

УДК 538.971

## ЧИСЛЕННЫЙ РАСЧЕТ УСИЛЕНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ В НЕЙТРОННЫХ ЛОВУШКАХ С ПОКРЫТЫМИ СВЕРХТЕКУЧИМ ГЕЛИЕМ ШЕРОХОВАТЫМИ СТЕНКАМИ

© 2024 г. В. Д. Кочев<sup>1</sup>, Т. И. Могилюк<sup>2</sup>, С. С. Костенко<sup>3</sup>, П. Д. Григорьев<sup>1, 4, \*</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования  
«Национальный исследовательский технологический университет «МИСИС», Москва, Россия

<sup>2</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение «Национальный исследовательский центр  
«Курчатовский институт», Москва, Россия

<sup>3</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
«Федеральный исследовательский центр проблем химической физики  
и медицинской химии Российской академии наук», Черноголовка, Россия

<sup>4</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт теоретической физики  
имени Л.Д. Ландау Российской академии наук, Черноголовка, Россия

\*E-mail: grigorev@itp.ac.ru

Поступила в редакцию 02.05.2024

После доработки 13.05.2024

Принята к публикации 31.05.2024

Пленка жидкого гелия на поверхности материальных ловушек ультрахолодных нейтронов защищает нейтроны от поглощения стенками ловушек. Используя шероховатость поверхности и электростатическое поле, можно удерживать гелиевую пленку достаточной толщины на всей высоте ловушки. В работе выполнен расчет распределения поля вблизи острия такой шероховатости стенки ловушки и оценено влияние этого поля на удержание гелия.

**Ключевые слова:** ультрахолодные нейтроны, нейтронные ловушки, жидкий гелий, электрическое поле

DOI: 10.31857/S0367676524090185, EDN: OCWAOA

### ВВЕДЕНИЕ

Для физики элементарных частиц, астрофизики и космологии очень важным параметром является время жизни нейтрона  $\tau_n$  [1–5]. От него зависит процесс первичного нуклеосинтеза после Большого взрыва, а в сочетании с данными измерений спин-электронной асимметрии в экспериментах по распаду поляризованных нейтронов [6–8] можно получить отношение векторной и аксиальной констант связи слабого взаимодействия.

К настоящему времени прецизионные измерения времени жизни нейтрона  $\tau_n$  делают с использованием специальных ловушек (т.н. нейтронных бутылок [9–13]) для ультрахолодных нейтронов (УХН), в которых УХН сверху удерживаются гравитационным полем, а снизу и по бокам – материалом, слабо поглощающим нейтроны и создающим потенциальный барьер  $V_0$ . Последние измерения, проведенные с использованием таких ловушек [12], дают значение  $\tau_n = 881.5 \pm 0.7$  (стат.)  $\pm 0.6$  (сист.) секунды (здесь и далее приведены также оценки статистической и систематической погрешностей).

Наличие у нейтрона магнитного момента позволяет использовать метод магнито-гравитационного захвата УХН [14–19], и последние измерения с использованием этого метода [19] дают  $\tau_n = 877.75 \pm 0.28$  (стат.)  $+0.22/-0.16$  (сист.) секунды. Заявленная ошибка этих методов не превышает 1 с, однако полученные значения  $\tau_n$  различаются почти на 4 с, т.е. доверительные интервалы значений, полученных разными методиками, даже не накладываются. Предположительно, это расхождение возникает из-за недооценки потерь УХН в как в материальных, так и в магнитных ловушках. В магнитных ловушках эта недооценка может быть связана с переворотом спина нейтрона в неоднородном магнитном поле  $\mathbf{B}$ , которое в силу условия  $\text{div}\mathbf{B} = 0$  и неоднородности  $\mathbf{B}$  кроме компоненты вдоль оси  $z$  обязательно содержит перпендикулярные компоненты, переворачивающие спин. В материальных ловушках ошибки оценки потерь УХН из-за поглощения нейтронов стенками ловушек могут возникнуть из-за шероховатостей стенок, из-за неучтенных примесей, из-за ошибок геометрической экстраполяции, и т.д. Основной альтернативой

использованию УХН для измерения  $\tau_n$  является метод пучка холодных нейтронов [20–22], который дает  $\tau_n = 887.7 \pm 1.2$  (стат.)  $\pm 1.9$  (сист.) секунды [21], и это значение расходится со значениями, полученными другими методами еще больше, что является известной и до сих пор не разрешенной проблемой.

Скорость утечки нейтронов из материальных ловушек УХН зависит от типа материала, которым покрыты стенки и дно ловушки. На данный момент чаще всего используют масло Fomblin [9–12], которое удерживают на низкой температуре ( $T < 90$  К) с целью уменьшения неупругого рассеяния нейтронов. Серьезной проблемой является шероховатость поверхности, которая делает невозможным точный расчет вероятности потери УХН при каждом столкновении. Отношение поверхности к объему в материальных ловушках и потери УХН на стенках ловушки можно уменьшить, увеличив размер ловушки, однако дальнейшее увеличение размера ловушек УХН кажется технически сложным и не очень полезным, поскольку основные потери нейтронов происходят при их столкновениях с дном ловушки, а не со стенками. Скорость столкновений нейтронов с дном ловушки определяется кинетической энергией УХН вдоль оси  $z$  и не зависит от размера ловушки. Следовательно, точность измерений  $\tau_n$  в традиционных ловушках УХН, по-видимому, достигла своего предела.

### ИСПОЛЬЗОВАНИЕ СВЕРХТЕКУЧЕГО ГЕЛИЯ В КАЧЕСТВЕ БАРЬЕРА ДЛЯ НЕЙТРОНОВ

Возможным улучшением методики, теоретически позволяющим дальнейшее снижение скорости утечки нейтронов из ловушек УХН является предложенное нами [23–25] покрытие шероховатых стенок ловушки за счет ван-дер-ваальсового притяжения тонкой пленкой жидкого сверхтекучего  $^4\text{He}$ , который не поглощает нейтроны [26–28]. Главная проблема этой идеи в том, что толщина пленки  $^4\text{He}$  на боковых стенках слишком тонкая  $d_{\text{He}} \approx 10$  нм, в то время как глубина проникновения нейтронов в жидкий  $^4\text{He}$  составляет  $\kappa_{\text{He}}^{-1} = \hbar / \sqrt{2m_n V_0^{\text{He}}} \approx 33.3$  нм. Эта проблема решается подачей разности потенциалов между боковой стенкой ловушки УХН и электродом, что приводит к усилению электрического поля около шероховатостей стенки. В результате происходит притяжение  $^4\text{He}$  к остриям шероховатостей, и толщина слоя выравнивается (см. рис. 1 в [25]). Искусственно делать шероховатыми и прикладывать электрическое напряжение имеет смысл только к боковым стенкам ловушки УХН, поскольку толщина пленки гелия на дне ловушки определяется только количеством жидкого гелия и может быть сделана произвольной. У обычной материальной

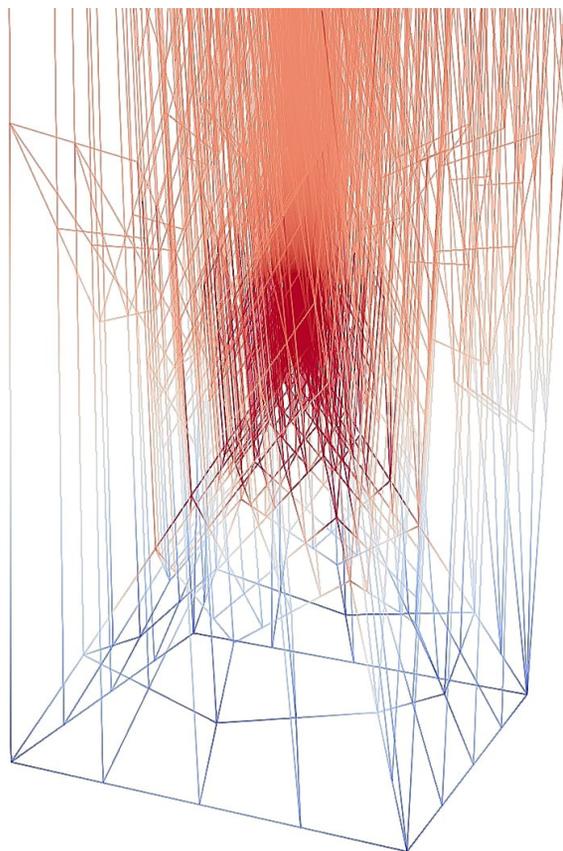


Рис. 1. Расчетная сетка конечных элементов для пирамиды размером  $l_R = h_R = 1$  мкм. Цветом показано распределение коэффициента усиления электрического поля  $E(\vec{r})/E_0$ .

ловушки УХН нет верхней крышки, УХН сверху удерживаются силой тяжести. Чтобы избежать потери гелия из-за подъема по стенкам вверх и дальнейшего утекания из ловушки, можно (1) использовать крышку, (2) налить гелий с другой стороны стенок, (3) препятствовать перетеканию гелия по стенкам ловушки. Приложенное электрическое поле и шероховатая поверхность стенки могут задержать гелий, так как его перетекание через острие теперь усложняется как утончением пленки, так и преодолением электростатического притяжения к области высокого поля. Утеkanie и другие потери гелия из ловушки УХН требуют дальнейшего изучения. Важно, чтобы гелий остался в ловушке за время бета-распада нейтрона  $\tau_n \approx 15$  мин.

У предложенной конфигурации, однако, есть ряд недостатков. Во-первых,  $^4\text{He}$  обеспечивает очень малый оптический потенциальный барьер  $V_0^{\text{He}} \approx 18.5$  нэВ для нейтронов, что значительно меньше барьера  $V_0^F \approx 106$  нэВ масла Fomblin. Фазовый объем УХН и их плотность в ловушке  $^4\text{He}$  уменьшается на фактор  $(V_0^F/V_0^{\text{He}})^{3/2} \approx 13.7$  по сравнению с покрытием Fomblin, что увеличивает

статистическую ошибку. Однако этот недостаток компенсируется развитием установок, генерирующих нейтроны [29–30]. Во-вторых, требуется очень низкая температура  $T < 0.5$  К, при которой концентрация пара  ${}^4\text{He}$ , неупруго рассеивающего нейтроны, экспоненциально мала (так, энергия испарения одного атома  ${}^4\text{He}$  составляет  $7.17$  К  $\approx 0.62$  мэВ). При более высокой температуре пар  ${}^4\text{He}$  неупруго рассеивает УХН, придавая им энергию  $k_B T \gg V_0^{\text{He}}$ .

Основным источником неупругого рассеяния УХН в ловушке с жидким  ${}^4\text{He}$  при температуре ниже  $0.5$  К являются риплоны – кванты поверхностных волн, проводящие к линейной зависимости скорости рассеяния нейтронов от температуры [31], которая сохраняется даже при сверхнизких температурах. Однако сила взаимодействия нейтронов с риплонами довольно мала, что делает возможным хранение УХН в ловушках, покрытых  ${}^4\text{He}$ . Более того, линейная зависимость потерь УХН от их рассеяния на риплонах очень удобна для учета этой систематической ошибки.

В нашей работе [25] были предложены варианты геометрии электрода в ловушке и приведены оценки необходимой для достижения достаточного притяжения  ${}^4\text{He}$  разности потенциалов между электродом и ловушкой,  $\sim 0.5\text{--}1.2$  кВ в зависимости от выбранной геометрии. Кроме того, было оценено влияние этого электрического поля на дисперсию риплонов. Однако численный расчет и количественные оценки необходимого электрического напряжения для удержания пленки жидкого  ${}^4\text{He}$  необходимой толщины в работе [25] были получены только для двумерной искусственной шероховатости стенок в виде периодических треугольных бороздок. В этой работе мы проводим численный расчет для трехмерной искусственной шероховатости стенок в виде периодической сетки из квадратных пирамид. Ожидается, что трехмерная модель шероховатой стенки дает большее усиление электрического поля вблизи острия шероховатостей (т.е. вершины пирамид в нашем случае), чем двумерная искусственная шероховатость. Это может упростить создание ловушек УХН нового типа, необходимых для измерения времени бета-распада нейтрона и для других нейтронных экспериментов.

Эффект усиления электрического поля вблизи вершины острой эквипотенциальной иглы радиусом  $r_e$  [32] по сравнению с периодической двумерной шероховатостью анализируется в (27) и (28) нашей статьи [25], а также в обсуждении после этого уравнения. Соответствующий выигрыш дается формулой  $E(r)/E_0 \simeq l_R (r + r_e/2)^{-1}$ , где  $l_R$  – это период шероховатости, а  $r$  – расстояние до острия иглы. Из-за перехода от двумерной к трехмерной шероховатости стенки он оказывается значительным и позволяет уменьшить приложенное электрическое напряжение в несколько раз. Однако

в реальных экспериментах шероховатость в виде тонких игл, соответствующих нулевому углу вершины, будет слишком хрупкой, поэтому полезен расчет усиления электрического поля вблизи трехмерной шероховатости в виде пирамиды с конечным углом вершины  $\geq 45^\circ$ . Такие пирамиды будут намного менее хрупкими и более устойчивыми как к механическим, так и к электростатическим напряжениям. Ниже приведены результаты такого расчета и их анализ.

### ЧИСЛЕННЫЙ РАСЧЕТ УСИЛЕНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ ВБЛИЗИ ШЕРОХОВАТОСТЕЙ СТЕНКИ

В статье [25] мы аналитически вывели формулу (13) коэффициента усиления электрического поля  $E(r)/E_0$  вблизи треугольного острия шероховатости в двумерном случае:

$$\frac{E(r)}{E_0} = \frac{1}{1 + 2\beta/\pi} \left( \frac{l_R}{r} \right)^{4\beta/(\pi+2\beta)}, \quad (1)$$

где  $\beta = \arctan(2h_R/l_R)$  – угол между боковой стороной треугольной шероховатости и шириной шероховатости  $l_R$ ;  $h_R$  – высота шероховатости.

В данной работе мы рассматриваем трехмерную модель шероховатой стенки в виде периодической в двух направлениях эквипотенциальной ( $\varphi = 0$ ) сетки из квадратных пирамид, находящейся на расстоянии от плоского электрода ( $\varphi = \varphi_0$ ). Параметрами  $l_R$  и  $h_R$  задаются, соответственно, как ширина основания и высота пирамиды (см. рис. 1 в [25]). Пирамиды плотно примыкают друг к другу, т.е.  $l_R$  также является расстоянием между вершинами пирамид и периодом вдоль обоих направлений вдоль боковой стенки.

Нами было произведено численное решение уравнения Лапласа для электрического потенциала  $\nabla^2\varphi(\vec{r}) = 0$  с разностью потенциалов  $\varphi_0$  между шероховатой сеткой и электродом и с периодическими граничными условиями между пирамидами, после чего было найдено распределение электрического поля  $E(\vec{r}) = -\nabla\varphi(\vec{r})$  по объему задачи. Уравнение было решено методом конечных элементов с использованием пакета deal.II [33]. Исходная сетка конечных элементов была сгенерирована с помощью пакета Gmsh [34], пример расчетной сетки показан на рис. 1.

На рис. 2 показана зависимость коэффициента усиления электрического поля  $E(r)/E_0$  от расстояния до острия пирамиды. Высота пирамиды была взята равной  $h_R = 1$  мкм. Видно, что для острой пирамиды с узким основанием  $l_R = 1$  мкм поле вблизи острия гораздо сильнее, чем для пологой пирамиды с основанием  $l_R = 10$  мкм. Так, на расстоянии  $0.025$  мкм усиление примерно в 3 и в 1.9 раза соответственно. На расстоянии  $0.1$  мкм в обоих случаях

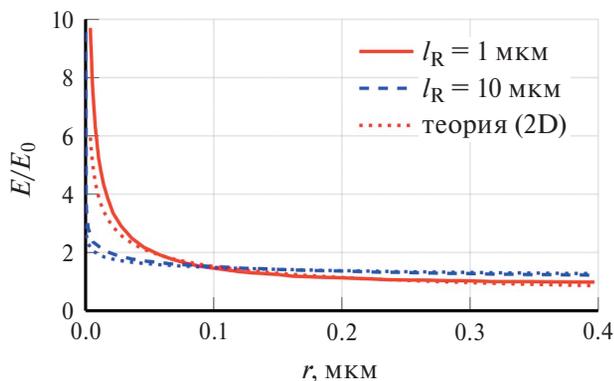


Рис. 2. Усиление электрического поля вблизи острия шероховатости стенки ловушки.

усиление примерно в 1.5 раза. Пунктирной линии соответствует формула (1), можно заметить, что качественно эффект в двумерном и трехмерном случаях не отличается.

На рис. 3 показан тот же график в двойном логарифмическом масштабе (расстояние  $r$  нормировано на ширину основания  $l_R$ ). Видно, что в обоих случаях зависимость может быть фитирована степенным законом  $E(r) \propto r^{-\alpha}$  с  $\alpha \approx 0.5$  и  $0.2$  соответственно. Этот результат согласуется с анализом уравнения Лапласа в схожих граничных условиях (с конусом вместо пирамиды) [35], однако показатель степени  $\alpha$  оценен ранее не был. Кроме того,

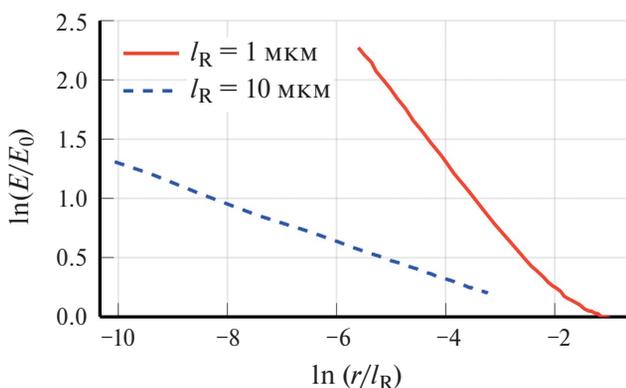


Рис. 3. Кривые из рис. 2 в двойном логарифмическом масштабе.

в [35] рассматривался единичный конус, а не периодическая система, как в нашем случае.

Оценим теперь величину электрического поля вдали от шероховатостей  $E_0$ , которое требуется для достижения достаточного притяжения  ${}^4\text{He}$  к шероховатостям. В ловушке могут удерживаться только нейтроны с кинетической энергией  $E < V_0^{\text{He}}$ ,

этому соответствует высота нейтронов над дном «нейтронной бутылки» не более  $h_{\text{max}} = V_0^{\text{He}} / m_n g \approx 18$  см. На этой высоте электрическое поле (без учета коэффициента усиления, т.е. если считать его однородным) должно быть не меньше  $E \geq E^* = \sqrt{4\pi\rho_{\text{He}}gh/(\epsilon_{\text{He}} - 1)} \approx 230$  кВ·см $^{-1}$  [24]. Нас интересует толщина пленки сверхтекучего  ${}^4\text{He}$ , достаточная для создания потенциального барьера для нейтронов  $d \approx 0.1$  мкм [23], на которой коэффициент усиления приблизительно равен  $E(r) / E_0 \approx 1.5$ , откуда поле вдали от шероховатостей  $E_0 \approx 150$  кВ·см $^{-1}$ . Хотя это достаточно сильное поле, оно является теоретически достижимым (на порядок меньше поля диэлектрического пробоя  $E_{\text{max}} > 1$  МВ·см $^{-1}$  [36]).

## ОБСУЖДЕНИЕ

Мы исследовали, насколько переход от двумерной искусственной шероховатости эквипотенциальной поверхности в виде периодически расположенных треугольных бороздок к трехмерной шероховатости в виде периодически расположенных квадратных пирамид усиливает электрическое поле вблизи вершин пирамид. Двумерная шероховатость соответствует дифракционным решеткам, производство которых уже давно развито [37] и которые доступны для покупки. Трехмерная шероховатость в виде четырехугольных пирамид не сильно сложнее для производства, но все же требует затрат, поэтому переход от двумерной к трехмерной шероховатости стенки обоснован только в том случае, если выигрыш заметен.

Наши расчеты показали, что выигрыш от такого перехода существенен, только если угол вершины пирамиды достаточно мал и расстояние до вершины не слишком велико. Поскольку острая вершина более хрупкая, мы провели расчет конфигурации, когда сторона пирамиды с основанием  $l_R$  не меньше высоты пирамиды  $h_R$ , т.е. когда боковые грани пирамиды имеют угол наклона боковой грани  $\beta \leq 63.4^\circ$ , что соответствует углу вершины грани  $\theta = \pi - 2\beta \geq 53.2^\circ$ . Как следует из рис. 2 и 3, даже при таком угле пирамиды значительное усиление электрического поля возникает на расстоянии меньше 0.1 мкм от вершины пирамиды. На расстоянии больше 70 нм от вершины выигрыш из-за перехода от двумерной к трехмерной шероховатости стенки практически отсутствует. Как было показано в работе [23] (см. рис. 4 статьи [23]), для надежной защиты УХН от поглощения стенкой сосуда (для уменьшения скорости поглощения УХН более чем в 100 раз) требуется толщина пленки жидкого  ${}^4\text{He}$  более 0.1 мкм. При толщине 70 нм усредненная по энергии нейтронов скорость потерь УХН из-за поглощения стенками сосуда составляет только один порядок величины. Это тоже существенно, поскольку речь идет только о потерях вблизи вершины шероховатостей, в то время как на основной

площади поверхности стенки толщина пленки  ${}^4\text{He}$  превышает необходимые 0.1 мкм. Кроме того, для удержания пленки необходимой толщины на высоте меньшей чем  $h_{\text{max}} \approx 18$  см (что соответствует максимальной энергии УХН в ловушке  $E = V_0^{\text{He}} \approx 18.5$  нэВ) требуется меньшее электрическое поле. Тем не менее, полученный в результате наших расчетов выигрыш из-за перехода от двумерной к трехмерной шероховатости поверхности стенок УХН оказался меньше ожидаемого. Вероятно, этот выигрыш не стоит усилий по созданию трехмерной шероховатости в виде пирамид вместо двумерной шероховатости в виде более привычной треугольной дифракционной решетки.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложенное полное покрытие стенок ловушки ультрахолодных нейтронов (УХН) жидким  ${}^4\text{He}$  может привести к появлению нового поколения ловушек для ультрахолодных нейтронов с очень долгим временем хранения. Это может значительно улучшить точность измерений времени жизни нейтронов и других экспериментов с ультрахолодными нейтронами. В работе исследуется возможность и необходимые условия для удержания пленки  ${}^4\text{He}$  необходимой толщины шероховатостью поверхности и электростатическим полем. Наименьшая толщина пленки гелия возникает вблизи острия, где выигрыш от притяжения Ван-дер-Ваальса гелия к стенкам наименьший. Именно вблизи острия электрическое поле на эквипотенциальной поверхности максимально и может компенсировать уменьшение сил Ван-дер-Ваальса. Наши численные расчеты распределения электрического поля для разной формы острия шероховатости показали, что форма шероховатости в виде треугольной дифракционной решетки почти так же эффективна, как более сложная трехмерная шероховатость в виде периодически расположенных пирамид.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-22-00312, <https://rscf.ru/project/23-22-00312/>

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Abele H.* // Progr. Part. Nucl. Phys. 2008. V. 60. No. 1. P. 1.
2. *Ramsey-Musolf M.J., Su S.* // Phys. Reports. 2008. V. 456. No. 1. P. 1.
3. *Dubbers D., Schmidt M.G.* // Rev. Mod. Phys. 2011. V. 83. No. 4. P. 1111.
4. *Wiefeldt F.E., Greene G.L.* // Rev. Mod. Phys. 2011. V. 83. No. 4. P. 1173.
5. *Gonzalez-Alonso M., Naviliat-Cuncic O., Severijns N.* // Progr. Part. Nucl. Phys. 2019. V. 104. P. 165.
6. *Liu J., Mendenhall M.P., Holley A.T. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2010. V. 105. No. 18. Art. No. 181803.
7. *Märkisch B., Mest H., Saul H. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2019. V. 122. No. 24. Art. No. 242501.
8. *Sun X., Adamek E., Allgeier B. et al.* // Phys. Rev. C. 2020. V. 101. No. 3. Art. No. 035503.
9. *Serebrov A.P., Varlamov V.E., Kharitonov A.G. et al.* // Phys. Rev. C. 2008. V. 78. No. 3. Art. No. 035505.
10. *Arzumanov S., Bondarenko L., Chernyavsky S. et al.* // Phys. Lett. B. 2015. V. 745. Art. No. 79.
11. *Серебров А.П., Коломенский Е.А., Фомин А.К. и др.* // Письма в ЖЭТФ. 2017. Т. 106. № 10. С. 599; *Serebrov A.P., Kolomenskiy E.A., Fomin A.K. et al.* // JETP Lett. 2017. V. 106. No. 10. P. 623.
12. *Serebrov A.P., Kolomenskiy E.A., Fomin A.K. et al.* // Phys. Rev. C. 2018. V. 97. No. 5. Art. No. 055503.
13. *Pattie R., Callahan N.B., Cude-Woods C. et al.* // EPJ Web Conf. 2019. V. 219. Art. No. 03004.
14. *Huffman P.R., Brome C.R., Butterworth J.S. et al.* // Nature. 2000. V. 403. No. 6765. P. 62.
15. *Leung K.K.H., Geltenbort P., Ivanov S. et al.* // Phys. Rev. C. 2016. V. 94. No. 4. Art. No. 045502.
16. *Steyerl A., Leung K.K.H., Kaufman C. et al.* // Phys. Rev. C. 2017. V. 95. No. 3. Art. No. 035502.
17. *Ezhov V.F., Andreev A.Z., Bazarov B.A. et al.* // JETP Lett. 2018. V. 107. No. 11. P. 671.
18. *Pattie R.W., Callahan N.B., Cude-Woods C. et al.* // Science. 2018. V. 360. No. 6389. P. 627.
19. *Gonzalez F.M., Fries E.M., Cude-Woods C. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2021. V. 127. No. 16. Art. No. 162501.
20. *Nico J.S., Dewey M.S., Gilliam D.M. et al.* // Phys. Rev. C. 2005. V. 71. No. 5. Art. No. 055502.
21. *Yue A.T., Dewey M.S., Gilliam D.M. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2013. V. 111. No. 22. Art. No. 222501.
22. *Hirota K., Ichikawa G., Ieki S.* // Progr. Theor. Exp. Phys. 2020. V. 2020. No. 12. Art. No. 123C02.
23. *Grigoriev P.D., Dyugaev A.M.* // Phys. Rev. C. 2021. V. 104. No. 5. Art. No. 055501.
24. *Григорьев П.Д., Дюгаев А.М., Могилюк Т.И., Григорьев А.Д.* // Письма в ЖЭТФ. 2021. Т. 114. № 8. С. 560; *Grigoriev P.D., Dyugaev A.M., Mogilyuk T.I., Grigoriev A.D.* // JETP Lett. 2021. V. 114. No. 8. P. 493.
25. *Grigoriev P.D., Sadovnikov A.V., Kochev V.D., Dyugaev A.M.* // Phys. Rev. C. 2023. V. 108. No. 2. Art. No. 025501.
26. *Golub R., Jewell C., Ageron P. et al.* // Z. Phys. B. Cond. Matter. 1983. V. 51. No. 3. P. 187.
27. *Bokun R.C.* // Sov. J. Nucl. Phys. 1984. V. 40. No. 1. P. 287.
28. *Алфименков В.П., Игнатович В.К., Межов-Деглин Л.П. и др.* // Препринт ОИЯИ. № 3-2009-197. Дубна, 2009.
29. *Алексеев И.Е., Белов С.Е., Ершов К.В.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 9. С. 1315; *Alekseev I.E.,*

- Belov S.E., Ershov K.V.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2022. V. 86. No. 9. P. 1088.
30. *Григорьев С.В., Коваленко Н.А., Павлов К.А. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2023. Т. 87. № 11. С. 1526;  
*Grigoriev S.V., Kovalenko N.A., Pavlov K.A. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2023. V. 87. No. 11. P. 1561.
31. *Grigoriev P.D., Zimmer O., Grigoriev A.D., Ziman T.* // Phys. Rev. C. 2016. V. 94. No. 2. Art. No. 025504.
32. *Florkowska B., Wlodek R.* // IEEE Trans. Electr. Insul. 1993. V. 28. No. 6. P. 932.
33. *Arndt D., Bangerth W., Davydov D. et al.* // J. Comput. Math. Appl. 2021. V. 81. P. 407.
34. *Geuzaine C., Remacle J.F.* // Int. J. Numer. Meth. Eng. 2009. V. 79. No. 11. P. 1309.
35. *Marchetti S., Rozzi T.* // IEEE Trans. Antennas Propag. 1990. V. 38. No. 9. P. 1333.
36. *Ito T.M., Ramsey J.C., Yao W. et al.* // Rev. Sci. Instrum. 2016. V. 87. No. 4. Art. No. 045113.
37. *Bourgin Y., Jourlin Y., Parriaux O. et al.* // Opt. Express. 2010. V. 18. No. 10. P. 10557.

## Numerical calculation of electric field enhancement in neutron traps with rough walls coated with superfluid helium

V. D. Kochev<sup>1</sup>, T. I. Mogilyuk<sup>2</sup>, S. S. Kostenko<sup>3</sup>, P. D. Grigoriev<sup>1, 4, \*</sup>

<sup>1</sup>*National University of Science and Technology «MISIS», Moscow, 119049, Russia*

<sup>2</sup>*National Research Centre «Kurchatov Institute», Moscow, 123182, Russia*

<sup>3</sup>*Federal Research Center of Problems of Chemical Physics and Medicinal Chemistry of the Russian Academy of Sciences, Chernogolovka, 142432, Russia*

<sup>4</sup>*L.D. Landau Institute for Theoretical Physics of the Russian Academy of Sciences, Chernogolovka, 142432, Russia*

\**e-mail: grigorev@itp.ac.ru*

A film of liquid helium on the surface of material traps for ultra-cold neutrons protects the neutrons from being absorbed by the trap walls. By using surface roughness and an electrostatic field, it is possible to maintain a helium film of sufficient thickness throughout the height of the trap. Our study includes a numerical calculation of the field distribution near the tip of various forms of such wall roughness of the trap and the discussion how this field helps to hold the helium film.

**Keywords:** ultracold neutrons, neutron traps, liquid helium, electric field