

А. Е. Бондарь^{1,2}, А. Ф. Бузулуцков^{1,2}, А. В. Бурдаков¹, Е. С. Гришняев^{1,2}
А. Д. Долгов², А. Н. Макаров^{1,2}, С. В. Полосаткин¹, А. В. Соколов^{1,2}
С. Ю. Таскаев^{1,2}, Л. И. Шехтман^{1,2}

¹ Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН
пр. Акад. Лаврентьева, 11, 630090, Новосибирск, Россия

² Новосибирский государственный университет
ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия

E-mail: A.F.Buzulutskov@inp.nsk.su

ПРОЕКТ СИСТЕМ РАССЕЙЯНИЯ НЕЙТРОНОВ ДЛЯ КАЛИБРОВКИ ДЕТЕКТОРОВ ТЕМНОЙ МАТЕРИИ И НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ НЕЙТРИНО*

Представлен проект двух систем рассеяния нейтронов для калибровки двухфазных криогенных лавинных детекторов высокой чувствительности, разрабатываемых в ИЯФ СО РАН и предназначенных для поиска темной материи и регистрации низкоэнергетических нейтрино, в частности когерентного рассеяния нейтрино на ядрах. Калибровка детекторов осуществляется путем измерения ионизационного выхода и сцинтилляционного фактора гашения для ядер отдачи низких энергий в диапазоне от 0,5 до 100 кэВ, полученных за счет упругого рассеяния нейтронов. Для обеспечения такого широкого диапазона энергий ядер отдачи предлагается создать две системы рассеяния нейтронов: на основе малогабаритного DD генератора быстрых (2,45 МэВ) моноэнергетических нейтронов с использованием отпаянной нейтронной трубки и на основе тандемного протонного ускорителя и Li мишени. Во втором случае формируется пучок моноэнергетических эпитепловых нейтронов с энергией до 100 кэВ.

Ключевые слова: калибровка, детектор темной материи и когерентного рассеяния нейтрино на ядрах, двухфазный криогенный лавинный детектор, ядра отдачи, ионизационный и сцинтилляционный фактор гашения, системы рассеяния нейтронов, DD генераторы быстрых нейтронов, моноэнергетические нейтронные пучки на основе протонного ускорителя и Li мишени.

Введение

Прямой поиск частиц темной материи (WIMP – Weakly Interacting Massive Particle) производится в детекторах ядер отдачи по наблюдению упругого рассеяния WIMP на атомных ядрах вещества детектора [1–3]. Форма спектра энергий ядер отдачи, образованных в результате такого взаимодействия, предсказывается экспоненциальной – в диапазоне от нуля до нескольких десятков килоэлектронвольт.

В настоящее время ситуация с наблюдением сигналов от частиц темной материи является довольно запутанной. Так, несколько экспериментов с твердотельным активным веществом, такие как DAMA / LIBRA [4] (на основе NaI), CoGeNT [5] (Ge), CREST [6] (CaWO₄) и CDMS [7] (Si), сообщают о положительных результатах по возможной регистрации легких WIMP, с массой порядка 10 ГэВ, причем при довольно низких энергиях ядер отдачи – менее 10 кэВ. С другой стороны, эксперименты на основе

* Работа поддержана Правительством Российской Федерации (грант № 11.G34.31.0047) и Российским фондом фундаментальных исследований (гранты № 12-02-12133-офи_м; 12-02-91509-ЦЕРН_a; 12-02-31503 мол_a).

жидких благородных газов, такие как XENON10 [8], XENON100 [9] и ZEPLIN3 [10], не наблюдают сигналов от WIMP в этом же диапазоне энергий ядер отдачи.

Аналогично, для регистрации низкоэнергетических нейтрино (с энергией менее 20 МэВ), и в частности процесса когерентного рассеяния нейтрино на ядрах [11; 12], также требуется регистрация ядер отдачи с очень низкой энергией – менее 1 кэВ. В детектирующей среде жидкого Ag это соответствует предельно малому количеству электронов первичной ионизации – менее 10.

Некоторые авторы считают, что одной из причин расхождения данных различных экспериментов по поиску темной материи является проблема достоверной калибровки энергетической шкалы для ядер отдачи [13; 14]. В этой связи особенно актуальной является задача калибровки детекторов темной материи и низкоэнергетических нейтрино, особенно в области низких энергий ядер отдачи – менее 10 кэВ. Обычно такая калибровка осуществляется с помощью системы рассеяния нейтронов, так как упругое рассеяние нейтронов на ядрах приводит к образованию ядер отдачи, идеально имитируя сигнал от WIMP или когерентно рассеянно-го нейтрино.

В двухфазных детекторах темной материи [8–10] и низкоэнергетических нейтрино [11; 12] на основе благородных газов поиск взаимодействия WIMP или нейтрино с веществом детектора может осуществляться в жидкой фазе детектора по двум каналам регистрации: по первичному ионизационному сигналу и первичному сцинтилляционному сигналу, генерируемых ядрами отдачи [1–3]. Отсюда следует, что калибровка в таких детекторах должна осуществляться по обоим каналам регистрации, т. е. должен измеряться как ионизационный, так и сцинтилляционный выход по отношению к ядрам отдачи. Причем желательно провести такие измерения не только для Xe и Ag, используемых в действующих [8–10] и планируемых экспериментах, но и для Ne и He, которые также планируется использовать в экспериментах по поиску темной материи [15; 16].

Таким образом, для эффективной калибровки детекторов темной материи и низкоэнергетических нейтрино необходимо создание как высокочувствительных детекторов ядер отдачи, в предельном случае способных работать в режиме счета одиночных

электронов первичной ионизации [2], так и систем рассеяния нейтронов, способных обеспечить ядра отдачи с широким спектром энергий, от сотен до единиц килоэлектронвольт. В данной работе рассматривается проект создания таких систем рассеяния нейтронов в Институте ядерной физики СО РАН в комплексе с разработкой двухфазных криогенных лавинных детекторов предельной чувствительности, рассмотренных ранее в работах [17; 18].

Проблема калибровки детекторов темной материи и низкоэнергетических нейтрино на основе жидких благородных газов

Под калибровкой энергетической шкалы детекторов темной материи и низкоэнергетических нейтрино подразумевается привязка экспериментальных данных к шкале энергий ядер отдачи. Это нетривиальная задача, поскольку непосредственно во время эксперимента по поиску темной материи калибровка энергетической шкалы осуществляется только с помощью гамма-источников ионизации, т. е. с образованием электронов (а не ядер) отдачи. Такую шкалу принято обозначать в единицах keVee. Калибровка энергетической шкалы для ядер отдачи (nuclear recoil), обозначаемой в единицах keVnr, должна проводиться в специальных экспериментах – на специально оборудованных установках с использованием системы рассеяния нейтронов.

О трудности проведения таких калибровок можно судить по тому факту, что в ряде экспериментов по поиску темной материи, например DAMA/LIBRA [4] и CoGeNT [5], результаты представлены в энергетической шкале электронов отдачи, а не ядер отдачи, что затрудняет их сравнение с другими экспериментами. Тем не менее в ряде работ были либо проведены измерения ионизационных и сцинтилляционных выходов, либо представлены теоретические предсказания их значений [11; 16; 19; 20] для детектирующих сред Ge [21], NaI [22], жидкого Xe [23–25], жидкого Ag [11; 26; 27], жидкого Ne [28] и жидкого He [16]. Компиляция этих данных для жидких благородных газов представлена на рис. 1–3.

Принята следующая терминология. Ионизационная (или сцинтилляционная) эффективность, или, по-другому, ионизационный

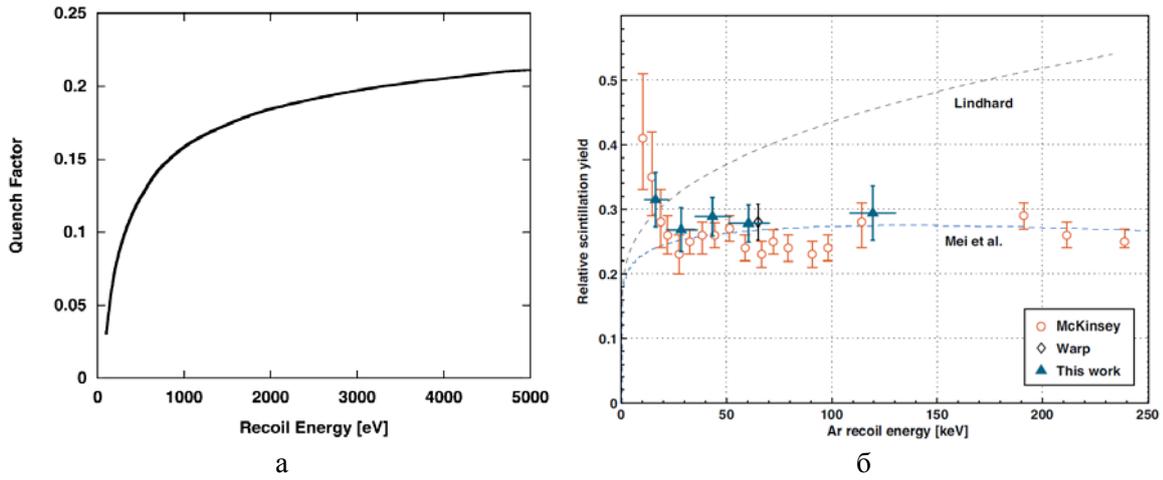


Рис. 1. Полный (сцинтилляционный и ионизационный) фактор гашения (а, теория, взято из [11]) и сцинтилляционный фактор гашения (б, эксперимент, взято из [26; 27]) для ядер отдачи в жидком Ar

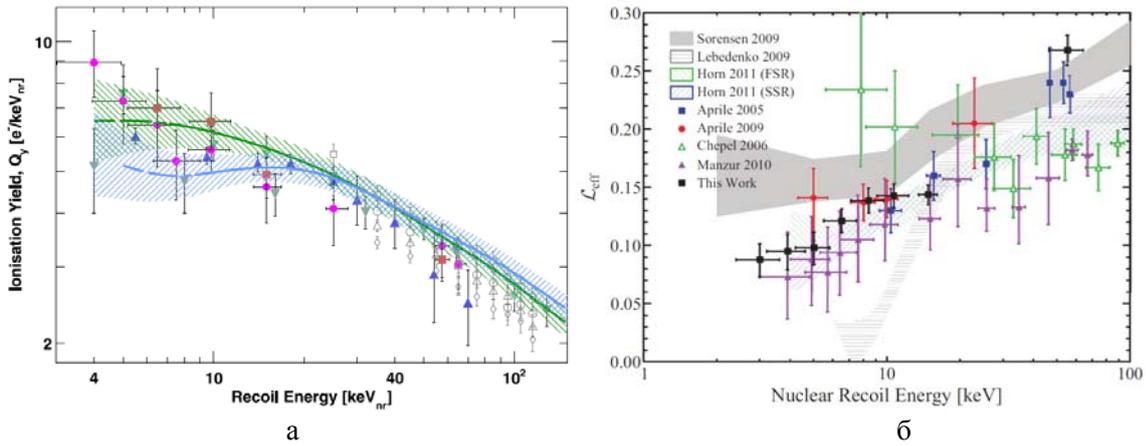


Рис. 2. Ионизационный выход (а, эксперимент, взято из [23; 24]) и сцинтилляционный фактор гашения (б, эксперимент, взято из [23–25]) для ядер отдачи в жидком Xe

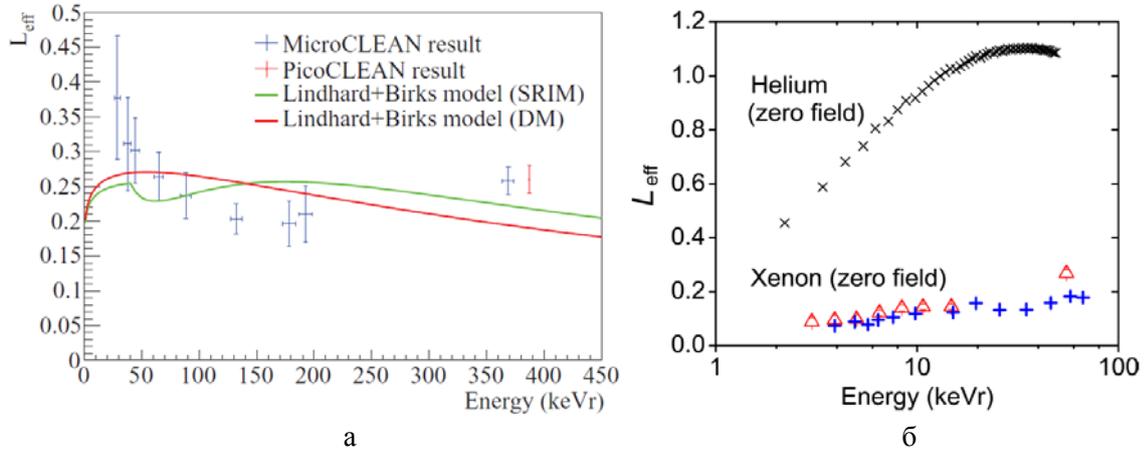


Рис. 3. Сцинтилляционный фактор гашения для ядер отдачи в зависимости от их энергии в жидком Ne (а, эксперимент, взято из [28]) и жидком He (б, теория, взято из [16])

выход (Ionization Yield), равен выходу электронов (или фотонов) первичной ионизации (или сцинтилляции) на килоэлектронвольтовой энергии ядра отдачи. Фактор гашения (Quenching Factor, L_{eff}) определяется как отношение сцинтилляционного, ионизационного или полного выхода для ядер отдачи к соответствующему выходу для электронов отдачи. Таким образом, энергетическая шкала E_e , откалиброванная по электронам отдачи с помощью гамма-источников, связана со шкалой ядер отдачи E_r следующим соотношением:

$$E_e [\text{keV}_{\text{ee}}] = L_{\text{eff}} \times E_r [\text{keV}_{\text{nr}}].$$

Иногда еще используют фактор Линдхарда (Lindhard Factor), который равен отношению энергии, переданной на неупругие электронные столкновения, к полной выделенной энергии, причем неупругие электронные столкновения включают в себя процессы как электронного возбуждения атома (в благородных газах в конечном счете приводящие к сцинтилляциям), так и ионизации атома.

Из рис. 1–3 видно, что ситуация с измерениями выходов и факторов гашения для ядер отдачи в жидких благородных газах является неудовлетворительной. Так, для жидкого Ag полностью отсутствуют экспериментальные данные по ионизационному выходу, а надежные данные по сцинтилляционному фактору гашения имеются только для относительно высоких энергий, более 20 кэВ (см. рис. 1). Наиболее тщательно ионизационный выход и сцинтилляционный фактор гашения измерялись для жидкого Xe (см. рис. 2). Однако и здесь, для энергий менее 5 кэВ, данные разных групп существенно расходятся – до фактора 2.

Еще более скудными являются экспериментальные данные для жидких Ne и He: для He измерения вообще не проводились, а для Ne измерен только сцинтилляционный фактор гашения, причем для относительно высоких энергий – более 30 кэВ.

Таким образом, не вызывает сомнений актуальность задачи калибровки детекторов ядер отдачи на основе жидких благородных газов, причем в широком диапазоне энергий (от 1 до 100 кэВ), а также создание соответствующих систем рассеяния нейтронов. В данном проекте в качестве высокочувствительных детекторов ядер отдачи предполагается использовать двухфазные криоген-

ные лавинные детекторы (КЛД, или CRAD) [2], разрабатываемые в ИЯФ и предназначенные для поиска темной материи и регистрации низкоэнергетических нейтрино, в частности когерентного рассеяния нейтрино на ядрах. Такие детекторы работают на основе газовых электронных умножителей (ГЭУ, или GEM), в том числе с оптическим считыванием при помощи гейгеровских лавинных фотодиодов (ГЛФД, или GAPD). Было показано [29; 30], что такие двухфазные КЛД в Ag с комбинированным умножителем ГЭУ/ГЛФД-матрица, т. е. с комбинированным зарядовым и оптическим усилением сигнала, позволяют обеспечить высокое пространственное разрешение детектора (порядка 1 мм), причем при минимальном пороге, вплоть до счета одиночных электронов (одиночный электрон первичной ионизации в жидком Ag примерно соответствует энергии ядра отдачи 0,1 кэВ).

Для обеспечения широкого диапазона энергий ядер отдачи предполагается создать в ИЯФ две системы рассеяния нейтронов: на основе малогабаритного DD генератора быстрых (2,45 МэВ) моноэнергетических нейтронов с использованием отпаянной нейтронной трубки и на основе тандемного протонного ускорителя и Li мишени. Во втором случае формируется пучок моноэнергетических эпитепловых (< 100 кэВ) нейтронов, испущенных под достаточно большим углом, в том числе в направлении, обратном направлению распространения протонов. В первом случае обеспечивается диапазон энергий ядер отдачи более 10 кэВ; во втором случае – от 0,5 до 10 кэВ. В обоих случаях ожидаемая интенсивность потока нейтронов составит порядка 10^6 н/с, что необходимо для эффективного набора статистики. В качестве иллюстрации на рис. 4 показаны энергии ядер отдачи в зависимости от угла упругого рассеяния нейтрона на ядре ^{40}Ag для двух значений энергии падающего нейтрона – 2,45 МэВ и 77 кэВ. Далее эти две системы рассеяния нейтронов рассмотрены более подробно.

Следует отметить, что если DD генераторы нейтронов достаточно широко распространены и выпускаются промышленностью, то источники моноэнергетических эпитепловых нейтронов достаточной интенсивностью отсутствуют. Именно поэтому аналогичные проекты по созданию интенсивных пучков эпитепловых нейтронов для калиб-

ровки детекторов ядер отдачи в области низких энергий развиваются другими группами: на основе реактора МИФИ [31] и на основе протонного ускорителя и Li мишени в лаборатории LLNL [32].

Система рассеяния нейтронов на основе DD генератора нейтронов

Схема экспериментов по калибровке криогенных лавинных детекторов. Целью экспериментов по калибровке криогенных лавинных детекторов является определение амплитуды отклика детектора (т. е. ионизационного или сцинтилляционного сигнала) в зависимости от энергии ядра отдачи, возникающего при рассеянии регистрируемой частицы. Такая калибровка может быть выполнена с помощью регистрации событий упругого рассеяния нейтронов в рабочем объеме детектора. Суть этого метода состоит в следующем (рис. 5): нейтроны, генерируемые специальным источником, используемым для калибровки, рассеиваются в рабочей среде детектора, производя ядра отдачи, энергия которых может быть однозначно определена из кинематических соотношений по известной начальной энергии нейтрона и углу рассеяния. Для определения угла рассеяния используется дополнительный детектор рассеянных нейтронов, регистрирующий нейтроны, вылетевшие под определенным углом к направлению движения первичного нейтрона.

В простейшем варианте системы калибровки детектор облучается узконаправленным пучком моноэнергетических нейтронов, угол рассеяния определяется геометрией системы (взаимным расположением генератора и детекторов), а события, связанные с рассеянием на заданный угол, выделяются с помощью схемы совпадений.

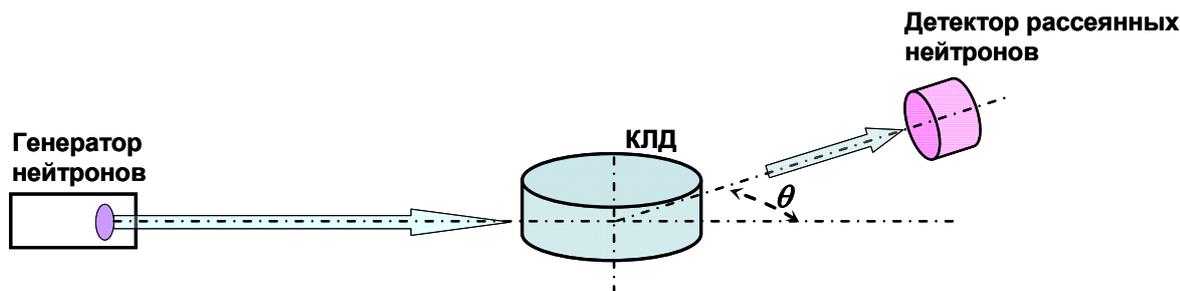


Рис. 5. Схема калибровки криогенного лавинного детектора (КЛД) с помощью генератора нейтронов

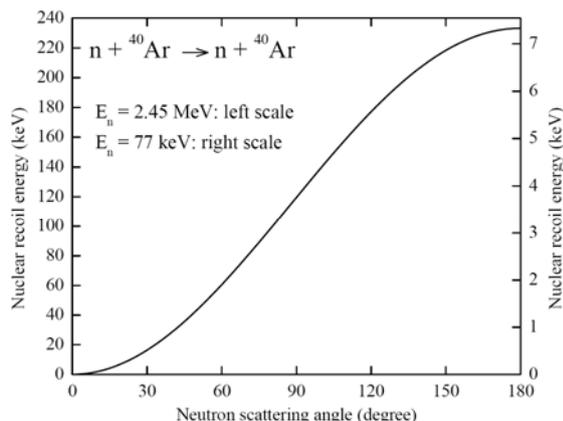


Рис. 4. Энергия ядра отдачи в зависимости от угла упругого рассеяния нейтрона на ядре ^{40}Ar для двух значений энергии падающего нейтрона – 2,45 МэВ и 77 кэВ

Для упругого рассеяния энергия ядра отдачи связана с углом рассеяния и начальной энергией нейтрона зависимостью

$$E_{rec} = 2 \cdot E_0 \frac{m}{M} (1 - \cos \theta) \times \left[1 - 2 \frac{m}{M} + o\left(\left(\frac{m}{M}\right)^2\right) \right],$$

где M – масса ядра отдачи, m – масса нейтрона, E_0 – начальная энергия нейтрона, θ – угол рассеяния нейтрона в лабораторной системе отсчета.

При облучении аргона нейтронами с энергией 2,45 МэВ максимальная энергия ядер отдачи составляет 233 кэВ. Для энергии ядер отдачи 100, 10 и 1 кэВ соответствующие углы рассеяния равны 82, 24 и 7,5°.

Кроме упругого рассеяния нейтронов достаточно большое сечение имеет также процесс неупругого рассеяния, сопровождающийся возбуждением ядра и последующим

излучением гамма-кванта. Энергия возбужденного ядра отдачи равна

$$E_{rec} = 2E_0 \frac{m}{m+M} \left[1 - \frac{\cos\theta}{m+M} \left(\sqrt{-m^2 + M^2 - \frac{\varepsilon}{E_0} M(m+M) + m^2 \cos^2\theta} + m \cdot \cos\theta \right) \right] - \varepsilon \frac{m}{m+M},$$

где ε – энергия возбужденного уровня. Для неупругого рассеяния нет однозначной связи между направлением вылета нейтрона и энергией ядра отдачи, поскольку при излучении гамма-кванта ядро приобретает дополнительный импульс ε/c .

В эксперименте точность определения энергии ядра отдачи в значительной степени определяется «геометрической» ошибкой, связанной с конечными размерами источника нейтронов и детекторов. Ошибка определения энергии ядра отдачи равна

$$\frac{\Delta E_{rec}}{E_{rec}} \approx \frac{\sin\theta}{1 - \cos\theta} \Delta\theta.$$

Как видно из приведенной формулы, «геометрическая» погрешность резко возрастает при уменьшении угла рассеяния. Кроме того, при малых углах рассеяния детектор рассеянных частиц не может быть защищен от потока первичных нейтронов, что приводит к появлению фоновых событий вследствие наложения независимых импульсов в КЛД и детекторе рассеянных нейтронов. Эти эффекты ограничивают минимальную энергию ядер отдачи, которая может быть использована для калибровки при заданной энергии падающего нейтрона. Практически калибровка может быть выполнена при углах рассеяния, превышающих 20° , что соответствует энергии ядер аргона выше 10 кэВ при рассеянии нейтронов с энергией 2,45 МэВ (см. рис. 4).

DD генератор нейтронов. Наиболее доступным и компактным источником нейтронов является генератор нейтронов на основе реакции $D(D,n)^3\text{He}$. Энергия образующихся в реакции нейтронов равна 2,45 МэВ; характерный нейтронный выход промышленно выпускаемых генераторов составляет 10^6 нейтронов/с.

Генератор с указанными параметрами, предназначенный для экспериментов по калибровке КЛД, разработан в Институте ядерной физики СО РАН. Он представляет собой газонаполненную трубку, в которой ионы дейтерия ускоряются высоким напряжением (80 кВ) и бомбардируют насыщен-

ную дейтерием нейтроногенерирующую мишень. Генерация нейтронов происходит в тонком (~ 1 мкм) слое на поверхности мишени, поперечный размер области генерации не превышает 1 см. В принципе путем изменения конфигурации электродов ионного источника трубки область генерации нейтронов может быть уменьшена до 1 мм, однако такая фокусировка пучка приводит к уменьшению ресурса работы нейтронной трубки.

Для высоковольтной изоляции в генераторе используется элегаз под давлением 3–5 атмосфер. Внешний диаметр генератора составляет 48 мм. Разработанный для экспериментов по калибровке КЛД генератор может использоваться в двух конфигурациях: с встроенным источником высоковольтного питания на основе умножителя Кокрофта – Уолтона либо с внешним лабораторным источником высокого напряжения.

Перспективным направлением работ по созданию генераторов нейтронов для калибровки КЛД является разработка генератора меченых нейтронов со встроенным детектором ядер гелия. Как известно, при генерации нейтрона в реакции DD в направлении, противоположном движению нейтрона, вылетает ядро ^3He с энергией 0,82 МэВ. Регистрация ядер гелия встроенным в нейтронную трубку детектором позволяет фиксировать момент рождения нейтронов, регистрируемых детекторами, что дает возможность минимизировать фон, связанный с шумами детекторов, случайными совпадениями и рассеянием нейтронов в коллиматоре.

Детекторы рассеянных нейтронов. В качестве детекторов рассеянных нейтронов в эксперименте по нейтронной калибровке КЛД будут использованы сцинтилляционные детекторы на основе стильбена и р-терфенила. Важными особенностями таких детекторов являются высокое временное разрешение (около 10 нс) и возможность разделения нейтронов и гамма-квантов по форме сцинтилляционного импульса. Такое разделение основано на том, что сцинтилляционный сигнал от нейтрона имеет кроме «быст-

рой» (~ 30 нс) также и «медленную» компоненту с характерным временем высвечивания 200 нс (рис. 6). Интегрируя сцинтиляционный сигнал в указанных временных окнах, можно по соотношению «быстрой» и «медленной» компонент различить события, связанные с регистрацией нейтронов и гамма-квантов. В экспериментах по нейтронной калибровке КЛД применение способа разделения событий по форме импульса в детекторе рассеянных частиц является принципиальным, поскольку позволяет устранить фон, связанный с космическим излучением и гамма-излучением, возникающим при захвате нейтронов.

Калибровка КЛД с помощью DD генератора нейтронов. Конфигурация планируемых экспериментов по калибровке КЛД с использованием DD генератора нейтронов показана на рис. 7. Генератор нейтронов, КЛД и сцинтиляционный детектор рассеянных нейтронов расположены в горизонтальной плоскости, расстояние между генерато-

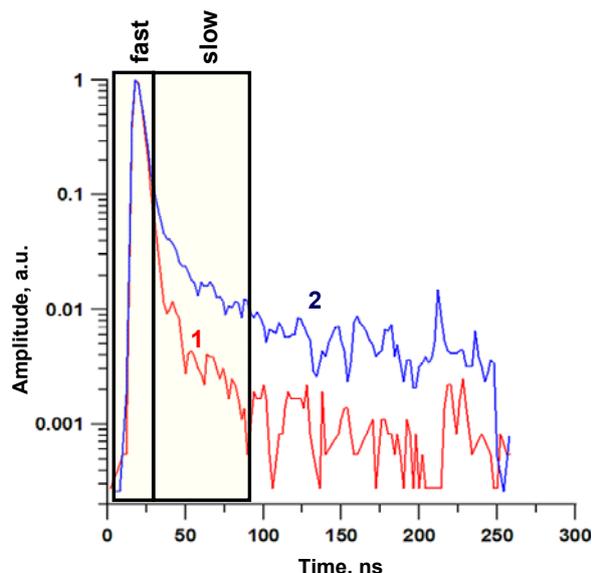


Рис. 6. Импульсы сцинтиляции в стильбене при регистрации гамма-квантов (1) и нейтронов (2). Показаны окна интегрирования «быстрой» и «медленной» компонент

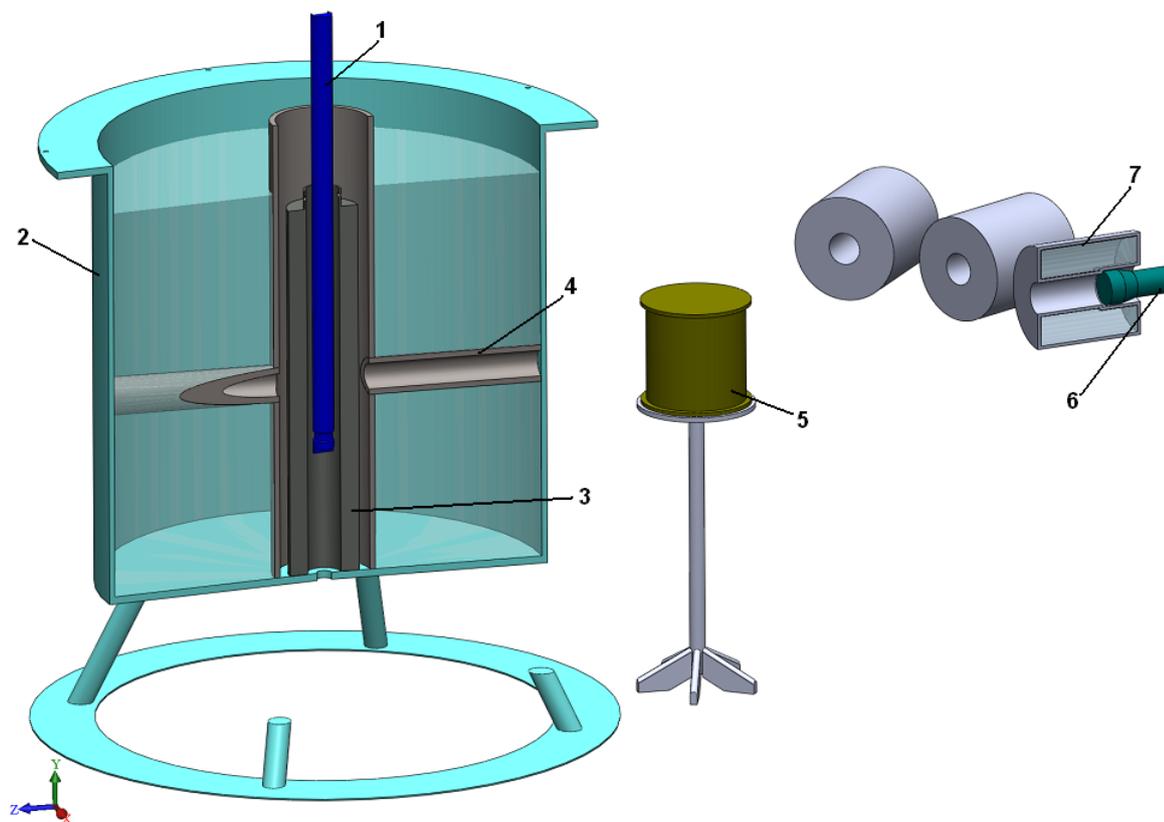


Рис. 7. Система рассеяния нейтронов на основе нейтронного DD генератора для изучения отклика двухфазного КЛД на ядра отдачи: 1 – генератор нейтронов; 2 – водонаполненный бак нейтронной защиты; 3 – свинцовый рентгеновский экран; 4 – коллиматор вылетающих нейтронов; 5 – калибруемый КЛД; 6 – сцинтиляционный детектор рассеянных нейтронов; 7 – водонаполненный коллиматор рассеянных нейтронов

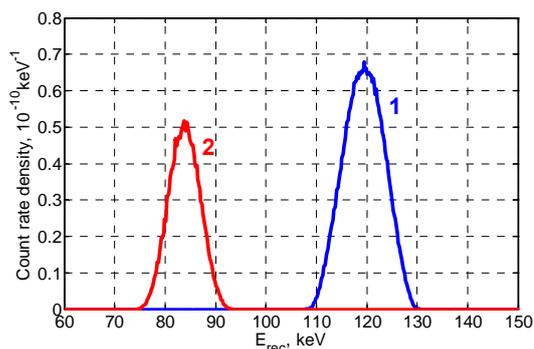


Рис. 8. Спектр ядер отдачи, смоделированный кодом Scattronix для эксперимента с азимутом установки детектора рассеянных нейтронов $\theta = 90^\circ$: 1 – пик упругого рассеяния; 2 – пик неупругого рассеяния

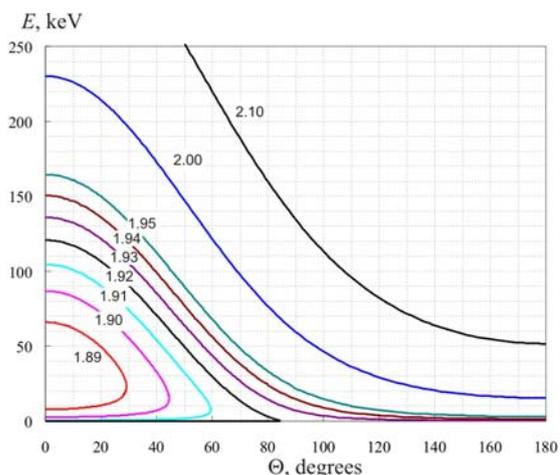


Рис. 9. Зависимость энергии нейтрона E от угла вылета Θ (в лабораторной системе координат) при разных энергиях протонов (в МэВ, приведены у линий). Угол 0° совпадает с направлением протонного пучка

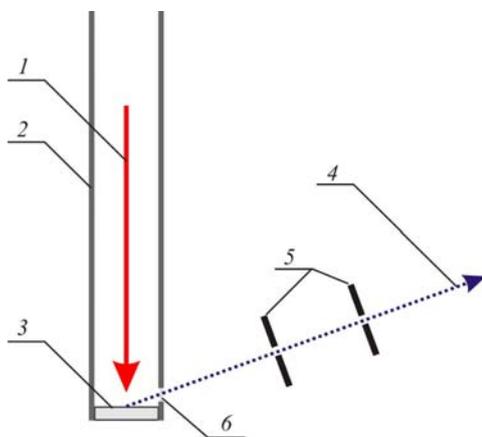


Рис. 10. Устройство получения пучка моноэнергетических нейтронов: 1 – пучок протонов; 2 – вакуумная камера; 3 – нейтроногенерирующая мишень; 4 – пучок моноэнергетических нейтронов; 5 – коллиматор; 6 – окно

ром и криогенным детектором составляет 1 м, между криогенным и сцинтилляционным детектором – 0,5 м. Сцинтилляционный детектор может перемещаться по азимуту для регистрации нейтронов, рассеявшихся на разные углы. При указанных расстояниях между детекторами и полном нейтронном выходе генератора 10^6 с^{-1} ожидаемая скорость счета криогенного детектора составит $1,6 \text{ с}^{-1} \text{ см}^{-3} \times V$, где V – объем чувствительной области КЛД. При использовании в детекторе рассеянных частиц кристалла стилибена с размерами $\varnothing 4 \times 4 \text{ см}$ скорость набора полезных событий будет равна $4 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1} \text{ см}^{-3} \times V$.

Вследствие малой вероятности полезных событий существует возможность появления фона, связанного с недостаточной селективностью схемы совпадений. Скорость счета ложных событий при использовании схемы совпадений может быть оценена как

$$v_{false} = v'_{noise} \cdot (v_{Ar} \tau_{Ar}),$$

где v'_{noise} – скорость счета фоновых событий в детекторе рассеянных частиц, v_{Ar} – загрузка криогенного детектора, τ_{Ar} – временное разрешение схемы совпадений. Исходя из этого при временном разрешении КЛД 10 мкс фон в детекторе рассеянных частиц должен быть существенно меньше 1 Гц.

Отметим, что при использовании техники n - γ разделения источником фона, вызывающего появление ложных событий, могут быть только быстрые нейтроны, прошедшие от генератора нейтронов без рассеяния или испытавшие рассеяние без значительной потери энергии. Для исключения этого фона детектор рассеянных нейтронов должен быть заэкранирован от генератора нейтронов, причем степень ослабления первичного потока нейтронов должна быть не менее 100, что соответствует толщине экранирующего слоя воды 23 см. В планируемом эксперименте нейтронный генератор будет помещен в бак водяной защиты диаметром 80 см с каналами для вывода нейтронного излучения. Кроме того, детекторы также будут помещены в водяной коллиматор для уменьшения фона от рассеянных нейтронов.

Для моделирования экспериментов по калибровке криогенных детекторов разработан код Scattronix, позволяющий вычислять спектр ядер отдачи в регистрируемых системах рассеяния событий и полную скорость набора статистики при точном учете

геометрии системы. На рис. 8 показан рассчитанный с помощью кода Scattronix [33] спектр ядер отдачи при установке детекторов под углом 90° к направлению движения первичных нейтронов. Два пика соответствуют процессам упругого и неупругого рассеяния нейтронов, ширина пиков определяется геометрическими размерами детекторов. Для пика, соответствующего упруго рассеянному излучению, ошибка определения ядер отдачи, связанная с конечными размерами детектора, составляет 3,2 %.

Система рассеяния нейтронов на основе протонного ускорителя и Li мишени

Предлагаемый способ получения моноэнергетических нейтронов. Генерация нейтронов осуществляется при сбросе протонного пучка с энергией более 1,882 МэВ на литиевую мишень. Нейтроны образуются в результате реакции ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$, которая характеризуется быстрым ростом сечения вблизи порога, относительно большим сечением (0,3–0,6 барн) и относительно мягким спектром генерируемых нейтронов (при энергии протонного пучка 2 МэВ средняя энергия нейтронов равна 75 кэВ).

Предлагаемый способ базируется на созданном в ИЯФ СО РАН ускорительном источнике эпитепловых нейтронов для развития методики бор-нейтронозахватной терапии злокачественных опухолей [34]. На установке в настоящее время осуществляется генерация нейтронов со средней энергией 10 кэВ и потоком на уровне $2 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$.

Для моноэнергетического протонного пучка в случае малого изменения его энергии при прохождении нейтроногенерирующего слоя энергия и угол испускания нейтрона однозначно определяются кинематическими отношениями. На рис. 9 представлена связь энергии нейтрона в лабораторной системе координат с полярным углом испускания при разных энергиях протонов [35]. Видно, что при энергии протонов выше порога реакции 1,882 МэВ, но ниже 1,920 МэВ нейтроны испускаются только в переднюю полусферу и при фиксированном угле характеризуются двумя моноэнергетическими линиями. При энергии протонов выше 1,920 МэВ нейтроны излу-

чаются во все направления и характеризуются только одной моноэнергетической линией при данном угле. Из рис. 9 видно, что, варьируя энергию протонов и угол наблюдения, больший 90° , можно создавать моноэнергетические нейтронные пучки с любой энергией. Эти вылетающие назад нейтроны не проходят через охлаждаемую подложку литиевой мишени, которая хоть и минимизирована по толщине, но неизбежно приводит к рассеянию и деформации спектра. Также зависимость энергии этих нейтронов от угла и от энергии протонов достаточно слабая, что позволяет обеспечить высокую монохроматичность.

Монохроматичность нейтронов определяется толщиной литиевого слоя, поскольку по мере прохождения слоя протоны тормозятся и энергия испускаемых нейтронов уменьшается. Так, после прохождения 1 мкм лития энергия протона уменьшается, например, с начальных 2 МэВ на 3,1 кэВ [36], и энергия нейтронов, испускаемых под углом 110° , уменьшается на 1,5 кэВ. Таким образом, литиевый слой толщиной 1 мкм приводит к уширению энергетического распределения нейтронов на 2 %. Монохроматичность также определяется телесным углом – при энергии протонов 2 МэВ и угле испускания 110° вариации угла в 1° приводят к изменению энергии нейтронов на 1,4 кэВ, т. е. также к 2 %-му уширению.

Калибровка детектора ядер отдачи моноэнергетическими нейтронами. Практическая реализация предложенного способа формирования пучка моноэнергетических нейтронов может быть осуществлена на ускорительном источнике эпитепловых нейтронов, созданном для развития методики бор-нейтронозахватной терапии злокачественных опухолей [34]. Схематически формирование пучка проиллюстрировано на рис. 10. Моноэнергетические протоны 1 с энергией выше 1,920 МэВ, распространяясь в вакуумной камере 2, падают на мишень 3. Мишень состоит из охлаждаемой подложки, на которую со стороны протонного пучка термическим способом напылен тонкий слой лития [37]. Взаимодействие протонов с ядрами лития приводит к генерации нейтронов, испускаемых во все стороны. Для формирования пучка моноэнергетических нейтронов 4 коллиматором 5 используются нейтроны, испущенные назад (по отношению к направлению движения протонов).

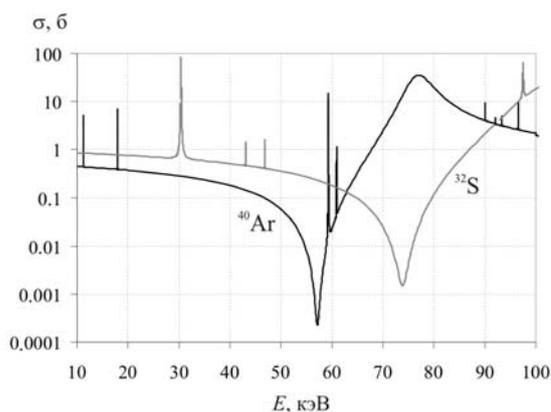


Рис. 11. Сечение упругого рассеяния нейтрона на ^{40}Ar и ^{32}S (база данных ENDF/B-VII.1)

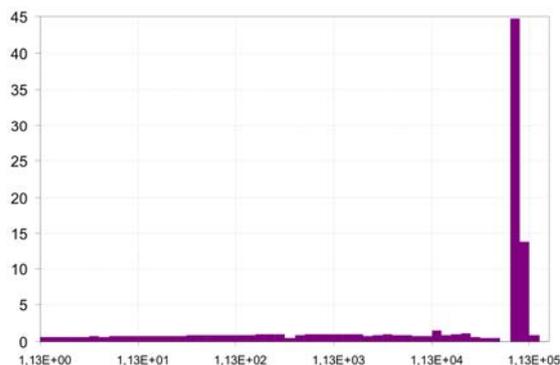


Рис. 12. Вероятность рассеяния генерируемых нейтронов на Ar

Таким способом можно будет получать моноэнергетические нейтроны практически с любой энергией. Из рис. 11 видно, что на ядрах аргона, рабочего вещества детектора, максимально эффективно рассеиваются нейтроны с энергией 77 кэВ, которую при угле испускания 110° получают при энергии протонного пучка 2,070 МэВ. Для дополнительной монохроматизации пучка нейтронов предлагается использовать фильтр из серы из-за его прозрачности для нейтронов с данными энергиями, что демонстрирует представленная на рис. 11 энергетическая зависимость сечения рассеяния нейтронов на ^{32}S .

В настоящее время на ускорительном источнике эпитепловых нейтронов используется мишень с литиевым слоем толщиной порядка 50 мкм [38] и осуществляется генерация нейтронов для *in vitro* исследований. В направлении испускания 0° спектр ней-

тронов перекрывает всю область до 100 кэВ и характеризуется максимумом в области 40–80 кэВ. Расчетный спектр нейтронов [39] с хорошей точностью совпадает с измеренным времяпролетной методикой. Умножение расчетного спектра на сечение рассеяния нейтрона на аргоне дает вероятность их взаимодействия (рис. 12). Видно, что в данном случае $2/3$ актов рассеяния будут связаны с нейтронами энергией от 60 до 80 кэВ, что может быть использовано при проведении предварительной калибровки.

Полезным при генерации моноэнергетических нейтронов может стать применение схемы мигающего источника, т. е. импульсной генерации нейтронов, которая позволяет осуществлять синхронизацию и измерять энергию нейтронов по времени пролета. При стационарном протонном пучке импульсная генерация нейтронов осуществляется следующим образом [40]. Протонный пучок имеет энергию ниже 1,882 МэВ – порога реакции $^7\text{Li}(p,n)^7\text{Be}$, и генерация нейтронов не происходит. Однако подача отрицательного импульса напряжения 50 кВ длительностью 200 нс на нейтроногенерирующую мишень, электрически изолированную от корпуса установки, приводит к увеличению энергии протонов и к импульсной генерации нейтронов.

Заключение

Представлен проект двух систем рассеяния нейтронов для калибровки двухфазных криогенных лавинных детекторов (КЛД) высокой чувствительности, разрабатываемых в ИЯФ и предназначенных для поиска темной материи и регистрации низкоэнергетических нейтрино, в частности когерентного рассеяния нейтрино на ядрах. Калибровка детекторов осуществляется путем измерения ионизационного выхода и сцинтиляционного фактора гашения для ядер отдачи низких энергий (от 0,5 до 100 кэВ), полученных за счет упругого рассеяния нейтронов. Для обеспечения такого широкого диапазона энергий ядер отдачи предлагается создать две системы рассеяния нейтронов: на основе малогабаритного DD генератора быстрых (2,45 МэВ) моноэнергетических нейтронов с использованием отпаянной нейтронной трубки и на основе электростатического тандемного ускорителя протонов и литиевой мишени. Во втором случае фор-

мируется пучок моноэнергетических нейтронов с энергией до 100 кэВ.

Список литературы

1. *Akimov D.* Detectors for Dark Matter search (Review) // Nucl. Instrum. Meth. A. 2009. Vol. 598. P. 275.
2. *Buzulutskov A.* Advances in Cryogenic Avalanche Detectors // J. of Instrumentation. 2012. Vol. 7. C02025.
3. *Chepel V., Araujo H.* Liquid Noble Gas Detectors for Low Energy Particle Physics // J. of Instrumentation. 2013. Vol. 8. R04001.
4. *Bernabei R. et al.* New Results from DAMA/LIBRA // Eur. Phys. J. C. 2010. Vol. 67. P. 39.
5. *Aalseth C. E. et al.* CoGeNT: A Search for Low-Mass Dark Matter using p-type Point Contact Germanium Detectors // Eprint arXiv:1208.5737. 2012.
6. *Angloher G. et al.* Results from 730 kg Days of the CRESST-II Dark Matter search // Eur. Phys. J. C. 2012. Vol. 72. P. 1971.
7. *Agnese R. et al.* Dark Matter Search Results Using the Silicon Detectors of CDMS II // Eprint arXiv:1304.4279. 2013.
8. *Angle J. et al.* Search for Light Dark Matter in XENON10 Data // Phys. Rev. Lett. 2011. Vol. 107. 051301.
9. *Aprile E. et al.* Dark Matter Results from 225 Live Days of XENON100 Data // Phys. Rev. Lett. 2012. Vol. 109. 181301.
10. *Akimov D. et al.* WIMP-Nucleon Cross-Section Results from the Second Science Run of ZEPLIN-III // Phys. Lett. B. 2012. Vol. 709. P. 14.
11. *Hagmann C., Bernstein A.* Two-Phase Emission Detector for Measuring Coherent Neutrino-Nucleus Scattering // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2004. Vol. 51. P. 2151.
12. *Akimov D. et al.* Detection of Reactor Antineutrino Coherent Scattering off Nuclei with a Two-Phase Noble Gas Detector // J. of Instrumentation. 2009. Vol. 4. P06010.
13. *Collar J. I., McKinsey D. N.* Comments on «First Dark Matter Results from the XENON100 Experiment» // Eprint arXiv:1005.0838. 2010.
14. *Sorensen P.* A Coherent Understanding of Low-Energy Nuclear Recoils in Liquid Xenon // J. Cosmol. Astropart. Phys. 2010. Vol. 9. 033.
15. *McKinsey D. N., Coakley K. J.* Neutrino Detection with CLEAN // Astropart. Phys. 2005. Vol. 22. P. 355.
16. *Guo W., McKinsey D. N.* A Concept for a Dark Matter Detector Using Liquid Helium-4 // Eprint arXiv:1302.0534. 2013.
17. *Bondar A. et al.* Study of Infrared Scintillations in Gaseous and Liquid Argon. Part II: Light Yield and Possible Applications // J. of Instrumentation. 2012. Vol. 7. Paper P06014.
18. *Бондарь А. Е. и др.* Проект двухфазного криогенного лавинного детектора для поиска темной материи и регистрации низкоэнергетических нейтрино // Вестн. Новосиб. гос. ун-та. Серия: Физика. 2013. Т. 8, вып. 3. С. 13–26.
19. *Mangiarotti A. et al.* A Survey of Energy Loss Calculations for Heavy Ions between 1 and 100 keV // Nucl. Instrum. Meth. A. 2007. Vol. 580. P. 114.
20. *Mei D.-M. et al.* A Model of Nuclear Recoil Scintillation Efficiency in Noble Liquids // Astropart. Phys. 2008. Vol. 30. P. 12.
21. *Barker D. et al.* Ionization Efficiency Study for Low Energy Nuclear Recoils in Germanium // Eprint arXiv: 1304.6773. 2013.
22. *Collar J.I.* Quenching and Channeling of Nuclear Recoils in NaI[Tl]: Implications for Dark Matter Searches // Eprint: arXiv:1302.0796. 2013.
23. *Manzur A. et al.* Scintillation Efficiency and Ionization Yield of Liquid Xenon for Monoenergetic Nuclear Recoils down to 4 keV // Phys. Rev. C. 2010. Vol. 81. 025808.
24. *Horn M. et al.* Nuclear Recoil Scintillation and Ionisation Yields in Liquid Xenon from ZEPLIN-III Data // Phys. Lett. B. 2011. Vol. 705. P. 471.
25. *Plante G. et al.* New Measurement of the Scintillation Efficiency of Low-Energy Nuclear Recoils in Liquid Xenon // Phys. Rev. C. 2011. Vol. 84. 045805.
26. *Gastler D. et al.* Measurement of Scintillation Efficiency for Nuclear Recoils in Liquid Argon // Phys. Rev. C. 2012. Vol. 85. 065811.
27. *Regenfus C. et al.* Study of Nuclear Recoils in Liquid Argon with Monoenergetic Neutrons // J. Phys.: Conf. Ser. 2012. Vol. 375. 012019.
28. *Lippincott W. H. et al.* Scintillation Yield and Time Dependence from Electronic and Nuclear Recoils in Liquid Neon // Phys. Rev. C. 2012. Vol. 86. 015807.

29. Bondar A. et al. Direct Observation of Avalanche Scintillations in a THGEM-Based Two-Phase Ar Avalanche Detector Using Geiger-Mode APD // J. of Instrumentation. 2010. Vol. 5. P08002.
30. Bondar A. et al. First Demonstration of THGEM/GAPD-Matrix Optical Readout in Two-Phase Cryogenic Avalanche Detector in Ar // Eprint 1303.4817. 2013. Submitted to Nucl. Instrum. Meth. A.
31. Акимов Д. Ю. и др. Аппаратурный комплекс по измерению отклика жидкого ксенона для ядер отдачи низких энергий на реакторе ИРТ МИФИ // Ядерная физика и инжиниринг. 2012. Т. 3, № 6. С. 490.
32. Foxe M. et al. Measuring the Low Energy Nuclear Quenching Factor in Liquid Argon for a Coherent Neutrino Scatter Detector // Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.). 2012. Vol. 229–232. P. 512.
33. Гришняев Е. С., Долгов А. Д., Полосаткин С. В. Программа для статистического моделирования рассеяния нейтронов в криогенном детекторе слабозаимодействующих частиц // Вестн. Новосиб. гос. ун-та. Серия: Физика. 2013. Т. 8, вып. 3. С. 39–46.
34. Кузнецов А. С. и др. Первые эксперименты по регистрации нейтронов на ускорительном источнике для бор-нейтронозахватной терапии // Письма в ЖТФ. 2009. Т. 35, № 8. С. 1.
35. Lee C., Zhou X. Thick Target Neutron Yields for the ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ Reaction Near Threshold // Nucl. Instr. Meth. B. 1999. Vol. 152. P. 1.
36. Hydrogen Stopping Powers and Ranges in all Elements / Ed. by H. Andersen. N. Y.: Pergamon Press Inc., 1977.
37. Баянов Б. Ф. и др. Измерение толщины литиевого слоя // Приборы и техника эксперимента. 2008. Т. 1. С. 160.
38. Bayanov B. et al. Neutron Producing Target for Accelerator Based Neutron Capture Therapy // J. of Physics. 2006. Vol. 41. P. 460.
39. Bayanov B. et al. A Neutron Producing Target for BINP Accelerator-Based Neutron Source // Applied Radiation and Isotopes. 2009. Vol. 67. No. 7–8. P. S282.
40. Aleynik V. et al. New Technical Solution for Using the Time-of-Flight Technique to Measure Neutron Spectra // Applied Radiation and Isotopes. 2011. Vol. 69. P. 1639.

Материал поступил в редколлегию 04.07.2013

A. E. Bondar, A. F. Buzulutskov, A. V. Burdakov, E. S. Grishnyaev, A. D. Dolgov, A. N. Makarov
S. V. Polosatkin, A. V. Sokolov, S. Yu. Taskaev, L. I. Shekhtman

PROPOSAL FOR NEUTRON SCATTERING SYSTEMS FOR CALIBRATION OF DARK MATTER SEARCH AND LOW-ENERGY NEUTRINO DETECTORS

The proposal of two neutron scattering systems for calibration of two-phase cryogenic avalanche detectors with high sensitivity being developed at Budker INP is presented. This kind of detectors is designed for the search of dark matter and low energy neutrino detection, in particular, coherent neutrino scattering on nuclei. Detector calibration is made with a measurement of ionization yield and scintillation quenching factor for low energy recoiling nuclei (in 0.5 to 100 keV range) originating from elastic scattering of neutrons. To provide wide range of recoiling nuclei energies two systems of neutron scattering are proposed. The first one is based on small-sized DD generator of fast (2.45 MeV) monoenergetic neutrons operating on sealed neutron tube. The second one is based on tandem proton accelerator and lithium target and capable of generation of monoenergetic epithermal neutrons with energy up to 100 keV.

Keywords: calibration of detector of dark matter and coherent neutrino scattering on nuclei, 2-phase cryogenic avalanche detectors, recoiling nuclei, ionization and scintillation quenching factors, system of neutron scattering, DD generators of fast neutrons, monoenergetic neutron beams based on proton accelerator and lithium target.