

АВТОМАТИКА И ЭЛЕКТРОНИКА  
ДЛЯ ЯДЕРНО-ФИЗИЧЕСКОЙ АППАРАТУРЫ

УДК 539.1.074;539.1.08

АППАРАТУРНЫЙ КОМПЛЕКС ПО ИЗМЕРЕНИЮ ОТКЛИКА ЖИДКОГО  
КСЕНОНА ДЛЯ ЯДЕР ОТДАЧИ НИЗКИХ ЭНЕРГИЙ  
НА РЕАКТОРЕ ИРТ МИФИ

© 2012 г. Д. Ю. Акимов\*, И. С. Александров\*, В. А. Белов\*, В. Н. Беляев, А. И. Болоздыня, А. Ф. Бузулуцков\*\*\*, А. А. Буренков\*, Р. Р. Габбасов\*, А. В. Дербин\*\*\*\*, В. В. Дмитренко, А. Г. Долголенко\*, О. Я. Зельдович\*, С. В. Ивахин, А. К. Карелин\*, М. А. Кирсанов, А. С. Кобякин\*, А. Г. Коваленко\*, А. В. Кученков\*, Е. А. Литвинович\*\*, И. Н. Мачулин\*\*, Н. Н. Нурахов\*\*, А. А. Портнов, М. Д. Скорохватов\*\*, В. Н. Стеханов\*, С. В. Сухотин\*\*, Г. В. Тихомиров, А. В. Этенко\*\*, А. С. Чепурнов\*\*\*\*\* (Коллаборация РЭД)

*Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва*

*\*Российский научный центр Институт теоретической и экспериментальной физики, Москва*

*\*\*Российский научный центр “Курчатовский институт”, Москва*

*\*\*\* Институт ядерной физики СО РАН, Новосибирск*

*\*\*\*\*Российский научный центр Петербургский институт ядерной физики, Гатчина*

*\*\*\*\*\* Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ, Москва*

Поступила в редакцию 04.04.2012 г.

Для проведения эксперимента по наблюдению редкого процесса когерентного рассеяния реакторных антинейтрино на тяжелых атомных ядрах, когда должны регистрироваться ядра отдачи с энергиями на уровне сотен эВ, и экспериментов по поиску Темной Материи с помощью детекторов на сжиженных благородных газах необходимо исследовать ионизационный выход и сцинтилляционную эффективность жидкого ксенона для ядер отдачи в области низких энергий. Измерения планируется проводить с помощью двухфазного эмиссионного детектора с массой рабочего вещества в чувствительном объеме 0,6 кг. Детектор установлен на пучке квазимонохроматических нейтронов, который формируется с помощью интерференционных фильтров, установленных в экспериментальном канале ГЭК-10 исследовательского реактора ИРТ МИФИ. В работе приводится описание детектора и методики измерений, сделана оценка достижимой точности измерений.

*Ключевые слова:* жидкий ксенон, эмиссионный детектор, ядра отдачи, ионизационный выход, сцинтилляционная эффективность, когерентное рассеяние, Темная Материя.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

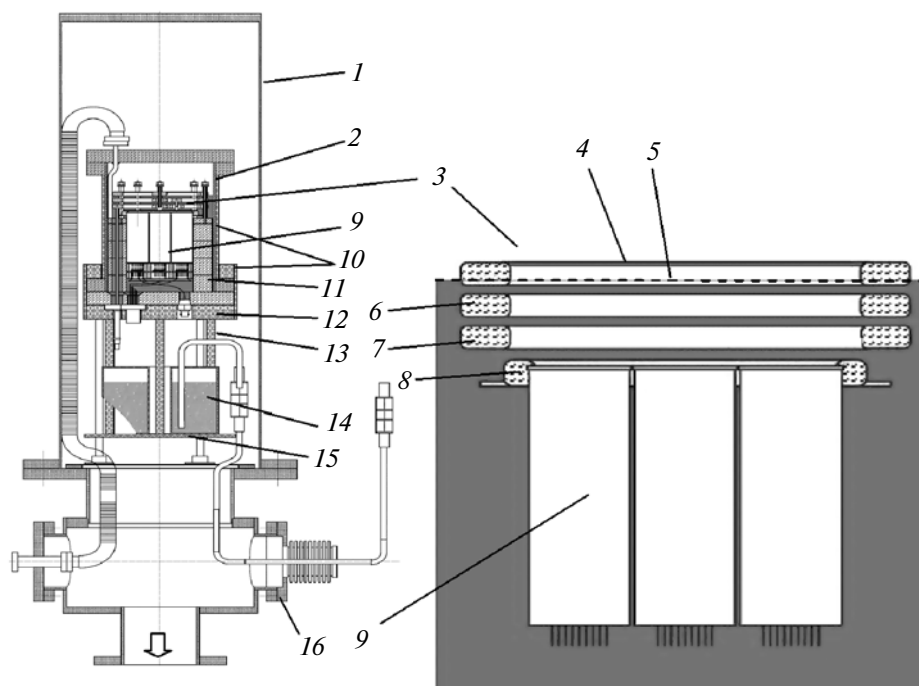
Наиболее строгие ограничения на сечение взаимодействия гипотетических слабо взаимодействующих массивных частиц WIMP (weakly interacting massive particles) с атомными ядрами, полученные в экспериментах по поиску Темной Материи [1] достигнуты с помощью двухфазных эмиссионных детекторов. Так называемый “бесстеночный” режим работы детектора обеспечивает очень эффективное подавление фона от естественной радиоактивности. Эмиссионный двухфазный детектор на благородном газе с электролюминесцентным преобразованием ионизационного сигнала в свет позволяет регистрировать предельно малую величину ионизации – вплоть до одного электрона [2]. Такой детектор можно использовать для регистрации когерентного рассеяния реакторных антинейтрино с сечениями в десятки раз превосходящими сечения обратного бета-распада, чаще всего используемого для регистрации ней-

трино [3, 4]. Планирование эксперимента с эмиссионным детектором невозможно без знания ионизационного и сцинтилляционного выхода с треков ядер отдачи ксенона в области энергий менее 1 кэВ. В данной работе предлагается исследовать отклик жидкоксенонового эмиссионного детектора в области суб-кэВных энергий ядер отдачи ксенона при упругом рассеянии пучка квазимонохроматических нейтронов, выделенных из непрерывного спектра реакторных нейтронов при помощи композитных интерференционных фильтров.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

### 2.1. Детектор

Эксперимент будет проведен с помощью двухфазного эмиссионного детектора на жидком ксеноне, созданного в ИТЭФ в качестве модели детектора Темной Материи ZEPLIN-III [2, 3].



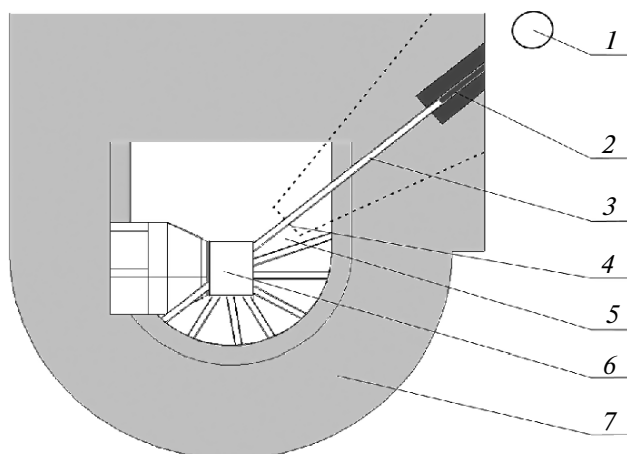
**Рис. 1.** Эмиссионный детектор для исследования сцинтилляционного и ионизационного выхода от ядер отдачи ксенона: 1 – вакуумный кожух; 2 – корпус детектора; 3 – электродная система; 4 – зеркальный анод; 5 – уровень жидкого ксенона; 6 – дрейфовое кольцо; 7 – проволочный катод (0.1 мм, шаг 1 мм); 8 – экранирующий электрод (0.1 мм, шаг 1 мм); 9 – фотоумножители; 10 – медный кожух; 11 – вытеснители ксенона; 12 – медное основание; 13 – теплопроводящие стержни; 14 – сосуд с жидким азотом; 15 – медное основание; 16 – фланец с газовыми и электрическими вводами.

Детектор представляет собой цилиндрический сосуд из нержавеющей стали, заполненный жидким ксеноном (при температуре  $-100^{\circ}\text{C}$ ), в который установлена электродная система для регистрации ионизационного сигнала и фотоумножители для регистрации сцинтилляционного и электролюминесцентного сигналов (рис. 1). Электродная структура детектора состоит из зеркального анода (4), промежуточного полезадающего кольца (6), проволочного катода (7) и электрода (8), который экранирует фотоумножители (9) от дрейфового электрического поля. Электроды (4, 6, 7, 8) сделаны толстыми, чтобы минимизировать количество сцинтилляционного света, попадающего на ф.э.у. от частиц, провзаимодействовавших вне электродной системы. Зазор между кольцами – 3 мм, высота колец – 8 мм. Уровень жидкого ксенона (5) находится на 5 мм ниже плоскости анода. При этом край анода, выполненный в виде толстого кольца, погружен в жидкий ксенон. Диаметр рабочей области детектора определяется внутренним диаметром колец, составляющим 105 мм. Высота рабочей области от катода до поверхности жидкого ксенона равна 22 мм. Разность потенциалов между катодом и анодом – до 15 кВ. Напряжение подается на электродную систему через металлокерамические электрические вводы Ceramaseal.

Количество ксенона в рабочей области составляет 0.6 кг. Общее количество ксенона в детекторе – около 5 кг.

В детекторе используются фотоумножители ФЭУ-181 с входным окном из  $\text{MgF}_2$  и мультищелочным фотокатодом диаметром 30 мм с квантовой эффективностью 15% на длине волны 175 нм. Матрица из семи ф.э.у. (9 на рис. 1) имеет общий делитель снаружи камеры. Сигналы с фотоумножителей оцифровываются с частотой 500 МГц.

Для предварительной очистки ксенона используются горячие Ca ( $700^{\circ}\text{C}$ ) и Ti ( $900^{\circ}\text{C}$ ) геттеры собственного изготовления. Перед ожижением ксенон пропускается через геттер Mynkrolis Megaline. Типичное получаемое время жизни электронов до захвата электроотрицательными примесями составляет 15–20 мкс (при этом полное время дрейфа электронов от катода до поверхности жидкости – 9 мкс), что приемлемо, когда есть возможность корректировать сигнал по интервалу между сцинтилляцией и электролюминесценцией. При энерговыделениях менее 1 кэВ такую коррекцию провести трудно вследствие слабого сцинтилляционного сигнала (из-за малого количества фотоэлектронов сигнал с ф.э.у. для части событий будет вообще отсутствовать), поэтому будет необходима более глубокая очистка



**Рис. 2.** Схема установки детектора на реакторе ИРТ МИФИ: 1 – детектор; 2 – интерференционный фильтр; 3 – горизонтальный канал ГЭК-10; 4 – поверхность записи источника нейтронов; 5 – вода, окружающая активную зону реактора; 6 – активная зона; 7 – железобетонная защита реактора (толщина по радиусу – 1.5 м).

ксенона путем непрерывной циркуляции газа через детектор и систему очистки.

Спектр одноэлектронных сигналов детектора, преобразованных в электролюминесцентные вспышки, имеет форму пика с максимумом 15 фотоэлектронов и полной шириной на полувысоте 10 фотоэлектронов [2]. Выход фотоэлектронов для сцинтилляционного сигнала от гамма-квантов с энергией 122 кэВ составляет  $L_y = 0.6$  ф.э./кэВ при дрейфовом поле в объеме детекторе 3.7 кВ/см.

## 2.2. Формирование пучка нейтронов

В настоящее время экспериментальная установка устанавливается на горизонтальном экспериментальном канале ГЭК-10 исследовательского реактора ИРТ МИФИ тепловой мощностью 2.5 МВт (рис. 2). Пучки квазимонохроматических нейтронов будут формироваться с помощью композитных интерференционных фильтров, составленных из пар элементов, в которых один изотоп имеет глубокий интерференционный минимум в полном сечении, а другие изотопы позволяют эффективно подавить пропускание в других областях энергий нейтронов. Так, например, фильтр, составленный из примерно 30 см  $^{56}\text{Fe}$  и 100 см  $^{27}\text{Al}$  позволит вырезать из квазинепрерывного спектра нейтронов пик с максимумом 24 кэВ и шириной 2.5 кэВ. Подбором толщин пар поглотителей Si–Ti и Mn–V–S можно сформировать пики с энергиями  $54 \pm 1.5$  кэВ,  $149 \pm 7$  кэВ и  $275 \pm 12$  кэВ [5].

Перенос нейтронов из активной зоны реактора ИРТ через ГЭК-10 в область фильтра модели-

руется с помощью программы MCNP [6]. В связи с большим ослаблением потока нейтронов расчеты проводятся в два этапа. На первом этапе моделируется спектр и угловое распределение нейтронов, попадающих из активной зоны на ГЭК-10. На втором этапе проводятся расчеты прохождения потока нейтронов через ГЭК-10 и фильтры. Нормировка результатов расчетов на реальную тепловую мощность реактора позволит оценить абсолютные значения потока монохроматических нейтронов. Эти данные будут использованы также для оптимизации пассивной защиты детектора.

## 3. МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

На рис. 3 показан дифференциальный спектр ядер отдачи ксенона при упругом рассеянии нейтронов с учетом формы нейтронной квазимонолинии. Ионизационный выход жидкого ксенона будет определяться из сравнения измеренного спектра электронов ионизации с расчетным (рис. 4). Как видно из рис. 4, форма спектра электронов и положение правой его границы сильно зависят от этой величины.

При измеренном для данной установки выходе фотоэлектронов 0.6 ф.э./кэВ их количество для сцинтилляционного сигнала при энерговыделении менее 1 кэВ составит много меньше одного фотоэлектрона для одиночного события. Поэтому предполагается использовать интегральный способ определения сцинтилляционного выхода для малых энерговыделений. Суть метода заключается в следующем.

Сигнал от взаимодействия одной ионизирующей частицы в эмиссионном детекторе состоит из двух частей – сцинтилляционного сигнала ( $S$ ) и электролюминесцентного сигнала ( $EL$ ), разделенных временем дрейфа электронов от точки взаимодействия до поверхности жидкого ксенона (рис. 5). При энерговыделении менее 1 кэВ сцинтилляция будет представлена однофотоэлектронным сигналом, появляющимся с некоторой малой вероятностью. При облучении детектора нейтронами равномерно по глубине и суммировании большого количества событий однофотоэлектронные сигналы равномерно заполнят весь период дрейфа от нуля до начала  $EL$  сигнала и сформируют ступеньку над уровнем случайного шума, как показано на рис. 5.

В детекторе с ненулевым электрическим полем высоту интегральной ступеньки сцинтилляционного сигнала можно определить как

$$S = L_{eff} \frac{S_n}{S_e} L_y E_r, \quad (1)$$

где  $L_{eff}$  – относительная сцинтилляционная эффективность (ее величину предстоит измерить, по оценкам она составляет  $\sim 0.1$ ),  $S_n$  и  $S_e$  – зависящие от величины электрического поля коэф-

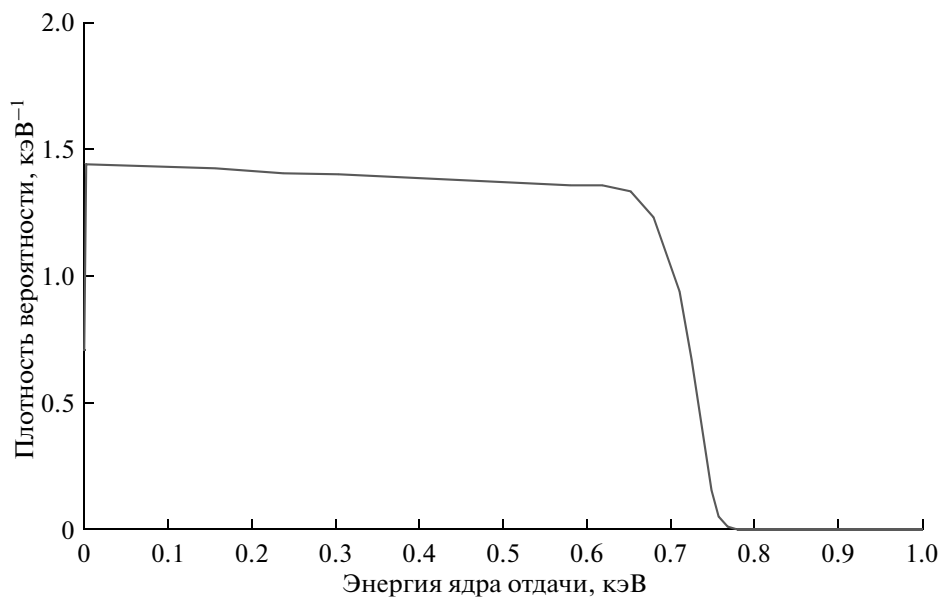


Рис. 3. Расчетный энергетический спектр ядер отдачи ксенона при упругом рассеянии нейтронов с энергией  $24 \pm 1.5$  кэВ.

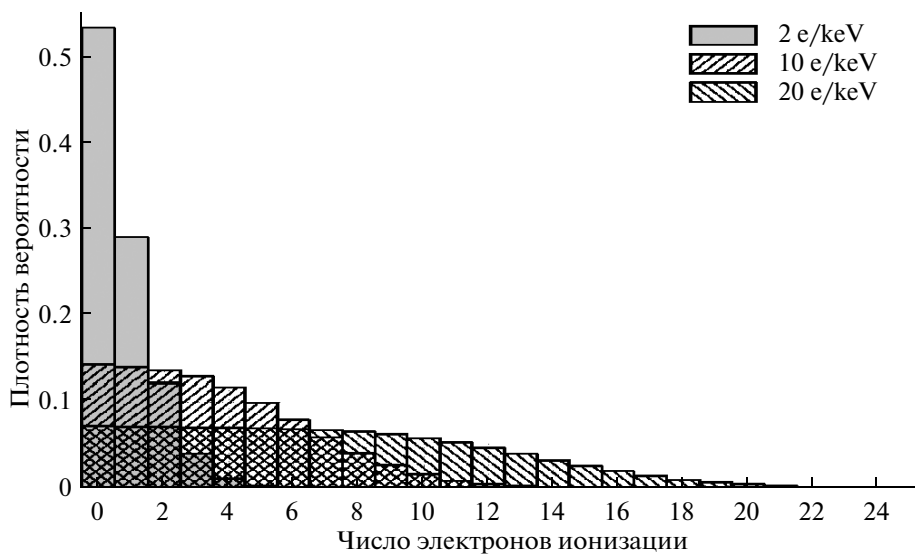


Рис. 4. Спектр электронов ионизации, ожидаемый при различном ионизационном выходе.

коэффициенты уменьшения сцинтиляционного сигнала для ядер отдачи и калибровочных гамма-квантов (122 кэВ), связанные с подавлением рекомбинационной компоненты сцинтилляции в электрических полях, равные в нашем случае 0.95 и 0.4, соответственно [7, 8],  $E_r$  – энергия ядра отдачи,  $L_y$  – удельный выход фотоэлектронов (ф.э./кэВ) в отсутствие электрического поля.

Наложение условия регистрации хотя бы одного или нескольких ионизационных электронов превращает исходный спектр, показанный на рис. 3а, в колоколообразный со средним значени-

ем около 0.5 кэВ вследствие статистического разброса числа образовавшихся электронов. Таким образом, оценка величины  $L_{eff}$  будет сделана для энергии ядер  $E_r \sim 0.5$  кэВ. Если потребовать, чтобы интегральная величина сигнала  $S$  в 10 раз превышала среднее квадратичное отклонение шума, то это означает, что

$$NL_{eff} \frac{S_n}{S_e} L_y E_r \geq 10 \sqrt{FT_{dr \max} N}, \quad (2)$$

где  $F$  – средняя частота шумовых однофотоэлектронных импульсов, равная в нашем случае

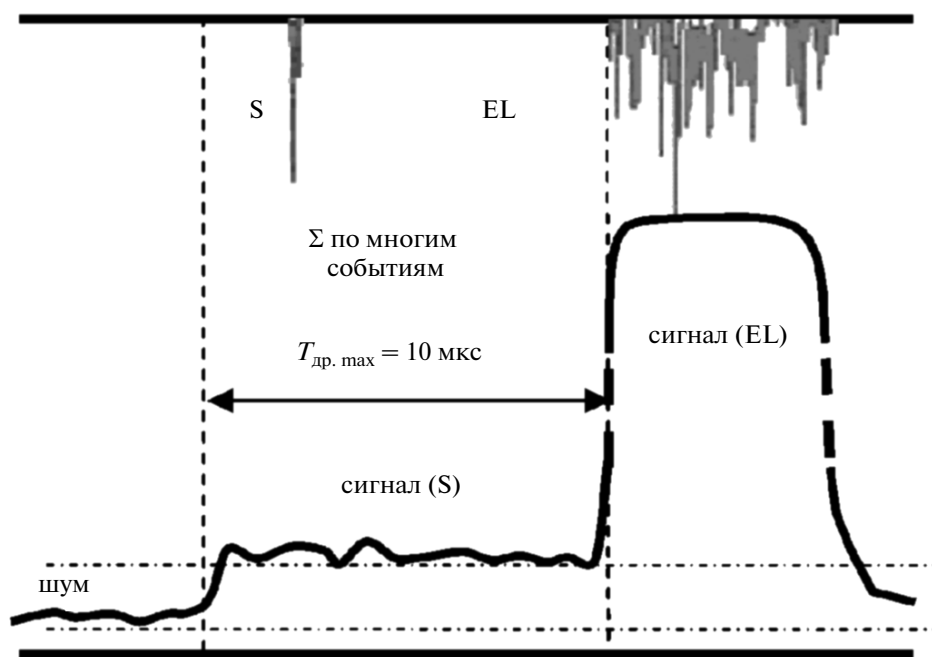


Рис. 5. Типичный сигнал с эмиссионного детектора от одиночного события (вверху) и интегральный сигнал от многих событий со слабой сцинтилляцией (внизу).

$\sim 35000$  ф.э./с<sup>-1</sup> (см. обсуждение ниже),  $T_{dr,max}$  – максимальное время дрейфа в детекторе, равное 10 мкс,  $N$  – полное число событий. Отсюда получаем оценку чувствительности предлагаемого метода (минимальная измеримая величина  $L_{eff}$ ):

$$L_{eff,min} \sim 0.015 \text{ для } N = 100000 \text{ и } E_r = 0.5 \text{ кэВ. (3)}$$

Численное моделирование методом Монте Карло процессов упругого рассеяния нейтронов с энергией 24 кэВ на ядрах ксенона и образования сцинтилляционного и электролюминесцентного сигналов в детекторе согласуется с этой оценкой.

#### 4. ИНТЕНСИВНОСТЬ ПУЧКА И ФОНОВЫЕ УСЛОВИЯ

При настройке порога срабатывания системы сбора данных на минимально возможный уровень по ионизационному (электролюминесцентному) сигналу собственный фон установки составляет  $\sim 200$  Гц. При этом, заметную долю этого фона составляют спонтанные одиночные электроны, возникающие с частотой  $\sim 20$  Гц. Скорость счета одиночных электронов увеличивается с ростом общей загрузки детектора. Поскольку сечение упругого рассеяния нейтронов при энергии 24 кэВ составляет около 6 барн ( $\lambda \sim 12$  см), то частота событий упругого рассеяния в детекторе будет заметно выше фона одиночных электронов, если интенсивность пучка нейтронов нужной энергии будет выше нескольких сотен Гц. Как показали

расчеты нейтронных фильтров, это вполне достижимо в условиях эксперимента на ИРТ МИФИ.

Скорость счета одиночных фотоэлектронов от сцинтилляционных сигналов, поступающих из областей детектора, заполненных жидким ксеноном, но не просматриваемых напрямую фотоумножителями составляет  $\sim 35000$  ф.э./с<sup>-1</sup>. Величина этого фона, очевидно, также будет увеличиваться с ростом общей радиационной загрузки детектора.

Сделанные выше оценки минимальной надежно измеряемой величины  $L_{eff}$  будут справедливы при условии, что фон детектора при работающем реакторе будет сведен до уровня лабораторного. Для этого необходимо размещать детектор в пассивной защите из свинца и водородсодержащего материала.

#### 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предлагаемый аппаратно-методический комплекс позволит получить пределы чувствительности эмиссионного метода регистрации тяжелых ядер отдачи в области суб-кэВных энергий.

Данная работа проводится при поддержке гранта РФФИ 11-02-00668-а и государственного контракта №П881 (Федеральная целевая программа “Научные и научно-педагогические кадры инновационной России” на 2009–2013 годы).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Bolozdynya A.* Emission detectors. World Scientific, 2010. 209 p.
2. *Буренков А.А., Акимов Д.Ю., Гришкин Ю.Л. и др.* // Ядерная физика. 2009. Т. 72. С. 693.
3. *Hagmann C., Bernstein A.* // IEEE Trans. on Nucl. Sci. 2004. V. 51. P. 2151.
4. *Akimov D., Bondar A., Burenkov A., Buzulutskov A.* // JINST. 2009. V. 4. P06010.
5. *Gritzay O.O., Koloty V.V., Kaltchenko O.I.* // Neutron filters at Kyiv research reactor. Preprint KINR-01-6. Kyiv. 2001.
6. *Briesmeister J.A.*, Ed., "MCNP-A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Version 4B", Los Alamos National Laboratory report LA-12625-M, Version 4B (March 1997).
7. *Aprile E., Dahl C.E., DeViveiros L. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 97. P. 081302.
8. *Manzur A., Curioni A., Kastens L. et al.* // Phys. Rev. C. V. 81. P. 025808.

### Instrument Complex for Measuring the Response of Liquid Xenon for Low-Energy Recoil Nuclei at the IRT MEPHI Reactor

**D. Yu. Akimov<sup>b</sup>, I. S. Aleksandrov<sup>b</sup>, V. A. Belov<sup>b</sup>, V. N. Belyaev<sup>a</sup>, A. I. Bolozdynya<sup>a</sup>, A. F. Buzulutskov<sup>d</sup>, A. A. Burenkov<sup>b</sup>, R. R. Gabbasov<sup>b</sup>, A. V. Derbin<sup>e</sup>, V. V. Dmitrenko<sup>a</sup>, A. G. Dolgolenko<sup>b</sup>, O. Ya. Zel'dovich<sup>b</sup>, S. V. Ivakhin<sup>a</sup>, A. K. Karelin<sup>b</sup>, M. A. Kirsanov<sup>a</sup>, A. S. Kobayakin<sup>b</sup>, A. G. Kovalenko<sup>b</sup>, A. V. Kuchenko<sup>b</sup>, E. A. Litvinovich<sup>c</sup>, I. N. Machulin<sup>c</sup>, N. N. Nurakhov<sup>c</sup>, A. A. Portnov<sup>a</sup>, M. D. Skorokhvatov<sup>c</sup>, V. N. Stekhanov<sup>b</sup>, S. V. Sukhotin<sup>c</sup>, G. V. Tikhomirov<sup>a</sup>, A. V. Etenko<sup>c</sup>, and A. S. Chepurnov<sup>f</sup>**

<sup>a</sup> National Research Nuclear University MEPHI, Kashirskoe sh. 31, Moscow, 115409 Russia

<sup>b</sup> Institute for Theoretical and Experimental Physics, ul. Bol'shaya Cheremushkinskaya 25, Moscow, 117218 Russia

<sup>c</sup> National Research Centre Kurchatov Institute, pl. Akademika Kurchatova 1, Moscow, 123182 Russia

<sup>d</sup> Budker Institute of Nuclear Physics, Siberian Branch, Russian Academy of Sciences, pr. Akademika Lavrent'eva 11, Novosibirsk, 630090 Russia

<sup>e</sup> Petersburg Nuclear Physics Institute, Gatchina, 188300 Russia

<sup>f</sup> Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Moscow State University, Moscow, 119991 Russia

Received April 4, 2012

To perform an experiment on the observation of the rare process of the coherent scattering of reactor antineutrino from heavy nuclei, where recoil nuclei with energies of hundreds electronvolts, and experiments on search for Dark Matter with detectors based on condensed noble gases, it is necessary to examine the ionization yield and the scintillation efficiency of liquid xenon for recoil nuclei with low energies. It is planned to perform measurements with a two-phase emission detector with an operating-substance mass of 0.6 kg in the sensitive volume. The detector is mounted on a quasimonochromatic neutron beam that is formed using interference filters placed in the GEK-10 experimental channel of the IRT MEPHI research reactor. The detector and measurement procedure have been described. The available measurement accuracy has been estimated.

**Keywords:** liquid xenon, emission detector, recoil nuclei, ionization yield, scintillation efficiency, coherent scattering, Dark Matter.