

УДК 539.125.5

## НОВЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ ОТНОШЕНИЯ АКСИАЛЬНОЙ И ВЕКТОРНОЙ КОНСТАНТ СЛАБОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

© 2023 г. А. П. Серебров<sup>а</sup> \*, О. М. Жеребцов<sup>а</sup>, Г. Н. Ключников<sup>а</sup>,  
А. О. Коптюхов<sup>а</sup>, А. Р. Мороз<sup>а</sup>, А. Н. Мурашкин<sup>а</sup>, А. К. Фомин<sup>а</sup>

<sup>а</sup>Петербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова,  
НИЦ “Курчатовский институт”, Гатчина, Ленинградская область, 188300 Россия

\*e-mail: serebrov\_ap@npi.nrcki.ru

Поступила в редакцию 18.03.2022 г.

После доработки 10.05.2022 г.

Принята к публикации 30.05.2022 г.

Разрабатывается эксперимент по определению величины  $\lambda$  — отношения аксиальной константы слабых взаимодействий  $G_A$  к векторной  $G_V$  — путем одновременного измерения электронной ( $A$ ) и нейтринной ( $B$ ) асимметрии  $\beta$ -распада на одной установке. Измерение  $\lambda$  основано на отношении  $\lambda = (A - B)/(A + B)$ . Одновременное измерение  $A$  и  $B$  на одной установке рекомендовано провести с использованием ультрахолодных нейтронов, хранящихся в области магнитного поля сверхпроводящего соленоида. Предложенный способ определения  $\lambda$ , во-первых, позволяет пренебречь возможным вкладом фирцевого интерференционного члена, а во-вторых, исключает необходимость точного измерения поляризации нейтронов. Представленный метод дает возможность измерить величину  $\lambda$  с точностью на уровне  $10^{-4}$ .

**Ключевые слова:** стандартная модель, слабое взаимодействие, асимметрия  $\beta$ -распада нейтрона, ультрахолодные нейтроны.

DOI: 10.31857/S1028096023040179, EDN: KСIPQV

### ВВЕДЕНИЕ

Установка будет работать в режиме постоянного наполнения от источника ультрахолодных нейтронов [1]. Основу корреляционного спектрометра составляет сверхпроводящий соленоид, расположенный внутри гелиевого криостата длиной 4.6 м. При токе 1000 А соленоид создает в однородной области магнитное поле с индукцией 0.35 Тл, в области магнитной “пробки” — 0.88 Тл. Отличительной особенностью предлагаемого эксперимента является вертикальное расположение криостата. В основе методики измерений лежит схема задержанных совпадений, при которой сигнал на электронном детекторе дает “старт”, а сигнал на протонном — “стоп”. Вдоль оси соленоида область распада выделяют в виде электростатического цилиндра, который представляет собой систему кольцевых электродов, в нижней и верхней частях которой размещены плоские сетки. В нижней части область распада отвечает положению высоковольтной сетки. Сверху область распада ограничена высотой подъема ультрахолодных нейтронов. Спектрометр имеет две отличительные особенности: наличие магнитной коллимации электронов распада, использование метода

задержанных совпадений пары электрон–протон. Эти особенности позволяют определить проекцию скорости протонов и по заданным электрическим и магнитным полям рассчитать время движения протона до детектора, используя кинематику частиц в  $\beta$ -распаде нейтрона. Коллаборацией aSPECT недавно опубликован результат измерения коэффициента электронно-антинейтринной угловой корреляции  $a$  [2], из которого получается значение  $\lambda$ , отличающееся на  $\sim 3\sigma$  от последнего результата коллаборации PERKEO III [3], полученного при помощи измерения коэффициента электронной асимметрии  $A$ . Это указывает на возможность поиска физических явлений за пределами Стандартной модели и необходимость дальнейшего улучшения точности измерения  $\lambda$  [4].

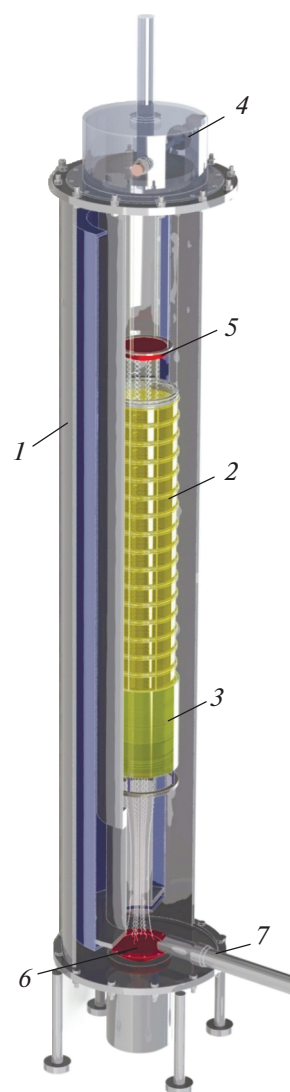
Наиболее точные значения отношения  $G_A/G_V$  получены из результатов измерения коэффициента  $A$  при  $\lambda \sim -1.27\delta A/\delta\lambda \sim 0.4$ . С ультрахолодными нейтронами эксперимент по измерению коэффициента  $A$  выполнен коллаборацией UCNA [5]. В эксперименте aCORN [6] использовали метод задержанных совпадений между электроном и протоном отдачи для измерения электронно-ан-

тинеитринной угловой корреляции в  $\beta$ -распаде нейтрона. Чувствительность коэффициента  $B$  к  $\lambda$  оказывается слабее, чем в случае электронной асимметрии:  $\delta B/\delta\lambda \sim -0.1$ . При определении  $\lambda$  через отношение  $(A - B)/(A + B)$  относительная погрешность  $\frac{\delta\lambda}{\lambda} \sim 0.2\sqrt{\left(\frac{\delta A}{A}\right)^2 + \left(\frac{\delta B}{B}\right)^2}$ . Для измерения  $\lambda$  с точностью на уровне  $10^{-4}$  требуется измерить  $A$  и  $B$  с относительной точностью  $10^{-3}$ . Наилучшие в настоящий момент результаты измерения коэффициента  $B$  получены в [7, 8].

### КОНСТРУКЦИЯ УСТАНОВКИ

Для создания сильного магнитного поля в области распада нейтрона используется вертикальный сверхпроводящий соленоид, включающий гелиевый криостат с внутренней полостью диаметром в области распада 320 мм (рис. 1). Высота гелиевого криостата  $1$  составляет 460 см, внешний диаметр 850 мм. При токе 1000 А индукция магнитного поля в однородной области протяженностью не менее 200 см составляет 0.35 Тл. В области магнитной пробки, служащей для коллимации угла вылета электронов  $39^\circ$ , создается магнитное поле с индукцией 0.88 Тл. Область распада выделяется электростатической системой  $2$ , которая включает в себя 27 кольцевых электродов диаметром 280 мм и высотой 66 мм, разделенных диэлектрическими вставками. В нижней части электростатическая система оканчивается сборкой из трех сеточных электродов. Верхний из этих трех электродов находится под тем же потенциалом, что и нижний кольцевой электрод. Нижний сеточный электрод заземлен, а средний сеточный электрод находится под потенциалом, который обеспечивает отражение протонов вверх. В верхней части электростатическая система заканчивается сборкой из двух сеточных электродов. Нижний из этих двух электродов находится под тем же потенциалом, что и верхний кольцевой электрод. Верхний сеточный электрод заземлен. Общая высота электростатической системы составляет 217 см. Ее помещают во внутренний вакуумный кожух гелиевого криостата. Между стенками внутреннего вакуумного кожуха криостата и электростатической системой перемещается кольцевой поглотитель из полиэтилена  $3$ . Кольцевой поглотитель позволяет изменять высоту подъема ультрахолодных нейтронов в области распада и тем самым изменять расстояние, которое пролетает протон до попадания на детектор. Устройство подъема  $4$  кольцевого поглотителя расположено на верхнем фланце гелиевого криостата. Протонный детектор  $5$  подвешивается

на шпильках к верхней крышке криостата. Он представляет собой диск диаметром 260 мм из пластика-сцинтиллятора с нанесенным слоем люминофора сульфида цинка толщиной  $5000 \text{ \AA}$ , активированного серебром ( $\text{ZnS:Ag}$ ). Протонный детектор может регистрировать как протоны, так и электроны [9, 10]. Электронный детектор  $6$  выполнен в виде диска из пластика-сцинтиллятора диаметром 220 мм. Для изменения величины магнитного поля, в котором находится детектор, его устанавливают на подвижном штоке в нижней части соленоида. Свет по световодам выводится за пределы магнитного экрана на фотоэлектронные умножители. Магнитный экран служит для



**Рис. 1.** Общая схема экспериментальной установки "Соленоид":  $1$  – гелиевый криостат;  $2$  – электростатическая система;  $3$  – кольцевой поглотитель;  $4$  – устройство подъема кольцевого поглотителя;  $5$  – протонный детектор;  $6$  – электронный детектор;  $7$  – нейтронный детектор.

ослабления магнитного поля соленоида за пределами установки до допустимых значений. Он представляет собой трубу квадратного сечения  $150 \times 150$  см и высотой 300 см, ось которой совпадает с осью соленоида. Магнитный экран набирается из пластин (сталь марки ARMCO) с суммарной толщиной сборки 50 мм. Его основание находится на 76 см выше основания криостата. Измерения проводят в режиме на проток, когда объем хранения ультрахолодных нейтронов через нейтронпровод 7 соединяется с их источником. Исходная поляризация ультрахолодных нейтронов создается при их прохождении через сверхпроводящий соленоид-поляризатор, создающий индукцию магнитного поля 7 Тл при токе 1000 А. Затем спин нейтрона поворачивается системой катушек (CSR – coils of spin rotation) либо вверх, либо вниз в зависимости от направления магнитного поля в сверхпроводящем соленоиде. После поворота спина нейтрон движется по нейтронпроводу в магнитном поле, необходимом для поддержания поляризации, и попадает в объем хранения.

### МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОЛЕЙ

#### *Моделирование магнитного поля*

Основу магнитной системы установки “Соленоид” составляют две сверхпроводящие катушки. Одна из катушек создает магнитное поле с индукцией  $B = 0.35$  Тл с высокой степенью однородности ( $\Delta B/B \sim 10^{-3}$ ), вторая катушка создает магнитную пробку с максимальным магнитным полем  $B_{пр} = 0.88$  Тл для удержания и коллимации электронов.

Отдельно рассматривали задачи вычисления магнитного поля экспериментальной установки внутри цилиндрической области, ограниченной витками соленоидов (внутренняя магнитостатическая задача), и вне нее (внешняя магнитостатическая задача). Приведем сначала результаты численного решения внешней магнитостатической задачи.

Для ослабления магнитного поля снаружи соленоида установка помещена в магнитный экран в виде открытого с торцов прямоугольного парал-

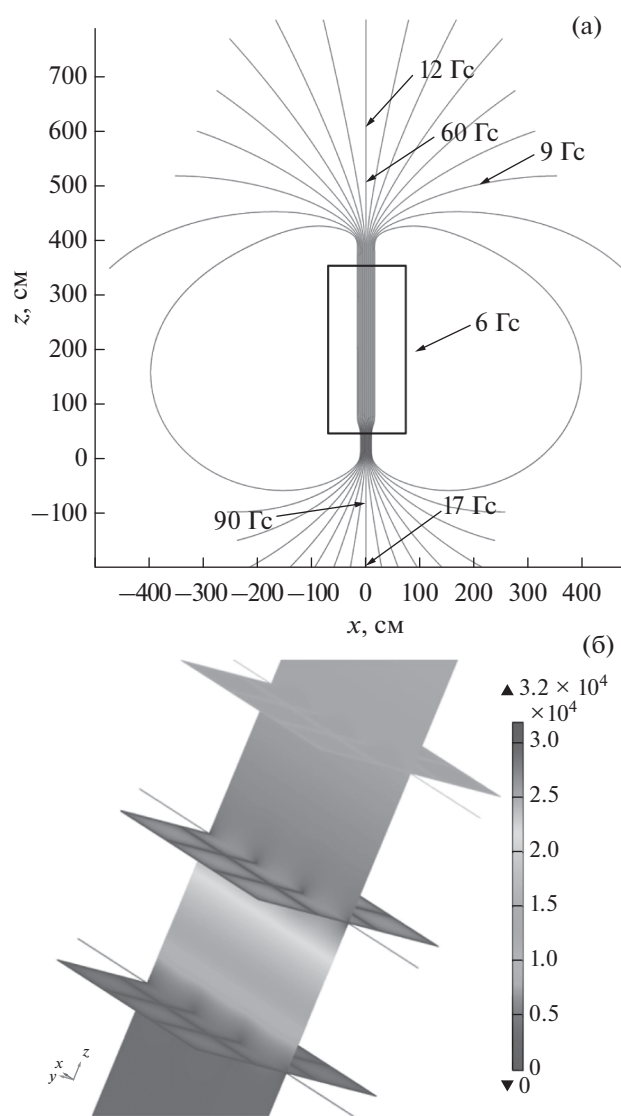
лелепипеда. Для уменьшения магнитного поля вне соленоида использовался магнитный экран, изготовленный из технически чистого железа (ARMCO по классификации США) с индукцией насыщения  $B_{st} = 2.04$  Тл. При обслуживании установки “Соленоид” возникает проблема безопасного уровня магнитного поля вблизи установки. Эта проблема заключается в том, что поля должны соответствовать предельно допустимым уровням для постоянного магнитного поля, которые определяются в СанПин 2.2.4.1191-03. Предельно допустимые уровни магнитного поля приведены в табл. 1.

На рис. 2а изображены силовые линии магнитного поля и значения магнитной индукции в гауссах в некоторых точках в окрестности экспериментальной установки. Из рисунка видно, что магнитные поля во внешней области магнитной системы соответствуют предельно допустимым уровням, что позволяет персоналу обслуживать установку во всех необходимых местах.

Задачу нахождения магнитного поля внутри пространственной области, ограниченной витками соленоидов, решали численно с помощью пакетов математических программ Radia-ESRF [11], а также аналитически на основе закона Био–Савара–Лапласа. В аналитическом методе решения для каждого соленоида были заданы: ток, протекающий через него, параметры, характеризующие пространственную протяженность витка (радиус, длина), и координата, определяющая относительное положение витка. Для нахождения магнитной индукции в заданной точке была вычислена индукция каждого витка соленоида, а затем проведено сложение соответствующих векторов по принципу суперпозиции. В результате расчета были получены зависимости продольной компоненты и модуля магнитной индукции от осевой координаты для различных точек, удаленных от оси установки. Эти зависимости качественно совпали с результатами численного решения задачи. Для всех точек, удаленных от оси, отчетливо прослеживалась область однородности магнитного поля от  $z = 1$  до 3 м ( $z = 0$  соответствует началу “пробкового” соленоида), а также мак-

**Таблица 1.** Предельно допустимые уровни постоянного магнитного поля

| Время воздействия за рабочий день, мин | Условия воздействия    |                        |
|--|------------------------|------------------------|
|  | Общее                  | Локальное              |
|  | магнитная индукция, Гс | магнитная индукция, Гс |
| 0–10                                   | 300                    | 500                    |
| 11–60                                  | 200                    | 300                    |
| 61–480                                 | 100                    | 150                    |



**Рис. 2.** Моделирование электромагнитной системы экспериментальной установки “Соленоид”: а – силовые линии магнитного поля, создаваемого соленоидом в магнитном экране, и значения магнитной индукции в некоторых точках пространства; б – распределение электрического потенциала для моделирования электродов сетками с размером ячейки  $5 \times 5$  мм.

симум магнитной индукции в области магнитной “пробки”.

#### Моделирование электрического поля

Как уже отмечалось, область распада ограничена электростатической системой, расположенной внутри соленоида. Система состоит из электростатического цилиндра, позволяющего создавать ускоряющее напряжение порядка 20 кВ для частиц в области распада, и плоских сеточных электродов, расположенных у оснований цилин-

дра. Сеточные электроды составлены из графитовых волокон диаметром 3 мкм, диаметр ячейки выбран равным 7 мм. У нижнего основания цилиндра расположена система из трех электродов (рис. 2б), служащая для отражения протонов в направлении к детектору. Первый электрод находится под нулевым потенциалом. Потенциал на втором и третьем электродах равен, соответственно, 32 и 25 кВ. В такой конфигурации в области среднего электрода есть отражающий протоны потенциальный барьер. У верхнего основания электростатического цилиндра расположены два электрода под потенциалами 20 и 0 кВ. Они служат для ускорения протонов в направлении к детектору.

Наличие магнитной системы позволяет сохранять поляризацию нейтронов в объеме установки до момента  $\beta$ -распада. Электростатическая система дает возможность собрать наибольшее количество протонов на детекторе.

#### Результаты траекторных расчетов

Был рассмотрен вопрос о наиболее выгодном расположении детекторов. Оптимальные положения и размеры детекторов определяли с помощью построения силовых магнитных линий в области распада. Осевые координаты детекторов выбраны таким образом, чтобы индукция магнитного поля в положении детектора была равна индукции в однородной области соленоида. Так, осевая координата  $z_p$  протонного детектора была принята равной 3246 мм, осевая координата  $z_e$  электронного детектора принята равной  $-126$  мм ( $z = 0$  соответствует нижней кромке гелиевой ванны).

Расчеты траекторий показывают, что заряженные частицы после момента распада нейтрона следуют вдоль силовых магнитных линий, навиваясь на них. Таким образом, проведя силовые линии внутри границ области распада, можно рассчитать крайние положения, в которые могут попасть частицы на детекторах. Для регистрации наибольшего числа частиц размер электронного детектора должен быть максимально возможным (до 240 мм). В случае же протонного детектора диаметр 212 мм будет достаточным для того, чтобы зарегистрировать все образующиеся частицы.

Также путем расчета траекторий заряженных частиц был определен угол магнитной коллимации  $\theta_c$ . По результатам расчетов множественной динамики заряженных частиц среднее значение угла  $\theta_c$  равно  $39.114^\circ$ . Для проверки правильности полученного значения и вычисления возможной

**Таблица 2.** Зависимость величины отражающего потенциального барьера от размера ячейки

| Размер ячейки, мм | Провал напряжения в центре ячейки, кВ | Потенциал в центре ячейки, кВ | Отражающий барьер, кВ |
|-------------------|---------------------------------------|-------------------------------|-----------------------|
| 3 × 3             | 3.66                                  | 28.4                          | 3.3                   |
| 4 × 4             | 4.61                                  | 27.4                          | 2.6                   |
| 5 × 5             | 5.50                                  | 26.5                          | 1.9                   |
| 6 × 6             | 6.26                                  | 25.7                          | 1.3                   |
| 7 × 7             | 7.00                                  | 25.0                          | 0.8                   |
| 8 × 8             | 7.61                                  | 24.4                          | 0.5                   |

погрешности измерения корреляционных коэффициентов, связанной с неточностью определения угла коллимации, угол  $\theta_c$  был рассчитан по соотношению величин индукции магнитного поля в однородной области  $B_0$  и в магнитной пробке  $B$  в соответствии с формулой  $\sin^2\theta_c = \frac{B_0}{B}$ . Каждую пару значений  $B$  и  $B_0$  вычисляли вдоль силовых линий, проведенных из области распада с шагом 5 мм в радиальном направлении. Вычисленное таким образом среднее значение критического угла составило  $39.098^\circ$ . Среднее из двух значений дает  $\theta_c = (39.107 \pm 0.008)^\circ$ . В расчетных формулах использовано значение косинуса критического угла, ошибка в определении которого составила  $\Delta\cos\theta_c \approx 10^{-4}$ .

Для уменьшения времени сбора продуктов  $\beta$ -распада на детекторах и, как следствие, уменьшения погрешности измерений, связанной с временем ожидания сигнала от задержанных совпадений, а также для повышения эффективности сбора продуктов распада был проанализирован вопрос о влиянии на динамику протонов положения и конфигурации электростатических сеток, а также их геометрии. Для этого было найдено пространственное распределение электростатического потенциала, создаваемого электродами в виде сеток с различным размером ячеек (табл. 2). Оптимальный размер ячеек выбирали по критерию, заключающемуся в том, что величина потенциала, отражающего протоны в плоскости среднего электрода, в центре ячеек сетки должна быть не менее 0.8 кВ для отражения всех протонов энергетического спектра. Для того чтобы сократить число актов взаимодействия частиц с материалом электрода, предпочтительно выбрать максимальный размер ячеек. В результате компьютерных расчетов было получено, что в конфигурации из трех электродов под потенциалами 0, 32 и 25 кВ с размером ячейки  $7 \times 7$  мм создается

барьер, достаточный для отражения всех протонов распада.

Был рассмотрен вариант конфигурации системы трех электродов с расположением их в шахматном порядке таким образом, чтобы между центрами ячейки первого и третьего электрода находилось перекрестие второго. В таком варианте минимизируется провал потенциала в центрах ячеек, однако “эффективный” размер ячейки сокращается в четыре раза, а также значительно возрастает неоднородность потенциала как в плоскости электродов, так и в вертикальной плоскости. Исходя из этих соображений “шахматный” вариант расположения электродов был исключен из рассмотрения.

*Оценка эффекта автоэлектронной эмиссии*

Выбранная конфигурация электродов-сеток была проверена относительно возможности возникновения автоэмиссии электронов ввиду высокой напряженности электрического поля. Эмитированные электроны создавали бы дополнительный фон на детекторах, понижая точность эксперимента. Для экспериментального наблюдения автоэлектронной эмиссии, согласно уравнению Фаулера–Нордгейма, необходимо создать вблизи поверхности электрода электрическое поле напряженностью не менее  $10^9$  В/м. Максимальные значения напряженности на поверхности электродов-сеток, согласно результатам моделирования, составляют величину порядка  $E = 2 \times 10^8$  В/м. Также расчет критической напряженности электрического поля был выполнен по формуле [12]:

$$E = \beta V, \tag{1}$$

где  $E$  – напряженность поля,  $V$  – потенциал на электроде,  $\beta = \frac{2}{\sqrt{\pi R H}}$  – формфактор для эмитирующего края цилиндрической формы,  $R$  – расстояние до анода,  $H$  – диаметр цилиндра. При толщине проволоки 3 мкм и расстоянии между

электродами 1 см формула (1) дает максимальное значение напряженности  $E = 1.955 \times 10^8$  В/м, практически совпадающее с максимальной напряженностью  $E$ , найденной численно.

Для определения влияния автоэлектронной эмиссии на количество событий, регистрируемых детекторами, была также проведена оценка тока эмиссии по формуле из [13]:

$$j = 6.2 \times 10^{-6} \frac{\sqrt{\mu}}{(\varphi + \mu)\sqrt{\varphi}} \times \times E^2 \exp\left(-\frac{6.85 \times 10^7 \varphi^{1.5}}{E}\right) [\text{А/см}^2], \quad (2)$$

где  $\mu = W - \varphi$ ,  $W$  – потенциальный барьер на границе металл–вакуум [эВ],  $\varphi$  – работа выхода электронов из металла [эВ],  $E$  – напряженность электрического поля [В/см].

Выражение для плотности тока (2) получено в [13] в предположении о том, что потенциальный барьер на границе металл–вакуум остроугольный. Это первое приближение к аналитическому рассмотрению вида граничного потенциала, которое тем не менее хорошо согласуется с данными экспериментов. Здесь и далее предполагаем, что электроды выполнены из металла, однако все те же рассуждения можно повторить и для электродов из углеродного волокна.

В результате подстановки в (2) потенциала  $W = 25$  кВ, работы выхода электронов из молибдена  $\varphi = 4.2$  эВ и максимальной напряженности электрического поля  $E = 2 \times 10^6$  В/см было получено практически нулевое значение плотности тока автоэмиссии ( $j = 7.1 \times 10^{-124}$  А/см<sup>2</sup>). То обстоятельство, что вычисленный ток оказался пренебрежимо малым по сравнению с максимальным током автоэмиссии [14]  $j = 1.1 \times 10^{11}$  А/см<sup>2</sup>, а также результат оценки критической напряженности  $E$  на основе формулы (2) позволяет сделать предварительный вывод об отсутствии дестабилизирующего влияния автоэмиссионных токов в настоящей экспериментальной установке. Таким образом, существенное изменение счета на электронном детекторе вследствие автоэлектронной эмиссии представляется сейчас маловероятным. Однако следует отметить, что плотность тока автоэмиссии  $j$  в соответствии с (2) очень быстро меняется с ростом напряженности электрического поля  $E$ , поэтому небольшая погрешность в определении  $E$  может привести к огромному (на много порядков) изменению плотности  $j$ . Кроме того, решающую роль для определения эффекта автоэмиссии будут играть форма и размер металлических электродов. Поэтому для окончательного ответа на вопрос об автоэлектронной эмиссии может по-

требоваться дополнительное исследование с привлечением вопросов катодного распыления, элементов теории контактов, поведения металлов в сильных электрических полях и теории автоэлектронной эмиссии на основе принципов квантовой механики и статистической физики.

## АДИАБАТИЧЕСКИЙ ПОВОРОТ СПИНА НЕЙТРОНА В СТАТИЧЕСКОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ УСТАНОВКИ

*Система рамок и поля, создаваемые ею*

В эксперименте по определению корреляционных коэффициентов  $A$  и  $B$  требуется проводить измерения при двух ориентациях спина нейтрона – параллельной и антипараллельной магнитному полю. Если реализуется проточный вариант эксперимента, т.е. происходит непрерывное закачивание нейтронов в экспериментальную установку до некоторого значения насыщения плотности, то можно использовать изменяющееся в пространстве магнитное поле для ориентации спина (магнитного момента) в двух противоположных направлениях. Для реализации этой идеи в качестве одной из возможных конструкций предлагается использовать систему из двух рамок Гельмгольца, повернутых друг относительно друга на  $90^\circ$  так, чтобы магнитные поля, создаваемые в центре этих рамок, были взаимно перпендикулярны. Направление магнитного поля в первой рамке остается неизменным, а направление поля второй рамки может меняться на противоположное путем переключения тока в ней на обратный.

После прохождения сверхпроводящего поляризатора при условии, что спин нейтрона будет совпадать с направлением магнитного поля первой пары рамок, а также при соблюдении условия адиабатичности движения магнитного момента в магнитном поле магнитный момент повернется на угол  $90^\circ$  при прохождении второй пары рамок и на угол  $-90^\circ$  при изменении направления тока во второй паре рамок. Размеры рамок были выбраны исходя из предположения, что диаметр нейтронновода равен 11 см. Магнитное поле в центре каждой из пар рамок по абсолютной величине равно  $B = 10$  Гс.

*Проверка условия адиабатичности при движении нейтрона в рамках*

Условие адиабатичности при движении частицы с магнитным моментом  $\mu$  в магнитном поле  $B$  можно сформулировать так:

$$\bar{\omega}_L \tau \gg 1, \quad (3)$$



где  $\bar{\omega}_L = 2|\mu_n|\bar{B}/\hbar$  – ларморовская частота прецессии в среднем магнитном поле  $\bar{B}$ ,  $\tau$  – время, за которое частица проходит расстояние, на котором поле изменяется на величину порядка  $\bar{B}$ . Для нейтрона, движущегося в магнитном поле  $B$  со скоростью  $v$ , условие (3) можно переформулировать в виде:

$$L\bar{\omega}_L/v \gg 1, \quad (4)$$

где  $L$  – расстояние, на котором поле меняется на величину порядка  $\bar{B}$ ,  $\mu_n = -1.9\mu_{яд} = -1.91 \times 3.15 \times 10^{-14}$  МэВ/Тл,  $\hbar = 6.58 \times 10^{-22}$  МэВ · с. Для полей порядка  $B \sim 10$  Гс =  $10^{-3}$  Тл ларморовская частота составляет  $\bar{\omega}_L \sim 2 \times 10^5$  с<sup>-1</sup>. Скорость нейтрона  $v \sim 6$  м/с. В рассматриваемой геометрии поле меняется на величину  $\bar{B} \sim 10$  Гс на расстоянии  $L \sim 0.3$  м. Отсюда получаем, что  $L\bar{\omega}_L/v = 2 \times 10^5 \times 0.3/6 = 10^4 \gg 1$ , т.е. условие адиабатичности выполняется с хорошей точностью, и направление спина нейтрона при его движении в таком поле должно следовать за направлением вектора магнитной индукции. Если пара рамок с выбранными размерами создает в своем центре поле  $B = 10$  Гс, то по ним должен идти ток  $I = 325$  А.

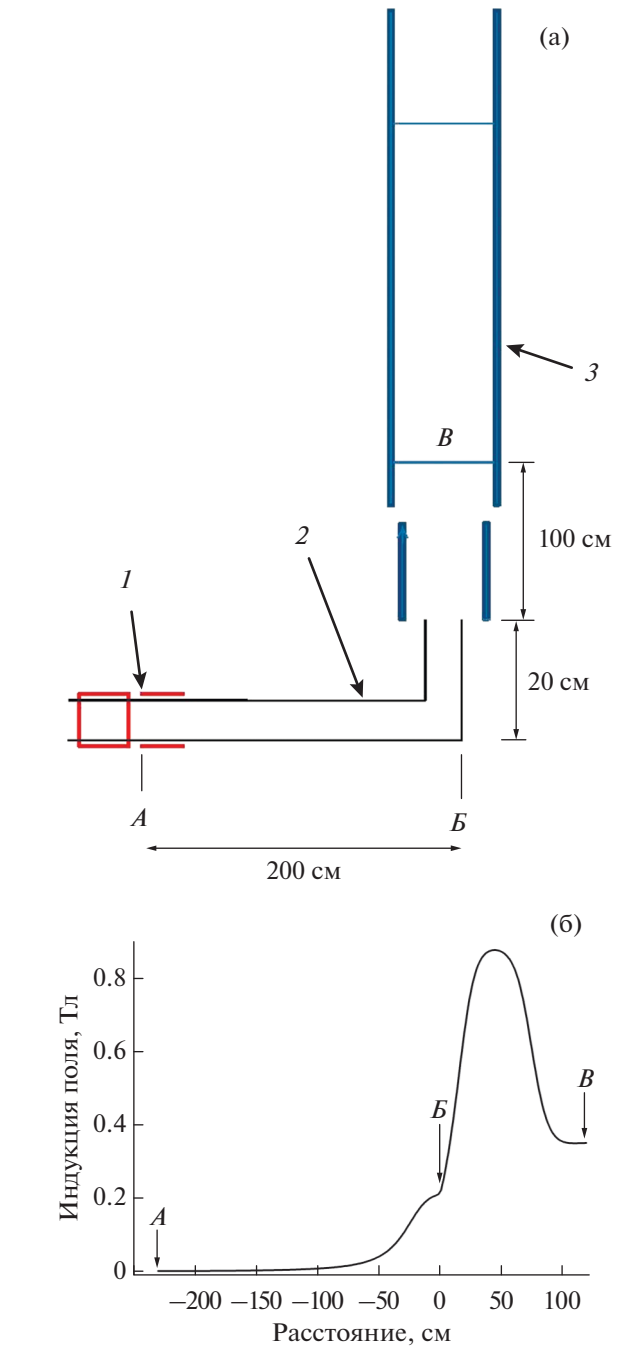
*Проверка условия адиабатичности при движении нейтрона от рамок к установке*

Условие адиабатичности также должно выполняться при движении нейтрона от рамок, которые позволяют повернуть спин на 90°, в область, из которой регистрируют продукты распада нейтронов. На рис. 3а изображено взаимное расположение рамок и корреляционного спектрометра. Таким образом, задача заключается в том, чтобы определить изменение вектора магнитного поля на участке А–В (рис. 3б). Если в этой области выполняется условие адиабатичности (4), то спин нейтрона будет “отслеживать” направление магнитного поля. На участке В–В условие адиабатичности выполняется, так как здесь имеет место поле самого корреляционного спектрометра, который уже проектировали с учетом адиабатики спина нейтрона в магнитном поле.

Итак, применяя условие (4) для участка А–В, получаем, что

$$L\bar{\omega}_L^{A-B}/v \gg 1,$$

где



**Рис. 3.** Моделирование магнитного поля системы рамок для переворота спина нейтрона: а – схематическое расположение рамок (1), нейтронотода (2) и установки (3); б – модуль магнитного поля на участках А–В и В–В.

$$\bar{\omega}_L^{A-B} = \frac{2|\mu_n|\bar{B}}{\hbar} = 2 \times 1.91 \times 3.15 \times 10^{-14} \left[ \frac{\text{МэВ}}{\text{Тл}} \right] \times \times 0.1 [\text{Тл}] / 6.58 \times 10^{-22} [\text{МэВ} \cdot \text{с}] = 2 \times 10^7 \cdot \text{с}^{-1}, L = = 230 \text{ см}, v = 600 \text{ см/с}, \text{ откуда } \bar{\omega}_L^{A-B} L/v \approx \approx 7 \times 10^6 \gg 1.$$

Для участка В–В будем иметь:

$\bar{\omega}_L^{B-B} = \frac{2|\mu_n|\bar{B}}{\hbar} = 2 \times 1.91 \times 3.15 \times 10^{-14} \frac{\text{МэВ}}{\text{Тл}} \times 0.5 \text{ Тл} / 6.58 \times 10^{-22} \text{ МэВ} \cdot \text{с} = 1 \times 10^6 \text{ с}^{-1}$ , откуда находим  $\bar{\omega}_L^{B-B} L / v \approx 3 \times 10^5 \gg 1$ , т.е. условие адиабатичности выполняется с огромным запасом, и спин нейтрона “отслеживает” магнитное поле установки.

### МОДЕЛИРОВАНИЕ ИЗМЕРЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТОВ $A$ И $B$

В рамках модели слабых взаимодействий  $V-A$  асимметрия  $\beta$ -распада поляризованного нейтрона относительно направления вылета электрона и электронного антинейтрино описывается следующей формулой [15]:

$$\begin{aligned} \frac{dN}{dt} \approx & p_e E_e (E_0 - E_e)^2 \times \\ & \times \left[ 1 + a \frac{v}{c} \cos \vartheta_{ev} + PA \frac{v}{c} \cos \vartheta_e + \right. \\ & \left. + PB \cos \vartheta_v + PD \frac{v}{c} \sin \vartheta_e \sin \vartheta_v \sin(\varphi_v - \varphi_e) \right] \times \\ & \times dE_e \sin \vartheta_e \sin \vartheta_v d\vartheta_e d\vartheta_v, \end{aligned} \quad (5)$$

где  $a$  – коэффициент асимметрии  $\beta$ -распада относительно угла между направлением вылета электрона и антинейтрино,  $\cos \vartheta_{ev} = \cos \vartheta_e \cos \vartheta_v + \sin \vartheta_e \sin \vartheta_v \cos(\varphi_e - \varphi_v)$ . В (5)  $\vartheta_e$  – угол между направлением вылета электрона и осью соленоида,  $\vartheta_v$  – угол между направлением вылета антинейтрино и осью соленоида. В силу наличия в области распада осевой симметрии зависимостью от азимутальных углов  $\varphi_e$  и  $\varphi_v$  можно пренебречь и считать, что  $\overline{\sin(\varphi_v - \varphi_e)} = \overline{\cos(\varphi_e - \varphi_v)} \approx 0$  и  $\overline{\cos \vartheta_{ev}} \approx \overline{\cos \vartheta_e \cos \vartheta_v}$ . Поэтому в эксперименте нет возможности измерить коэффициент обращения времени  $D$ .  $P$  – величина поляризации нейтрона,  $\frac{v}{c}$  – скорость электрона в единицах скорости света,  $A$  – коэффициент асимметрии  $\beta$ -распада относительно угла между направлением вылета электрона и спином нейтрона,  $B$  – коэффициент асимметрии  $\beta$ -распада относительно угла между направлением вылета антинейтрино и спином нейтрона,  $E_e$  – полная энергия электрона,  $E_0 = \frac{m_n^2 c^4 - m_p^2 c^4 + m_e^2 c^4}{2m_p c^2}$ ,  $m_n c^2$ ,  $m_p c^2$  и  $m_e c^2$  – энергия покоя нейтрона, протона и электрона соответственно.

Импульсы электрона, протона и антинейтрино связаны следующим соотношением:

$$\mathbf{p}_e + \mathbf{p}_v + \mathbf{p}_p = 0.$$

Зная энергию электрона, направление вылета электрона и антинейтрино, можно определить величину и направление импульса протона. Так, проекция величины  $c\mathbf{p}_p$  на ось соленоида равна:

$$c p_p \cos \vartheta_p = -(c p_e \cos \vartheta_e + c p_v \cos \vartheta_v). \quad (6)$$

Энергия антинейтрино  $c p_v$  с хорошей точностью равна:

$$c p_v = E_0 - E_e.$$

При моделировании эксперимента по измерению корреляционных коэффициентов  $A$  и  $B$  требуется вычислить скорость счета на электронном детекторе в зависимости от энергии электронов и времени задержки сигнала на протонном детекторе по отношению к сигналу на электронном детекторе  $t = t_p - t_e$  для двух направлений спина – вверх и вниз,  $t_e$  – время прихода электрона на электронный детектор для распада нейтрона в точке с координатой  $z$ ,  $t_p$  – время прихода протона на протонный детектор. Как было предложено в [7], строится матрица событий  $N_{j,k}^{+/-}$ , где  $j$  соответствует интервалу, в который попадает энергия, оставленная электроном на электронном детекторе,  $k$  соответствует интервалу, в который попадает разность моментов времени сигналов на протонном и электронном детекторах.

Матричные элементы определяются приближенной формулой:

$$\begin{aligned} N_{j,k}^+ \approx & \sum p_{e,i} E_{e,i} (E_0 - E_{e,i}) \times \\ & \times \left[ 1 + a \frac{v_i}{c} \cos \vartheta_{ev,i} + PA \frac{v_i}{c} \cos \vartheta_{e,i} + PB \cos \vartheta_{v,i} \right], \end{aligned} \quad (7)$$

где суммирование ведется по всем значениям энергии, которые попадают в  $j$ -й интервал, и косинусам таких углов вылета, что при распаде нейтрона в точке  $z_i$  разность  $t_{p,i} - t_{e,i}$  попадает в  $k$ -й интервал. При изменении направления магнитного поля и вместе с ним направления спина нейтрона поляризация  $P$  заменяется на  $-P$ , и счет  $N_{j,k}^+$  заменяется на  $N_{j,k}^-$ . Число распадов пропорционально плотности ультрахолодных нейтронов в области распада:

$$\rho(z) \approx \left( 1 - \frac{z}{H_n} \right)^{1.67}, \quad (8)$$

где максимальная высота подъема ультрахолодных нейтронов  $H_n = H_0 = 136$  см. Дно области



распада определяется положением сборки из трех сеточных электродов.

В отличие от случая, рассмотренного ранее в [1, 16], когда коэффициент  $B$  измерялся в отсутствие в области распада вытягивающего протоны электрического поля, в настоящей работе рассмотрен вариант одновременного измерения коэффициентов  $A$  и  $B$  при наличии в области распада убывающего с высотой электрического потенциала.

В моделируемом эксперименте кинетическая энергия электронов лежит в пределах от 130 до 750 кэВ. Время ожидания протонов на протонном детекторе составляет 150 мкс. В отсутствие вытягивающего протоны электрического поля счеты  $N_k^+$  и  $N_k^-$ , полученные суммированием соответствующих счетов  $N_{j,k}^{+/-}$  по энергетическим интервалам, при больших временах задержки не обнуляются. Разность потенциалов 0.2 В на длине 2 м оказывается недостаточной, чтобы успеть собрать все протоны за 150 мкс. При приложении к области распада вытягивающего протоны электрического поля с падением напряжения 20 В на длине 2 м удается собрать все протоны из области распада.

Коэффициент  $A$  определяется через счет на электронном детекторе следующим выражением:

$$A_j = \frac{N_j^+ - N_j^-}{N_j^+ + N_j^-} \left[ P \left\langle \frac{v}{c} \right\rangle_j \overline{\cos \vartheta_{e_j}} \right]^{-1}, \quad (9)$$

где  $N_j^{+/-} = \sum_k N_{j,k}^{+/-}$ , суммирование ведется по всем временным интервалам. Средняя скорость электронов  $\left\langle \frac{v}{c} \right\rangle_j$  вычисляется по фермиевскому спектру. Средний косинус угла вылета электронов  $\overline{\cos \vartheta_{e_j}}$  вычисляется по значениям средних косинусов  $\overline{\cos \vartheta_{e_{j,k}}}$ :

$$\overline{\cos \vartheta_{e_j}} = \frac{1}{\sum_{k=0}^n f_{j,k}} \sum_{k=0}^n f_{j,k} \overline{\cos \vartheta_{e_{j,k}}}.$$

Множители  $f_{j,k}$  определяют число событий, попавших в  $(jk)$ -й интервал с учетом фермиевского распределения электронов по энергии и распределения ультрахолодных нейтронов по высоте. Косинусы углов вылета электронов и антинейтрино равномерно распределены в пределах их области определения. Средние косинусы  $\overline{\cos \vartheta_{e_{j,k}}}$  вычисляли путем суммирования косинусов углов вылета электронов, при которых элек-

трон достигает электронного детектора, оставляя энергию в  $j$ -м энергетическом интервале, а протон достигает протонного детектора за время, которое оказывается в  $k$ -м временном интервале, с последующей нормировкой на число таких косинусов. Расчет средних косинусов  $\overline{\cos \vartheta_{e_{j,k}}}$ ,  $\overline{\cos \vartheta_{v_{j,k}}}$  и  $\overline{\cos \vartheta_{ev_{j,k}}}$  необходим для получения из экспериментальных счетов  $N_{j,k}^{+/-}$  значения коэффициента  $B$ .

На рис. 4 показана зависимость коэффициента  $A$ , определенного по формуле (9), от энергии электронов. Видно, что в области малых энергий электронов при практическом отсутствии вытягивающего протоны электрического поля наблюдается существенное отклонение величины  $A_j$  от ожидаемой величины. Это объясняется тем, что при малых импульсах электрона импульс антинейтрино больше, и при некоторых углах вылета антинейтрино проекция импульса протона на ось соленоида оказывается слишком мала для того, чтобы протоны успели пролететь через область распада до ускоряющих сеток за время 150 мкс. В конечном итоге это приводит к тому, что при суммировании  $N_{j,k}^{+/-}$  по временным интервалам (индексу  $k$ ) не происходит обнуления вкладов  $\cos \vartheta_v$  и  $\cos \vartheta_{ev}$  в эту сумму. Ситуация исправляется, если к области распада приложить большее вытягивающее протоны электрическое поле. На рис. 4б показана зависимость коэффициента  $A$  от энергии электрона при наличии электрического поля в области распада (0.1 В/см). В этом случае все протоны успевают долететь до ускоряющих сеток за 150 мкс. Это приводит к тому, что при суммировании  $N_{j,k}^{+/-}$  по временным интервалам (индекс  $k$ ) вклады  $\cos \vartheta_v$  и  $\cos \vartheta_{ev}$  обнуляются. Среднее значение  $A$ , которое получается при усреднении значений  $A_j$  (рис. 4б), всего на 0.1% отличается от заложенного при моделировании.

При измерении коэффициента  $B$  в отличие от коэффициента  $A$  находится не вектор, а матрица с элементами:

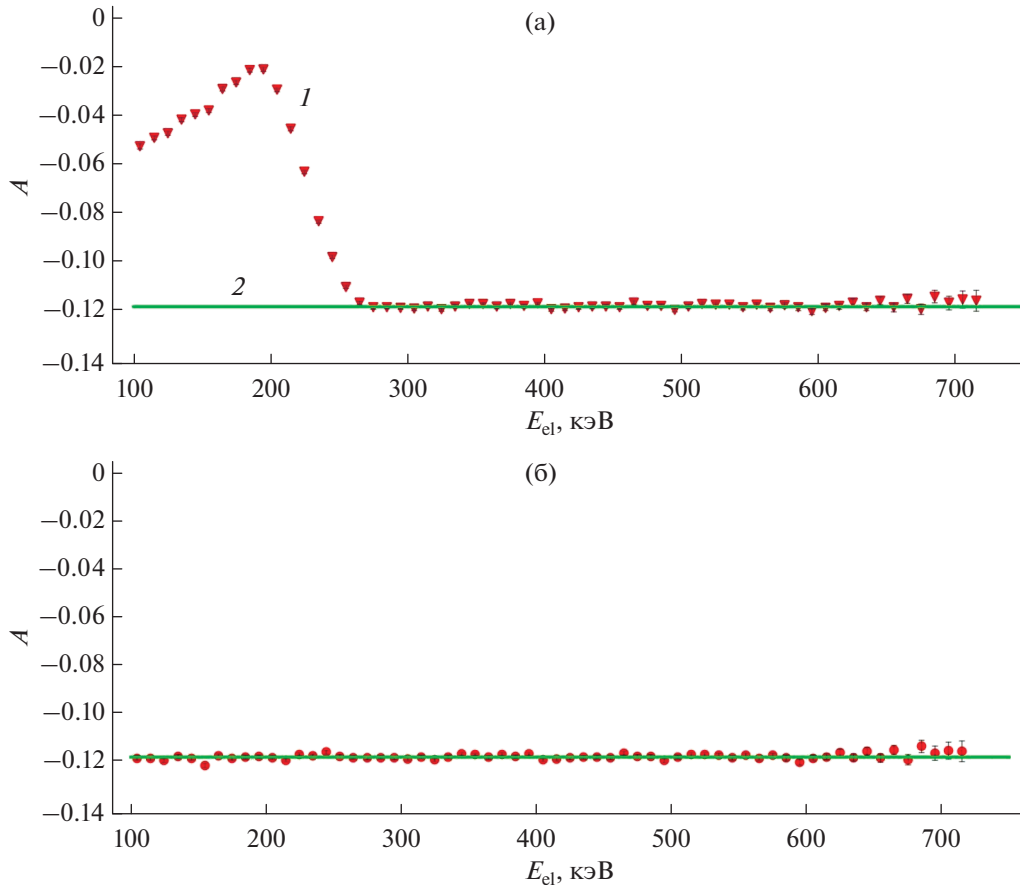
$$B_{j,k} = \left[ \frac{N_{j,k}^+ - N_{j,k}^-}{N_{j,k}^+ + N_{j,k}^-} \times \left( 1 + a \left\langle \frac{v}{c} \right\rangle_j \overline{\cos \vartheta_{ev_{j,k}}} \right) - PA \left\langle \frac{v}{c} \right\rangle_j \overline{\cos \vartheta_{e_{j,k}}} \right] \times \left[ P \overline{\cos \vartheta_{v_{j,k}}} \right]^{-1}, \quad (10)$$

где средние косинусы вычисляются при условии, что протоны и электроны движутся в известных электрических и магнитных полях. На рис. 5 приведены зависимости коэффициента  $B$  от  $\cos \vartheta_v$  при различных напряженностях вытягивающего протоны электрического поля. При вычислении средних косинусов в формуле (10) для истинной плотности ультрахолодных нейтронов усредненное значение  $B$  из графика на рис. 5а как в отсутствие вытягивающего протоны электрического поля, так и при наличии малого электрического поля отличается от исходного значения  $B$  на величину порядка 0.01%.

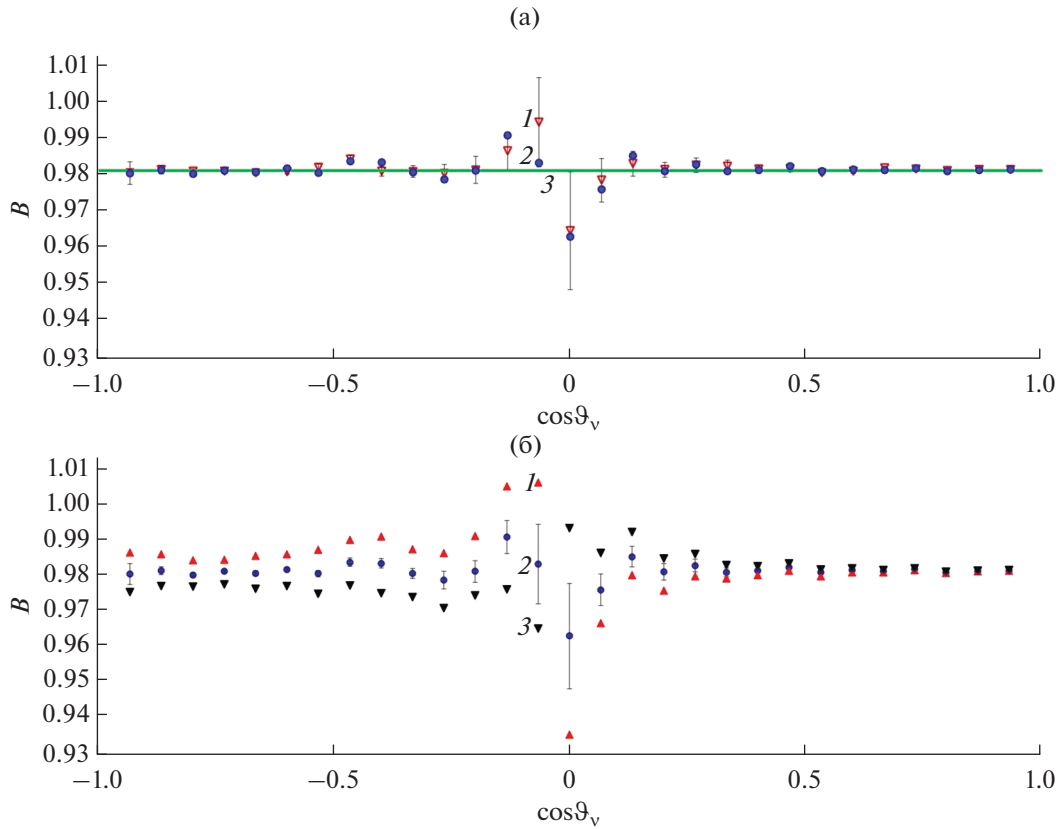
Для нахождения средних косинусов важно знать распределение ультрахолодных нейтронов в области распада. В рассматриваемом случае это распределение задано их плотностью (8). Погрешность в определении максимальной высоты подъема ультрахолодных нейтронов  $H_n$  по оценкам составит порядка 1 см. Это связано с тем, что расстояние между сеточными электродами в нижней части электростатической системы равно

1 см. Для оценки влияния неточности величины  $H_n$  из (8) на восстановление  $B$  по формуле (10) были выполнены расчеты, когдасчеты  $N_{j,k}^{+/-}$  определяли при  $H_n = H_0 = 136$  см, а средние косинусы  $\overline{\cos \vartheta_{e,j,k}}$ ,  $\overline{\cos \vartheta_{v,j,k}}$  и  $\overline{\cos \vartheta_{ev,j,k}}$  — при  $H_n = 135$  и 137 см. Результаты этих расчетов приведены на рис. 5б. Средние значения коэффициента  $B$  из графиков, восстановленные по формуле (10) со средними косинусами, вычисленными с неточной плотностью ультрахолодных нейтронов (при  $\delta H_n = \pm 1$  см), отличаются от истинного значения  $B$  на величину меньше, чем 0.1%.

Вклад в вероятность распада нейтрона фирцевского интерференционного члена (коэффициент  $b$ ) приводит к тому, что в (5) следует заметить единицу на  $1 + b \frac{m_e c^2}{E_e}$  [15]. Коэффициенты  $A$  и  $B$  определяются через отношения вида  $X = \frac{N_{j,k}^+ - N_{j,k}^-}{N_{j,k}^+ + N_{j,k}^-}$ . Из-за наличия фирцевского ин-



**Рис. 4.** Коэффициент  $A$ : 1 — определенный по формуле (9) в вытягивающем протоны электрическом поле 0.001 (а), 0.1 В/см (б),  $\bar{A} = -0.1186(1)$ ,  $\Delta A = 1\sigma$ ; 2 — заложенный при моделировании  $A = -0.1187$ .



**Рис. 5.** Зависимость коэффициента  $B$  от  $\cos \vartheta_\nu$  при наличии малого, вытягивающего протоны электрического поля: а – также при его практическом отсутствии (1 –  $\Delta U = -0.2$  В,  $\bar{B} = 0.9809(1)$ ,  $\Delta B = 2\sigma$ , 2 –  $\Delta U = -20$  В,  $\bar{B} = 0.9808(1)$ ,  $\Delta B = 1\sigma$ , 3 – коэффициент  $B = 0.9807$ , заложенный при моделировании); б – расчет средних косинусов из формулы (10) при отличных от истинной плотностях ультрахолодных нейтронов (1 –  $H_n = 137$  см,  $\delta = 1$  см,  $\bar{B} = 0.9815(1)$ ,  $\Delta B = 8\sigma$ ; 2 –  $H_n = 136$  см,  $\delta = 0$  см,  $\bar{B} = 0.9808(1)$ ,  $\Delta B = 1\sigma$ ; 3 –  $H_n = 135$  см,  $\delta = -1$  см,  $\bar{B} = 0.9801(1)$ ,  $\Delta B = -6\sigma$ ).

терференционного члена происходит перенормировка  $X = \frac{\tilde{X}}{1 + b \frac{m_e c^2}{E_e}}$  и, как следствие, в вычисленных по формулам (9), (10) коэффициентах  $A$  и  $B$  будет неучтенный вклад коэффициента  $b$ . В отношении  $A/B$  вклад от фирцевского интерференционного члена сокращается.

**ПРОЧНОСТНЫЕ И ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЕ РАСЧЕТЫ**

*Система охлаждения*

Система охлаждения предназначена для охлаждения и термостатирования сверхпроводящих катушек. Их внутренний диаметр порядка 510 мм, длина 3500 мм. Для перехода в сверхпроводящее состояние катушек, изготовленных из сплава NbTi,

**Таблица 3.** Тепловые потоки экспериментальной установки “Соленоид”

| Параметры   | Температура |        |
|---|-------------|--------|
|   | 4.2 К       | 80 К   |
| Теплоприток по подвескам, Вт                          | 0.70        | 27.69  |
| Теплоприток по вводам в арматуре, Вт                  | 1.00        | —      |
| Теплоприток по тоководам, Вт                          | 0.22        | —      |
| Излучение, Вт   | 0.36        | 106.89 |
| Тепловыделения при смене полярности, Вт               | 0.18        | —      |
| Итого, Вт   | 2.46        | 134.58 |
| Испарение жидкого He или расход газообразного He, л/ч | 3.08        | 300    |

необходимо их охлаждение ниже 9.5 К [17]. Тепловой режим достигается сжижением гелия и его заливкой взамен испарившегося гелия в погруженную ванну со сверхпроводящими катушками. Испарение гелия происходит за счет тепловых потоков по тепловым мостам, тепловому излучению и циклически повторяющемуся тепловому действию вихревых индукционных токов, возникающих при изменении потока магнитного поля за счет смены полярности [18].

Сверхпроводящие обмотки электромагнитной системы охлаждаются кипящим в ванне жидким гелием. Внутри ванны с гелием находится экспериментальная камера. Между гелиевой ванной и экспериментальной камерой, а также между ванной и вакуумным кожухом расположены тепловые экраны, охлаждаемые газообразным гелием по трубчатым каналам экрана. Экран служит для снижения теплового излучения при регулярном технологическом отогреве экспериментальной камеры до 300 К. Помимо теплового экрана для снижения тепловых потоков используют многослойную вакуумную изоляцию. Для осуществления циркуляции и охлаждения газообразного гелия в тепловом экране применяют криокуллер, работа которого основана на цикле Стирлинга [19]. Пары гелия сбрасываются из ванны в газгольдер.

В табл. 3 представлены тепловые нагрузки, воздействующие на гелиевую ванну и тепловой экран. Из табл. 3 видно, что тепловая нагрузка на гелиевом температурном уровне определяется в основном притоками тепла по тепловым мостам. Для обеспечения необходимого теплового режима требуется оживитель производительностью 3.08 л/ч. Система охлаждения теплового экрана газообразным гелием должна обеспечивать его циркуляцию при расходе 300 л/ч в двух параллельных ветвях охлаждения.

При расчете циклического нагрева считали, что теплоотвод в гелий осуществляется с цилиндрических поверхностей катушек. Толщину электрической изоляции обмоточного провода принимали равной 0.2 мм, а коэффициент ее теплопроводности 0.02 Вт/(м · К) при 4.2 К. Расчет проводили для пятиминутного цикла смены полярности и пауз между тепловыми циклами, равными 20 мин. На рис. 6 показана динамика изменения тепловыделений и максимальной температуры при смене полярности “пробковой” и основной катушек.

Кривые динамики температурных полей приведены на рис. 7. Анализ теплофизики экспериментальной установки позволяет на данном этапе исследований сделать следующие выводы: мак-

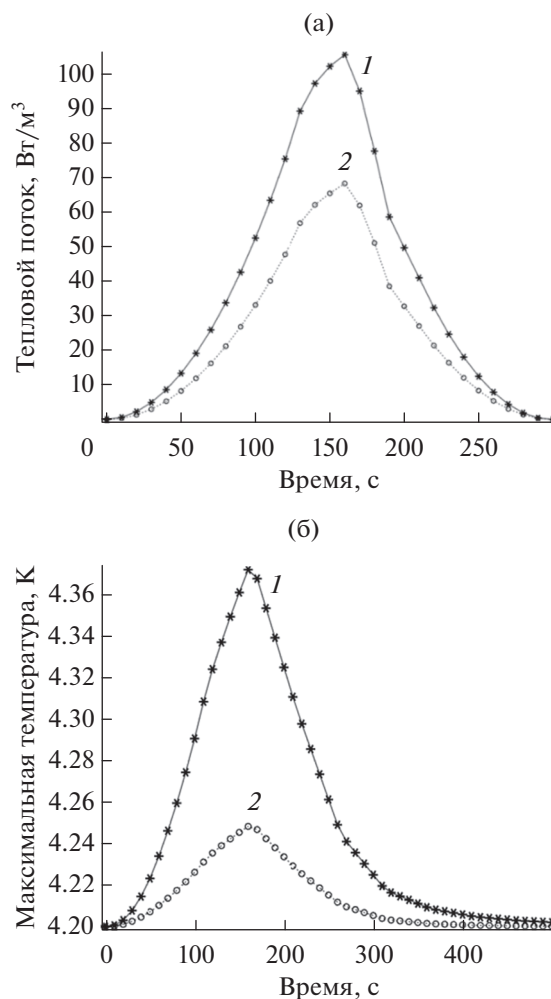
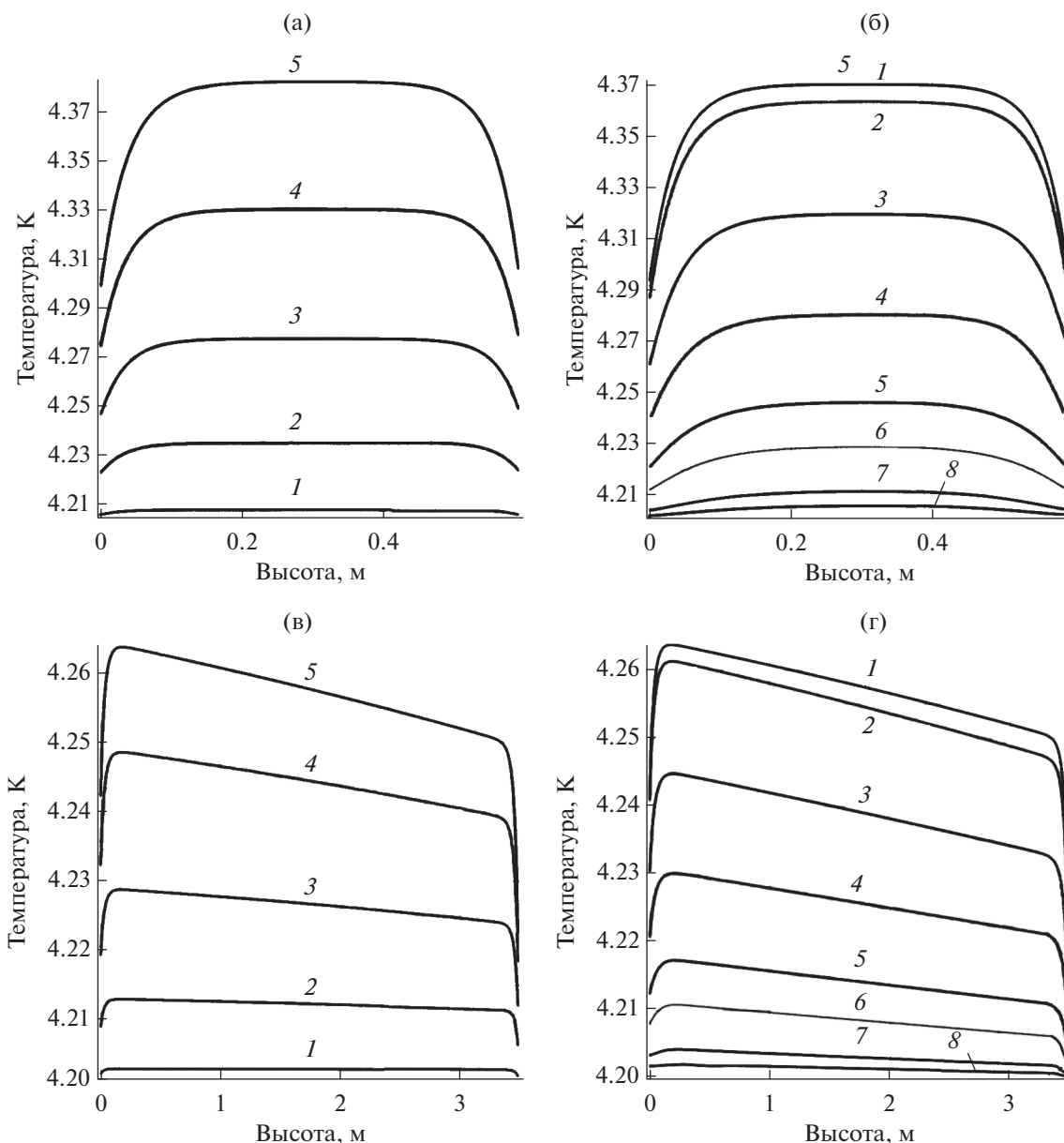


Рис. 6. Динамика тепловыделения и температурных полей в “пробковом” соленоиде (1) и основном соленоиде (2), зависимость от времени: а – теплового потока; б – максимальной температуры.

симум температуры в катушках совпадает с максимумом тепловыделения и составляет 4.37 К и наблюдается в момент времени, когда индукция в катушках равна нулю; при окончании тепловыделения обе катушки остывают за 7 мин до исходной температуры.

#### Прочностные расчеты конструктивных элементов установки

Для обеспечения механической безопасности конструктивных элементов установки по измерению асимметрии  $\beta$ -распада была проведена серия прочностных расчетов и оценена возможность достижения предельных механических состояний. Для расчета напряжений на плоских днищах и цилиндрических обечайках были применены численные методы, использующиеся в механике



**Рис. 7.** Динамика роста и падения температур при смене полярности: а – нагрев “пробкового” соленоида в течение 0.5 (1), 1.0 (2), 1.5 (3), 2.0 (4), 2.5 мин (5); б – охлаждение “пробкового” соленоида в течение 2.5 (1), 3.0 (2), 3.5 (3), 4.0 (4), 4.5 (5), 5.0 (6), 6.0 (7), 7.0 мин (8); в – нагрев основного соленоида в течение 0.5 (1), 1.0 (2), 1.5 (3), 2.0 (4), 2.5 мин (5); г – охлаждение основного соленоида в течение 2.5 (1), 3.0 (2), 3.5 (3), 4.0 (4), 4.5 (5), 5.0 (6), 6.0 (7), 7.0 мин (8).

сплошных сред. Для рассмотрения вопроса о потере устойчивости был необходим расчет защиты от пластического разрушения конструктивных элементов установки. Такой расчет был выполнен по упругопластической модели поведения материала с учетом неоднородностей геометрии. В качестве рабочей была выбрана модель с применением функции текучести Мизеса и связанным с ним правилом текучести. Также учитывали влияние на поле напряжений геометрической не-

линейности [20]. Результаты численных расчетов показаны на рис. 8.

Механическая безопасность была подтверждена проведением расчетов на прочность с использованием верифицированной универсальной программной системы конечно-элементного анализа SolidWorks Simulation. Результаты компьютерного моделирования показали, что все необходимые запасы прочности для основных элементов обеспечиваются.

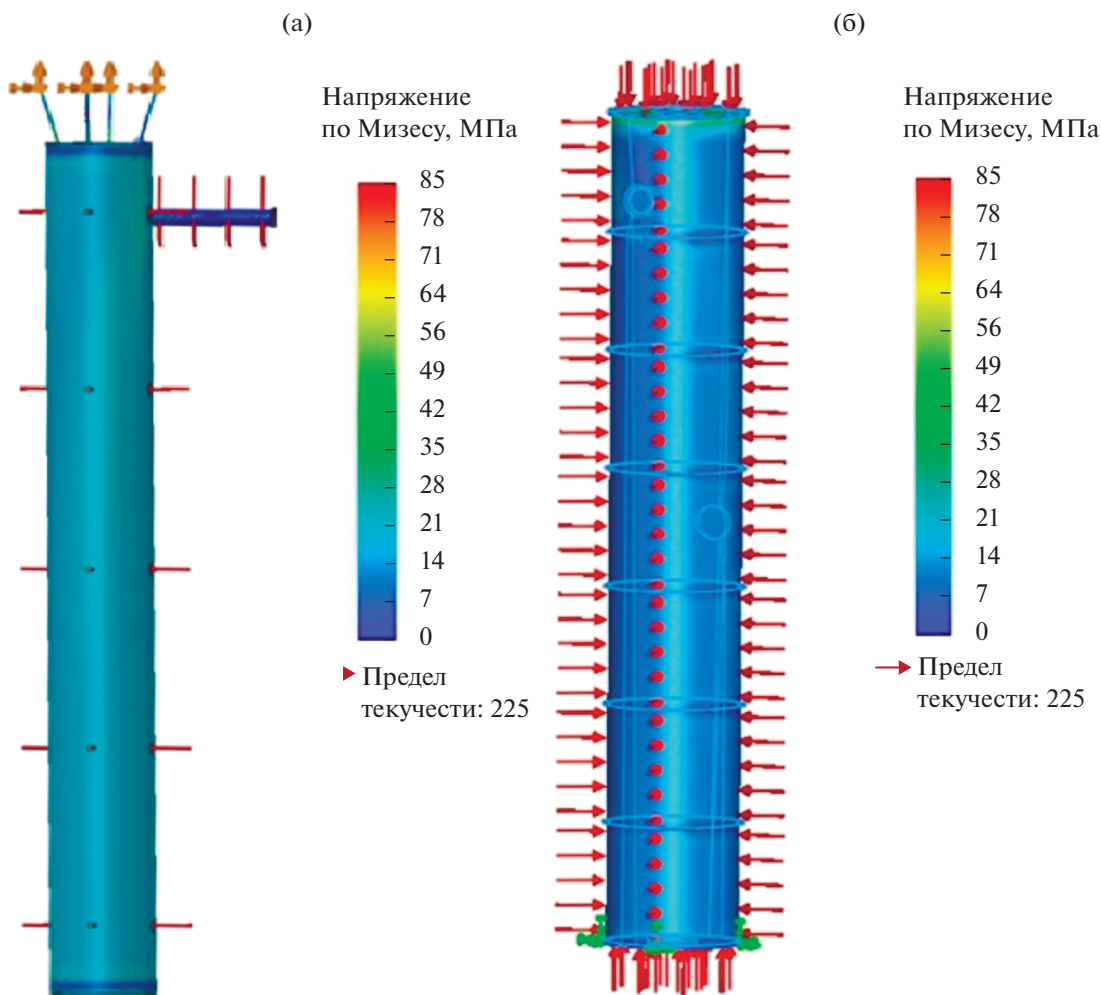


Рис. 8. Расчет напряжений по упругопластической модели Мизеса: а – гелиевая емкость; б – вакуумный кожух.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе выполнены расчеты магнитных и электрических полей установки, оценки теплопритоков к гелиевому криостату и подобрано требуемое для отвода тепла оборудование. Прочностные расчеты подтвердили возможность реализации установки в выбранной конструкции с учетом размеров гелиевого криостата.

Приведенные расчеты магнитных полей демонстрируют возможность обеспечить однородность магнитного поля в области распада нейтрона на уровне  $10^{-3}$ , что дает точность определения среднего косинуса угла вылета электронов порядка  $10^{-4}$ . Расчет электростатической системы показал, что использование системы кольцевых электродов обеспечивает достаточную однородность электрического поля в области распада, а применение сеточных электродов позволяет отражать протоны на расстояниях порядка 1 см. Приложение к сеточным электродам электрического потенциала  $\sim 30$  кВ, как ожидается, не вызовет автоэмиссионный ток электронов.

Моделирование эксперимента по измерению коэффициентов  $A$  и  $B$  показало, что возможно одновременное измерение коэффициентов при условии, что к области распада высотой порядка 2 м приложено однородное, вытягивающее протоны электрическое поле напряженностью 0.1 В/см. На точность измерения коэффициента  $B$  существенное влияние оказывает качество оценки плотности распределения ультрахолодных нейтронов в области распада. Погрешность определения истинной величины максимальной высоты подъема ультрахолодных нейтронов в области распада на уровне 1 см приводит к погрешности определения  $B$  на уровне меньше 0.1%.

При учете того, что неоднородности магнитного и электрического полей не вносят вклад в погрешность измерения  $A$  и  $B$  на уровне  $\sim 0.1\%$ , а вклад в погрешность определения  $\lambda$  из отношения  $\frac{A-B}{A+B}$  из-за поляризации отсутствует, можно утверждать, что точность измерения  $\lambda$  в предлага-



емом эксперименте с ультрахолодными нейтронами составит  $\sim 10^{-4}$ .

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 19-02-00547-а).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Серебров А.П., Жеребцов О.М., Мурашкин А.Н., Ключников Г.Н., Фомин А.К. // Ядерная физика. 2019. Т. 82. № 2. С. 1.
2. Beck M., Ayala G.F., Borg M., Kahlenberg J., Muñoz H.R., Schmidt C., Wunderle A., Heil W., Maissonobe R., Simson M., Soldner T., Viroi R., Zimmer O., Klopff M., Konrad G., Baeflter S., Glück F., Schmidt U. // Phys. Rev. C. 2020. V. 101. Iss. 5. P. 055506. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.101.055506>
3. Märkisch B., Mest H., Saul H., Wang X., Abele H., Dubbers D., Klopff M., Petoukhov A., Roick C., Soldner T., Werder D. // 2019. Phys. Rev. Lett. V. 122. P. 242501. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.122.242501>
4. Ivanov A.N., Pitschmann M., Troitskaya N.I. // Phys. Rev. D. 2013. V. 88. Iss. 7. P. 073002. <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.88.073002>
5. Brown M.A.-P., Dees E.B., Adamek E. et al. (UCNA Collaboration) // Phys. Rev. C. 2018. V. 97. Iss. 3. P. 035505. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.97.035505>
6. Darius G., Byron W.A., DeAngelis C.R., Hassan M.T., Wietfeldt F.E., Collett B., Jones G.L., Dewey M.S., Mendenhall M.P., Nico J.S., Park H., Komives A., Stephenson E.J. // Phys. Rev. Lett. 2017. V. 119. Iss. 4. P. 042502. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.119.042502>
7. Серебров А.П., Кузнецов И.А., Степаненко И.В., Алдуиценок А.В., Ласаков М.С., Мостовой Ю.А., Ерозолимский Б.Г., Дьюи М.С., Виетфельд Ф., Циммер О., Бернер Х. // ЖЭТФ. 1998. Т. 113. Вып. 6. С. 1963. <https://doi.org/10.1134/1.558574>
8. Schumann M., Soldner T., Deissenroth M., Glück F., Krempel J., Kreuz M., Märkisch B., Mund D., Petoukhov A., Abele H. // Phys. Rev. Lett. 2007. V. 99. Iss. 19. P. 191803. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.99.191803>
9. Детекторы альфа-частиц на основе ZnS. [https://www.yeint.ru/materialy\\_iz\\_sulfida/](https://www.yeint.ru/materialy_iz_sulfida/)
10. Jingjun W., Daowei D., Jinfu Z., Zhi Z., Tao X., Jianmin L., Junli L., Yinong L. // Preliminary Design of a FADC Readout System for the Alpha/Beta Discrimination in a Large Area Plastic Scintillation Detector. <https://arxiv.org/abs/2010.14093>
11. Chubar O., Elleaume P., Chavanne J. // J. Synchr. Rad. 1998. V. 5. P. 481. <https://doi.org/10.1107/S0909049597013502>
12. Федоров И.А. Исследование термо- и автоэмиссионных свойств катодов из интеркалированного пирографита: Дис. ... канд. техн. н.: 01.04.04. Долгопрудный: Изд. НИУ МФТИ, 2019. 108 с.
13. Елинсон М.И., Васильев Г.Ф. Автоэлектронная эмиссия. М.: Физматлит, 1958. 272 с.
14. Фурсей Г.Н. // Соросовский образовательный журн. 2000. Т. 6. № 11. С. 96.
15. Severijns N., Beck M., Naviliat-Cuncic O. // Rev. Mod. Phys. 2006. V. 78. Iss. 3. P. 991. <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.78.991>
16. Serebrov A.P., Zhrebtsov O.M., Klyushnikov G.N. // AIP Conf. Proc. 2018. V. 1959. P. 100008. <https://doi.org/10.1063/1.5034755>
17. Bottura L. // IEEE Trans Appl Supercond. 2000. V. 10. № 1. P. 1054. <https://doi.org/10.1109/77.828413>
18. Sattarov R.R., Galiakberova E.F. // Solid State Phenomena. 2017. V. 265. P. 772. <https://doi.org/10.4028/www.scientific.net/ssp.265.772>
19. Yunwei S., Dongli L., Sifan C., Qinyu Z., Lei L., Zhihua G., Min Q. // Appl. Thermal Engin. 2020. V. 166. Iss. 8. P. 114667. <https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2019.114667>
20. Ortiz M., Simo J.C. // Int. J. Numer. Methods Engin. 1986. V. 23. Iss. 3. P. 353. <https://doi.org/10.1002/nme.1620230303>

**New Possibilities for Measuring the Ratio of the Axial and Vector Weak Interaction Constants**

**A. P. Serebrov<sup>1,\*</sup>, O. M. Zhrebtsov<sup>1</sup>, G. N. Klyushnikov<sup>1</sup>, A. O. Koptuykhov<sup>1</sup>,  
A. R. Moroz<sup>1</sup>, A. N. Murashkin<sup>1</sup>, A. K. Fomin<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>Petersburg Nuclear Physics Institute named by B.P. Konstantinov, National Research Center “Kurchatov Institute”, Gatchina, Leningrad region, 188300 Russia

\*e-mail: serebrov\_ap@pnpi.nrcki.ru

An experiment is being developed to determine the value of  $\lambda$ , the ratio of the axial weak interaction constant  $G_A$  to the vector constant  $G_V$ , by simultaneously measuring the electron ( $A$ ) and neutrino ( $B$ ) asymmetries of  $\beta$ -decay on the same setup. The  $\lambda$  measurement is based on the ratio:  $\lambda = (A - B)/(A + B)$ . Simultaneous measurements of  $A$  and  $B$  on the same setup are suggested to be carried out using ultracold neutrons stored in the magnetic field of a superconducting solenoid. The proposed method for determining  $\lambda$ , firstly, makes it possible to neglect the contribution of the Firtz interference term, and, secondly, eliminates the need for accurate measurement of the neutron polarization. The presented method allows us to measure the  $\lambda$  value with a precision of  $10^{-4}$ .

**Keywords:** standard model, weak interaction, neutron  $\beta$ -decay asymmetry, ultracold neutrons.