

## ФИЗИКА АТОМНОГО ЯДРА И ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

**Численное моделирование анизотропии излучения пирозлектрического генератора нейтронов**

М. Б. Громов,<sup>1, a</sup> А. С. Кубанкин,<sup>2, 3, b</sup> В. Ю. Иониди,<sup>1</sup> А. А. Каплий,<sup>2</sup> М. А. Кирсанов,<sup>4</sup>  
 А. А. Кленин,<sup>2</sup> Д. А. Колесников,<sup>2, 5</sup> А. Н. Олейник,<sup>2, 6</sup> А. С. Чепурнов,<sup>1</sup> А. В. Щагин<sup>2, 5</sup>

<sup>1</sup> Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д. В. Скобельцына (НИИЯФ МГУ). Россия, 119234, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.

<sup>2</sup> Белгородский государственный национальный исследовательский университет (НИУ БелГУ),  
 Лаборатория радиационной физики. Россия, 308015, Белгород, ул. Победы, д. 85.

<sup>3</sup> Физический институт имени П. Н. Лебедева РАН (ФИАН). Россия, 119991, Москва, Ленинский пр-т, д. 53.

<sup>4</sup> Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ» (НИЯУ МИФИ).  
 Россия, 115409, Москва, Каширское ш., д. 31.

<sup>5</sup> Харьковский физико-технический институт. Украина, 61108, Харьков, ул. Академическая, д. 1.

<sup>6</sup> Институт Джона Адамса при колледже Роял Холлоуэй Лондонского университета.  
 Великобритания, Эгхам, Суррей, TW20 0EX.

Поступила в редакцию 26.09.2018, после доработки 01.10.2018, принята к публикации 02.10.2018.

Пирозлектрический генератор нейтронов является компактным источником быстрых нейтронов с энергией 2.45 МэВ и выходом до  $\sim 10^4$  нейтронов/с. Прибор разрабатывается для калибровок низкофоновых детекторов нейтрино и темной материи, а также может использоваться как альтернатива традиционным радиоактивным источникам быстрых нейтронов в различных исследованиях и в физическом практикуме. Для правильного расчета выхода нейтронов как в полный телесный угол, так и в каком-либо направлении было выполнено численное моделирование углового распределения вылета нейтронов из пирозлектрического генератора в результате протекающей внутри него реакции  $D(d, n)^3\text{He}$ . Выявлена анизотропия углового распределения, выраженная в увеличении выхода нейтронов вдоль направления движения налетающих ионов дейтерия и достигающая  $\sim 25\%$  при максимальной энергии налетающих частиц 28 кэВ. Установлено, что при увеличении энергии ионов дейтерия анизотропия растет нелинейно, составляя при 50 кэВ и моноэнергетическом потоке  $\sim 70\%$  и практически отсутствуя при энергии ниже 10 кэВ. Полученное угловое распределение для пирозлектрического генератора похоже на угловое распределение нейтронов при моноэнергетическом потоке ионов дейтерия с энергией 15 кэВ.

**Ключевые слова:** пирозлектрический генератор нейтронов, угловое распределение, анизотропия, калибровка, нейтроны, низкофоновые детекторы, Borexino, JUNO, DarkSide.

УДК: 539.1.03, 539.1.072, 539.1.076, 621.384.659, 539.171.017.

PACS: 25.45.-z, 29.20.Ba, 29.25.Dz, 85.35.Kt.

**ВВЕДЕНИЕ**

Прогресс в исследованиях в области физики нейтрино и темной материи диктует необходимость создания больших установок с массой мишеней до десятков килотонн. В качестве примера можно упомянуть такие существующие детекторы, как KamLAND [1, 2], Borexino [3], Daya Bay [4], DarkSide [5], и строящиеся — JUNO [7, 8], SNO+ [9], DarkSide-20k [6], LZ [10, 11]. Размеры чувствительной области таких детекторов могут составлять десятки метров, что требует изучения отклика детектора в зависимости от положения события в нем. Проблема решается путем выполнения комплексных и сложных калибровочных кампаний с использованием различных радиоактивных источников. При этом источники должны помещаться в сотни или даже тысячи различных позиций внутри детектора. Периодичность калибровочных кампаний с применением радиоактивных источников может быть разной. Если в детекторе Borexino такая калибровка была только один раз за более чем десятилетие работы детектора, то в JUNO, наряду с крупными кампаниями, которые могут длиться около двух–трех месяцев, планируются еженедельные небольшие калибровочные измерения.

Исследования нейтрино и поиск редких процессов ведутся с использованием ультранизкофоновых детекторов, установленных в подземных лабораториях. Ввод в мишень любого внешнего объекта сопряжен с опасностью нарушения ультранизкофоновых свойств экспериментальной установки. Применение радиоактивных источников требует особых условий работы для научного персонала, оформления специальных разрешений и подготовки сопроводительной документации. Радиоактивные источники дорогие, параметры таких источников никак не регулируются.

Обойти вышеуказанные проблемы можно с помощью управляемых источников ионизирующего излучения. Один из таких источников — пирозлектрический генератор нейтронов (ПГН). Излучение возникает благодаря протекающей внутри прибора реакции  $D(d, n)^3\text{He}$ . Пирозлектрический эффект используется для создания ускоряющей ионы дейтерия разности потенциалов. Однако у данного прибора есть особенность, которая может сказаться на результатах калибровочных измерений в низкофоновых детекторах. ПГН испускает нейтроны неравномерно по направлениям. Как следствие, возможна избыточная регистрация событий в одной части детектора и дефицит событий в другой части. Кроме того, анизотропия зависит от энергии дейтронов, которая в свою очередь

<sup>a</sup> E-mail: gromov@physics.msu.ru

<sup>b</sup> E-mail: askubankin@gmail.com

определяется величиной разности потенциалов. Таким образом, моделирование угловых распределений вылета нейтронов из ПГН является неотъемлемым этапом конструирования прибора, а данные по анизотропии излучения необходимо учитывать при использовании ПГН в качестве калибровочного источника в детекторах нейтрино и темной материи.

### 1. ПИРОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ГЕНЕРАТОР НЕЙТРОНОВ

ПГН представляет собой компактный вакуумный прибор, испускающий нейтроны в результате протекающей внутри прибора реакции  $D(d, n)^3He$ . ПГН для калибровки низкофоновых детекторов находится в стадии разработки. Эскиз одного из прототипов представлен на рис. 1. Прототип имеет цилиндрическую форму со следующими характерными размерами: диаметр основания  $D_{ПГН} \approx 3$  см, высота  $H_{ПГН} \approx 6$  см.

Пироэлектрический генератор нейтронов состоит из вакуумной камеры с установленными внутри (1) пироэлектрическим высоковольтным генератором (ПВГ), (2) ионизатором и (3) дейтерированной мишенью. В откачанном объеме, где установлены перечисленные элементы, в качестве остаточного газа используется дейтерий при давлении  $\sim 1$  мторр. ПВГ включает (1а) пироэлектрический кристалл (танталат  $LiTaO_3$  или ниобат лития  $LiNbO_3$ ), (1б) теплопровод, (1в) элемент Пельтье, (1г) радиатор и (1д) встроенный управляемый низковольтный источник питания мощностью около 1 Вт (фактически несколько аккумуляторов формата

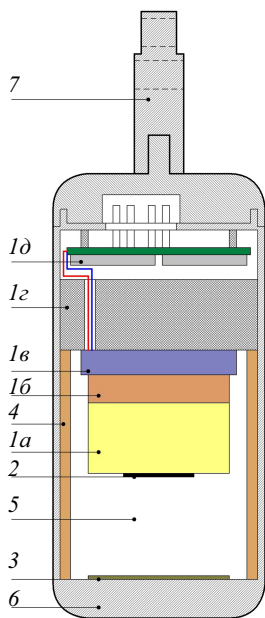


Рис. 1. Эскизное изображение пироэлектрического генератора, в устройство которого в качестве ионизатора добавлены углеродные нанотрубки для повышения выхода нейтронов: 1 – пироэлектрический высоковольтный генератор (ПВГ), 1а – пироэлектрический кристалл, 1б – теплопровод, 1в – элемент Пельтье, 1г – радиатор, 1д – встроенный управляемый низковольтный источник питания, 2 – ионизатор, 3 – дейтерированная мишень, 4 – керамическая вставка, 5 – остаточный газ (дейтерий, 1 мторр), 6 – корпус из нержавеющей стали, 7 – держатель

CR2032). Ионизатором остаточного газа может служить вольфрамовая игла (или массив игл) с диаметром наконечника  $\sim 300$  нм на стальном диске-подложке (диаметр 10 мм, толщина 3 мм) или массив углеродных нанотрубок. Второй вариант является предпочтительным, так как острие иглы быстро деградирует, уменьшая ионизацию и, следовательно, выход нейтронов. В качестве дейтерированной мишени используется дейтерированный полиэтилен или дейтерированный титан.

Принцип работы ПГН следующий. С помощью элемента Пельтье в пироэлектрическом кристалле между двумя параллельными гранями создается разность температур не менее  $20-30^\circ C$ , что приводит к возникновению на его поверхности потенциала величиной  $10-30$  кВ. При условии использования вольфрамовых игл или массива углеродных нанотрубок созданного потенциала достаточно для ионизации остаточного газа – дейтерия. Возникшие ионы ускоряются образовавшимся электрическим полем в направлении дейтерированной мишени, в результате чего становится возможным протекание D–D-реакции, в одном из двух каналов которой происходит генерация нейтронов с энергией 2.45 МэВ.

Предыдущие исследования показывают, что типичный выход нейтронов из пироэлектрического генератора в фазе излучения не превышает  $\sim 10^4$  нейтронов/с [12]. Прибор работает в импульсном режиме с коэффициентом заполнения  $15-20\%$  [13]. Малость коэффициента заполнения объясняется временной зависимостью электрического потенциала, периодической сменой полярности поверхности пироэлектрического кристалла и дополнительным временем задержки между циклами нагрева-охлаждения. Задержка позволяет стабилизировать температуру, что устраняет последующее искажение временной зависимости потенциала и соответственно величины выхода нейтронов из-за наличия остаточного заряда.

Предполагается использовать пироэлектрический генератор нейтронов в качестве альтернативы или дополнения для таких часто используемых радиоактивных источников, как Am–Be и Pu–Be.

### 2. МОДЕЛИРОВАНИЕ АНИЗОТРОПИИ ВЫЛЕТА НЕЙТРОНОВ

#### 2.1. Описание модели и используемого подхода

Основной целью было выяснение степени анизотропии излучения ПГН для последующего учета этого эффекта в процессе калибровки низкофоновых детектора. При этом нет необходимости в получении детального знания (с точностью до нескольких процентов или лучше) об угловом распределении вылета нейтронов, так как в процессе калибровочных измерений в конкретной области мишени важно лишь получение статистически значимого количества событий в каждом единичном элементе объема этой области за отведенное для калибровочных измерений время. Поэтому можно провести упрощенное моделирование, которое фактически будет численным расчетом угловой зависимости вылета нейтронов в результате D–D-реакции с учетом изменяющейся с течением времени энергии налетающих ионов дейтерия. При таком подходе не учитывается наличие корпуса у ПГН и пренебрегается всеми реакциям, отличными от  $D(d, n)^3He$ .

Было сделано еще три допущения. Во-первых, не учитывалась ударная ионизация и рекомбинация в газовом объеме. Предполагалось, что все ионы дейтерия родились в непосредственной близости к поверхности пьезоэлектрического кристалла и беспрепятственно были ускорены в промежутке между кристаллом и мишенью. Во-вторых, при расчете не делалось различие между разными ионами дейтерия, хотя в используемой далее статье [14] результаты даны для смеси ионов  $D_1$ ,  $D_2$  и  $D_3$ , а при работе ПГН с вольфрамовой иглой в качестве ионизатора возникают только  $D_2$ -ионы [15]. В-третьих, считалось, что налетающие ионы дейтерия не теряют энергию в мишени и лишь однократно взаимодействуют с ядрами дейтерия, находящимися в ее объеме. Тогда, учитывая аксиальную симметрию рассматриваемой системы относительно прямой, соединяющей центры пьезоэлектрического кристалла и мишени и перпендикулярной поверхности кристалла, число нейтронов  $dN$ , вылетающих за единицу времени в направлении, характеризуемом углом  $\theta$ , в телесный угол  $d\Omega$  дается следующим соотношением:

$$\frac{dN}{d\Omega}(\theta) = jM \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta), \quad (1)$$

где  $j$  — плотность потока налетающих дейтронов,  $M$  — полное число ядер дейтерия в облучаемой части мишени,  $d\sigma/d\Omega$  — дифференциальное сечение реакции  $D(d, n)^3He$ .

Согласно статье [14], анизотропия вылета нейтронов в  $D$ - $D$ -реакции дается в относительных величинах. Соответствующая нормировка выполняется на минимальное значение, которое имеет место при угле рассеяния  $90^\circ$ . Следовательно,

$$\frac{\frac{dN}{d\Omega}(\theta)}{\frac{dN}{d\Omega}(90)} = \frac{\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)}{\frac{d\sigma}{d\Omega}(90)}. \quad (2)$$

Для дальнейшего удобства введем обозначение

$$\widetilde{\frac{dN}{d\Omega}}(\theta) \equiv \frac{\frac{dN}{d\Omega}(\theta)}{\frac{dN}{d\Omega}(90)}. \quad (3)$$

В той же статье [14] приводится выражение для угловой зависимости дифференциального сечения реакции и таблица значений для входящих в выражение коэффициентов  $a_2$ ,  $a_4$  в зависимости от энергии налетающих ионов дейтерия  $E_d$ :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta, E_d) = \text{const} \cdot (1 + a_2(E_d)P_2(\cos\theta) + a_4(E_d)P_4(\cos\theta)), \quad (4)$$

где  $P_2(\cos\theta)$  и  $P_4(\cos\theta)$  — полиномы Лежандра.

Энергия налетающих ионов определяется величиной потенциала, формируемого на поверхности пьезоэлектрического кристалла. В одном из предыдущих экспериментов было показано, что значение потенциала зависит от времени, прошедшего после начала цикла нагрева/охлаждения кристалла [13]. Таким образом, угловое распределение вылета нейтронов постоянно

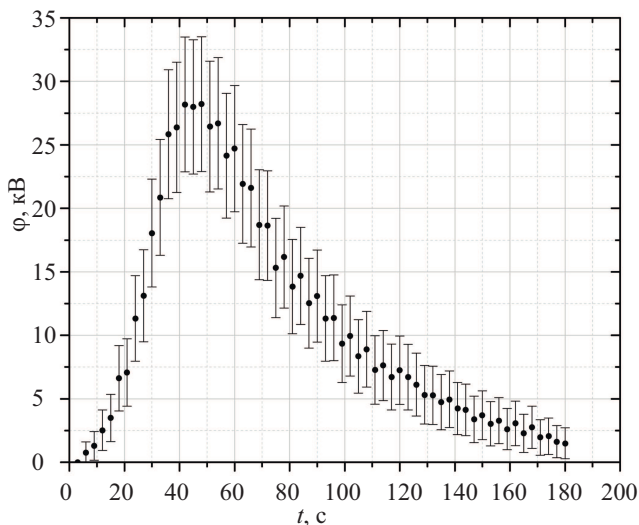


Рис. 2. Усредненная по поверхности пьезоэлектрического кристалла зависимость максимальной величины формируемого потенциала от времени измерений. Зависимость построена опираясь на экспериментальные данные, представленные в статье [13]

меняется в течение фазы излучения. С точки зрения применения ПГН при калибровочных измерениях в низкофоновых детекторах интерес представляет угловое распределение за весь цикл нагрева—охлаждения. Так как не требуется высокая точность результата, то можно получить итоговое распределение, воспользовавшись полученной ранее и опубликованной в работе [13] дискретной зависимостью формируемого потенциала от времени и просуммировав угловые распределения для разных энергий согласно формуле

$$\widetilde{\frac{dN}{d\Omega}}(\theta) = \frac{\sum_i \frac{dN}{d\Omega}(\theta, E_d^i) E_d^i}{\sum_i E_d^i}, \quad (5)$$

где  $E_d^i$  — значение энергии налетающих ионов дейтерия в момент времени  $t_i$  после начала очередной фазы излучения. На рис. 2 приведена усредненная по поверхности пьезоэлектрического кристалла зависимость максимальной величины формируемого потенциала от времени измерений.

Сложность в вычислении по формуле (5) заключалась в отсутствии в научной литературе детальной информации о коэффициентах  $a_2$  и  $a_4$  при энергиях налетающих ионов дейтерия ниже 50 кэВ. Наиболее полные данные из возможных были приведены в упоминавшейся ранее статье [14], однако их не хватало для выполнения расчета. Для получения промежуточных значений было решено выполнить аппроксимацию экспериментальных данных. Процедура была осуществлена для широкого диапазона энергий от 0 до 270 кэВ, значительно перекрывающего исследуемую область, что требовалось для получения более точной зависимости коэффициентов  $a_2$  и  $a_4$  от энергии. Из аналогичных соображений были отброшены последние три экспериментальных значения для энергий около 300 кэВ. Они значительно отклонялись от общего характера зависимости. Результаты аппроксимации показаны на рис. 3. Изменения коэффициентов  $a_2$  и  $a_4$  с увеличением энергии ионов дейтерия были описаны следующими функциями:

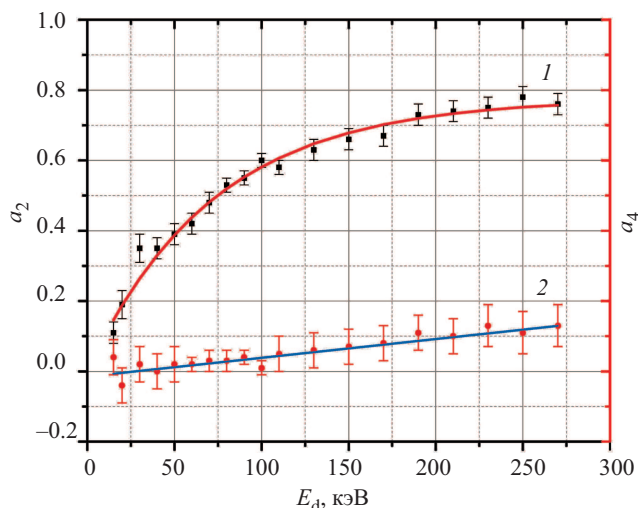


Рис. 3. Энергетическая зависимости коэффициентов  $a_2$ ,  $a_4$  углового распределения вылета нейтронов в реакции  $D(d,n)^3He$ . Черные точки и красная кривая (1) соответствуют коэффициенту  $a_2$ , красные точки и синяя прямая (2) — коэффициенту  $a_4$ . Аппроксимация выполнена для получения примерных промежуточных значений и поэтому не может рассматриваться в качестве строгой закономерности. Экспериментальные данные взяты из статьи [14]

$$a_2(E_d) = k_1(1 - e^{-k_2 E_d}),$$

где  $k_1 = 0.77564$ ,  $k_2 = 0.01384$ ;

$$a_4(E_d) = k_3 + k_4 E_d,$$

где  $k_3 = -0.01495$ ,  $k_4 = 0.00053$ .

Стоит подчеркнуть, что полученные выражения были необходимы для решения технической задачи по нахождению примерных промежуточных значений, и не следует рассматривать эти выражения в качестве строгих закономерностей, делая из них физические выводы.

### 2.2. Результаты и обсуждение

Результаты расчета по формуле (5) представлены в декартовой системе координат на рис. 4 и в полярной системе на рис. 5. Было установлено наличие анизотропии излучения, которая выражается в увеличении на 25% выхода нейтронов вдоль направления

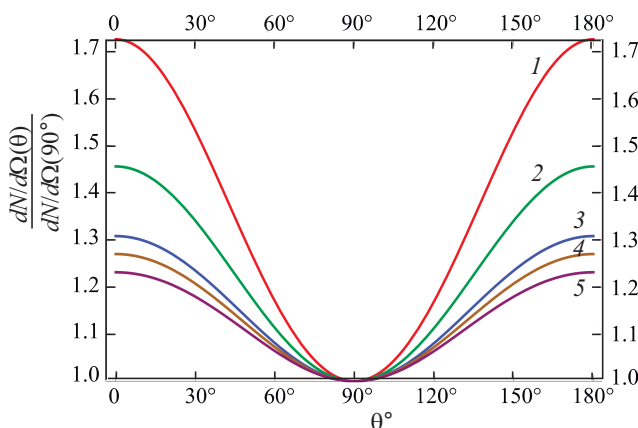


Рис. 4. Угловые распределения вылета нейтронов в декартовых координатах для реакции  $D(d,n)^3He$ : 1 — энергия налетающих дейтронов  $E_d = 50$  кэВ, 2 — 30 кэВ, 3 — 20 кэВ, 4 — для полной фазы излучения ПГН, 5 — 15 кэВ

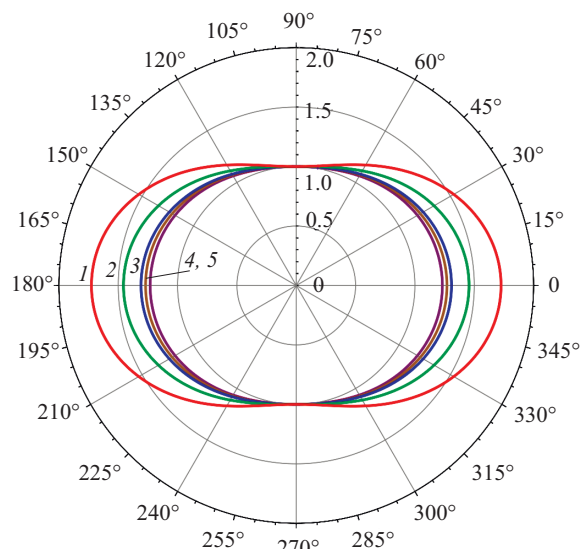


Рис. 5. Угловые распределения вылета нейтронов в полярных координатах для реакции  $D(d,n)^3He$ : 1 — энергия налетающих дейтронов  $E_d = 50$  кэВ, 2 — 30 кэВ, 3 — 20 кэВ, 4 — для полной фазы излучения ПГН, 5 — 15 кэВ

движения налетающих на мишень ионов дейтерия по сравнению с выходом нейтронов в перпендикулярном направлении. Принимая во внимание, что степень анизотропии определяется энергией ионов дейтерия, было проведено сопоставление полученного распределения с угловыми распределениями при разных фиксированных энергиях ионов дейтерия, а именно при 15 кэВ, 20 кэВ, 30 кэВ и 50 кэВ. Соответствующие результаты нашли свое отражение на тех же рис. 4 и 5. По итогам сопоставления можно сделать несколько выводов.

1. При энергии ионов дейтерия 50 кэВ анизотропия значительная и достигает  $\sim 70\%$ .
2. При энергии ионов дейтерия 30 кэВ анизотропия не меньше 45%.
3. Угловое распределение вылета нейтронов при работе ПГН с максимальной энергией ионов дейтерия  $\sim 30$  кэВ близко к угловым распределениям вылета нейтронов при моноэнергетическом потоке ионов дейтерия с энергиями 15 кэВ и 20 кэВ. Учитывая предыдущие выводы, анизотропия явно меньше, чем ожидалась. Это положительный результат.
4. Степень анизотропии возрастает нелинейно с увеличением энергии ионов дейтерия.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенное численное моделирование показало, что степень анизотропии углового распределения вылета нейтронов из ПГН составляет  $\sim 25\%$  при максимальной энергии ионов дейтерия 28 кэВ. Такой уровень анизотропии может считаться приемлемым, так как разница в зависимости от направления составляет десятки процентов, а не разы или десятки раз. Тем не менее при вычислении выхода нейтронов в полный телесный угол по данным, например, гелиевых счетчиков, угловое распределение излучения следует учитывать. Данный факт важен для паспортизации пироэлектрических источников нейтронов.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 17-32-50175).



## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Eguchi K., Enomoto S., Furuno K. et al. // Phys. Rev. Lett. 2003. **90**, № 2. 021802. arXiv:hep-ex/0212021.
2. Suekane F., Iwamoto T., Ogawa H. et al. // An Overview of the KamLAND 1-kiloton Liquid Scintillator. Proceedings. KEK, Japan. 2004. KEK-RCNP International School and mini-Workshop for Scintillating Crystals and their Applications in Particle and Nuclear Physics. Nov. 17–18, 2003. arXiv:physics/0404071v2.
3. Alimonti G., Arpesella C., Back H. et al. // NIMPA. 2009. **600**, № 3. P. 568. arXiv:0806.2400v1.
4. Guo X., Wang N., Wang R. et al. // A Precision Measurement of the Neutrino Mixing Angle  $\theta_{13}$  Using Reactor Antineutrinos At Daya Bay: tech. rep. 12/2006. Proposal to DOE. Report number: BNL-77369-2006-IR, LBNL-62137, TUHEP-EX-06-003. arXiv:hep-ex/0701029v1.
5. Agnes P., Alexander T., Alton A. et al. // Phys. Lett. B. 2015. **743**. P. 456. arXiv:1410.0653v3.
6. Aalseth C. E., Acerbi F., Agnes P. et al. // Eur. Phys. J. Plus. 2018. **133**. P. 131. arXiv:1707.08145v1.
7. Adam T., An F., An G. et al. // JUNO Conceptual Design Report: tech. rep. 09/2015. arXiv:1508.07166v2.
8. An F., An G., An Q. et al. // J. Phys. G. 2016. **43**, № 3. 030401. arXiv:1507.05613v2.
9. Andringa S., Arushanova E., Asahi S. et al. // Adv. High Energy Phys. 2016. **2016**. 6194250. arXiv:1508.05759v3.
10. Mount B. J., Hans S., Rosero R. et al. // LUX-ZEPLIN (LZ) Technical Design Report: tech. rep. 03/2017. arXiv:1703.09144v1.
11. Akerib D. S., Akerlof C. W., Alsum S. K. et al. // Projected WIMP sensitivity of the LUX-ZEPLIN (LZ) dark matter experiment: tech. rep. 02/2018. arXiv:1802.06039v1.
12. Danon Y. // JINST. 2012. **7** C04002. online version.
13. Громов М. Б., Ивацук О. О., Иониду В. Ю. и др. // Краткие сообщения по физике ФИАН. 2016. **2016**, № 11. С. 3.
14. Krauss A., Becker H. W., Trautvetter H. P. et al. // Nucl. Phys. A. 1987. **465**. P. 150.
15. Gillich D., Danon Y., Geuther J. A. et al. // Trans. of the Amer. Nucl. Soc. 2007. **97**. P. 927.

## Numerical Simulation of Radiation Anisotropy of the Pyroelectric Neutron Generator

M. B. Gromov<sup>1,a</sup>, A. S. Kubankin<sup>2,3,b</sup>, V. Y. Ionidi<sup>1</sup>, A. A. Kaplii<sup>2</sup>, M. A. Kirsanov<sup>4</sup>, A. A. Klenin<sup>2</sup>, D. A. Kolesnikov<sup>2,5</sup>, A. N. Oleinik<sup>2,6</sup>, A. S. Chepurnov<sup>1</sup>, A. V. Shchagin<sup>2,5</sup>

<sup>1</sup>Skobel'syn Institute of Nuclear Physics, Lomonosov Moscow State University. Moscow 119234, Russia.

<sup>2</sup>Laboratory of Radiation Physics, Belgorod National Research University. Belgorod 308034, Russia.

<sup>3</sup>Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences. Moscow 119333, Russia.

<sup>4</sup>National Research Nuclear University MEPhI (Moscow Engineering Physics Institute). Moscow 115409, Russia.

<sup>5</sup>Kharkiv Institute of Physics and Technology. Kharkiv 61108, Ukraine.

<sup>6</sup>John Adams Institute at Royal Holloway, University of London. TW20 0EX Egham, Surrey, United Kingdom.

E-mail: <sup>a</sup>gromov@physics.msu.ru, <sup>b</sup>askubankin@gmail.com.

The pyroelectric neutron generator is a compact source of fast neutrons with an energy of 2.45 MeV and a yield up to  $\sim 10^4$  neutrons/s. The device is designed for calibration of low-background neutrino and dark matter detectors and may also serve as an alternative to traditional radioactive sources of fast neutrons in physical research and practical work. Numerical simulation of the angular distribution of neutrons emitted by the pyroelectric generator with the  $D(d, n)^3\text{He}$  reaction proceeding within it was performed in order to calculate the neutron yield in the full solid angle and in a given direction correctly. The angular distribution was found to be anisotropic: the neutron yield increased in the direction of motion of incident deuterium ions. This anisotropy was as large as  $\sim 25\%$  at a maximum energy of 28 keV of incident particles. The anisotropy increased nonlinearly with the ion energy: it reached  $\sim 70\%$  at 50 keV and a monoenergetic flux, but was virtually zero below 10 keV. The obtained angular distribution is similar to that of neutrons in the case of a 15 keV monoenergetic flux of deuterium ions.

**Keywords:** pyroelectric neutron generator, angular distribution, anisotropy, calibration, neutrons, low-background detectors, Borexino, JUNO, DarkSide.

PACS (2010): 25.45.-z, 29.20.Ba, 29.25.Dz, 85.35.Kt.

Received 26 September 2018.

English version: *Moscow University Physics Bulletin*. 2019. **74**, No. 2. Pp. 144–148.

## Сведения об авторах

1. Громов Максим Борисович — канд. физ.-мат. наук, программист второй категории; e-mail: gromov@physics.msu.ru.
2. Кубанкин Александр Сергеевич — доктор физ.-мат. наук, зав. лабораторией; e-mail: kubankin@bsu.edu.ru.
3. Иониду Василий Юрьевич — вед. эксперт; e-mail: astranet41@yandex.com.
4. Каплий Анна Андреевна — аспирантка, мл. науч. сотрудник; e-mail: kaplii\_a@bsu.edu.ru.
5. Кирсанов Михаил Алексеевич — ст. преподаватель; e-mail: MAKirsanov@mephi.ru.
6. Кленин Артемий Александрович — студент, лаборант-исследователь; e-mail: StaRscReam046@gmail.com.
7. Колесников Дмитрий Александрович — канд. тех. наук; e-mail: kolesnikov\_d@bsu.edu.ru.
8. Олейник Андрей Николаевич — аспирант, лаборант-исследователь; e-mail: andreyoleynik92@mail.ru.
9. Чепурнов Александр Сергеевич — канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник; тел.: (495) 939-56-31, e-mail: aschepurnov@yandex.ru.
10. Щагин Александр Васильевич — канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник; e-mail: shchagin@kipt.kharkov.ua.