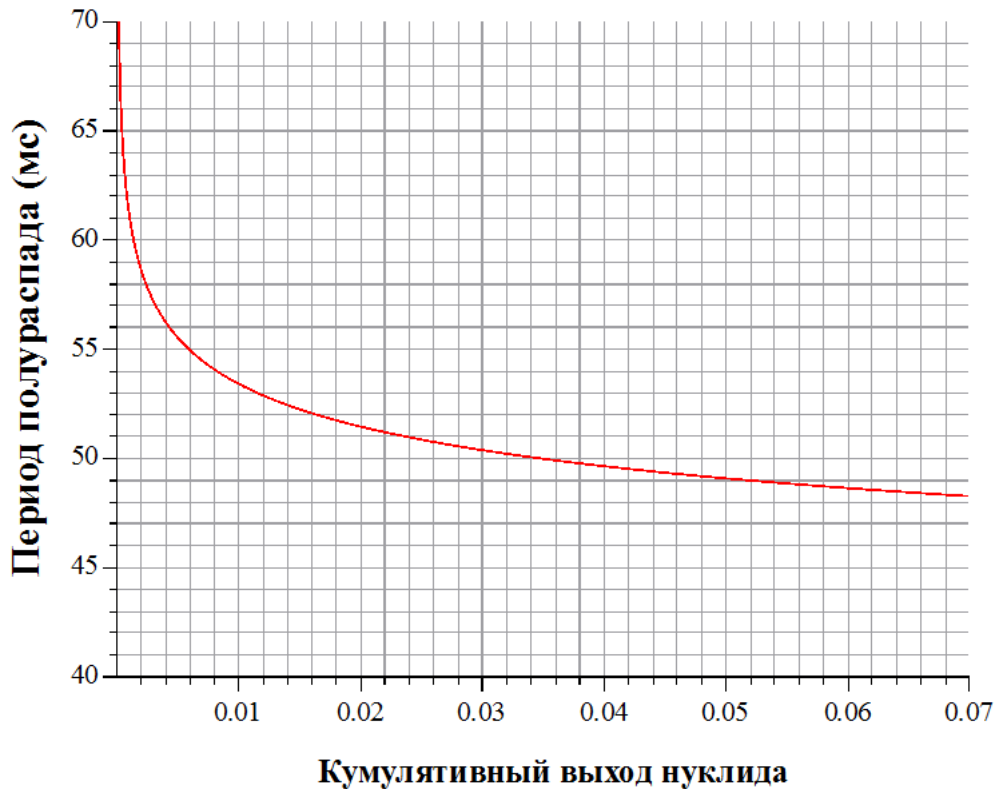


Рис. 3.3.2: График зависимости периода полураспада от кумулятивного выхода нуклида, который может выжить транспортировку при объёмных расходах 400 мл/мин

4. Эксперимент для идентификации транспортированных нуклидов

4.1. Описание эксперимента

На установке TIGA-SPEC был проведён эксперимент для идентификации транспортированных нуклидов, который называется Direct Catch (DC). В этом эксперименте в реакторе происходит постоянное облучение мишени плотностью потока термальных нейтронов $1.8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. Осколки деления после их термализации и прилипания к аэрозольным кластерам откачиваются из мишенной камеры в капиллярную трубку. Потом они транспортируются до первого переключателя (рисунок 2.0.2) и направляются в систему капиллярных трубок, которые подключены к двум металлическим конусам, в которых помещен фильтр из стекловолокна. На этом фильтре происходит сбор аэрозольных частиц вместе с радиоактивными нуклидами, вылетевших из конца капиллярной трубки. После 10 минутного времени сбора фильтр извлекался из экспериментальной установки. Перед извлечением фильтра из установки, течение газа из первой капиллярной трубки переводилось в другую капиллярную трубку с помощью второго переключателя. После вытаскивания фильтра из установки было дано 30 минутное время ожидания перед измерением гамма-спектра радионуклидов из фильтра, которое делается чтобы исключить вклад короткоживущих нуклидов из гамма-спектра. Идея заключается в том что, с увеличением числа различных исследуемых нуклидов, увеличивается число пиков в гамма-спектре. При этом увеличивается сложность строения очень близких пиков и велика вероятность появления суммарных пиков. Поэтому с 30-минутным временем ожидания получается более простой спектр, в котором из-за отсутствия гамма-линий короткоживущих нуклидов можно с большей точности определять гамма-линии долгоживущих нуклидов. После времени ожидания фильтр помещается перед германий-литиевым детектором, который измеряет гамма-спектр транспортированных радиоактивных нуклидов, выживших после транспортировки, сбора и ожидания. Время измерения гамма-спектра было 30 минут.

Результаты измерения гамма-спектра и методы идентификации нуклидов из спектра обширно обсуждается в следующих подразделах этой главы.

4.2. Экспериментальные результаты по идентификации нуклидов

4.2.1. Калибровка гамма-детектора по энергиям и эффективности

Чтобы сделать расшифровку спектра из эксперимента нужно сначала сделать калибровку гамма-детектора (германий-литиевый) детектор по энергиям и эффективности. Калибровка по энергиям делается, чтобы сопоставить каждому каналу детектора определённое значение энергии. Чтобы калибровать детектор по энергиям нужно использовать радиоактивные источники с хорошо известными энергиями гамма-линии. В этой работе были использованы ампулы, которые состояли из несколько радиоактивных источников (рисунок 4.2.1). Преимущество этого подхода, вместо использования одного радиоактивного источника, является увеличение числа ярких пиков в большом диапазоне энергий в калибровочном спектре, которые будут давать более точные результаты. При использовании одного источника очень часто встречается случай, когда он обладает малым числом выделенных гамма-линий, которые не покрывают нужный энергетический спектр калибровки.

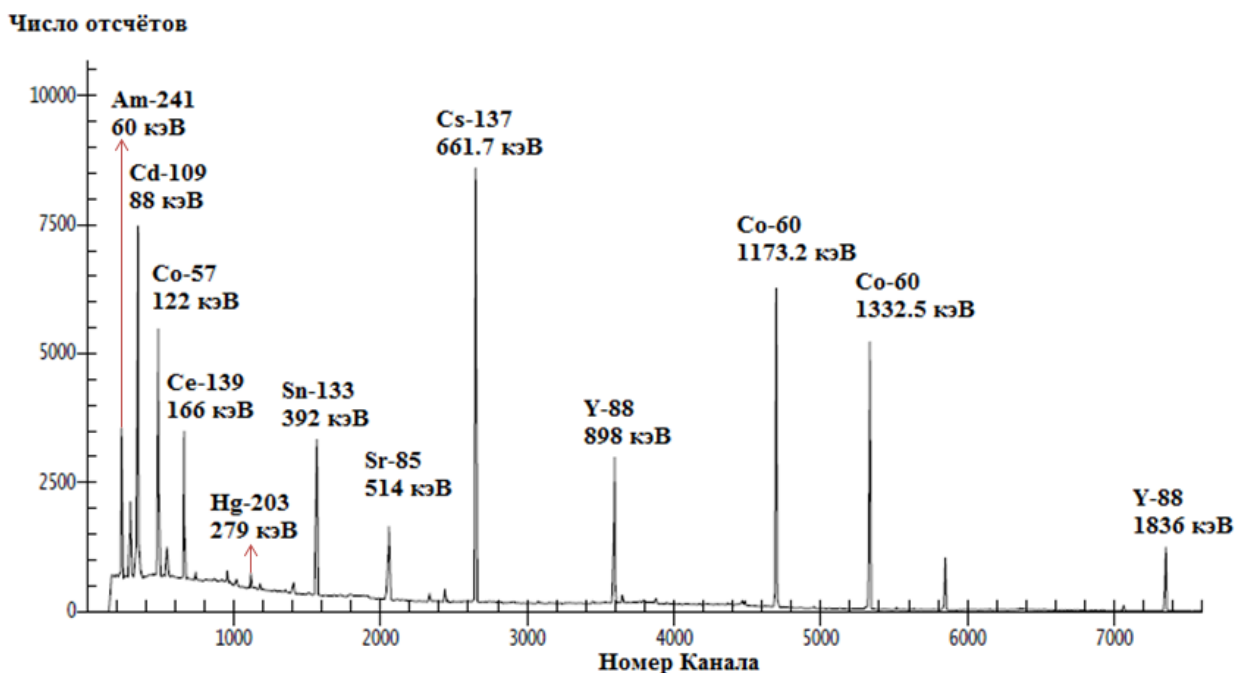


Рис. 4.2.1: Калибровочный спектр по энергиям

С помощью полученного спектра (рисунок 4.2.1) и таблицы с данными активностей и энергий гамма-линий калибровочных источников, были идентифицированы гамма-линии калибровочных источников. Используя данные из измерения калибровочного спектра была построена калибровочная кривая, которая выражается формулой 4.2.1.

$$E(\text{кэВ}) = 0.3993 + 0.2497 \cdot K \quad (4.2.1)$$

Калибровка гамма-детектора по эффективности делается чтобы получить активности радиоактивных нуклидов по их гамма-линиям в рабочем экспериментальном спектре. Эффективностью детектора называется величина, которая равняется отношению зарегистрированных гамма-квантов к полному числу попавших гамма-квантов в детектор. Эффективность детектора зависит от энергии попавшего гамма кванта на него. Чтобы получить формулу для полной эффективности детектора $\varepsilon\Omega(E)$, сначала при определённой энергии E были посчитаны эффективности детектора, используя формулу

$$\varepsilon\Omega_j = \frac{S}{\tau_j \gamma_j A_0 \exp\left(-\frac{\ln(2)}{T_{1/2}}(t - t_0)\right)} \quad (4.2.2)$$

где τ_j - длительность измерения в реальном времени для j-й гамма-линии при энергии E_j , t - время когда проводится измерение, A_0 - активность калибровочного радиоактивного источника на время аттестации, γ_j - вероятность излучения гамма-кванта с энергией E_j радиоактивным источником, $T_{1/2}$ - период полураспада нуклида радиоактивного источника, S - площадь пика полного поглощения, полученного из спектра. Время аттестации ампулы радиоактивных источников было 02.12.2015, а дата измерения калибровочного спектра была 03.08.2016 с длительностей измерения 12 часов. С помощью калибровочного спектра и программы Qtiplot были найдены площади пиков полного поглощения и с помощью формулы 4.2.2 были рассчитаны эффективности гамма-детектора для этих энергий пиков.

На рисунке 4.2.2 показан фит графика градуировки по эффективности Ge(Li) детектора.

Из-за сложного расположения точек эффективности на графике был сделан фит графика в трёх отдельных энергетических зонах $i = 1, 2, 3$ с помощью формулы 4.2.3, где энергия выражается в единицах кэВ.

$$\Omega\varepsilon_i(E) = a_{i0} + a_{i1}E + a_{i2}E^2 + a_{i3}E^3 + a_{i4}E^4 \quad (4.2.3)$$

В таблице 4.2.1 даны коэффициенты формулы калибровочного фита эффективности детектора, в трёх энергетических интервалах.

Таблица 4.2.1: Параметры калибровочной формулы эффективности детектора

i	$a_{i0} \cdot 10^3$	$a_{i1} \cdot 10^5$	$a_{i2} \cdot 10^8$	$a_{i3} \cdot 10^{11}$	$a_{i4} \cdot 10^{15}$	Интервал энергии
1	-9.67	29.7	-243	864	-11700	60 кэВ < E ≤ 279 кэВ
2	-12	9.53	-20.9	14.4	0	279 кэВ < E ≤ 662 кэВ
3	-9.79	-2.95	3.64	-1.94	3.85	662 кэВ < E ≤ 1.8 МэВ

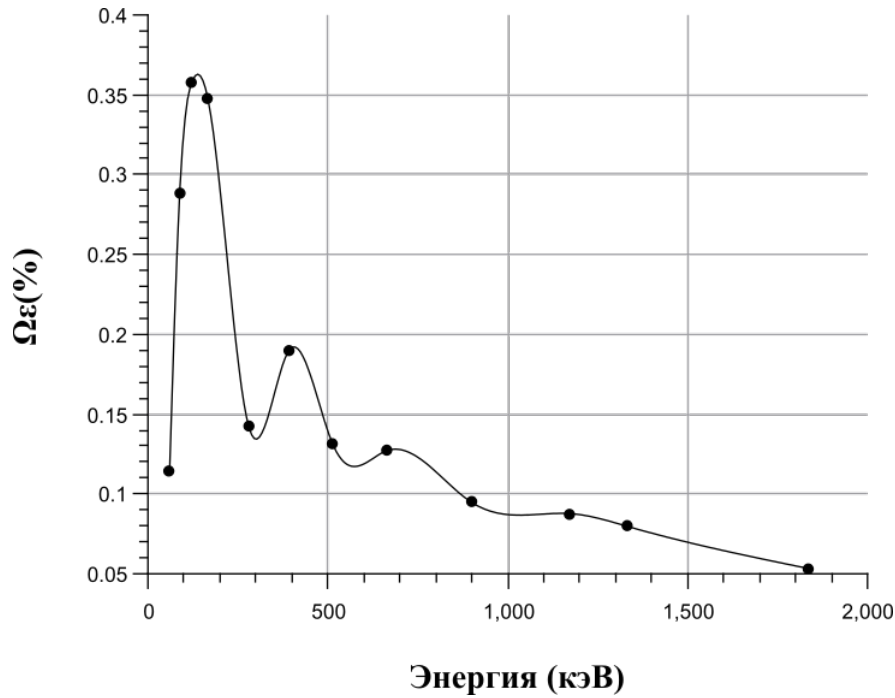


Рис. 4.2.2: График эффективности Ge(Li) детектора

4.2.2. Метод идентификации нуклидов из гамма-спектра

Гамма-спектр из эксперимента (DC) показан на рисунке 4.2.3. Чтобы определить, распаду каких радиоактивных нуклидов соответствуют пики в данном спектре, делаются следующие предположения. Так как этот спектр получается из распада транспортированных радиоактивных нуклидов, число которых зависит от скорости генерации осколков деления в мишенной камере, прилепляющихся к аэрозольным кластерам, можно сделать вывод что с увеличением числа образующихся нуклидов в единицу времени при делении мишени, увеличится и число транспортированных нуклидов. При этом известно, что активность данного нуклида зависит от числа начальных распадающихся ядер. Поэтому с увеличением числа транспортированных нуклидов можем в первом приближении сказать, что увеличится активность данного нуклида, а с тем и вероятность его регистрации гамма-детектором. Поэтому предполагается, что в спектре должны появиться и иметь ярко выраженные пики нуклиды с самыми большими кумулятивными выходами при делении мишени.

Конечно, имеется в виду, что время полураспада нуклида также играет важную роль, так как если у нуклида очень маленькое время жизни, то он может распасться перед измерением спектра, или если у нуклида очень большое время распада, тогда его вклад в спектре может быть ничтожен, и его вообще не нельзя обнаружить. Также имеется в виду присутствие радиоактивных материнских нуклидов, которые при их распаде будут давать вклад в увеличении числа и активности своих дочерних нуклидов. Для их поиска выбирались гамма-линии нуклидов, с кумулятивным выходом $Y_{\text{кв}} > 1\%$ и рассматривались только гамма-линии

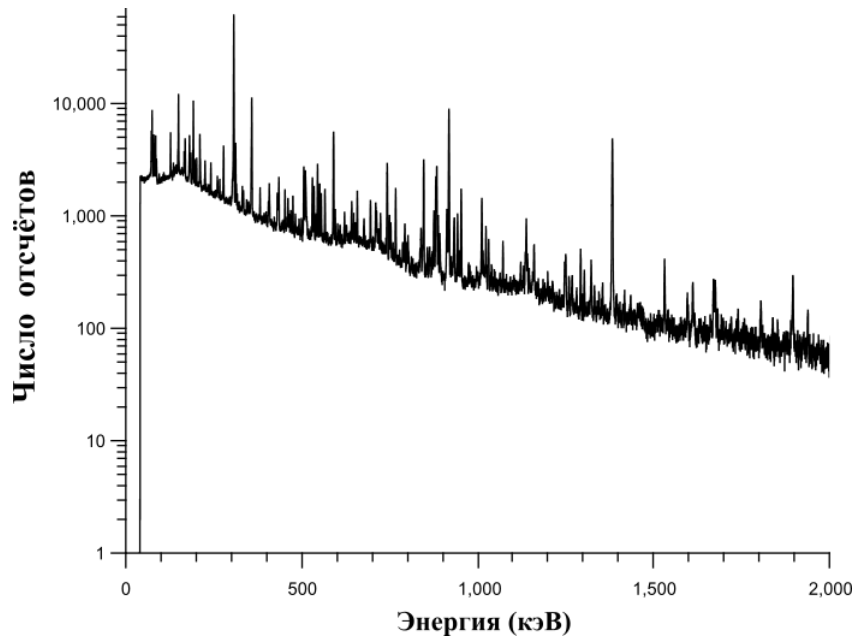


Рис. 4.2.3: График гамма-спектра из эксперимента (DC)

данного нуклида, которые обладают самой большой вероятностей его гамма-перехода после бета распада. Потом с помощью зависимости кумулятивного выхода нуклида от его периода полураспада, были рассмотрены все нуклиды, получающиеся в процессе деления, которые при этих условиях эксперимента ожидаются в спектре. Подробно расписывается теоретический вывод формулы связи кумулятивного выхода от периода полураспада ожидаемого нуклида в спектре в следующем подразделе, с помощью которой были идентифицированы нуклиды, получаемые при деления ^{235}U .

Результаты идентифицированных транспортированных нуклидов из гамма-спектров излагаются в таблице 4.2.2, а гамма спектры с идентифицированными гамма-линиями находятся в приложении В. Из таблицы 4.2.3 видно, что как ожидается, большое число транспортированных нуклидов имеет период полураспада больше или близко ко времени ожидания перед началом регистрации спектра, а также имеют большие кумулятивные выходы.

Следует обратить внимание, что при анализе спектре учитывались следующие обстоятельства.. Но из-за многих причин они были исключены из таблицы. Во-первых, было обнаружено определённое число нуклидов радиоактивных благородных газов, которые из-за их очень слабой химической реактивности с другими химическими элементами, не участвуют в процессе транспортировки. Неспособность взаимодействия и прикрепления к массивной аэрозольной частице и транспортирования к экспериментальной установке, приводит к «болтания» молекулы благородного газа в буферном газе в мишенной камере пока она не потеряется на стенках камеры или капиллярной трубки. Во-вторых, были обнаружены нуклиды, у которых отсутствовали некоторые пики гамма-линий, которым соответствует большая ве-

роятность гамма-перехода. Эти нуклиды были удалены из рассмотрения. Во-вторых, после анализа зависимости кумулятивного выхода нуклида от его периода полураспада, были исключены идентифицированные нуклиды, которые обладали периодами полураспада и выходами с которыми невозможно пережить время ожидания (30 минут) до начала регистрации спектра.

Во всех предыдущих анализах были использованы графики кумулятивных выходов нуклидов из приложения А, которые были получены из таблиц источника [11] [27] .

Таблица 4.2.3: Период полураспада и кумулятивный выход обнаруженных нуклидов

№	Нуклид	$T_{1/2}$	$Y_{\text{кв}}$	№	Нуклид	$T_{1/2}$	$Y_{\text{кв}}$
1	^{139}Ba	1.38 ч	6.35	15	^{131}Sb	23.03 мин	2.58
2	^{141}Ba	18.27 мин	5.85	16	^{91}Sr	9.63 ч	5.85
3	^{84}Br	31.80 мин	1.01	17	^{92}Sr	2.71 ч	6.03
4	^{146}Ce	13.52 мин	2.98	18	^{93}Sr	7.42 мин	6.36
5	^{139}Cs	9.27 мин	6.31	19	^{101}Tc	14.2 мин	5.17
6	^{140}Cs	1.062 мин	6.02	20	^{104}Tc	18.3 мин	1.88
7	^{134}I	52.5 мин	7.74	21	^{131}Te	25.0 мин	2.55
8	^{142}La	1.518 ч	5.86	22	^{134}Te	41.8 мин	6.79
9	^{101}Mo	14.61 мин	5.17	23	^{91m}Y	49.71 мин	3.44
10	^{99}Mo	2.74 д	6.13	24	^{93}Y	10.18 ч	6.43
11	^{97}Nb	1.12 ч	6.00	25	^{94}Y	18.7 ч	6.40
12	^{89}Rb	15.4 мин	4.69	26	^{95}Y	10.3 мин	6.47
13	^{105}Ru	4.44 ч	0.946	27	^{97}Zr	16.74 ч	5.99
14	^{130}Sb	39.5 мин	1.08				

4.3. Теоретическое моделирование эксперимента

В этом подразделе выводится оценочная формула, которая будет примерно давать картину о том, какие нуклиды и с какими периодами полураспада и выходами появятся в гамма-спектре. Сначала посмотрим транспортировку нуклидов до собирающего фильтра и их поведение в дальнейшие этапы эксперимента. Число нуклидов, получающихся в мишенной камере задаётся формулой 1.2.3. Так как при исследованиях эффективности транспортировки газовой струёй на установках на реакторе TRIGA-Майнц [8] [5] было показано, что на установке эксперимента (DC) были получены усреднённые эффективности транспортировки

Таблица 4.2.2: Обнаруженные нуклиды из экспериментального спектра

№	Нуклид	Е (кэВ)	№	Нуклид	Е (кэВ)	№	Нуклид	Е (кэВ)				
1	^{139}Ba	165.85	13	^{105}Ru	469.19	20	^{104}Tc	884.01				
2	^{141}Ba	190.23			499.60			892.72				
		343.7			21	^{131}Te	149.85					
		875.92					724.03	452.52				
3	^{84}Br	881.21			875.92			602.06				
4	^{146}Ce	210.62	14	^{130}Sb	595.37	22	^{134}Te	79.37				
		218.23			658.06			181.02				
		316.81			793.19			201.43				
5	^{139}Cs	627.39			839.28			210.62				
		6	^{140}Cs	602.06	15			^{131}Sb	642.20	277.95		
135.42	943.06			435.21								
7	^{134}I	540.84	16	^{91}Sr	274.46			22	^{134}Te	461.08		
		595.37			749.61					464.77		
		621.819			1024.1					565.9		
		8	^{142}La	847.88	17					^{92}Sr	241.81	22
				884.01		430.5	742.58					
9	^{99}Mo	641.28	18	^{93}Sr	953.35	22	^{134}Te	767.11				
		1160.53			168.71			23	^{91m}Y	555.60		
10	^{101}Mo	181.06	18	^{93}Sr	590.58	24	^{93}Y	266.9				
		739.5			710.16			947.1				
		191.92	19	^{101}Tc	875.92	25	^{94}Y	381.75				
		421.67			888.13			550.90				
		448.59			127.34			752				
		505.97	19	^{101}Tc	184.37	26	^{95}Y	918.55				
		695.50			238.40			555.60				
		713.01			307.01			954				
1160.53	545.14	1805.10										
1382.71			621.81	27	^{97}Zr	743.10						
11	^{97}Nb	658.06	20	^{104}Tc	358.04							
12	^{89}Rb	657.77			530.52							
		947.73			535.14							

разных радиоактивных нуклидов со значением около $\eta_{DC} = 50\%$ до собирающего фильтра, то можно считать, что в единице времени до фильтра приходят $\Gamma_{\Phi} = \eta_{DC}\Gamma_{\text{м}}$ частицы, где $\Gamma_{\text{м}}$ - скорость генерации нуклидов в мишенной камере, а Γ_{Φ} - скорость приходящих нуклидов до фильтра.

Учитывая, что во время сбора происходит радиоактивный распад нуклида с постоянной распада $\lambda_{\text{д}}$, можно получить число собранных осколков после времени сбора $\delta t_{\text{сб}}$, решая уравнение

$$\frac{dN_{\Phi}}{dt} = \Gamma_{\Phi} - \lambda_{\text{д}}N_{\Phi}. \quad (4.3.1)$$

$$\frac{d}{dt}(N_{\Phi}e^{\lambda_{\text{д}}t}) = \Gamma_{\Phi}e^{\lambda_{\text{д}}t} \Rightarrow N_{\Phi} = \Gamma_{\Phi}e^{-\lambda_{\text{д}}t} \int_0^t e^{\lambda_{\text{д}}t} dt \quad (4.3.2)$$

$$N_{\Phi}(t) = \frac{\Gamma_{\Phi}}{\lambda_{\text{д}}}(1 - e^{-\lambda_{\text{д}}t}) \quad (4.3.3)$$

Подставляя значение $\delta t_{\text{сб}}$ в формулу 4.3.3, получаем число собранных нуклидов на фильтре $N_{\Phi}(\delta t_{\text{сб}})$. Из формулы 4.3.4 видно, что максимум сбора числа нуклидов с постоянной распада $\lambda_{\text{д}}$, получается при $\delta t_{\text{сб}} \gg \lambda_{\text{д}}$ и имеет значение $N_{\Phi, \text{макс}}(\delta t_{\text{сб}}) = \frac{\Gamma_{\Phi}}{\lambda_{\text{д}}}$. Таким образом относительно постоянной распада желаемого исследуемого нуклида, сбор нуклидов должен длиться $\delta t_{\text{сб}} \gg \lambda_{\text{д}}$, чтобы собрать максимальное число отобранных исследуемых нуклидов.

$$N_{\Phi}(\delta t_{\text{сб}}) = \frac{\Gamma_{\Phi}}{\lambda_{\text{д}}}(1 - e^{-\lambda_{\text{д}}\delta t_{\text{сб}}}) \quad (4.3.4)$$

В первом приближении, не учитывая вклад материнских нуклидов, во время ожидания начала регистрации происходит распад нуклида. Решая уравнение для распада собранных нуклидов $N_{\text{р}}(t)$ с начальным условием $N_{\text{р}}(0) = N_{\Phi}(\delta t_{\text{сб}})$ получаем формулу 4.3.7.

$$\frac{dN_{\text{р}}(t)}{dt} = -\lambda_{\text{д}}N_{\text{р}} \quad (4.3.5)$$

$$N_{\text{р}}(t) = \frac{\Gamma_{\Phi}}{\lambda_{\text{д}}}(1 - e^{-\lambda_{\text{д}}\delta t_{\text{сб}}})e^{-\lambda_{\text{д}}t} \quad (4.3.6)$$

Тогда можно получить число распавшихся нуклидов $\Delta N_{\text{р}}$ во времени $t \in [t_{\text{ож}}, t_{\text{ож}} + \delta t_{\text{из}}]$ измерения спектре

$$\Delta N_{\text{р}} = N_{\text{р}}(t_{\text{ож}}) - N_{\text{р}}(t_{\text{ож}} + \delta t_{\text{из}}) = \frac{\Gamma_{\Phi}}{\lambda_{\text{д}}}(1 - e^{-\lambda_{\text{д}}\delta t_{\text{сб}}})(e^{-\lambda_{\text{д}}t_{\text{ож}}} - e^{-\lambda_{\text{д}}(t_{\text{ож}} + \delta t_{\text{из}})}) \quad (4.3.7)$$

Это значение связано с площадью пика S_E в гамма-спектре формулы $S_E = \Delta N_{\text{р}}\gamma_E(\Omega\varepsilon)_E$, откуда можно получить оценочную формулу 4.3.8 для исследования появления определённого нуклида в спектре.

$$S_E = \frac{\Gamma_{\Phi}}{\lambda_{\text{д}}}\gamma_E(\Omega\varepsilon)_E(1 - e^{-\lambda_{\text{д}}\delta t_{\text{сб}}})(1 - e^{-\lambda_{\text{д}}\delta t_{\text{из}}})e^{-\lambda_{\text{д}}t_{\text{ож}}} \quad (4.3.8)$$

Имея последнюю формулу в виду и формулу 4.3.9 для скорости генерации нуклидов в мишенной камере, которая выводится из формулы 1.2.3, получаем связь между площадью пика нуклида с энергией E и величинами, характеризующими процесс деления в мишенной камере.

$$\Gamma_p = Y_p R (1 - e^{-\lambda_d \delta t_{\text{обл}}}) = Y_p \sigma N \Phi (1 - e^{-\lambda_d \delta t_{\text{обл}}}) \quad (4.3.9)$$

Используя формулу $\Gamma_\Phi = \eta_{DC} \Gamma_M$ получаем в итоге формулу

$$S_E = Y_p W(\lambda_d) \quad (4.3.10)$$

$$W(\lambda_d) = \sigma N \Phi \eta_{DC} \gamma_E (\Omega \varepsilon)_E (1 - e^{-\lambda_d \delta t_{\text{обл}}}) (1 - e^{-\lambda_d \delta t_{\text{сб}}}) (1 - e^{-\lambda_d \delta t_{\text{из}}}) \frac{e^{-\lambda_d t_{\text{ож}}}}{\lambda_d} \quad (4.3.11)$$

Ярко выраженные пики, которые можно исследовать в спектре, соответствуют условию $S_E > 10^3$. Беря это условие и выражая $\lambda_d = \ln(2)/T_{1/2}$, получаем связь между кумулятивным выходом Y_p и периодом полураспада $T_{1/2}$ возможного исследуемого нуклида в гамма-спектре в эксперименте (DC).

$$Y_p > \frac{10^3}{W(T_{1/2})}. \quad (4.3.12)$$

Подставив значения величин из постановки эксперимента и предполагая что рассматривается пик, который получился с вероятностью $\gamma_E = 1$ при эффективности детектора $\sim 10^{-3}$, порядок которого соответствует энергиям $\lesssim 1\text{МэВ}$, можно для начала рассмотреть нуклиды с малыми периодами полураспада относительно несколько часовое облучения мишени $T_{1/2} \ll \delta t_{\text{обл}}$.

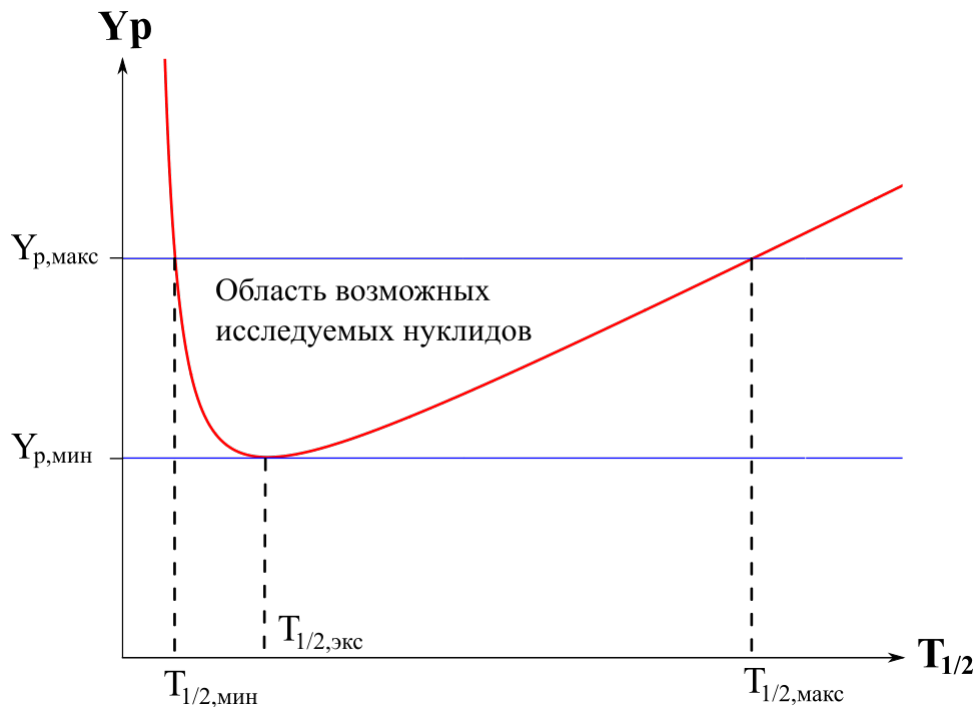


Рис. 4.3.1: График критической функции $Y_p(T_{1/2})$

Тогда в формуле 4.3.11 можно пренебречь членом $e^{-\lambda_d \delta t_{обл}} \rightarrow 0$, и нарисовать график функции

$$Y_p(T_{1/2}) = \frac{10^3}{W(T_{1/2})} \quad (4.3.13)$$

которая имеет смысл критической функции, разделяющей график на две части: часть обнаруживаемых нуклидов в спектре (DC) и часть не обнаруживаемых нуклидов. Часть графика, где комбинация значений величин $(Y_p, T_{1/2})$ удовлетворяет условию формулой 4.3.12, представляет часть возможных обнаруживаемых нуклидов в экспериментальном спектре.

Из рисунка ?? видно, что критическая функция имеет один экстремум, который является минимумом при $T_{1/2,экс} = 33.468$ мин с критическим значением кумулятивного выхода $Y_{p,мин}(T_{1/2,экс}) = 0.05\%$, который определяется графически или численно из-за сложного вида аналитической формулы 4.3.13. Если разделить формулу 4.3.11 на часть зависящую $W_3(T_{1/2})$ и независящую $W_{нз}$ от переменной $T_{1/2}$, подставить её в формулу 4.3.13 и продифференцировать, чтобы найти $T_{1/2,экс}$, тогда получается формула 4.3.14. Из этой формулы легко можно сделать вывод, что положение минимума $T_{1/2,экс}$ не зависит от $W_{нз} = \sigma N \Phi \eta_{DC} \gamma_E (\Omega \varepsilon)_E$. При разных подборках параметров величины $W_{нз}(\sigma, N, \Phi, \eta_{DC}, \gamma_E, (\Omega \varepsilon)_E)$, будет получаться тот же самый минимум, но с различными высотами. Высота минимума будет меняться обратно пропорционально изменению параметров в $W_{нз}(\sigma, N, \Phi, \eta_{DC}, \gamma_E, (\Omega \varepsilon)_E)$.

$$\frac{d}{dT_{1/2}} (Y_p(T_{1/2})) = 0 \Rightarrow \frac{d}{dT_{1/2}} \left(\frac{10^3}{W(T_{1/2})} \right) = \frac{10^3}{W_{нз}} \left(\frac{d}{dT_{1/2}} \frac{1}{W_3(T_{1/2})} \right) = 0 \quad (4.3.14)$$

Так как при делении урана-235, получающийся нуклид с самым большим кумулятивным выходом имеет значение $Y_{p,макс} = 7.74\%$, то решая уравнение $Y_{p,макс} = \frac{10^3}{W(T_{1/2})}$ можно сказать, что при значениях периода полураспада $T_{1/2} \in [3.69 \text{ мин}, 12873 \text{ мин}]$, можно исследовать нуклиды с площадями пиков $S_E > 10^3$ и вероятностью гамма-распада $\gamma_E = 1$. Область допустимых кумулятивных выходов нуклидов при таких критериях, будет ограничена максимальным значением кумулятивного выхода $Y_{p,макс}$, которое зависит от вида мишени и энергии потока нейтронов и минимумом $Y_{p,мин}$ из графика формулы 4.3.13. Так как с уменьшением γ_E в формуле 4.3.13, график критической функции и его минимум будут подниматься относительно его положения при $\gamma_E = 1$, то можно сделать вывод что при рассмотрении возможных кумулятивных выходов исследуемых нуклидов в пиках с $\gamma_E > 1$, область допустимых периодов полураспада нуклидов будет сужаться относительно области периодов полураспада, полученной при $\gamma_E = 1$. Иными словами, множество точек $(Y_p, T_{1/2})$ области возможных исследуемых нуклидов при $\gamma_E = 1$, включает в себе и множество точек $(Y_p, T_{1/2})$ области возможных исследуемых нуклидов при $\gamma_{Eмин} < \gamma_E < 1$. Минимальное значение вероятности гамма-перехода нуклида $\gamma_{Eмин}$, при котором можно исследовать пик

с $S_E > 10^3$, получаем выражая γ_E в формулу 4.3.10 и подставляя значения кумулятивного выхода и периода полураспада исследуемого нуклида.

Поэтому при исследовании возможных исследуемых нуклидов в предыдущем подразделе была использована формула 4.3.12 при $\gamma_E = 1$. Идентификация нуклидов делалась таким образом, что сначала выбирался определённый интервал периода полураспада и из графика получался соответствующий интервал критических значений для кумулятивного выхода нуклида. В таблицах были рассмотрены все нуклиды, у которых в этом интервале значений периода полураспада значения кумулятивного выхода выше, чем критические значения, полученные для этого интервала из графика.

5. Оптимизация и перенос результатов на реактор ПИК

В предыдущих главах были рассмотрены эксперименты, проведённые на установке TRIGA-SPEC в Майнце и были сделаны теоретические моделирования экспериментов. В этой главе излагаются расчёты для оптимизации метода транспортировки газовой струёй, которая может быть использована для улучшения экспериментальных результатов.

5.1. Эффективная термализация осколков деления в мишенной камере

Для эффективной термализации осколков деления в мишенной камере нужно выбрать буферный газ, который будет быстро охлаждать полученные осколки деления. Так как осколки деления после деления ядра мишени являются ионизованными частицами, потери энергии в буферном газе будут считаться с помощью формулы Бете-Блоха.

Видно из формулы 1.2.4, что величины, которые характеризуют буферный газа представляют его атомным числом Z , массовым числом A , плотностью ρ и средним ионизационным потенциалом \bar{I} . Чтобы уменьшить пробег частицы в мишенной камере, нужно увеличить ионизационные потери осколков деления в буферном газе. В первой главе был сделан вывод, что благородные газы удовлетворяют условиям буферного и несущего газа. Имея это в виду, тогда из формулы 1.2.4, видно чтобы эффективно остановить ионы, нужно подобрать значения выше перечисленных величин таким образом, чтобы максимизировать энергетические потери осколков деления. Чтобы это сделать, сначала нужно сделать упрощение формулы, чтобы возможно было аналитическое исследование эффективности термализации частиц. Первое упрощение делается в формулу Бете-Блоха, при-чём без учёта коррекции эффекта плотности и связанности К- и L- электронов.

Теперь формулу 1.2.4 разделим на две части: часть, зависящую от набора параметров, характеризующих буферный газ $G(Z, A, \rho, \bar{I})$, и часть, независящую от них G_0 . Чтобы найти вид благородного газа, который будет давать самый большой вклад в ионизационные потери $-\frac{dE}{dx}$, нужно рассмотреть поведение $G(Z, A, \rho, \bar{I})$, которая задаётся формулой 5.1.2. Чтобы получить вклад $G(Z, A, \rho, \bar{I})$ в $-\frac{dE}{dx}$, нужно знать и значения $C_1 = C_1(\beta, M)$.

$$-\frac{dE}{dx} = G_0 \cdot G(Z, A, \rho, \bar{I}) \quad (5.1.1)$$

Поэтому в качестве примера рассматривались осколки деления с массами $A = 80$ и $A = 150$, которые вылетают из мишени с усреднённой кинетической энергией 80 МэВ. Эти массы были выбраны из рисунка 1.2.2, потому что между их массами, находятся массы большинства осколков деления с кумулятивным выходом больше 1%. Подставляя все эти значения и данные из таблицы 5.1.1 в формулу 5.1.2, получаем значения для $G(Z, A, \rho, \bar{I})$, показаны в таблице 5.1.2. В дальнейших вычислениях будем пользоваться только значениями $G(Z, A, \rho, \bar{I})$ осколка деления с массовым числом 150.

$$G(Z, A, \rho, \bar{I}) = \rho \frac{Z}{A} [C_1 - \ln(\bar{I})] \quad (5.1.2)$$

$$C_1 = \ln\left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 T_{\text{макс}}}{1 - \beta^2}\right) - \beta^2 \quad (5.1.3)$$

Таблица 5.1.1: Общие характеристики газов [28] [29]

№	Буферный газ	Z/A	I(эВ)	ρ (кг/м ³)	η (мкПа·с)	ρ/η (кг/(мкПа·с·м ³))
1	${}^4_2\text{He}$	0.5	42	0.1664	19.85	$8.9 \cdot 10^{-3}$
2	${}^{20}_{10}\text{Ne}$	0.5	132	0.9002	31.75	$2.8 \cdot 10^{-2}$
3	${}^{14}_7\text{N}_2$	0.5	95	1.165	17.6	$6.6 \cdot 10^{-2}$
4	${}^{40}_{18}\text{Ar}$	0.45	182	1.7818	22.61	$7.8 \cdot 10^{-2}$
5	${}^{84}_{36}\text{Kr}$	0.42	351	3.708	25.38	$1.4 \cdot 10^{-1}$
6	${}^{132}_{54}\text{Xe}$	0.40	517	5.851	23.08	$2.5 \cdot 10^{-1}$

Из последней таблице видно, что ксенон является самым лучшим буферным газом, так как его значения для $G(Z, A, \rho, \bar{I})$ вносят самый большой вклад в $-\frac{dE}{dx}$. В случае благородных газов, можно использовать с высокой точностью формулу идеального газа

$$p = \frac{\rho RT}{\mu} \quad (5.1.4)$$

откуда делается вывод, что чтобы увеличить $G(Z, A, \rho, \bar{I})$ нужно увеличить плотность благородного газа с помощью повышения его давления. Чтобы сделать сравнения, вводим коэффициент

$$k_T = \frac{G_{\text{бг}}(Z, A, \rho, \bar{I})}{G_{\text{N}_2}(Z, A, \rho, \bar{I})}, \quad (5.1.5)$$

который является отношением величины $G_{\text{бг}}(Z, A, \rho, \bar{I})$ исследуемого благородного газа относительно величине $G_{\text{N}_2}(Z, A, \rho, \bar{I})$ азота. Этот коэффициент говорит во сколько раз благородный газ лучше термализирует осколки деления чем азот. Этот коэффициент будет описывать сходство с азотом как термализатором, если $k_T \approx 1$. В таблице 5.1.2 излагаются

значения коэффициентов термализации k_T для благородных газов относительно способности термализации азота.

В первой главе также было обсуждено, что второй ролью буферного газа является роль несущего газа. Предполагая ламинарное течение в мишенной камере, при пренебрежении турбуленции и вихрей, которые нарушают ламинарное течение, можно использовать закон Пуазёля (формула 1.3.3), который даёт связь между скоростью несущего газа U и перепадом давления ΔP .

$$\Delta P = \frac{8\eta_{\Gamma}LU}{R_{\Gamma}^2} \quad (5.1.6)$$

Поэтому, чтобы сделать сравнения ещё раз вводим коэффициент $k_{\Pi} = \Delta P_{\text{бг}}/\Delta P_{N_2} = \eta_{\text{бг}}/\eta_{N_2}$, который является отношением перепада давления благородного газа относительно перепада давления азота. Этот коэффициент говорит во сколько раз нужно увеличить перепад давления исследуемого газа $\Delta P_{\text{бг}}$ относительно давления азота ΔP_{N_2} , чтобы получить одинаковую скорость газа как у азота. Этот коэффициент будет описывать сходство с азотом как хороший несущий газ, если $k_{\Pi} \approx 1$. В таблице 5.1.2 излагаются значения коэффициентов несущего газа k_{Π} для всех исследуемых благородных газов.

Но нужно учитывать и тот факт, что скорость ламинарного течения газа ограничена критическим значением числа Рейнольдса, и разные несущие газы будут иметь различную максимальную возможную скорость ламинарного течения. Поэтому, перезаписав формулу 1.3.1, видим, что максимальное значение скорости течения газа ограничивается критическим значением $U \leq U_{\text{кр}}$.

$$U_{\text{кр}} = 2300 \frac{\eta_{\Gamma}}{\rho_{\Gamma}D} \quad (5.1.7)$$

Вводя коэффициент k_c , который будет определяться как отношение критической скорости азота $U_{\text{кр}N_2}$ относительно критической скорости исследуемого несущего газа $U_{\text{крбг}}$, возможно станет исследовать допустимые скорости транспортировки несущего газа.

$$k_c = \frac{U_{\text{кр}N_2}}{U_{\text{крбг}}} = \frac{\rho_{\text{бг}}\eta_{He}}{\rho_{He}\eta_{\text{бг}}} \quad (5.1.8)$$

Этот коэффициент будет описывать сходство с азотом как хороший несущий газ, если $k_c \approx 1$. В таблице 5.1.2 излагаются значения коэффициентов несущего газа k_{Π} для благородных газов.

Этот параметр очень важен для выбора несущего газа, так как в первую очередь он будет ограничивать минимальное время транспортировки. Посмотрев на формулу 5.1.7 и таблицу 5.1.2 заключаем, что самый большой вклад в ограничении скорости ламинарного течения газа, будет при использовании ксенона, а самое маленькое при использовании гелия. Чтобы ксенон получил ту же самую скорость как скорость гелия, нужно увеличить

Таблица 5.1.2: Значения величин $G(Z, A, \rho, \bar{I})$ и коэффициентов k_T и k_H

№	Нуклид	$G_{80}(Z, A, \rho, \bar{I})$	$G_{150}(Z, A, \rho, \bar{I})$	k_{T80}	k_{T150}	k_H	k_C
1	${}^4_2\text{He}$	0.35	0.29	0.19	0.20	1.12	0.13
2	${}^{20}_{10}\text{Ne}$	1.28	1.00	0.70	0.68	1.8	0.42
3	${}^{14}_7\text{N}_2$	1.82	1.46	1	1	1	1
4	${}^{40}_{18}\text{Ar}$	1.84	1.33	1	0.91	1.28	1.19
5	${}^{84}_{36}\text{Kr}$	2.86	1.86	1.5	1.27	1.44	2.20
6	${}^{132}_{54}\text{Xe}$	3.46	1.95	1.89	1.33	1.31	3.82

перепад его деления только в 1.16 раз. С другой стороны, чтобы гелий имел способность термализировать осколки деления с массовым числом 150 как в случае с ксеноном, нужно увеличить значение для $G(Z, A, \rho, \bar{I})$ в 6.62 раз. Поэтому более массивные благородные газы являются более практичными газами в целях термализации нуклидов, а более лёгкие в целях транспортировки частиц. Также нужно упомянуть, что аргон находится в середине этой таблицы по его значениям величин и он может вполне заменить азот в качестве несущего и буферного газа. Значения коэффициентов k_T и k_H для благородных газов даны в таблице 5.1.2.

Из последней таблицы можно заключить, что ксенон является благородным газом, который с самыми маленькими изменениями давления, может стать хорошим буферным или несущим газом, но его максимальная допустимая скорость будет в 28 раз меньше чем в случае с гелием. Так же нужно заметить, что из-за того, что предлагается использовать металлические добавочные слои на поверхности мишени с целью улучшения термализации осколков деления, будет привлекательно выбрать лёгкие благородные газы в целях термализации и транспортировки осколков деления.

5.2. Эффективность прилипания осколков деления к аэрозольным кластерам

Эффективность прилипания осколка деления к аэрозольному кластеру зависит от частоты прикрепления осколков, которая определяется формулой 1.2.9.

С помощью формулы 5.2.1 задаётся дифференциальное уравнение, описывающее зависимость числа неприкреплённых осколков деления в течении времени в случае полидис-

персированных аэрозольных кластеров [19].

$$\frac{dC}{dt} = -C \int_0^\infty \frac{\pi \langle v \rangle C_{\text{аэп}} R^2 g(R)}{1 + \frac{R \langle v \rangle}{4D_{\text{оск}} \left(1 + \frac{\lambda}{R}\right)}} dR \quad (5.2.1)$$

В формуле 5.2.1 величины имеют следующий смысл: $\langle v \rangle$ – средняя скорость термализованных осколков, $D_{\text{оск}}$ – коэффициент диффузии осколка, λ – длина свободного пробега осколков, $g(R)$ – плотность вероятности логнормального распределения, $C_{\text{аэп}}$ – концентрация аэрозолей и C – число неприсоединённых осколков деления. Если проинтегрировать эту формулу получается формула 5.2.2, где $C_{\text{оск}}$ – концентрация неприсоединённых осколков деления.

$$C_{\text{оск}}(t) = C_{\text{оск}}(0) \exp \left(-\pi \langle v \rangle C_{\text{аэп}} t \int_0^\infty \frac{R^2 g(R)}{1 + \frac{R \langle v \rangle}{4D_{\text{оск}} \left(1 + \frac{\lambda}{R}\right)}} dR \right) \quad (5.2.2)$$

Интеграл в скобках в степени экспоненты аналитически не решается простым образом. В диссертации [19] было показано, что существуют два случая, при которых возможно сделать упрощения формулы 5.2.2, в зависимости от малости второго слагаемого в знаменателе. Если брать условия и параметры задачи для идентификации нуклидов, тогда получается, что второе слагаемое меньше единицы. Чтобы удостовериться в этом, рассматривалось значение второго слагаемого при прикреплении криптона при вышесказанных условиях и при условиях, в которых использовался бы благородный газ в качестве буферного газа, при чём в результате всегда получалось очень маленькое значение $< 10^{-2}$. Поэтому в этих случаях можно упростить подынтегральное выражение, оставляя только величины в числителе.

Теперь в формуле 5.2.2 можно проинтегрировать выражение в степени экспоненты и получить аналитическое выражение.

$$\begin{aligned} \int_0^\infty R^2 g(R) dR &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_R} \int_0^\infty R \cdot \exp \left[-\left(\frac{\ln(R) - \mu_R}{\sqrt{2}\sigma_R} \right)^2 \right] dR = \\ &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_R} \int_0^\infty R^2 \cdot \exp \left[-\left(\frac{\ln(R) - \mu_R}{\sqrt{2}\sigma_R} \right)^2 \right] d(\ln(R)) \end{aligned} \quad (5.2.3)$$

Сделав замену переменных $u = \frac{\ln(R) - \mu_R}{\sqrt{2}\sigma_R}$ в последнем выражении формулы 5.2.3, получаем что

$$\begin{aligned} &\frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^\infty \exp \left[2 \left(\sqrt{2}\sigma_R u + \mu_R \right) \right] \cdot \exp \left[-u^2 \right] du = \\ &= \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^\infty \exp \left[2\sqrt{2}\sigma_R u + 2\mu_R - u^2 \right] du = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^\infty \exp \left[2\sigma_R^2 + 2\mu_R - \left(u - \sqrt{2}\sigma_R \right)^2 \right] du = \end{aligned}$$

$$= \frac{\exp [2 (\sigma_R^2 + \mu_R)]}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \exp \left[- \left(u - \sqrt{2} \sigma_R \right)^2 \right] du = \frac{\exp [2 (\sigma_R^2 + \mu_R)]}{\sqrt{\pi}} \Gamma \left(\frac{1}{2} \right) = \exp [2 (\sigma_R^2 + \mu_R)]. \quad (5.2.4)$$

Последнее выражение формулы можно записать в виде $\exp [2 (\sigma_R^2 + \mu_R)] = \sigma^2 + \bar{\mu}^2$, где $\bar{\mu}$ называется математическим ожиданием случайной величины, а σ называется среднеквадратичным отклонением. Подставляя этот результат в формулу 5.2.2 получаем следующее выражение

$$C_{\text{оск}}(t) = C_{\text{оск}}(0) \exp \{ -\pi \langle v \rangle C_{\text{аэр}} (\sigma^2 + \bar{\mu}^2) t \}. \quad (5.2.5)$$

Используя формулу 1.2.13 получаем, что период полуприлипания осколков деления на аэрозольные кластеры выражается формулой

$$\tau_0 = \frac{\ln(2)}{f_0} = \frac{\ln(2)}{\pi \langle v \rangle C_{\text{аэр}} (\sigma^2 + \bar{\mu}^2)}. \quad (5.2.6)$$

Из этой формулы вытекает, что эффективность прилипания осколков деления к полидисперсованным аэрозольным кластерам $\eta_{\text{аэр}} = C_{\text{оск}}(t) / C_{\text{оск}}(0)$ будет увеличиваться, если уменьшать период полуприлипания. Этого можно добиться, если увеличить концентрацию аэрозольных частиц в буферном газе с большим средним радиусом и дисперсией распределения.

Чтобы обеспечить эффективное прикрепление, также нужно рассмотреть потери осколков деления на стенках мишенной камеры. Период полуприлипания осколка деления на стенках мишенной камере пропорционален его объёму, но обратно пропорционален площади внутренних стенок мишенной камере. Если нужно сделать мишенную камеру и нужно выбрать такую геометрию камеры, при которой полупериод осаждения осколков был бы большой, то при данном объёме нужно найти геометрию мишенную камеру с самой маленькой площадью стенок. Очевидно сфера обладает самой маленькой площадью, которая обхватывает самый большой объём в пространстве. Но проблема с этим выбором будет состоять в том, что при маленьких объёмах сферической камеры, она будет иметь большую кривизну. Если нанести мишень на стенки камеры, то очень большая часть осколков деления потеряется за стенками сферической камеры.

5.3. Эффективность и время транспортировки в капиллярной трубке

Эффективность транспортировки в капиллярных трубках, задаётся формулам 1.3.11, 1.3.15 и 1.3.19. Если посмотреть на графики их функций 5.3.1, 5.3.2 и 5.3.3, то видно, что при уменьшении величин ε , ξ и Stk увеличивается число транспортированных частиц. В формулах 5.3.1 и 5.3.2 видно, что обе величины ε и ξ зависят от отношения L/Q , где при

увеличении объёмного расхода и уменьшении длины капиллярной трубки, возрастает эффективность транспортировки аэрозольных частиц. С другой стороны в формулах 5.3.1 и 5.3.3 видно, что величины ε и Stk имеют одинаковый второй множитель, характеризующий частицы, которые участвуют в транспортировке.

$$\varepsilon = \frac{3\pi LV_{\text{гр}} D}{16Q} = \frac{3\pi g L D}{16Q} \left(\frac{\rho_a d_a^2 C_c}{18\eta_r} \right) \quad (5.3.1)$$

$$\xi = \frac{\pi L D_{\text{дф}}}{Q} \quad (5.3.2)$$

$$Stk = \frac{Q}{4\pi D^3} \left(\frac{\rho_a d_a^2 C_c}{18\eta_r} \right) \quad (5.3.3)$$

Предполагая, что обеспечили ровную капиллярную трубки без изгибов, из формулы 1.3.19 видно, что из-за маленького значения угла перегиба эффективность транспортировки будет слабо зависеть от числа Stk . В этом случае задержимся на рассмотрении первых двух вышеизложенных формул. Подставляя формулу 5.3.2 в формулу 5.3.1 видим, что с изменением ξ будет изменяться прямо пропорционально и ε . Таким образом, возможно уменьшить одновременно обе величины с уменьшением длины трубки, а с уменьшением диаметра трубки можно ещё добавочно уменьшить величину ε . Обратной пропорциональной зависимостью эффективности транспортировки при гравитационном осаждении от диаметра трубки, объясняется с тем, что с уменьшением диаметра трубки ускоряется течение в трубке и уменьшается площадь гравитационного осаждения $\sim D^2$, быстрее чем минимальное расстояние, которое должно пройти частица из центра трубки, чтобы потеряться на её стенках $\sim D/2$.

Также нужно упомянуть, что во втором множителе формулы 5.3.1, величина зависит обратно пропорционально от вязкости несущего газа. Имея это в виду делается вывод, что более вязкие благородные газы будут иметь лучшую эффективность транспортировки чем менее вязкие. Самая эффективная транспортировка аэрозолей получается при использовании неона, криптона и ксенона в качестве эффективного несущего газа.

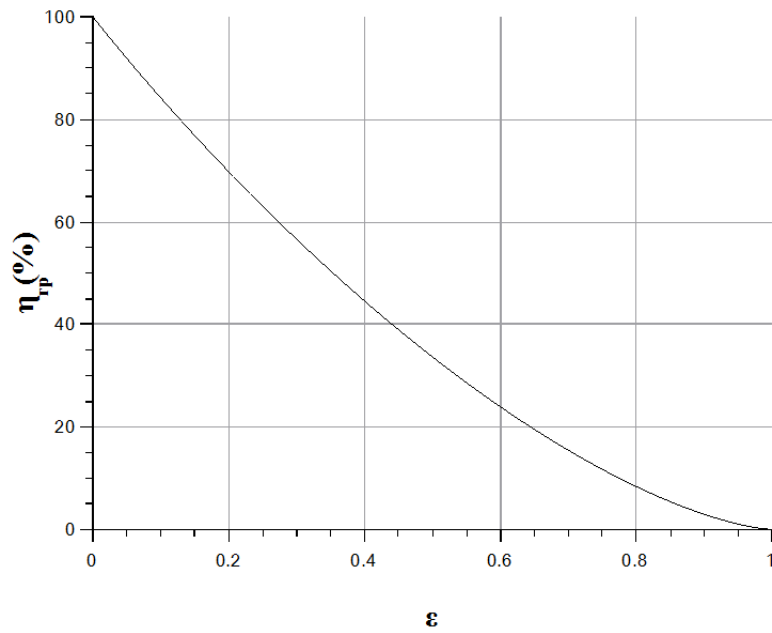


Рис. 5.3.1: Эффективность транспортировки при гравитационном осаждении

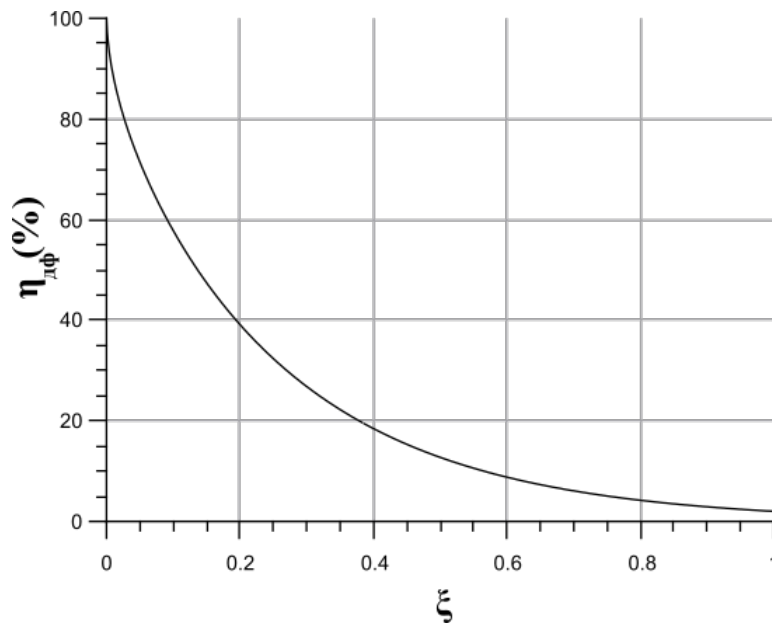


Рис. 5.3.2: Эффективность транспортировки при диффузионном осаждении

Теперь рассмотрим влияние изменения длины и диаметра капиллярной трубки на полную эффективность транспортировки $\eta_{кт} = \eta_{гр} \eta_{дф} \eta_{ст}$ не учитывая при этом изменения в $\eta_{ст}$ из-за вышеизложенных причин. Если уменьшить длину трубки в $k_{кт}$ раза, то одновременно $\eta_{гр}$ и $\eta_{дф}$ будут увеличиваться, а если уменьшит диаметра трубки в $k_{кт}$ раза, тогда только $\eta_{гр}$ увеличится, при чём значение этой эффективности будет равна эффективности $\eta_{гр}$ в случае, когда уменьшилась длина трубки в $k_{кт}$ раза. Имея это в виду делается вывод, что полная эффективность капиллярной трубки $\eta_{кт}$ быстрее меняется с изменением длины трубки, чем с изменением диаметра трубки. Таким образом, лучше сначала выбрать самую

маленькую возможную длину капиллярной трубки $L_{\text{мин}}$ в зависимости от расположения экспериментальной установки и потом корректировать эффективности транспорта с помощью уменьшения её диаметра.

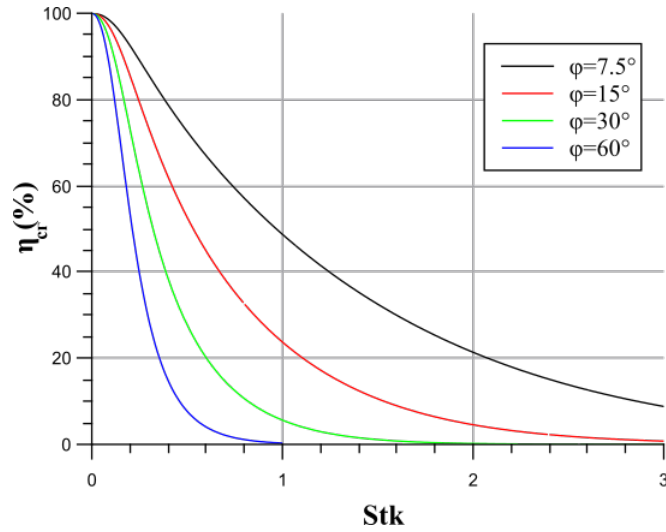


Рис. 5.3.3: Эффективность транспортировки при осаждении из-за сгиба трубки

Значение диаметра капиллярной трубки нельзя выбирать сколь угодно маленьким, так как нужно учитывать, что в капиллярной трубке нужно иметь ламинарное течение, условие которого определяется из ограничения числа Рейнольдса $Re_f \leq 2300$. Выражая из формулы 1.3.1 объёмный расход и имея в виду что термализация осколков деления в мишенной камере зависит от перепада давления буферного газа, который в свою очередь зависит от объёмного расхода, можно предположить, что существует некоторое минимальное значение объёмного расхода, больше которого хорошо будут термализоваться осколки деления.

$$Q_{\text{мин}} < Q < 2300\pi \frac{\eta_{\Gamma} D}{4\rho_{\Gamma}} \quad (5.3.4)$$

Из этой формулы 5.3.4 видно, что чтобы иметь хорошую термализацию и ламинарное течение в капиллярной трубке, объёмный расход должен находиться в этом интервале значения. Также из этой формулы видно, что появляется ограничение диаметра капиллярной трубки минимальным диаметром трубки $D_{\text{мин}}$, который задаётся формулой 5.3.5. Смысл этого ограничения заключается в том, что если брать значения капиллярной трубки меньше, чем минимально позволено, тогда максимальное значение объёмного расхода, которое обеспечивает ламинарное течение будет меньше чем, требуемое значение объёмного расхода газа для хорошей термализации.

$$D > D_{\text{мин}} = \frac{4\rho_{\Gamma} Q_{\text{мин}}}{2300\pi\eta_{\Gamma}} \quad (5.3.5)$$

С помощью таблицы и формулы 5.3.5 можно сделать вывод, что самое маленькое ограничение минимального позволенного диаметра капиллярной трубки получается для гелия, а самое большое для ксенона.

Если выразить минимальный позволенный объёмный расход $Q_{\text{мин}}$ в мишенной камере радиусом $R_{\text{МК}}$ из формулы 1.3.3 закона Пуазёля, тогда возможно найти минимальный диаметр капиллярной трубки

$$Q_{\text{мин}} = \frac{\pi \Delta P_{\text{мин}} R_{\text{МК}}^4}{8L\eta_{\Gamma}}. \quad (5.3.6)$$

Так как самой важной характеристикой метода транспортировки газовой струёй является скорость транспортировки радиоактивных осколков деления до измерительной установки, то с выбором диаметра и длины капиллярной трубки, одновременно ограничивается минимальное время транспортировки осколков деления в капиллярной трубке критическим значением $\Delta t_{\text{кт}} \geq \Delta t_{\text{кр}}$. Поэтому перезаписывая формулу 5.1.7 можно получить минимальное значение времени транспортировки осколков деления в капиллярной трубке.

$$\Delta t_{\text{кр}} = \frac{L_{\text{мин}}}{U_{\text{кр}}} = \frac{\rho_{\Gamma} D_{\text{мин}} L_{\text{мин}}}{2300\eta_{\Gamma}} \quad (5.3.7)$$

Из формулы 5.3.7 заключается, что критическое значение времени транспортировки системы газовой доставки уменьшается с уменьшением диаметра и длины капиллярной трубки. Так как все части установки эксперимента кумулятивного времени транспортировки, представляли собой цилиндр или были аппроксимированы цилиндром, последнее заключение имеет более общий характер.

Поэтому рассмотрим эксперимент для определения кумулятивного времени транспортировки при тех-же самых условиях, при которых проводился на TRIGA_SPEС, с той разницей, что вместо системы капиллярных трубок будем использовать капиллярную трубку с самым маленьким возможным радиусом в зависимости от объёмного расхода газа в капиллярной трубке, который получается из формул 5.3.5. Так как в этой задаче будем рассматривать значения для перепада давления $\Delta P_{\text{мин}} = 300, 400, 500, 600, 700$ и 800 мл/мин. В качестве несущего газа будут рассмотрены азот и благородные газы, чтобы сравнить их времена транспортировки, которые были получены с помощью формулы 3.3.2 и таблицы 3.3.2. В таблице 5.3.1 представлены минимальные радиусы капиллярных трубок $R_{\text{мин}}$, времена транспортировки осколков деления в капиллярных трубках $\Delta t_{\text{кт}}$ длиной 7.65 м и кумулятивные времена транспортировки Δt_{tot} при разных объёмных расходах. Из таблицы видно, что самые маленькие допущенные радиусы и времена транспортировки получаются для гелия и неона, а аргон, из всех благородных газов, имеет похожие значения на азот.

Таблица 5.3.1: Значения величин $R_{\text{мин}}$, $\Delta t_{\text{кт}}$ и $\Delta t_{\text{тот}}$, рассчитаны для случая мишенной камеры реактора TRIGA-Майнц

		Объёмный расход (мл/мин)						
		300	400	500	600	700	800	
Несущий газ	$^{14}_7\text{N}_2$	$R_{\text{мин}}$ (мм)	0.36	0.48	0.61	0.73	0.85	0.97
		$\Delta t_{\text{тот}}$ (мс)	1232	1349	1426	1416	1493	1541
	^4_2He	$R_{\text{мин}}$ (мм)	0.04	0.06	0.08	0.09	0.11	0.13
		$\Delta t_{\text{тот}}$ (мс)	933	950	926	816	794	742
	$^{20}_{10}\text{Ne}$	$R_{\text{мин}}$ (мм)	0.15	0.20	0.26	0.31	0.36	0.41
		$\Delta t_{\text{тот}}$ (мс)	983	1017	1010	917	911	876
	$^{40}_{18}\text{Ar}$	$R_{\text{мин}}$ (мм)	0.43	0.58	0.72	0.87	1.01	1.16
		$\Delta t_{\text{тот}}$ (мс)	1360	1519	1638	1671	1791	1881
	$^{84}_{36}\text{Kr}$	$R_{\text{мин}}$ (мм)	0.80	1.07	1.34	1.61	1.88	2.15
		$\Delta t_{\text{тот}}$ (мс)	2415	2926	3396	3781	4252	4694
	$^{132}_{54}\text{Xe}$	$R_{\text{мин}}$ (мм)	1.40	1.87	2.33	2.80	3.27	3.74
		$\Delta t_{\text{тот}}$ (мс)	5407	6915	8383	9764	11233	12672

Посмотрим в качестве примера транспортировку радиоактивных нуклидов в капиллярных трубках длиной 10 м, где из-за предыдущего заключения будем использовать гелий в качестве несущего газа. При этом получаются времена транспортировки 973 мс. Большой интерес вызывает исследование экзотических нуклидов выживших транспортировку, которые были бы получены на реакторе ПИК при облучении 2 грамма урана-235 потоком тепловых нейтронов $3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ [30]. Формулу 5.3.8 можно упростить если задержимся на исследовании нуклидов, у которых период полураспада во много раз меньше времени облучения мишени. Подставив значения в формулу 5.3.8, получаем график функции зависимости кумулятивного выхода возможного исследуемого нуклида от его времени полураспада.

$$T_{1/2} \geq \frac{\ln(2) t_{\text{тот}}}{\ln(\sigma N \Phi Y_{ci})} \quad (5.3.8)$$

Видно из формулы, что самое маленькое значение времени полураспада получается в случае максимального кумулятивного выхода нуклида $Y_{ci} = 7.7\%$. Подставляя это значение в формулу получается минимальный период полураспада нуклида $T_{1/2} \geq 20$ мс, который возможно было бы наблюдаться.

В итоге можно сделать общее заключение, что при одновременном уменьшении длины и диаметра капиллярной трубки, одновременно увеличивается эффективность и ускоря-

ется процесс транспортировки. Самым лучшим благородным газом для эффективной транспортировки является неон, а самым лучшим несущим газом, который минимальным образом ограничивает параметры процесса транспортировки, является гелий.

5.4. Ожидаемые наблюдаемые нуклиды на реакторе ПИК в эксперименте для идентификации нуклидов

Высокопоточный реактор ПИК является одним из самых перспективных исследовательских реакторов в мире для изучения ядер с экзотическим составом протонов и нейтронов. Основной впечатляющей характеристикой этого реактора являются его высокие нейтронные потоки, которые при оперировании реактором в рабочем режиме достигали бы значения плотности потока $10^{15} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$. В качестве мишени планируется использовать тонкую фольгу $^{235}_{92}\text{U}$ толщиной 20 мкг·см², площадью 150 см² и массой 2 г, которая будет установлена на одном из горизонтальных каналов, где плотность тепловых нейтронов составляет около $3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ [30]. Сравнивая эти характеристики реактора ПИК с реактором TRIGA-Майнц, видим, что плотность потока нейтронов на мишени будет два порядка больше у реактора ПИК, чем у реактора TRIGA-Майнц, а масса мишени на три порядка больше. Учитывая эти соображения получаем, что скорость генерации нуклидов в процессе деления в реакторе ПИК, должна увеличиться на пять порядков величины по сравнению с TRIGA. Увеличение числа получающихся нуклидов в процессе деления, обеспечивает увеличение числа транспортированных осколков деления через экспериментальную установку, а с нею и вероятность их регистрации измерительной установкой.

Чтобы исследовать, какие вклады вносят в практику такие значения характеристик реактора ПИК, воспользуемся теми наработками и выводами, которые были получены в экспериментах на реакторе TRIGA-Майнц. Для этого заменим значения масс мишени и плотности нейтронного потока на планируемые значения на реакторе ПИК. Подставляя эти значения в формулу 4.3.12, можно получить критическую кривую, выше которой находятся возможные исследуемые транспортированные нуклиды. Минимальное значение периода полураспада возможного исследуемого нуклида при такой постановке задачи, когда полностью сохраняются условия эксперимента, выполненного на TRIGA-SPEC с временем ожидания до 30 минут, находится около 1.18 мин, а максимальное значение сдвинулось до значения 1.9 лет. Максимальное значение кумулятивного выхода возможного исследуемого нуклида осталось то же самое, так как вид мишени и энергии пучка не изменились, а минимальное значение выхода уменьшилось до значения $1.32 \cdot 10^{-7}\%$. В таблице 5.4.1 представлены нуклиды, найденные с помощью формулы 4.3.12 из четвертой главы, которые не смогли появиться в

спектре эксперимента, сделанном на установке TRIGA-SPEC либо из-за их маленьких кумулятивных выходов, либо из-за их маленьких периодов полураспада.

Таблица 5.4.1: Период полураспада и кумулятивный выход нуклидов, которые ожидалось бы в эксперименте для идентификации нуклидов на ПИК реакторе

№	Нуклид	$T_{1/2}$	$Y_{\text{кв}}$	№	Нуклид	$T_{1/2}$	$Y_{\text{кв}}$
1	^{119}Cd	2.69 мин	$1.1 \cdot 10^{-2}$	8	^{84}Se	2.4 мин	$5 \cdot 10^{-3}$
2	^{145}Pm	1.7 мин	$6 \cdot 10^{-2}$	9	^{85}Br	2.9 мин	1.3
3	^{114}Pd	2.2 мин	$1.94 \cdot 10^{-2}$	10	^{119}In	2.4 мин	$5.62 \cdot 10^{-3}$
4	^{136}I	1.39 мин	6.02	11	^{158}Eu	45.9 мин	$1.94 \cdot 10^{-3}$
5	^{149}Pr	2.26 мин	1.05	12	^{74}Ga	8.12 мин	$2.59 \cdot 10^{-4}$
6	^{89}Kr	3.15 мин	6.31	13	^{136}Tb	19.5 мин	$8.62 \cdot 10^{-6}$
7	^{103}Mo	1.31 мин	3.08	14	^{69}Zn	54.9 мин	$9.52 \cdot 10^{-7}$

Рассмотрим ещё изменение вида мишени и как будет это влиять на появлении определённого нуклида в спектре. Если рассмотреть отдельные случаи, когда мишень сделана из ^{239}Pu и ^{249}Cf , тогда при их облучении тепловыми нейтронами не получится та же самая скорость деления ядер мишени из-за того, что значения сечения деления у полония-234 $\sigma_{\text{Pu}} = 748.1$ барн, а у калифорния-249 $\sigma_{\text{Cf}} = 1642$ барн. Видно, что при использовании любой из этих мишеней, скорость деления ядра мишени будет больше, чем в случае с ураном-235 при тех же самых плотностях потока нейтронов. Особенно замечается, что у калифорния произойдут в три раза больше делений в секунду, чем в случае с ураном-235. Так-же выходы продуктов деления новых мишеней будут отличаться от выходов ^{235}U .

На рисунке 5.4.1 представлены графики выходов продуктов деления из урана и плутония. Из рисунка 5.4.1 видно, что выход осколков деления ^{239}Pu больше, чем выход осколков деления ^{235}U в интервалах массовых чисел осколков деления $A \in [66, 76]$, $A \in [100, 130]$ и $A \in [150, 172]$. В этих интервалах ожидается, что определённые нуклиды будут иметь кумулятивный выход при делении ^{239}Pu больше, чем в случае деления ^{235}U . Если посмотреть на рисунок 5.4.2, то видно, что выход осколков деления ^{249}Cf больше, чем выход осколков деления ^{235}U в интервалах массовых чисел осколков деления $A \in [66, 72]$, $A \in [102, 130]$ и $A \in [148, 172]$. В этих интервалах массовых чисел ожидается, что определённые нуклиды будут иметь кумулятивный выход при делении ^{249}Cf больше, чем в случае деления ^{235}U .

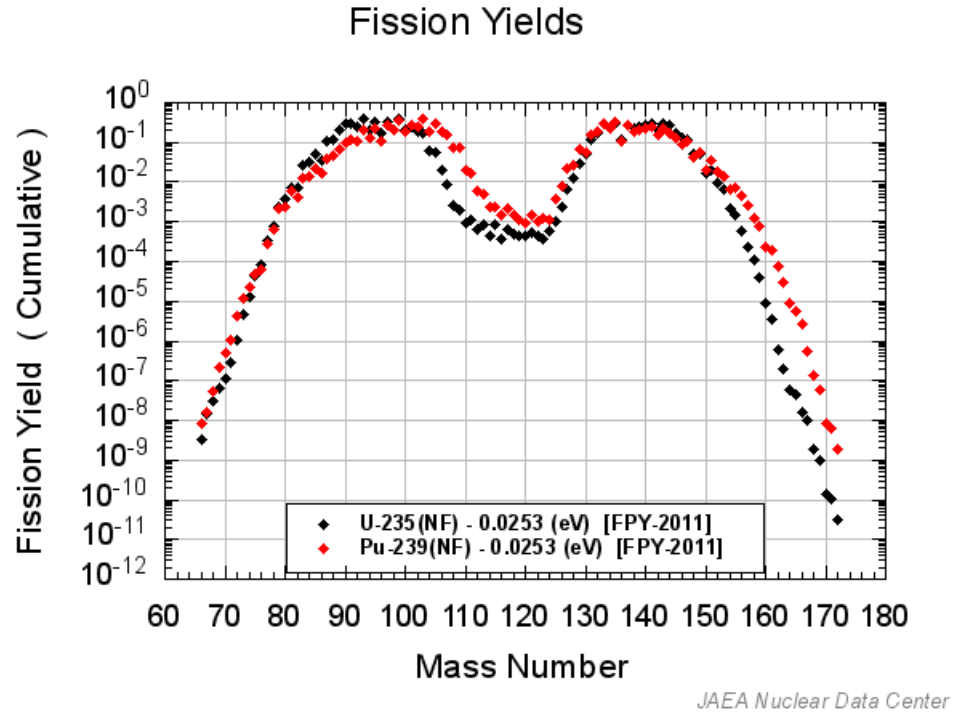


Рис. 5.4.1: Иллюстрация сравнения кумулятивных выходов ${}^{249}_{98}\text{Cf}$ и ${}^{235}_{92}\text{U}$

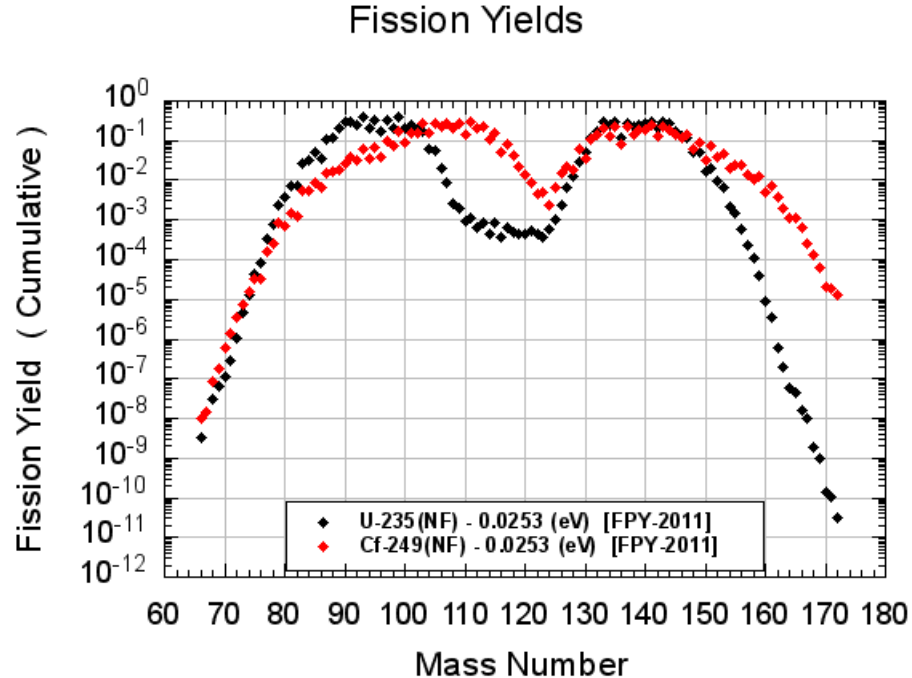


Рис. 5.4.2: Иллюстрация сравнения кумулятивных выходов ${}^{249}_{98}\text{Cf}$ и ${}^{235}_{92}\text{U}$

Заключение

В этой диссертации был исследован метод газовой транспортировки осколков деления из мишенной камеры, расположенной вблизи активной зоны реактора, до измерительного устройства, расположенного вдали от этой зоны. Этот вопрос является центральным в планировании ядерных экспериментов на реакторах и, безусловно, относится к реактору ПИК. В настоящее время в мире имеется только одна ядерно-спектроскопическая система, которая сопряжена с реактором. Это система TRIGA-SPEC на реакторе TRIGA в г. Майнц (Германия). На этой установке диссертантом были выполнены эксперименты (возможные благодаря поддержке немецкой стороны и СПбГУ, по мероприятию 6), позволившие получить результаты, которые могут быть успешно перенесены на планируемые установки на строящемся реакторе ПИК в Гатчине.

Основными задачами ВКР являлись экспериментальные исследования параметров метода газовой транспортировки радиоактивных нуклидов, их теоретическое моделирование и оптимизация с целью переноса на планируемые установки на реакторе ПИК.

Быстрый перенос радиоактивных осколков деления из мишенной камеры до детектирующего устройства является самой важной характеристикой метода транспортировки газовой струей. С целью его исследования, на установках реактора TRIGA-Майнц с участием магистранта были проведены эксперименты для измерения кумулятивного времени транспортировки радиоактивных нуклидов, получающихся при делении ядер мишени тепловыми нейтронами. Для этих целей были измерены гамма-спектры на выходе транспортной системы, состоящей из капиллярных трубок, по которым пропускается газ, несущий аэрозоли, на которых высажены искомые продукты деления. Расшифровка этих спектров, которыми занимался магистрант, показала, что на выходе действительно виден поток нуклидов-продуктов деления. Поэтому им можно было манипулировать для определения параметров транспортной системы.

На защиту диссертации выносятся следующие результаты, полученные магистрантом:

1. Участие в эксперименте на установке TRIGA-SPEC позволило измерить спектр гамма-излучения от бета-распада продуктов деления, полученных в результате деления урана нейтронным потоком из реактора и вынесенных газовым потоком к детектирующему устройству (Ge(Li)-детектору). Диссертантом были идентифицированы гамма-

- линии 27 нуклидов, выживших в заданных временных условиях эксперимента.
2. Из полученных экспериментальных гамма-спектров нуклидов были определены кумулятивные времена транспортировки нуклидов, которые оказались во временном интервале от 1505 мс до 941 мс при объёмных расходах газа от 300 мл/мин до 800 мл/мин.
 3. Выполнено теоретическое моделирование эксперимента. С учётом высокой эффективности транспортировки осколков деления в разных благородных газах были теоретически получены оптимальные времена транспортировки нуклидов от 933 мс до 742 мс при объёмных расходах от 300 мл/мин до 800 мл/мин при использовании гелия, что с хорошей точностью совпадает с экспериментом. В заключение гелий и неон были предложены в качестве оптимального несущего газа, так как они обладают малыми временами транспортировки. Помимо этого, как показано в работе, они могут эффективно выполнять роль буферного газа в мишенной камере при условии добавления тонкого металлического слоя, обволакивающего вещество мишени, и служащего для первоначальной термализации и служащего для первоначальной термализации быстрых осколков деления в нём.
 4. Было рассмотрено влияние на эффективность транспорта размеров капиллярной трубки и присутствия аэрозольных кластеров в буферном газе. Сделан вывод, что при использовании капиллярных трубок с маленькими диаметрами и длинами эффективность транспортировки увеличивается, в то же время, эффективность осаждения осколков деления на полидисперсованных аэрозольные частицы возрастает с увеличением концентрации аэрозолей в буферном газе и среднего диаметра аэрозольных кластеров.
 5. Полученные результаты из эксперимента на реакторе TRIGA закладывают базу под планирование эксперимента на реакторе ПИК с использованием метода выноса активности с помощью газового носителя. При аналогичных параметрах на систему доставки продуктов (капилляры, газ-носитель и т.д.), но с учётом во много раз возросших массе мишенного вещества и потока нейтронов, делается вывод о возможности детектирования на реакторе ПИК нуклидов вплоть до периодов полураспада, 22 мс что покрывает значительную часть экзотических ядер на карте нуклидов.

Литература

1. Martin Eibach. Characterization of a carbon aerosol generator in a helium gas-jet for the extraction of fission products from the research reactor TRIGA Mainz. 2009. 93 pp.
2. Ионные ловушки Пеннинга для высокоточных измерений массы нейтроноизбыточных ядер на реакторе ПИК. Проект ПИТРАП: Ионные ловушки Пеннинга на реакторе ПИК // ФГБУ В«ПИЯФВ» НИЦ В«Курчатовский институтВ». 2014. Vol. том 118 вып.6. P. 43.
3. John H. Seinfeld, Spyros N. Pandis. Atmospheric Chemistry and Physics. 2016. 1152 pp.
4. S. Kaufmann, T. Beyer, K. Blaum etc. TRIGA-SPEC: the prototype of MATS and LaSpec // Journal of Physics: Conference Series 599. 2015. P. 5.
5. M. Eibach, T. Beyer, K. Blaum, M. Block, K. Eberhardt, F. Herfurth, C. Geppert, J. Ketelaer, J. Ketter, J. Kramer, A. Krieger, K. Knuth, Sz. Nagy, W. N. Ortershauser, C. Smorra. Transport of fission products with a helium gas-jet at TRIGA-SPEC // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A. 2009. Vol. 613. P. 6.
6. R. MacFarlane, R. Gough, N. Oakey and D. Torgerson // Nuclear Instruments and Methods 73. 1969.
7. URL: <http://www.uni-mainz.de/FB/Chemie/AK-Noertershaeuser/experiments/triga-laser/>.
8. Renisch D. Installation and operation of a high-temperature surface ion source for the online coupling of TRIGA-SPEC to the TRIGA Mainz research reactor and high-precision mass measurements of transuranium nuclides at TRIGA-TRAP.
9. R.K. Choudhury, S.S. Kapoor, D.M. Nadkarni, P.N. Rama and S.R. Spinvas. Studies of mass and energy correlations in thermal neutron fission of U-235 accompanied by long range alpha particles. Pramana Vol. 6, 1975. 64-76 pp.
10. К. Н. Мухин. Экспериментальная ядерная физика. Энергоатомиздат, 1983. 302 pp.
11. URL: <https://www-nds.iaea.org/relnsd/vcharthtml/VChartHTML.html>.
12. URL: <http://www.ndc.jaea.go.jp/cgi-bin/FPYfig?iso=nU235>.

13. William R. Leo . Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments. Pramana Vol. 6, 1994. 382 pp.
14. Sheppard G. A. The connection of a He-Jet recoil transport system to an ion source.
15. Christian Walck. Hand-book on STATISTICAL DISTRIBUTIONS for experimentalists. University of Stockholm, 1996. 202 pp.
16. Grund J. Optimierung des Gas-Jet-Systems bei triga-spec.
17. Wu-Lieh Ho, Philip K. Hopke and James J. Stukel. The attachment og RaA to monodisperse aerosol // Atmospheric Environment. 1981. Vol. 1. Pp. 825–836.
18. M.C. Subba Ramu, T.S. Muraleedharan and K.G. Vohra. A study of the attachment of Radon daughter atoms to aerosol particles // Pageoph. 1984. Vol. 122. P. 8.
19. G. Skyrme. Attachment of gaseous fission products to aerosols. 1985. Vol. 31. P. 13.
20. Frank M. White. Fluid Mechanics. McGraw-Hill, 2009. 885 pp.
21. URL: <http://www.cfdsupport.com/OpenFOAM-Training-by-CFD-Support/node275.html>.
22. Pramod Kulkarni, Paul A. Baron, Klaus Willeke. Aerosol Measurement: Principles, Techniques, and Applications. Wiley, 2011. 904 pp.
23. Jeffery S. Marshall, Shuiqing Li. Adhesive Particle Flow. Cambridge University Press, 2014. 355 pp.
24. A.K. Mazumdar, H. WAGNER, W. WALCHER, Norbert Trautmann. Performance of the on-line isotope separation facility HELIOS at the Mainz reactor // Nuclear Instruments and Methods. 1981. Vol. 186. Pp. 131–134.
25. URL: <http://www.srim.org/>.
26. URL: <http://lise.nscl.msu.edu/lise.html>.
27. URL: <https://www.nucleonica.com/Application/YieldsPlus.aspx>.
28. J. Kestin, S. T. Ro, and W. A. Wakeham. Viscosity of the Noble Gases in the Temperature Range 25-700B°C // The Journal of Chemical Physics. 1972. Vol. 56. P. 6.
29. Inokuti, M.; Turner, J.E. Mean excitation energies for stopping power as derived from oscillator-strength distributions // Argonne National Lab. 1978. Vol. 9. P. 13.

30. Ионные ловушки Пеннинга для высокоточных измерений массы нейтроноизбыточных ядер на реакторе ПИК. Гусев Ю.И., Гусельников В.С. Елисеев, С.А., Конева Т.В., Нестеренко Д.А., Новиков Ю.Н. и.т.д // Атомная Энергия. июнь 2015. Vol. том 118 вып.6. Рр. 334–339.

Список иллюстраций

1.1.1	Схема установки TRIGA-SPEC [7]	7
1.1.2	Схема TRIGA-SPEC и TRIGA-LASER [7]	8
1.2.1	Схема мишенной камеры [8]	9
1.2.2	Кумулятивный выход нуклидов [12]	10
1.2.3	График зависимости концентрации от среднего диаметра кластеров аэрозолей CdI ₂ [16]	14
1.3.1	Ламинарное (наверху) и турбулентное (внизу) течение в капиллярной трубке [21]	15
1.3.2	Скоростной профиль ламинарного течения [20]	16
2.0.1	Расположение каналов для вывода пучков нейтронов на реакторе TRIGA-Майнц [1]	21
2.0.2	Основная схема процесса транспортировки газовой струёй [8]	22
3.2.1	Схема Gas-Jet процесса	24
3.2.2	Формула фита спектра для измерения кумулятивного времени транспортировки	27
3.3.1	Схема мишенной камеры, использована на реакторе TRIGA-Майнц и система капиллярных трубок	31
3.3.2	График зависимости периода полураспада от кумулятивного выхода нуклида, который может выжить транспортировку при объёмных расходах 400 мл/мин	36
4.2.1	Калибровочный спектр по энергиям	38
4.2.2	График эффективности Ge(Li) детектора	40
4.2.3	График гамма-спектра из эксперимента (DC)	41
4.3.1	График критической функции $Y_p(T_{1/2})$	45
5.3.1	Эффективность транспортировки при гравитационном осаждении	55
5.3.2	Эффективность транспортировки при диффузионном осаждении	55
5.3.3	Эффективность транспортировки при осаждении из-за сгиба трубки	56
A.0.1	Выход изотопов Kг	70
A.0.2	Выход изотопов Rb	70
A.0.3	Выход изотопов Sr	70
A.0.4	Выход изотопов Y	70
A.0.5	Выход изотопов Nb	71
A.0.6	Выход изотопов Mo	71
A.0.7	Выход изотопов Tc	71
A.0.8	Выход изотопов Ru	71
A.0.9	Выход изотопов Sг	71
A.0.10	Выход изотопов Y	71
A.0.11	Выход изотопов Sn	72
A.0.12	Выход изотопов Sb	72
A.0.13	Выход изотопов Te	72

A.0.14	Выход изотопов I	72
A.0.15	Выход изотопов Cs	72
A.0.16	Выход изотопов Ba	72
A.0.17	Выход изотопов La	73
A.0.18	Выход изотопов Ce	73
A.0.19	Выход изотопов Pr	73
A.0.20	Выход изотопов Nd	73
A.0.21	Выход изотопов Zr	73
A.0.22	Выход изотопов Br	73
V.0.1	Гамма спектр из эксперимента для идентификации транспортированных нуклидов (50 кеВ; 200 кеВ)	74
V.0.2	Гамма спектр из эксперимента для идентификации транспортированных нуклидов (200 кеВ; 340 кеВ)	75
V.0.3	Гамма спектр из эксперимента для идентификации транспортированных нуклидов (340 кеВ; 460 кеВ)	75
V.0.4	Гамма спектр из эксперимента для идентификации транспортированных нуклидов (460 кеВ; 600 кеВ)	76
V.0.5	Гамма спектр из эксперимента для идентификации транспортированных нуклидов (600 кеВ; 700 кеВ)	76
V.0.6	Гамма спектр из эксперимента для идентификации транспортированных нуклидов (700 кеВ; 900 кеВ)	77
V.0.7	Гамма спектр из эксперимента для идентификации транспортированных нуклидов (900 кеВ; 1200 кеВ)	77

Список таблиц

3.2.1	Параметры формулы 3.2.2 фита спектра для измерения t_{TOT}	28
3.2.2	Параметры формулы 3.2.3 фита спектра для измерения t_{TOT}	29
3.2.3	Параметры формулы 3.2.2 фита спектра и кумулятивные времена транспортировки	30
3.3.1	Энергетические потери и длины пробега осколков делений при разных кинетических энергиях	33
3.3.2	Среднее время транспортировки в капиллярных трубках и мишенной камере	35
4.2.1	Параметры калибровочной формулы эффективности детектора	39
4.2.3	Период полураспада и кумулятивный выход обнаруженных нуклидов	42
4.2.2	Обнаруженные нуклиды из экспериментального спектра	43
5.1.1	Общие характеристики газов [28] [29]	49
5.1.2	Значения величин $G(Z, A, \rho, \bar{I})$ и коэффициентов k_T и k_H	51
5.3.1	Значения величин $R_{\text{мин}}$, $\Delta t_{\text{КТ}}$ и Δt_{TOT} , рассчитаны для случая мишенной камеры реактора TRIGA-Майнц	58
5.4.1	Период полураспада и кумулятивный выход нуклидов, которые ожидалось бы в экепримете для идентификации нуклидов на ПИК реакторе	60

А. Приложения

Рис. А.0.1: Выход изотопов Kr

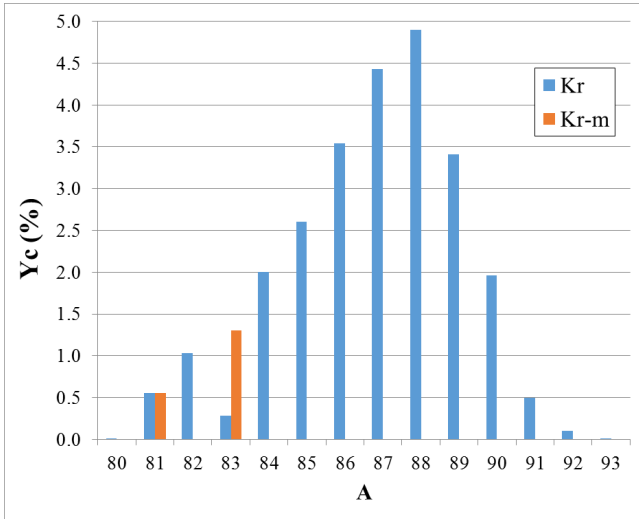


Рис. А.0.2: Выход изотопов Rb

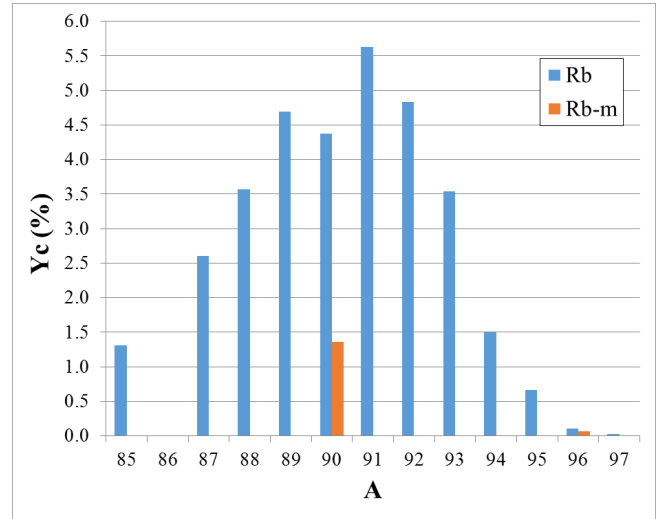


Рис. А.0.3: Выход изотопов Sr

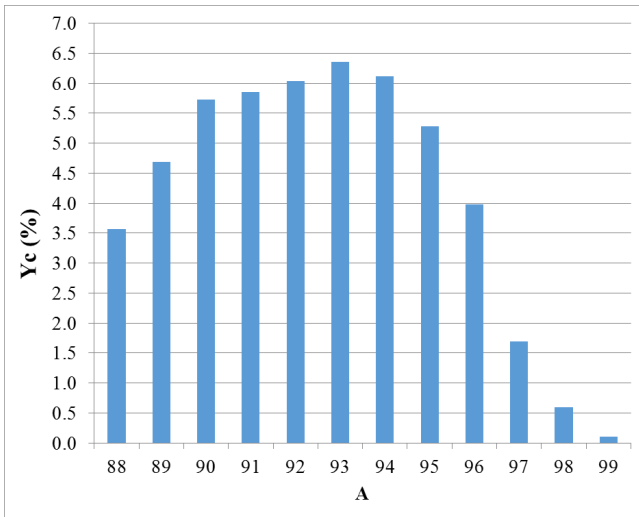


Рис. А.0.4: Выход изотопов Y

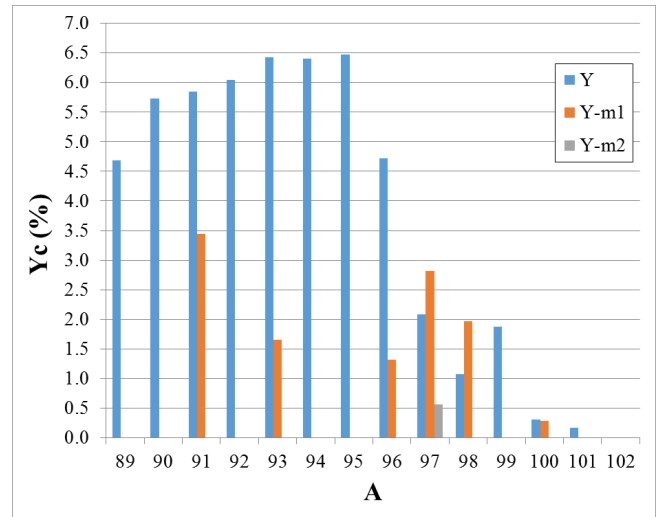


Рис. А.0.5: Выход изотопов Nb

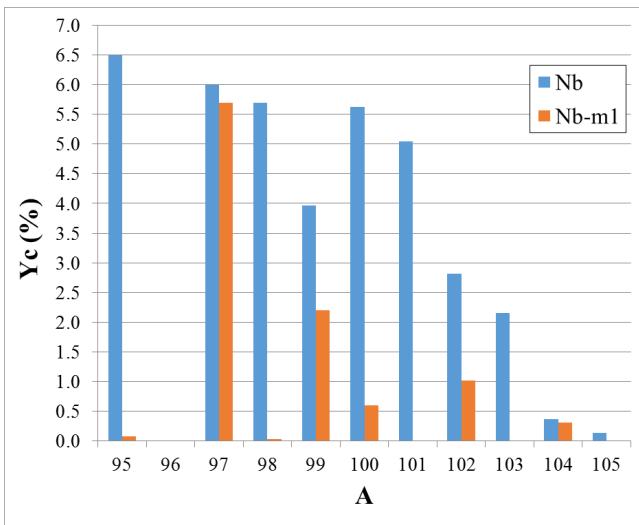


Рис. А.0.6: Выход изотопов Mo

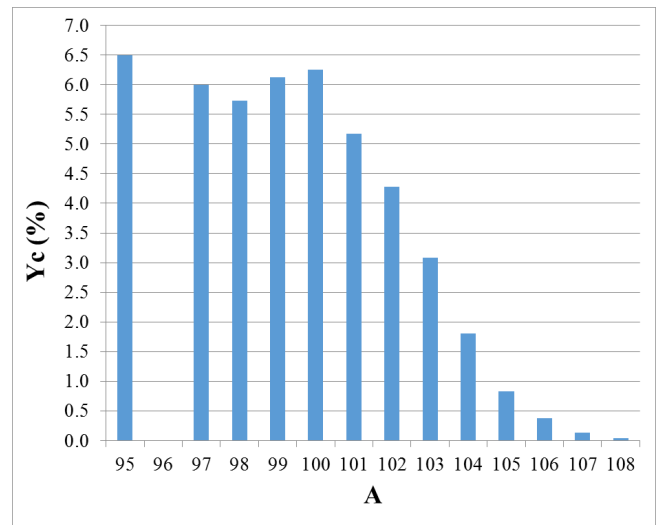


Рис. А.0.7: Выход изотопов Tc

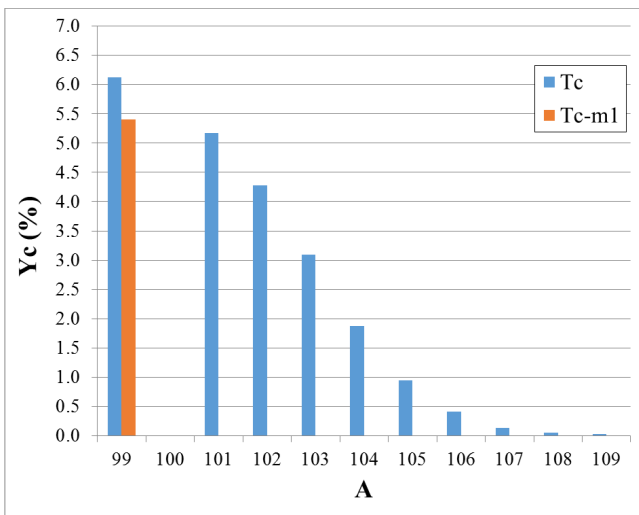


Рис. А.0.8: Выход изотопов Ru

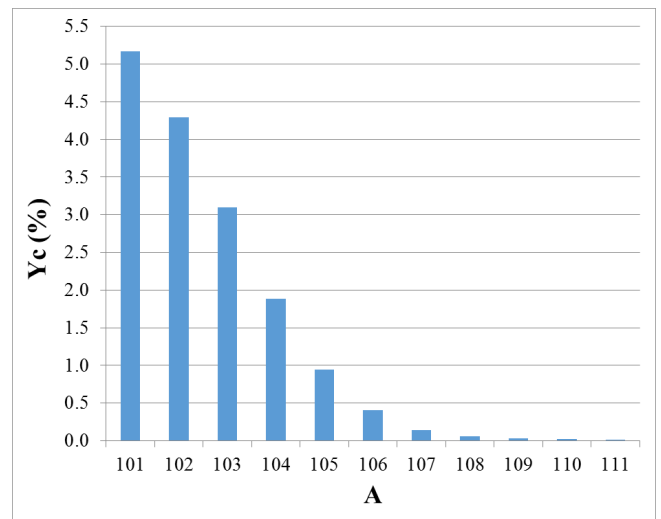


Рис. А.0.9: Выход изотопов Sr

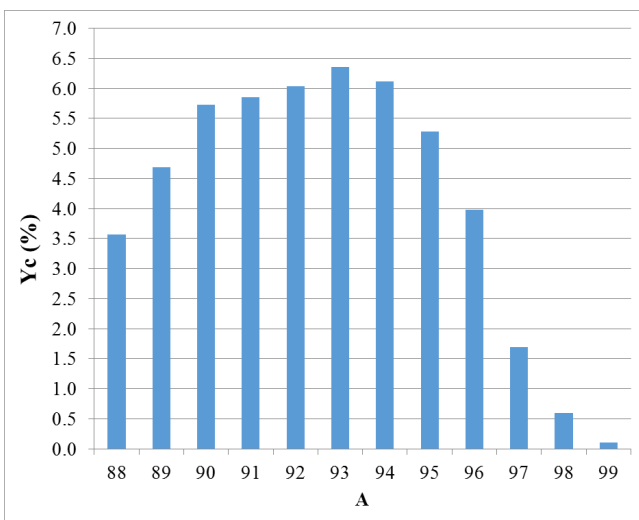


Рис. А.0.10: Выход изотопов Y

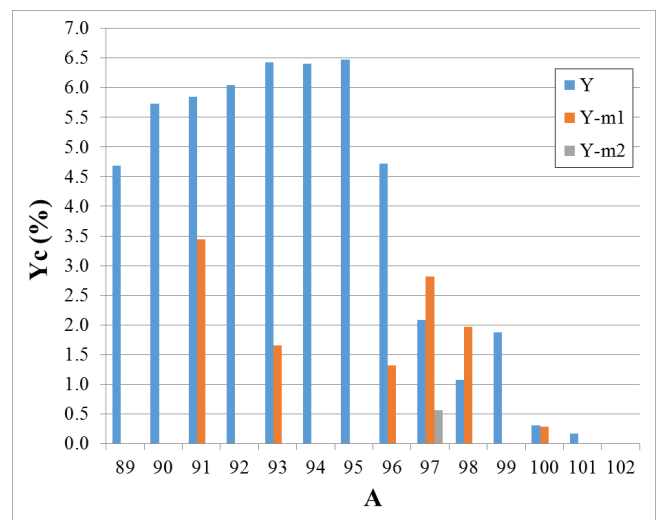


Рис. А.0.11: Выход изотопов Sn

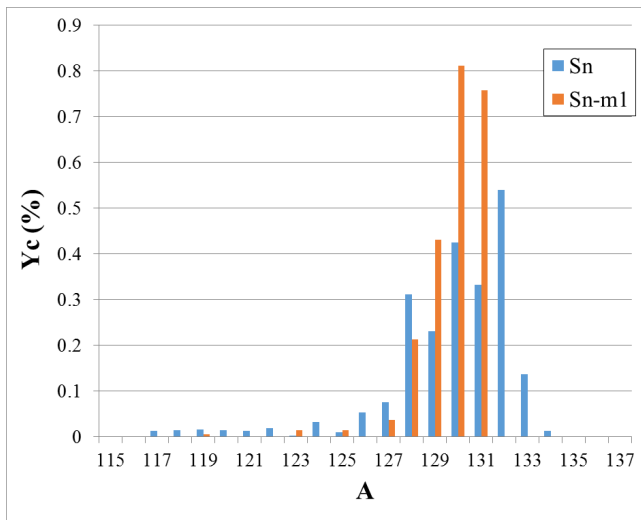


Рис. А.0.12: Выход изотопов Sb

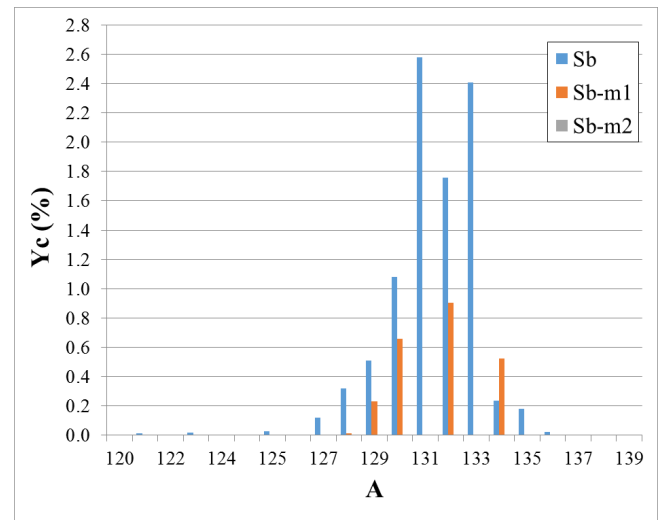


Рис. А.0.13: Выход изотопов Te

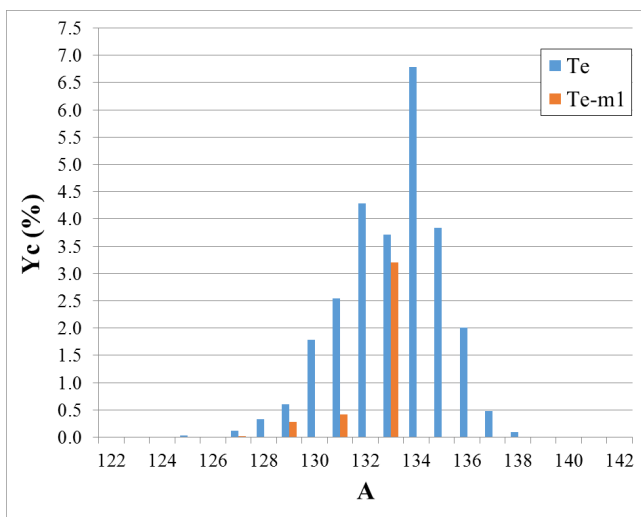


Рис. А.0.14: Выход изотопов I

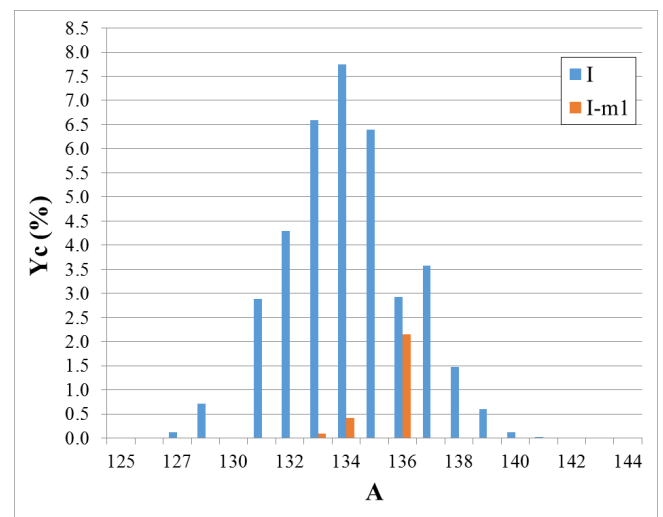


Рис. А.0.15: Выход изотопов Cs

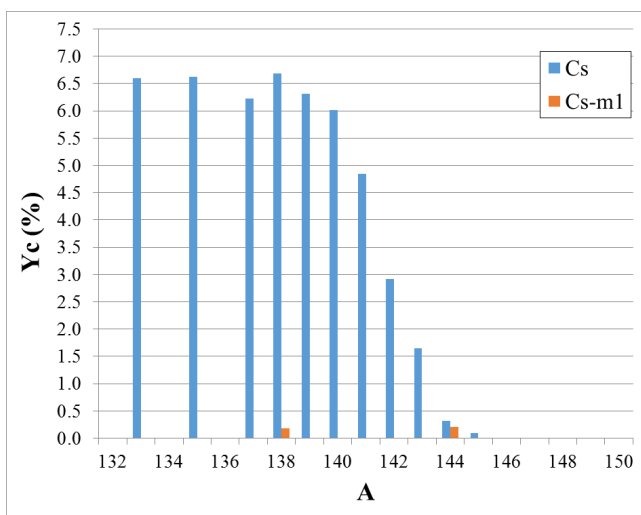


Рис. А.0.16: Выход изотопов Ba

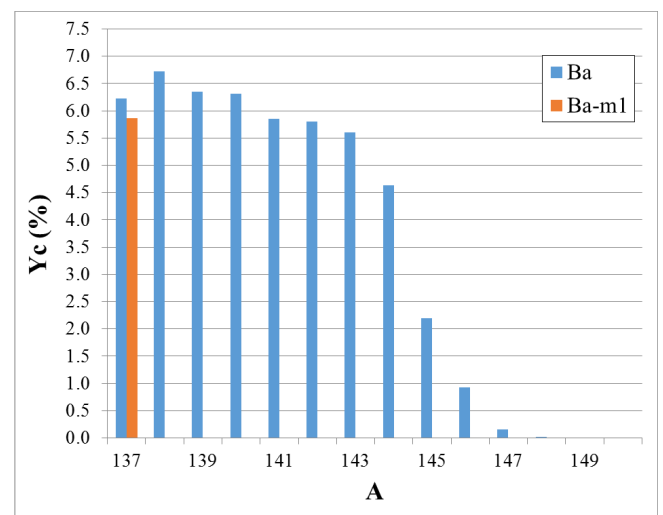


Рис. А.0.17: Выход изотопов La

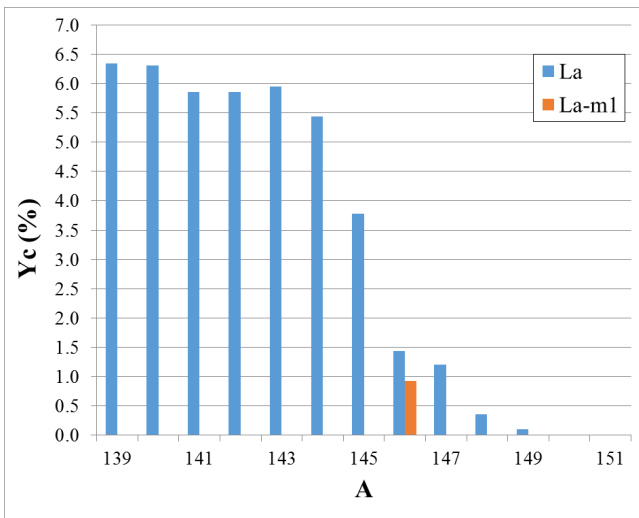


Рис. А.0.18: Выход изотопов Ce

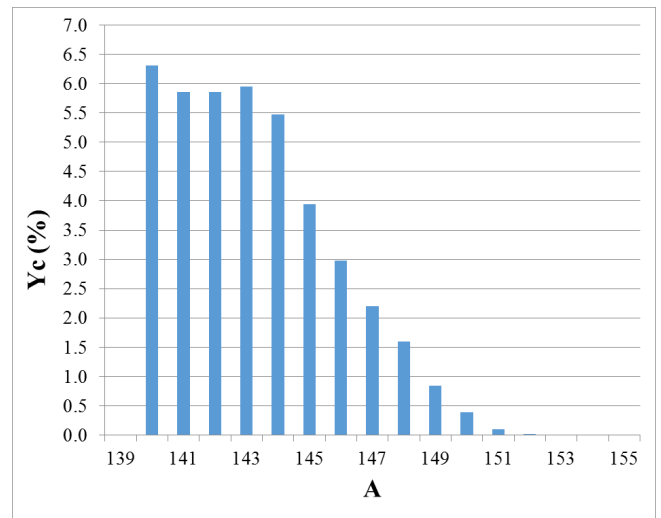


Рис. А.0.19: Выход изотопов Pr

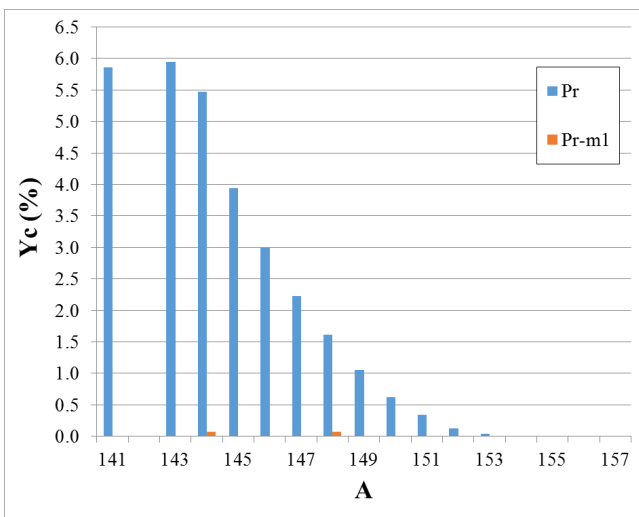


Рис. А.0.20: Выход изотопов Nd

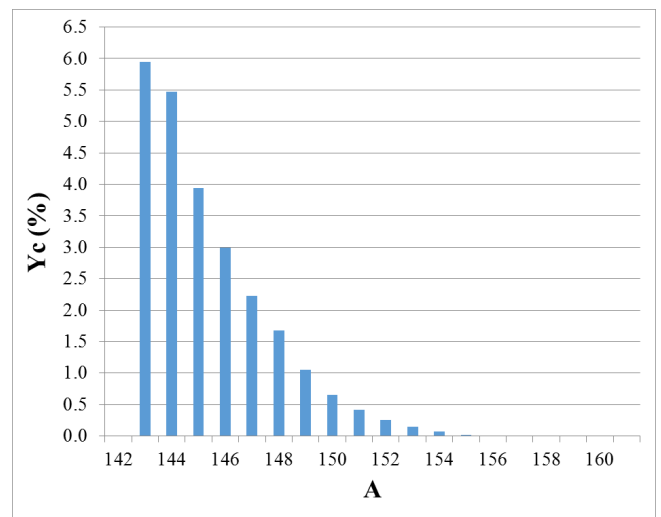


Рис. А.0.21: Выход изотопов Zr

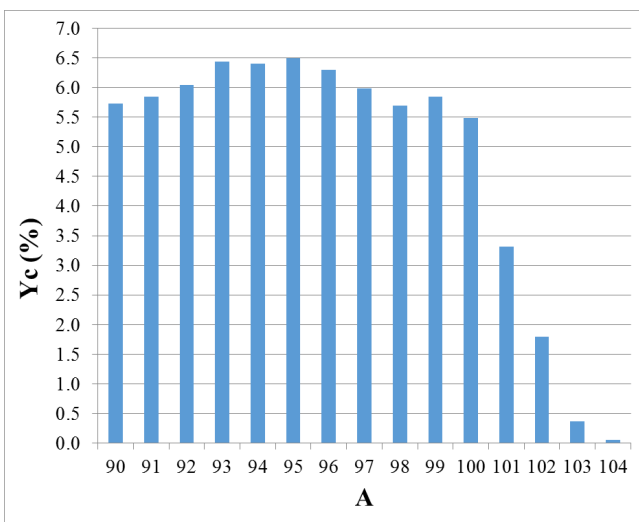
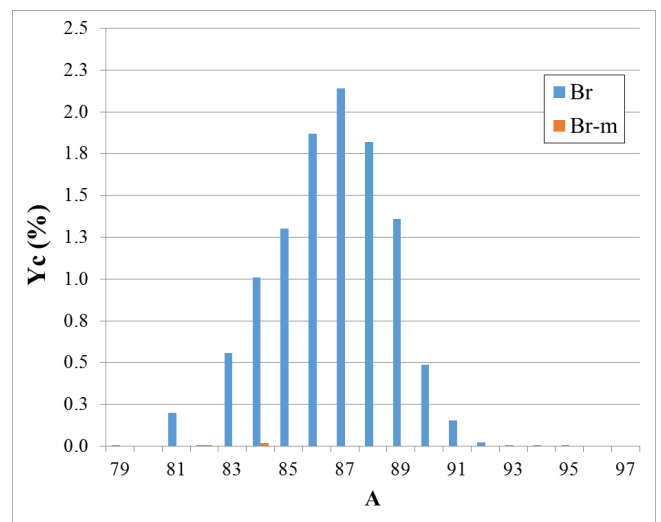


Рис. А.0.22: Выход изотопов Br



В. Приложения

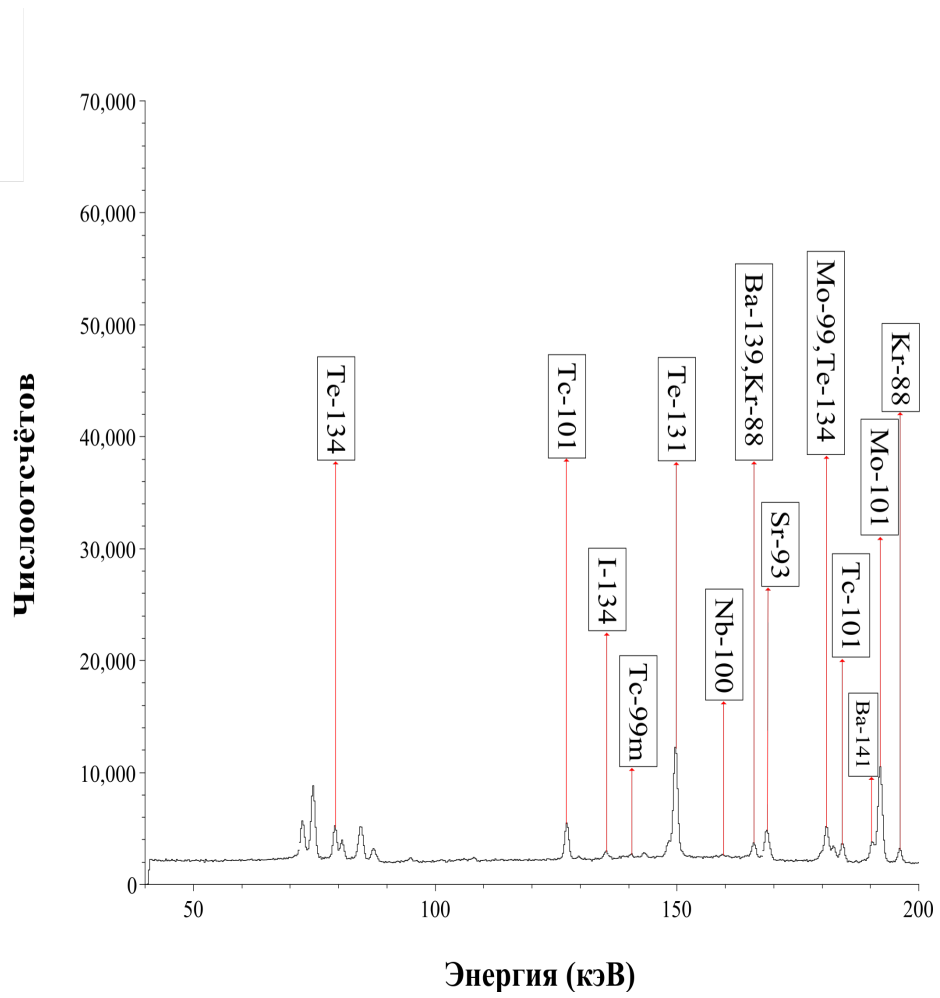


Рис. В.0.1: Гамма спектр из эксперимента для идентификации транспортированных нуклидов (50 кеВ; 200 кеВ)

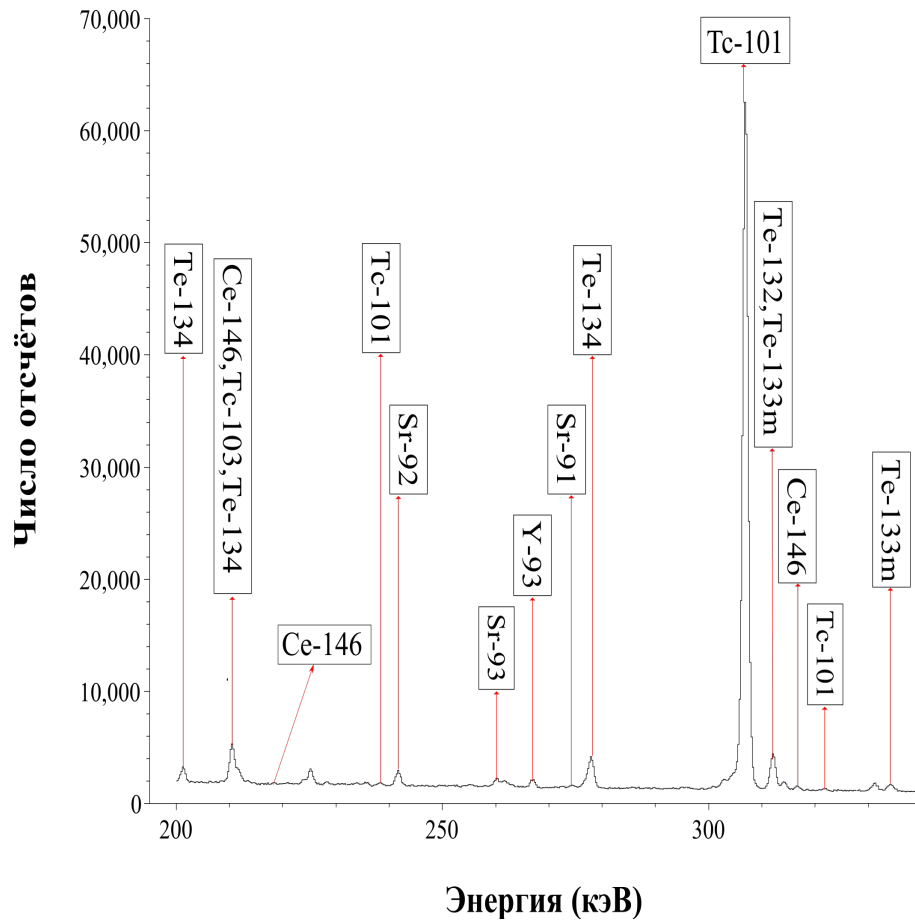


Рис. В.0.2: Гамма спектр из эксперимента для идентификации транспортированных нуклидов (200 кеВ; 340 кеВ)

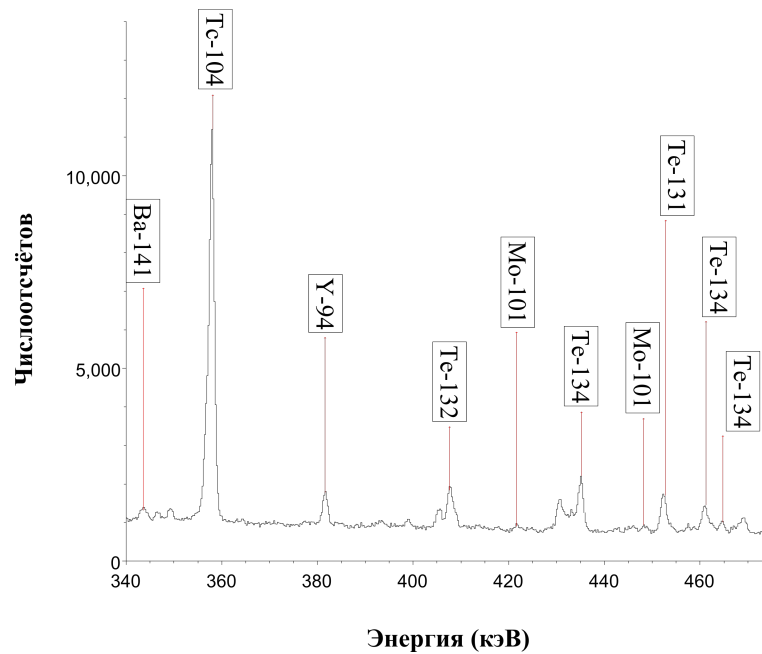


Рис. В.0.3: Гамма спектр из эксперимента для идентификации транспортированных нуклидов (340 кеВ; 460 кеВ)

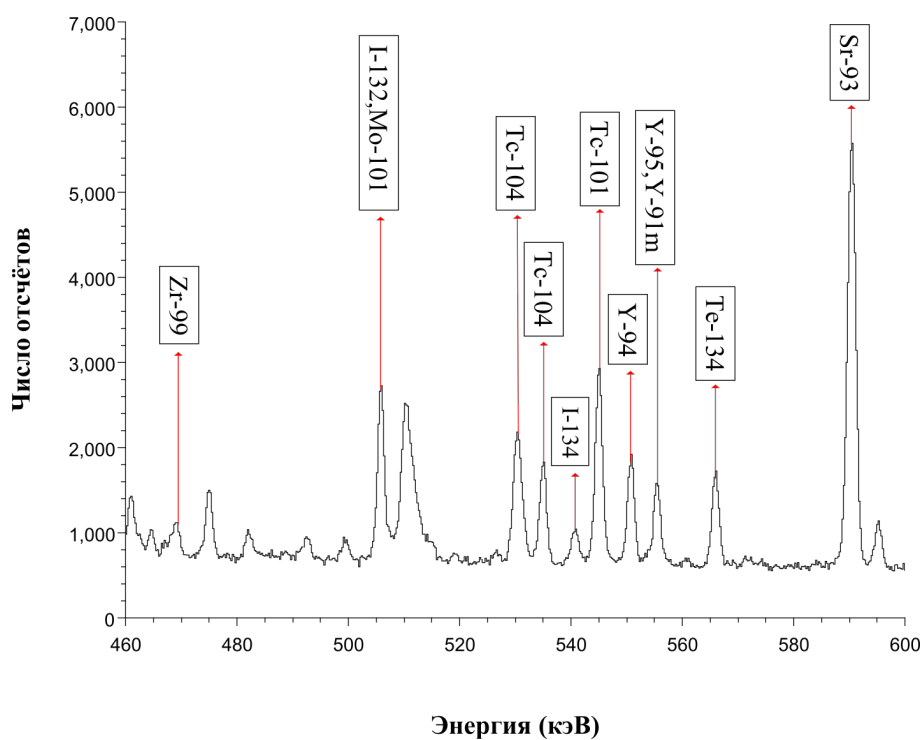


Рис. В.0.4: Гамма спектр из эксперимента для идентификации транспортированных нуклидов (460 кеВ; 600 кеВ)

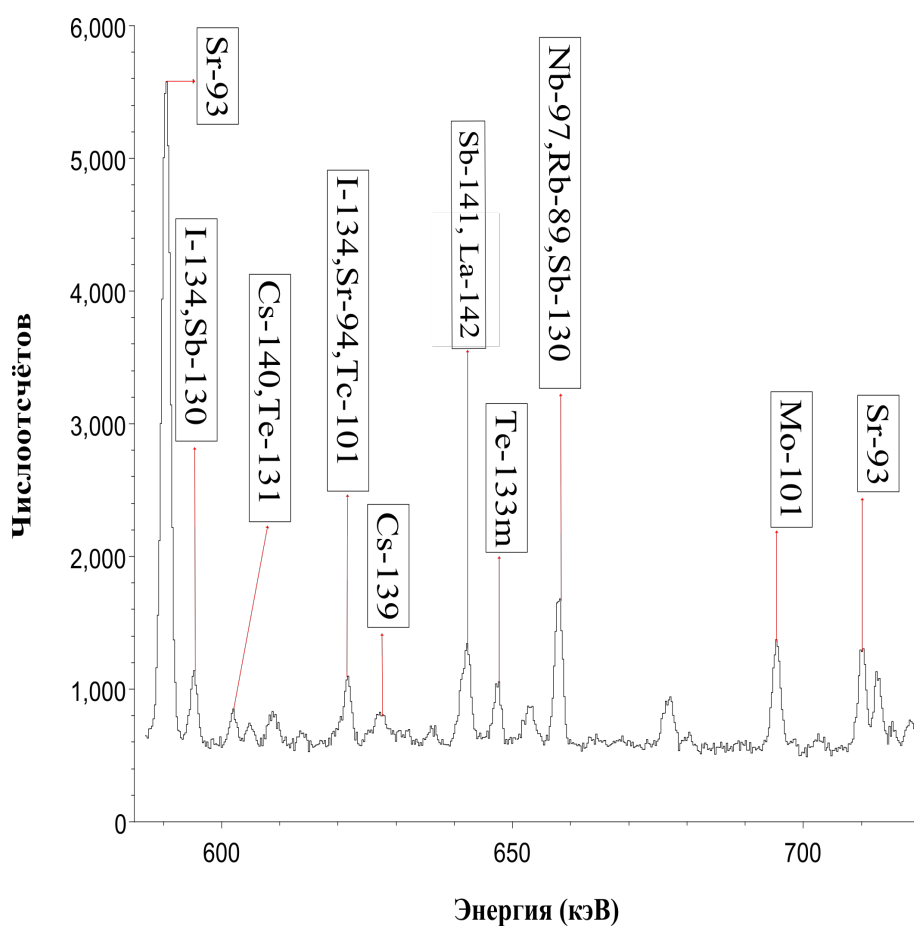


Рис. В.0.5: Гамма спектр из эксперимента для идентификации транспортированных нуклидов (600 кеВ; 700 кеВ)

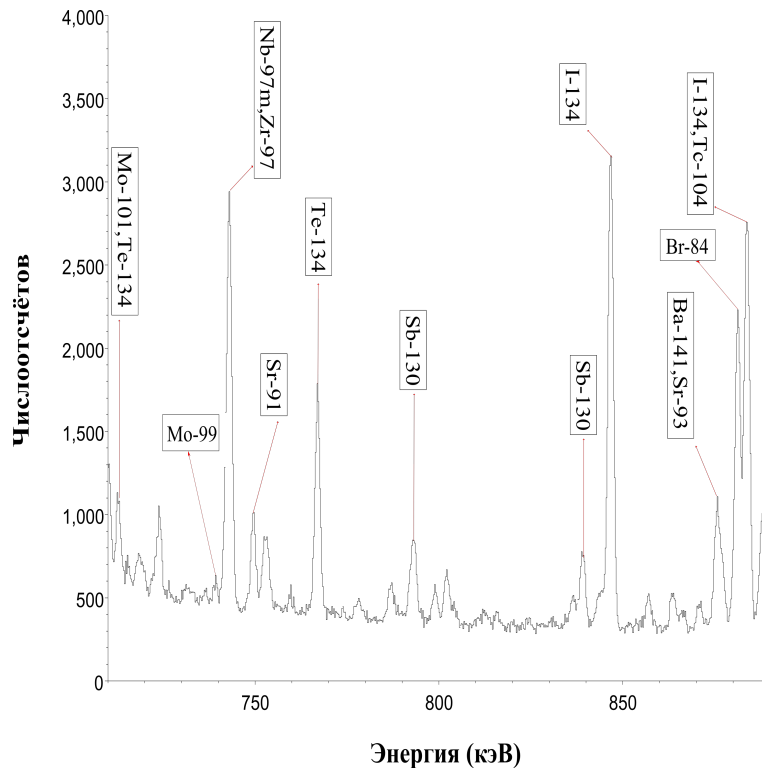


Рис. В.0.6: Гамма спектр из эксперимента для идентификации транспортированных нуклидов (700 кеВ; 900 кеВ)

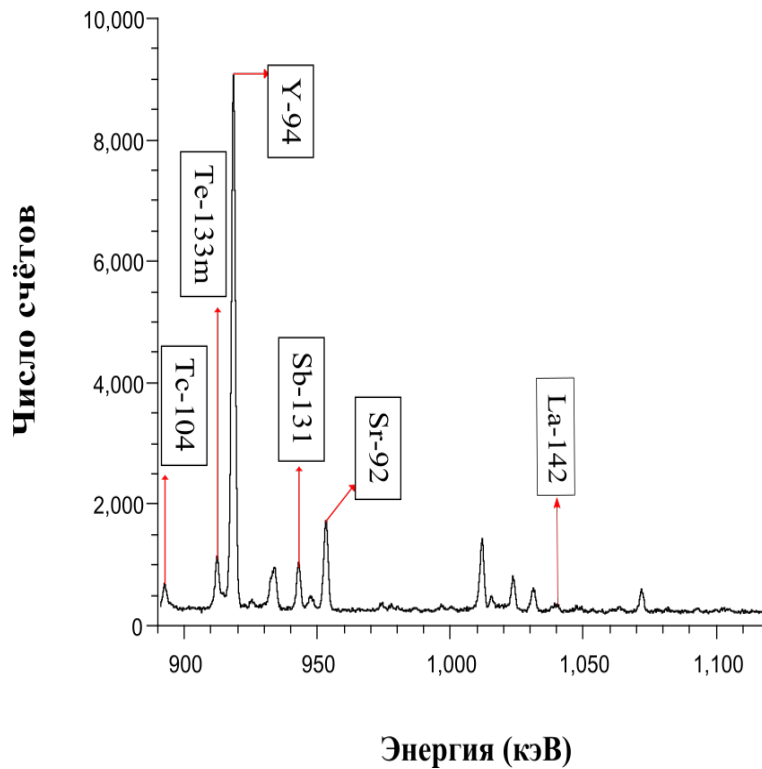


Рис. В.0.7: Гамма спектр из эксперимента для идентификации транспортированных нуклидов (900 кеВ; 1200 кеВ)

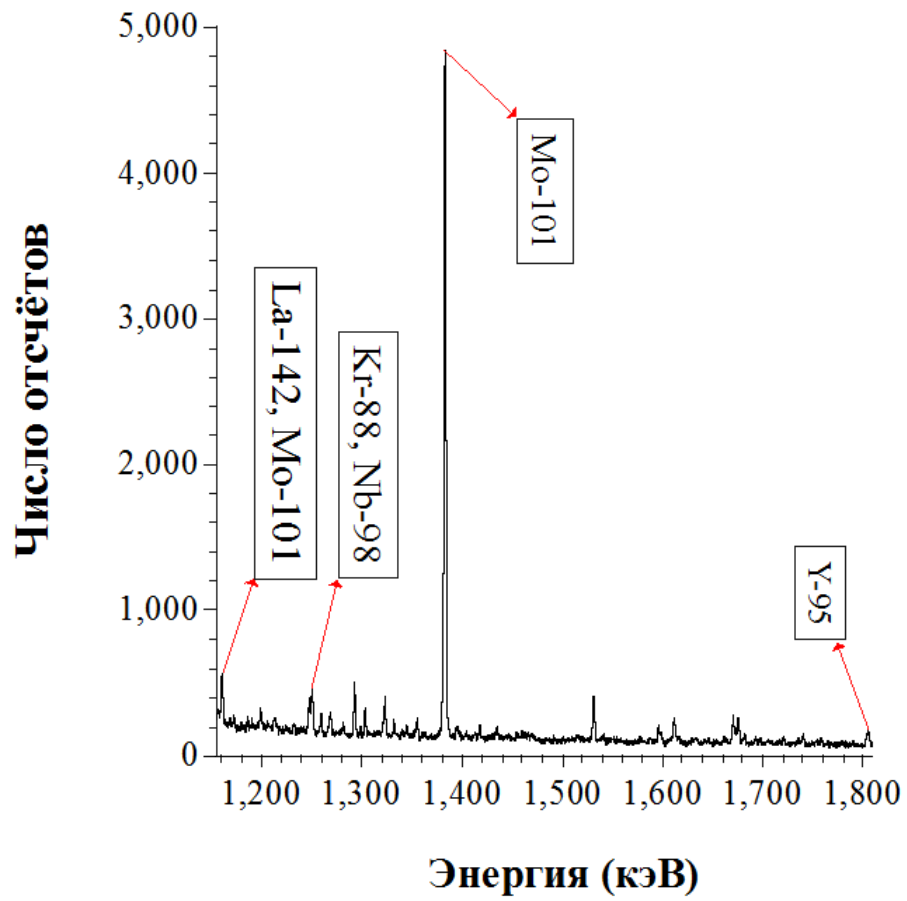


Рис. В.0.8: Гамма спектр из эксперимента для идентификации транспортированных нуклидов (1200 кеВ; 1800 кеВ)