

**Санкт-Петербургский политехнический университет
Петра Великого
Институт физики, нанотехнологий и телекоммуникаций**

На правах рукописи

Чечкин Антон Вадимович

**Прецизионное измерение времени жизни нейтрона и связь с процессами
первичного нуклеосинтеза**

Направление подготовки

03.06.01 Физика и астрономия

Код и наименование

Направленность

03.06.01_01 Астрофизика и звёздная астрономия

Код и наименование

НАУЧНЫЙ ДОКЛАД

об основных результатах научно-квалификационной работы (диссертации)

Автор работы: Чечкин Антон Вадимович
Научный руководитель: профессор, д. ф.-м. н.,
Варшалович Дмитрий Александрович

Санкт Петербург – 2018

Научно-квалификационная работа выполнена на кафедре космических исследований Института физики, нанотехнологий и телекоммуникаций федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого»

Директор ВШ/зав. кафедрой: Варшалович Дмитрий
Александрович,
д. ф.-м. н., профессор

Научный руководитель: Варшалович Дмитрий
Александрович,
д. ф.-м. н., профессор

Рецензент: – Фомин Алексей Константинович
*к. ф.-м. н., НИЦ КИ ПИЯФ,
старший научный сотрудник*

С научным докладом можно ознакомиться в библиотеке ФГАОУ ВО «Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого» и на сайте Электронной библиотеки СПбПУ по адресу: <http://elib.spbstu.ru>

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность работы

Определение времени жизни нейтрона — одна из фундаментальных задач современной физики. Работы в данном направлении ведутся разными научными коллективами на протяжении пятидесяти лет. В данное время имеется необходимость увеличения точности измерений в связи с расхождением результатов, получаемых с использованием различных методов измерений, а также в связи с важностью этой величины для Стандартной модели, астрофизики и космологии.

Цель и задачи исследования

Целью данной работы является получение нового результата для времени жизни свободного нейтрона с ошибкой менее одной секунды и указание на то, что с увеличением точности астрофизических измерений, значение времени жизни нейтрона, используемое в моделях первичного нуклеосинтеза будет становиться всё более чувствительным параметром.

Научная новизна

В работе представлен обзор как самых первых экспериментов по измерению времени жизни нейтрона, так и самых последних результатов. Для этого представлены все три метода измерений с их преимуществами и недостатками. Подробно описывается последний эксперимент, выполненный в Петербургском институте ядерной физики (ПИЯФ), с использованием большого гравитационного спектрометра, представляющего собой материальную ловушку с объёмом в 5 раз больше, чем в предыдущей установке. Ловушка столь большого размера, охлаждённая до криогенных температур (80К), используется впервые. Также был проведён анализ современных работ, посвящённых определению концентраций первичных элементов, образовавшихся в процессе первичного нуклеосинтеза и анизотропии реликтового излучения, и было показано, что увеличение точности астрофизических измерений потребует знания «правильного» времени жизни нейтрона, используемого в моделях первичного нуклеосинтеза.

Теоретическая и практическая значимость

Поскольку первичный состав Вселенной, согласно современным представлениям, был сформирован в процессе первичного нуклеосинтеза, для того чтобы делать заключения о корректности существующих моделей этого процесса необходимо знать времена жизни свободного нейтрона с высокой точностью. Также время жизни нейтрона является важным параметром для Стандартной модели, которая описывает свойства элементарных частиц и существующие взаимодействия между ними.

Публикации

Основные результаты научной работы опубликованы в 6 научных трудах, в том числе 5 статьях в рецензируемых научных журналах, рекомендуемых ВАК Министерства образования и науки РФ, 2 препринтах ПИЯФ

Представление научного доклада: основные положения

Положения, представленные в работе:

1. Определены оптимальные параметры для работы с большим гравитационным спектрометром, позволяющие минимизировать статистические погрешности для времени жизни нейтрона.
2. Представлена методика обработки данных, позволяющая контролировать факторы, способные привести к увеличению систематических погрешностей.
3. Получено новое значение для времени жизни нейтрона.
4. Дано указание на то, что с увеличением точности спектроскопических измерений состава первичного межзвёздного вещества и флуктуаций микроволнового фона важность знания точного времени жизни нейтрона в математических моделях, описывающих первичный нуклеосинтез, будет возрастать.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во **введении** описывается актуальность проблемы прецизионного измерения времени жизни нейтрона (τ_n), как для стандартной модели и физики элементарных частиц, так и для корректного моделирования процессов, протекающих в первые несколько минут после Большого Взрыва. Ставится цель, и задачи, требующие решения, для её достижения. Показана научная новизна, и практическая значимость полученных результатов.

В **первой главе** «История измерений времени жизни нейтрона» приводится исторический обзор, посвящённый измерению τ_n при помощи различных методов проведения эксперимента.

Так, долгое время единственным способом измерить время жизни свободного нейтрона был пучковый метод измерений, в котором ядерный реактор выступает как источник нейтронов с плотностью, которая позволяет проводить эксперимент по измерению времени жизни. Первые попытки измерить τ_n были предприняты ещё в 1951 году, где экспериментаторам удалось получить ограничение $\tau_n = 1110 \pm 200$ с при помощи измерения активности нейтронного пучка, вылетающего из реактора. При помощи современных экспериментов на пучках (2013 г.) точность удалось улучшить до величины $\tau_n = 887.7 \pm 2.3$ с.

Второй способ определить τ_n заключается в использовании того факта, что у нейтрона существует магнитный момент. Это позволяет провести измерение τ_n при помощи ловушек, в которых нейтрон отражается от стенок благодаря его взаимодействию с магнитным полем. Потенциальная энергия магнитного момента в магнитном поле равна $U = -\vec{\mu}B(r)$ и при величине поля 1.6 Тл эта энергия будет соответствовать $U \sim 100$ нэВ или скорости нейтрона ~ 4.5 м/с. Нейтроны со столь малыми энергиями носят название ультрахолодных. Первый результат измерений в 1989 году дал результат $\tau_n = 877 \pm 10$ с, который совсем недавно (2017 г.) был подтверждён с высокой точностью: $\tau_n = 877.7 \pm 0.7_{stat} + 0.3/-0.1_{sys}$ с.

Третий способ установить время жизни нейтрона использует такое явление, как когерентное отражение ультрахолодных нейтронов (УХН) от материальной поверхности, если их скорость не превышает критическое значение v_{lim} для данного материала. При этом необходимо уменьшить потери на поглощение настолько, чтобы время хранения УХН в сосуде стало сравнимым с τ_n . Первый эксперимент, где потери на соударениях со стенками составили 20% от общих потерь стал эксперимент В.И. Морозова (1986 г.), давший результат $\tau_n = 903 \pm 13$ с. В данной работе представлен эксперимент, осуществивший самое недавнее измерение времени жизни нейтрона с использованием материальной ловушки и давший результат $\tau_n = 881.5 \pm 0.7 \pm 0.6$ с.

Во **второй главе** метод измерения времени жизни нейтрона при помощи хранения в материальных ловушках описан более подробно, а также даётся описание экспериментальной установки.

Поскольку для проведения измерений используются ультрахолодные нейтроны необходимо описать их характерные свойства. Скорости движения ультрахолодных нейтронов составляют всего несколько метров в секунду, что соответствует энергиям ~ 100 нэВ и температурам менее 1 милликельвина,

именно поэтому они называются ультрахолодными. Нейтроны, движущиеся с такими малыми скоростями обладают длиной волны порядка 100 нм, за счёт чего они взаимодействуют не с отдельными атомами вещества, а с общим потенциалом, который имеет вид:

$$U_0 = \frac{\hbar^2}{2m} 4\pi N_0 b \quad (1)$$

Где \hbar — постоянная Планка, m — масса нейтрона, N_0 — концентрация атомов, а b — когерентная амплитуда рассеяния нейтрона на ядрах вещества. Если нейтрон влетает в область с положительным потенциалом, то в нём он приобретает потенциальную энергию, а значит его кинетическая энергия должна уменьшиться. Если нормальная компонента скорости меньше некоторой величины v_{lim} , то нейтрон вообще не может проникнуть внутрь вещества, и полностью отражается.

Ещё одним характерным свойством ультрахолодных нейтронов является их поведение в гравитационном поле — они ведут себя как классические частицы и после соударений со стенками сосуда движутся по параболическим траекториям. То есть возможно создание сосуда со стенками такой высоты, которые нейтроны не может перепрыгнуть, если они не обладает кинетической энергией больше, чем высота барьера $E = mgh$. Таким образом можно создать ловушку, стенки которой ограничат движение нейтронов в горизонтальном направлении, а в вертикальном направлении их движению будет препятствовать гравитационный потенциал.

Так как при хранении нейтронов в материальной ловушке они неизбежно взаимодействуют с её поверхностью, возникает источник потерь, дополнительно к β -распаду.

Вероятности потерь при этом суммируются, и мы имеем выражение вида:

$$\tau_{st}^{-1} = \tau_n^{-1} + \tau_{loss}^{-1} \quad (2)$$

Где τ_n^{-1} — вероятность распада нейтрона в единицу времени, а τ_{loss}^{-1} — вероятность потерь при соударениях нейтронов со стенками сосуда.

Чтобы учесть τ_{loss}^{-1} при обработке — применяется метод экстраполяции. Для этого в объём хранения вводится дополнительная поверхность, увеличивающая частоту соударений примерно вдвое.

Измерения проводятся следующим образом: ловушка наполняется УХН, со специально подготовленным спектром. Нейтроны хранятся в течение опре-

делённых промежутков времени, а затем сливаются на детектор для регистрации. Так как число зарегистрированных нейтронов зависит от времени их удержания и от числа столкновений со стенками, проводятся несколько измерений для различной геометрии и разных времён удержания, что позволяет провести экстраполяцию ко времени жизни свободного нейтрона.

Поведение нейтрона, как и других нестабильных частиц, описывается уравнением радиоактивного распада, решение которого можно записать:

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \quad (3)$$

Имея два времени удержания t , мы можем измерить суммарную вероятность потерь, исключив при этом число нейтронов, захваченных в ловушку в момент времени $t = 0$:

$$\tau_{st} = (t_2 - t_1) / \ln(N_1 / N_2) \quad (4)$$

Где N_1 и N_2 — число нейтронов зарегистрированных в моменты t_1 и t_2 соответственно. Для того чтобы учесть τ_{loss}^{-1} и из уравнения (2) получить τ_n^{-1} измерения времени хранения в ловушке проводятся для двух разных геометрий. При этом единственный параметр, который изменяется — это частота соударений нейтронов со стенками ловушки. В нашей модели источником потерь нейтронов является мнимая часть потенциального барьера. Для вычисления вероятности потери (без гравитации) мы используем выражение

$$\tau_{loss}^{-1} = \mu(T, E) \nu(E) \quad (5)$$

где $\mu(T, E)$ — усреднённый по углам падения коэффициент потерь, называемый «функция потерь» УХН при отражении, который зависит от энергии УХН и температуры стенок ловушки, $\nu(E)$ — частота столкновений УХН со стенками, которая зависит от размера ловушки и энергии УХН. Уравнение (5) может быть переписано в виде:

$$\tau_{loss}^{-1} = \eta(T) \gamma(E) \quad (6)$$

В такой записи мы имеем два сомножителя: $\eta(T)$, коэффициент потерь, зависящий только от температуры стенок, и $\gamma(E)$, эффективная частота соударений, зависящая только от энергии УХН. В такой форме единственной величиной, зависящей от энергии УХН, является эффективная частота соударений $\gamma(E)$. Таким образом имея систему уравнений:

$$\tau_1^{-1} = \tau_n^{-1} + \eta \gamma_1 ; \quad \tau_2^{-1} = \tau_n^{-1} + \eta \gamma_2 \quad (7)$$

Мы можем найти как коэффициент потерь η , так и τ_n^{-1} :

$$\eta = (\tau_2^{-1} - \tau_1^{-1})/(\gamma_2 - \gamma_1) ; \quad (8)$$

$$\tau_n^{-1} = [(\tau_1^{-1} + \tau_2^{-1}) - \eta(\gamma_1 + \gamma_2)]/2$$

Где γ_1 и γ_2 — эффективные частоты соударений, а η — коэффициент потерь. Если исключить η то для времени жизни получим:

$$\tau_n^{-1} = \tau_1^{-1} - (\tau_2^{-1} - \tau_1^{-1})/[\gamma_2(E)/\gamma_1(E) - 1] \quad (9)$$

Отсюда можно видеть, что одно из времён хранения вносит определяющий вклад в измеряемое время жизни, в то время как второе — играет роль поправки, которая зависит от разности времён хранения и отношения эффективных частот соударений. Также, поскольку величины $\gamma(E)$ зависят от параметров установки, а именно: геометрии ловушки и энергии УХН — имеется два способа построения экстраполяции. Можно использовать разные энергии УХН или изменять геометрию ловушки. Первый способ носит название энергетической, а второй — геометрической экстраполяции соответственно.

Как уже было сказано ранее, для построения геометрической экстраполяции в объём хранения помещается вставка, увеличивающая эффективную частоту соударений. Энергетическую экстраполяцию можно получить, наполняя ловушку, а затем осуществляя серию последовательных поворотов ловушку на всё возрастающие углы, чтобы слить оставшиеся после удержания нейтроны.

Для того чтобы проводить измерения необходимо обеспечить выполнение нескольких условий:

- Создать в объёме хранения достаточный вакуум, чтобы уменьшить потери нейтронов при неупругих соударениях с молекулами остаточных газов.
- Выбрать материал, имеющий малое сечение поглощения нейтронов, и большое значение граничной скорости u_{lim} , чтобы максимально увеличить время хранения нейтронов в сосуде.
- По возможности охладить стенки сосуда, максимально равномерно, чтобы избежать явления малого нагрева, который приводит к изменению энергии удерживаемых нейтронов и является дополнительным источником потерь, а также вариации коэффициента потерь, который чувствителен к изменению температуры.

Чтобы удовлетворить этим требованиям установка была собрана следующим образом. Для создания необходимого вакуума были взяты два цилиндрических алюминиевых азотных танка. Они были разрезаны по горизонтали, вдоль образующих, а к линии разреза были приварены фланцы для герметичного соединения получившихся половинок. Внутри меньшего танка были сварены ёмкости для азотного охлаждения, жидкий азот из которых по трубкам поступает к ловушке и вставке. При этом внешний танк обеспечивает изолирующий вакуум, а во внутреннем — находится рабочая область, где располагаются ловушка и вставка. Внешний и внутренний объёмы откачиваются независимо при помощи турбомолекулярных насосов. Заполнение ёмкостей внутреннего танка азотом осуществляется через специальные проходки во внешнем сосуде. Такая система позволяет поддерживать давление внутри рабочего объёма на уровне не превышающем $2 \cdot 10^{-6}$ торр.

Ловушка для уменьшения температурных градиентов выполнена из меди в виде полуцилиндра с радиусом 0.7 метра и длиной 2 метра, разрезанного вдоль образующей и со стенками на торцах. Вставка также сделана из меди и представляет собой горизонтально расположенную половинку трубы с радиусом 0.6 метра и длиной 1.8 метра. Их крепёж представляет собой конструкцию вида «труба в трубе» и осуществляется на торцах, что позволяет обеспечить их раздельное вращение. Валы выведены наружу, а поворот осуществляется при помощи шаговых двигателей через систему редукторов.

Принципиальная схема представлена ниже на Рис. 1а с ключевыми положениями ловушки и вставки Рис. 1б. На Рис. 1б показаны положения ловушки и вставки до и после установки титанового поглотителя. Установка поглотителя была произведена для того чтобы уменьшить время подготовки спектра УХН к измерениям. Первую половину измерительного времени подготовка спектра нейтронов осуществлялась путём поворота ловушки на угол 15 градусов на 500 секунд — время сравнимое с временем жизни нейтрона. Из-за этого значительная часть захваченных нейтронов успевала распасться. Установка титанового поглотителя позволила сократить это время до 300 секунд и значительно увеличить число нейтронов, используемых для измерений.

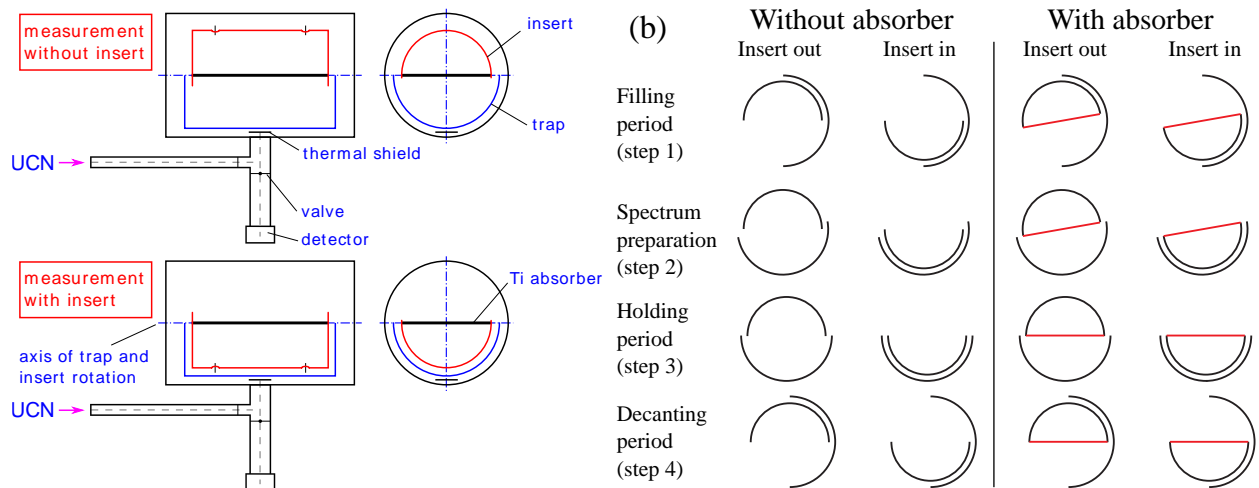


Рис. 1 Принципиальная схема внутренней части установки.

Для уменьшения коэффициента потерь поверхность ловушки и вставки покрывается безводородным маслом на основе перфторполиэфира. В качестве детектора УХН применяется газовый детектор на основе ^3He .

Детальная схема установки показана на Рис. 2:

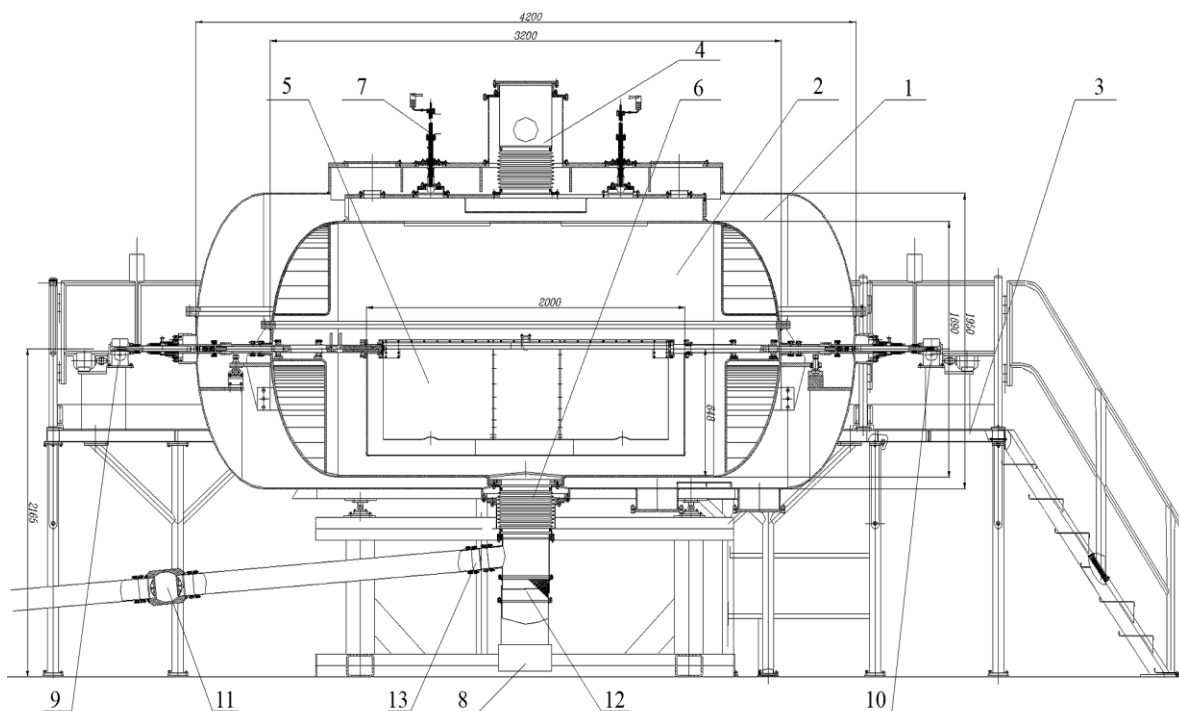


Рис. 2 1 — Внешний вакуумный объём; 2 — внутренний вакуумный объём; 3 — платформа для обслуживания; 4 — откачка внутреннего сосуда; 5 — ловушка и вставка в нижнем положении; 6 — нейтроновод; 7 — система напыления ловушки и вставки; 8 — детектор; 9 — механизм поворота ловушки; 10 — механизм поворота вставки, 11 — затвор турбины, 12 — затвор детектора, 13 — затвор нейтроновода.

Заполнение УХН производится снизу через нейтроноводную систему, оборудованную тремя затворами. Турбинный затвор (11) открывается на время наполнения установки, а затем закрывается на время измерений, отсекая нейтроны, поступающие от турбины. Второй затвор (13) пропускает нейтроны

в ловушку во время наполнения и не пропускает их в нейтроновод во время слива. Последний затвор (12) закрывает детектор во время наполнения установки, открывается в начале процесса мониторинга, призванного осуществить чистку от надграничных нейтронов, и остаётся открытым до конца измерительного цикла. Измерительный цикл включает в себя следующие этапы.

- Заполнение ловушки.
- Захват.
- Чистка спектра от надграничных нейтронов (Мониторирование).
- Хранение.
- Слив.
- Измерение фона.

В ходе измерений были опробованы варианты с разным количеством сливов и в итоговом варианте был выбран режим работы с двумя сливами.

В **третьей главе** рассматриваются вопросы выбора оптимальных параметров для измерений и учёт систематических эффектов. Ранее уже было показано, что время хранения УХН в ловушке определяется путём подсчёта нераспавшихся нейтронов за времена t_1 и t_2 из системы (4). Поскольку целью данной работы является измерение τ_n с максимально возможной точностью, необходимо также точно измерить и времена хранения в ловушке. Можно показать, что ошибка на время хранения τ даётся формулой:

$$\Delta\tau = \frac{\tau^2}{\Delta t} \sqrt{\frac{1}{N_1} + \frac{1}{N_2}} \quad (10)$$

Где $\Delta t = t_2 - t_1$. Видно, что если увеличить время t_2 , то знаменатель дроби увеличится, а погрешность $\Delta\tau$ уменьшится, однако если выбрать t_2 слишком большим, то N_2^{-1} станет велико, и погрешность опять начнёт нарастать. Выразив N_2 через N_1 можно найти оптимальное значение $\Delta t_{opt} \approx 2.22\tau$ для одиночного измерения. Однако если мы осуществляем серию измерений за ограниченное количество времени, то сокращая Δt мы увеличиваем число независимых определений τ и может оказаться так, что зависимость $\Delta\tau$ будет расти слабее, чем корень из числа независимых измерений. Если мы имеем в распоряжении время t_0 , то число пар измерений можно записать в виде:

$$k = \frac{t_0}{t_{pr} + \Delta t} \quad (11)$$

Где t_{pr} — суммарное время, измерительного цикла, за исключением Δt . В таком случае итоговая ошибка измерения $\Delta\tau_\Sigma$ может быть записана как:

$$\Delta\tau_\Sigma = \frac{\Delta\tau}{\sqrt{k}} = \frac{\tau^2}{\sqrt{N_0 t_0}} e^{\frac{t_1}{2\tau}} \times \frac{1}{\Delta t} \sqrt{\left(1 + e^{\frac{\Delta t}{\tau}}\right) (t_{pr} + \Delta t)} \quad (12)$$

В этом случае значение Δt_{opt} становится функцией t_{pr} , и решение не может быть записано в элементарных функциях в явном виде, однако воспользовавшись свойствами монотонности выражения (12) можно построить обратную функцию и найти решение графически (Рис. 3):

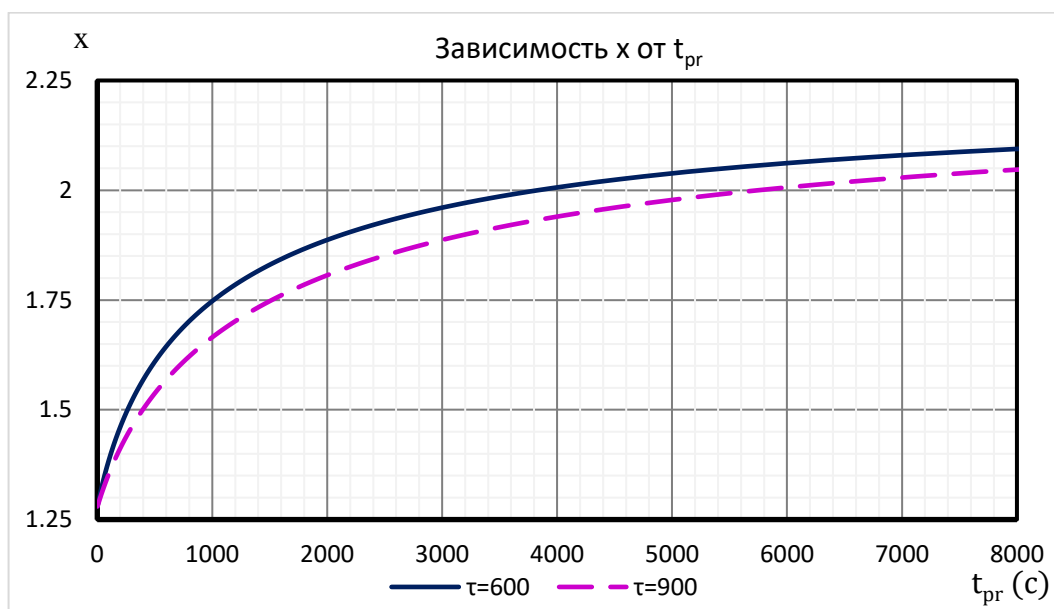


Рис. 3 Определение оптимального интервала между временами удержания для минимизации итоговой ошибки $\Delta\tau_\Sigma$. По вертикальной оси отложено отношение $x = \Delta t/\tau$, по горизонтальной — время на проведение пары измерений (знаменатель в формуле (11)) за вычетом Δt . Кривые построены для времён хранения 600-900 секунд. Типичные значения времени t_{tr} . в эксперименте находятся в интервале 3200-4200 с. Видно, что время хранения в ловушке влияет очень слабо (менее 10%) на определение Δt_{opt} .

Видно, что Δt_{opt} для серии измерений оказывается тем короче, чем меньше время подготовки к измерениям. При этом в области минимума суммарная ошибка $\Delta\tau_\Sigma$ оказывается медленно меняющейся величиной. Вклад в ошибку при отходе от оптимального значения Δt можно показать в процентном соотношении (Рис. 4):

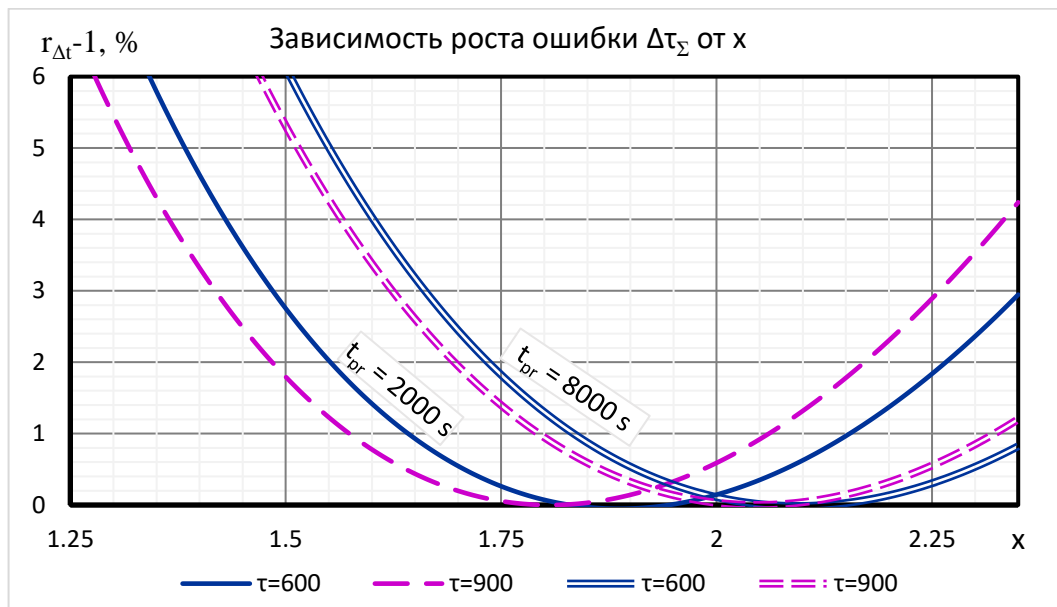


Рис. 4 Добавка в суммарную ошибку $\Delta\tau_{\Sigma}$ при выборе Δt отличного от оптимального. По горизонтальной оси отложено отношение $x = \Delta t/\tau$, по вертикальной — добавка, выраженная в процентах. Показаны два случая, соответствующих значениям t_{tr} 2000 и 8000 с соответственно.

Поскольку в реальном эксперименте все измерения происходят при определённых фоновых условиях — этим нельзя пренебречь. Учтя влияние фона можно получить следующее семейство зависимостей, представленных на Рис. 5:

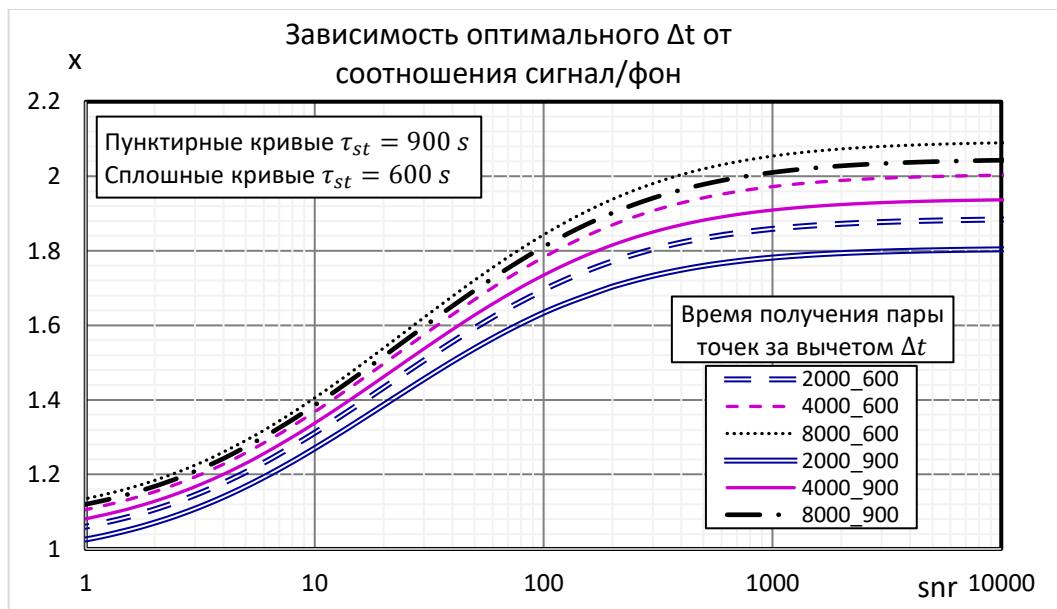


Рис. 5 Зависимость $\Delta t(\text{snr})$. По горизонтальной оси отложено отношение сигнал/фон (snr), по вертикали — $x = \Delta t/\tau$. Показаны два случая, для времён хранения 600 и 900 с соответственно, со временем подготовки спектра 2, 6 и 8 тысяч секунд.

Также помимо фона в эксперименте могут наблюдаться такие явления, как дрейф интенсивности, недочистка (или подтекание), просчёты детектора, неоднородность покрытия или несоответствие (из-за погрешности измерений)

геометрических размеров ловушки тем значениям, которые были использованы при моделировании. Все эти возможности были рассмотрены и было показано, что влияние большей части из них либо является незначительным, либо может быть учтено при обработке данных.

В четвёртой главе приводятся результаты измерений, полученных при работе с большой гравитационной ловушкой. Представлены данные, полученные при проведении контрольных измерений, которые подтверждают корректность итогового результата для τ_n .

Перед тем как начинать измерения необходимо убедиться в однородности покрытия ловушки и вставки, иначе мы будем иметь дело с неконтролируемой систематической погрешностью, поскольку вся методика экстраполяции к нулевым потерям опирается на предположение одинакового коэффициента потерь на обеих поверхностях. Для того, чтобы убедиться в стабильности перфторполиэфирного покрытия были изготовлены дубликаты ловушки и вставки, сделанные из титана, который очень хорошо поглощает УХН. То есть любые недочёты покрытия или его деградация с понижением температуры на титановой подложке стали бы хорошо заметны, чего не наблюдается в эксперименте. Результаты этого теста позволяют заключить, что даже если вероятность поглощения при соударении с титановой поверхностью составляет 50%, то величина недопокрытия не превышает 0.1% от общей площади.

В случае с медной ловушкой потери не столь велики и температурная зависимость коэффициента потерь становится наблюдаемой. Можно показать, что однородность покрытия одинакова для обеих поверхностей, если пролущить график зависимости $\eta(T)$, приведённый к единичной частоте соударений, полученный по формуле:

$$\eta = \frac{\tau_{st}^{-1} - \tau_n^{-1}}{\gamma} \quad (13)$$

Результат этой процедуры можно видеть на Рис. 6. Из этого графика становится очевидным необходимость проведения измерений при одной температуре, поскольку её изменение также будет сказываться на коэффициенте потерь, и, следовательно, на итоговой экстраполяции к τ_n , поэтому все рабочие измерения проводились после полного охлаждения ловушки и вставки до температуры жидкого азота.

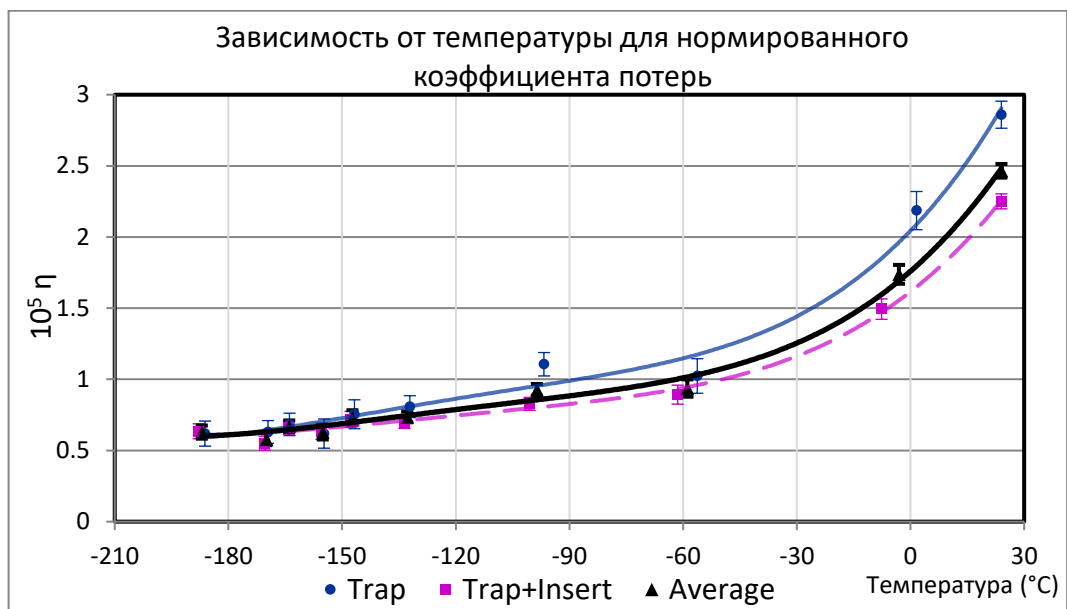


Рис. 6 Коэффициент потерь, приведённый к единичной частоте соударений.

После выхода установки на рабочую температуру начинается процесс измерения времён хранения. При этом контролируются такие параметры как угол поворота ловушки и вставки, их температура, давление внутри рабочего объёма, число нейтронов в процессах наполнения, подготовки спектра, удержания, слива и во время измерения фона. Так как измерения проводились в двух вариантах: до и после установки поглотителя, наблюдается изменение времени хранения, что не позволяет получить единую экстраполяцию. Однако имеется возможность построить две экстраполяции, по каждому периоду измерений соответственно, а затем их результаты можно усреднить, поскольку они не противоречат друг другу. Графики итоговых экстраполяций можно видеть на Рис. 7:

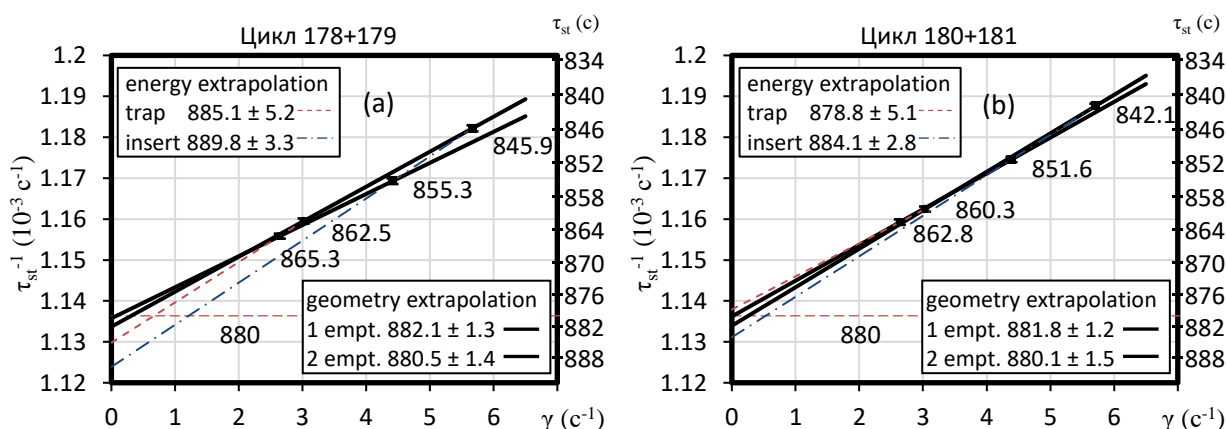


Рис. 7 Экстраполяции времён хранения ко времени жизни нейтрона:
a — измерения до установки поглотителя, *b* — после.

На графиках левая ось является основной, а правая — вспомогательной, чтобы связать вероятности потерь с соответствующими временами хранения.

Для дополнительного контроля все данные были сгруппированы и построены в зависимости от времени, чтобы показать отсутствие дрейфа времён хранения или итоговой экстраполяции.

Финальное значение для времени жизни нейтрона было получено усреднением результатов, полученных при помощи геометрических экстраполяций, представленных на Рис. 7, и составляет $\tau_n = 881.5 \pm 0.7$ с. Учтя все источники систематических погрешностей, перечисленных в таблице 1.

Таблица 1 Список систематически погрешностей

	Систематические эффекты	Величина, с
a)	Неопределённость функции $\mu(E)$	± 0.3
b)	Неточность геометрических размеров (3 мм для диаметра 1400 мм)	± 0.15
c)	Неточность расчёта	± 0.1
d)	Неточность установки угла ловушки (2°)	± 0.1
e)	Неоднородность покрытия ловушки и вставки	± 0.5
f)	Влияние остаточного вакуума	0.2 ± 0.02
	Сумма	0.2 ± 0.6

Итоговый результат для времени жизни нейтрона, полученного при помощи большой гравитационной ловушки включает в себя статистическую и систематическую погрешности и равен $\tau_n = 881.5 \pm 0.7_{stat} \pm 0.6_{syst}$ с.

За последние два десятилетия были опубликованы результаты нескольких групп исследователей, занимающихся проблемой измерения времени жизни нейтрона. Однако последний пучковый эксперимент, опубликованный в 2013 году, продолжает расходиться с методами, использующими хранение УХН, и это расхождение уже получило в литературе неофициальное название «нейтронная аномалия». Для того чтобы разрешить это расхождение требуются дальнейшие измерения, в особенности необходимы будущие эксперименты по определению τ_n на нейтронных пучках.

В **пятой главе** перечислены те области астрофизики, которые используют время жизни нейтрона при построении моделей эволюции ранней Вселенной. Указаны пределы измерений сегодняшних астрофизических данных и перспективы их улучшения в будущем, а также насколько чувствительны сегодняшние модели к значению времени жизни нейтрона.

Согласно современным наблюдениям Вселенная родилась в процессе Большого взрыва и заполнена обычным (барионным веществом), тёмной материей и тёмной энергией. В первые мгновения после возникновения температура во вселенной превышала $10^{10} K$ или 1 МэВ, а концентрация фотонов превышала концентрацию барионов на 10 порядков, поэтому все формирующиеся ядра химических элементов не могли существовать. После того как температура в энергетических единицах упала ниже ~ 0.8 МэВ термодинамическое равновесие в ранней Вселенной нарушается и относительные концентрации протонов и нейтронов замораживаются на величине $\sim 1/5$. Дальнейшее изменение их концентраций происходит за счёт β -распада нейтрона и к моменту начала нуклеосинтеза успевают уменьшиться до величины $\sim 1/7$. Именно этот процесс влияет на концентрации таких элементов как дейтерий, гелий и литий, которые образуются во время первичного нуклеосинтеза. Так, если доля нейтронов оказывается меньше, то соответственно и концентрации этих элементов в межзвёздной среде также снижаются.

Расчёты показывают, что самым чувствительным к изменению τ_n оказывается ${}^4\text{He}$, концентрация которого измеряется при помощи спектроскопических наблюдений. На сегодняшний день в астрофизике также есть два независимых результата измерений для первичного гелия, полученных группами под руководством Изотова и Авера, которые показаны на Рис. 8:

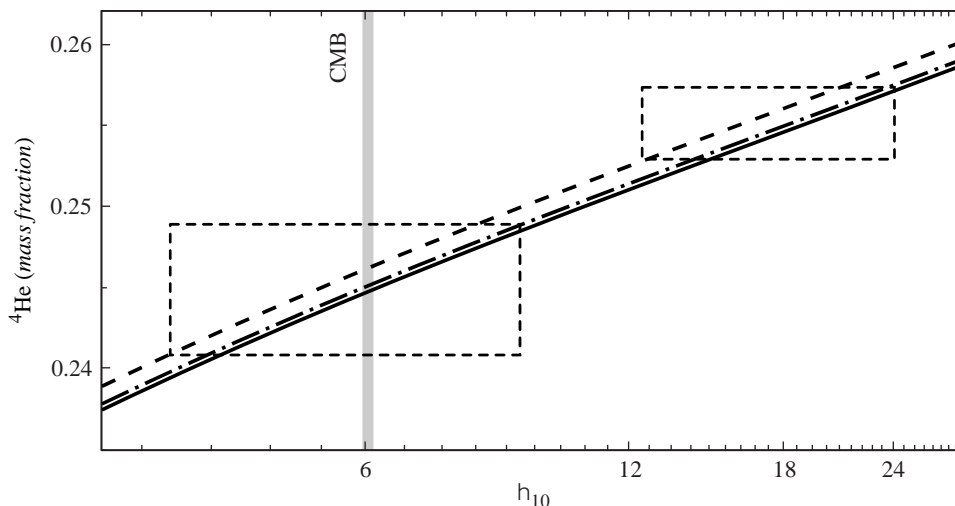


Рис. 8 Концентрация первичного ${}^4\text{He}$, как функция η_{10} , рассчитанная для нескольких значений $\tau_n = 885.7, 880.3, 878.5$. Сплошная линия отвечает наименьшему значению. Прямоугольными областями показаны наблюдаемые значения Y_p , согласно работам Изотова (справа) и Авера (слева).

Видно, что пока астрофизические измерения не накладывают строгих ограничений на время жизни нейтрона, используемое при моделировании, но с улучшением точности экспериментальных методик влияние времени жизни на модели первичного нуклеосинтеза будет возрастать.

Одним из дополнительных способов связать время жизни нейтрона с космологическими моделями является анализ данных, полученных при измерении анизотропии микроволнового излучения, оставшегося со времён эпохи рекомбинации. После завершения самого процесса первичного нуклеосинтеза происходит дальнейшее остывание первичной плазмы и характер этого процесса зависит от химического состава вещества. Это связано с тем, что размер температурных неоднородностей оказывается связан с концентрацией свободных электронов в плазме, которая в свою очередь зависит от доли ${}^4\text{He}$, созданного в процессе первичного нуклеосинтеза.

На данный момент, анализируя характер температурных неоднородностей микроволнового фона с учётом данных различных астрофизических наблюдений можно установить пределы на время жизни нейтрона не лучше, чем $\tau_n = 905.7 \pm 7.8$ с, или $\tau_n = 886.7 \pm 8.7$ с, то есть погрешность таких измерений вчетверо больше, чем эксперименты, проведённые в земных лабораториях. Однако если в будущем будут запущены новые космические миссии, посвящённые более подробному изучению реликтового излучения можно надеяться получить ограничение с точностью 5.5 с из результатов анализа одной лишь анизотропии, без привлечения спектроскопических наблюдений. Поэтому можно сказать, что если объединить эти два подхода, то можно получить точность, сравнимую с лабораторными измерениями.

Объекты, (предмет) и методы исследования

Объектом исследования данной работы является физика элементарных частиц и астрофизика.

Предметом исследования являются связи, существующие этими областями знаний, а именно: как зависят от значения времени жизни нейтрона концентрации элементов, созданных в процессе первичного нуклеосинтеза.

Поскольку одним из важнейших результатов этой работы является получение нового значения для времени жизни нейтрона были применены следующие методы исследования:

- 1) Теоретический — изучение и анализ литературы по данному вопросу; изучение и анализ статей, посвящённых различным способам измерения времени жизни нейтрона и связи с астрофизическими процессами.
- 2) Экспериментальный — проведение эксперимента; определение наилучших параметров измерений.

Результаты и их обсуждение

- Определены оптимальные параметры для проведения эксперимента по измерению времени жизни свободного нейтрона при помощи большого гравитационного спектрометра, разработанного и созданного в НИЦ КИ ПИЯФ.
- Проведён анализ эффектов, способных привести к появлению систематических погрешностей при измерении времени хранения ультрахолодных нейтронов в материальной ловушке, и оценка их влияния на результат экстраполяции к τ_n .
- Выполнена обработка данных, поступающих в ходе проведения эксперимента, включающих в себя как проверочные испытания пригодности покрытия, так и измерения, полученные в рабочем режиме. Согласно полученным данным представлено новое значение для времени жизни нейтрона, полученное при помощи метода хранения УХН в материальных сосудах: $\tau_n = 881.5 \pm 0.7_{stat} \pm 0.6_{sys}$.
- Исследованы проблемы неоднозначности существующих результатов, как в области ядерной физики, так и наблюдательной астрономии. Спектроскопические наблюдения облаков межзвёздного газа двумя независимыми научными группами дают неперекрывающиеся между собой результаты для концентрации первичного гелия. В это же время лабораторные эксперименты демонстрируют расхождение между результатами, использующими метод хранения ультрахолодных нейтронов и пучковых экспериментов.

Дальнейшее развитие тем, освещаемых в данной работе, может произойти в случае устранения, или же наоборот, дальнейшего укрепления противоречий между существующими на сегодняшний день результатами. Поэтому прогресс экспериментальной точности крайне важен как для ядерной физики, так и для наблюдательной астрономии, поскольку дальнейшее развитие обеих экспериментальных методик либо приведёт к получению единого результата, либо будет являться указанием на то, что физические модели, используемые в данных областях, являются неполными и нуждаются в уточнении.

Заключение

Задача определения времени жизни нейтрона имеет более чем полувековую историю. Результаты, представленные в данной работе, представляют собой ещё один этап развития данного научного направления. Как уже отмечалось ранее, знание параметров β -распада важно, как для физики элементарных

частиц и стандартной модели, так и для космологии. Также в работе заостряется внимание на том, что при увеличении точности астрофизических наблюдений будет требоваться всё более точное значение времени жизни нейтрона. При этом в настоящее время наблюдается необъяснимое на данный момент расхождение результатов, касающихся и времени жизни, и концентраций первичных элементов, поэтому необходимо обязательное продолжение исследований в этих научных сферах.

Список работ, опубликованных по теме научно-квалификационной работы (диссертации)

Публикации в изданиях, рецензируемых ВАК

1. А.П. Серебров, А.К. Фомин, А.Г. Харитонов, В.Е. Варламов, А.В. Чечкин, Новая установка для измерения времени жизни нейтрона с большой гравитационной ловушкой ультрахолодных нейтронов // Журнал технической физики 83(11) (2013) 136.
2. А.П. Серебров, А.К. Фомин, А.Г. Харитонов, В.Е. Варламов, Э.А. Коломенский, И.А. Краснощёкова. А.В. Чечкин, Измерение времени жизни нейтрона на установках с гравитационной ловушкой // Кристаллография 61(1) (2016) 152.
3. А.В. Чечкин, А.В. Иванчик, А.П. Серебров, С.В. Бобашев, Влияние времени жизни нейтрона на процессы, протекавшие в ранней Вселенной // Журнал технической физики, 2016, том 86, вып. 7.
4. А. П. Серебров, Э. А. Коломенский, А. К. Фомин, И. А. Краснощёкова, А. В. Васильев, Д. М. Прудников, И. В. Шока, А. В. Чечкин, М. Е. Чайковский, В. Е. Варламов, С. Н. Иванов, А. Н. Пирожков, П. Гельтенборт, О. Циммер, Т. Дженке, М. Ван-дер-Гринтен, М. Такер. Новое измерение времени жизни нейтрона с большой гравитационной ловушкой // Письма в Журнал технической физики. 2017. № 106(10). С. 599-606.
5. A. P. Serebrov, E. A. Kolomensky, A. K. Fomin, I. A. Krasnoschekova, A. V. Vassiljev, D. M. Prudnikov, I. V. Shoka, A. V. Chechkin, M. E. Chaikovskiy, V. E. Varlamov, S. N. Ivanov, A. N. Pirozhkov, P. Geltenbort, O. Zimmer, T. Jenke, M. Van der Grinten, M. Tucker, Neutron lifetime measurements with the big gravitational trap for ultracold neutrons // Phys. Rev. C, 2018 vol. 97 pp. 055503.

Публикации в других изданиях

6. А. П. Серебров, Э. А. Коломенский, А. К. Фомин, И. А. Краснощёкова, А. В. Васильев, Д. М. Прудников, И. В. Шока, А. В. Чечкин, М. Е. Чайковский, В. Е. Варламов, С. Н. Иванов, А. Н. Пирожков, П. Гельтенборт, О. Циммер, Т. Дженке, М. Ван-дер-Гринтен, М. Такер. Новое измерение времени жизни нейтрона с большой гравитационной ловушкой // Препринт ПИЯФ 3014. 2017. Русский и английский варианты.

Аспирант _____ ФИО
(подпись)