

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ  
УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ  
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ ИМ. Г.И. БУДКЕРА  
СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ  
НАУК

ОЛЕЙНИКОВ ВЛАДИСЛАВ ПЕТРОВИЧ

**ИЗМЕРЕНИЕ ИОНИЗАЦИОННОГО ВЫХОДА ДЛЯ ЯДЕР  
ОТДАЧИ В ЖИДКОМ Ar МЕТОДОМ ДВОЙНОГО РАССЕЯНИЯ  
НЕЙТРОНОВ**

01.04.01 — приборы и методы экспериментальной физики

Отчет о научно - исследовательской работе

Научный руководитель  
Бузулуцков Алексей Федорович  
доктор физико-математических наук,  
профессор

Новосибирск — 2017

# Содержание

Введение	3
1. Описание детектора	4
2. Определение ионизационного выхода ядер отдачи по краю спектра	4
3. S1 / S2 критерий разделения нейтронов и гамма-квантов	7
4. Двойное рассеяние нейтронов	8
Публикации, участие в конференциях, награды и премии	8

## 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. Форма спектра энергий ядер отдачи, образованных в результате такого взаимодействия, предсказывается экспоненциальной в диапазоне от нуля до нескольких десятков кэВ. 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 (на основе NaI), CoGeNT (Ge), CREST (CaWO<sub>4</sub>) и CDMS [7], 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 жидких благородных газов, такие как XENON10, XENON100 и ZEPLIN3, 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, 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. 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 рассеянного нейтрино. В данной работе в качестве высокочувствительного детектора ядер отдачи используется двухфазный криогенный лавинный детекторы (КЛД, или CRAD), разработанный в ИЯФ. 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. В эксперименте точность определения энергии ядра отдачи в значительной степени определяется геометрической ошибкой, связанной с конечными размерами источника нейтронов и детекторов. 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 появле-

нию фоновых событий. 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  $20^\circ$ , что соответствует энергии ядер аргона выше 10 кэВ при рассеянии нейтронов с энергией 2.45 МэВ. Для уменьшения геометрической погрешности необходимо иметь малый угловой размер детектора рассеянных нейтронов, что приводит к существенному уменьшению скорости счета и возрастанию вклада фоновых событий. В данной работе рассматривается метод регистрации рассеянных нейтронов с помощью самого же КЛД (метод двойного рассеяния). Такой подход позволяет сохранить высокую скорость счета, однако приводит к необходимости иметь высокое пространственное разрешение для правильной реконструкции событий, что будет обеспечиваться матрицей SiPM 11 x 11 элементов.

## 1. Описание детектора

Детекторы темной материи первого поколения регистрировали лишь сцинтилляционный свет. Однако при регистрации частиц, передающих малую энергию в детектирующую среду, данный метод уже не годится из-за малого числа фотонов. Необходимость усиления сигнала перед регистрацией привела к появлению двухфазных детекторов, где в газообразной фазе за счет электролюминесценции увеличивается число фотонов. При достаточно большом поле в газе происходит увеличение не только числа фотонов, но и числа электронов. Для нашего эксперимента выбрана комбинация толстых газовых электронных умножителей (THGEM) и гейгеровских лавинных фотодиодов (SiPM). THGEM работают при поле порядка 40 кВ / см и обеспечивают значительное увеличение числа электронов и фотонов, а матрица SiPM регистрирует свет. Схема установки приведена на рис.1.

## 2. Определение ионизационного выхода ядер отдачи по краю спектра

Один из простых методов определения ионизационного выхода ядер отдачи заключается в измерении края интегрального спектра сигнала. Данный метод имеет несколько ограничений. Одно из ограничений связано тем, что достоверно может быть рассчитан ионизационный выход только для максимальной энергии ядра отдачи. При бомбардировке ядер аргона нейтронами с энергией 2.45 МэВ максимальная переданная кинетическая энергия ядру аргона составляет 233 кэВ.

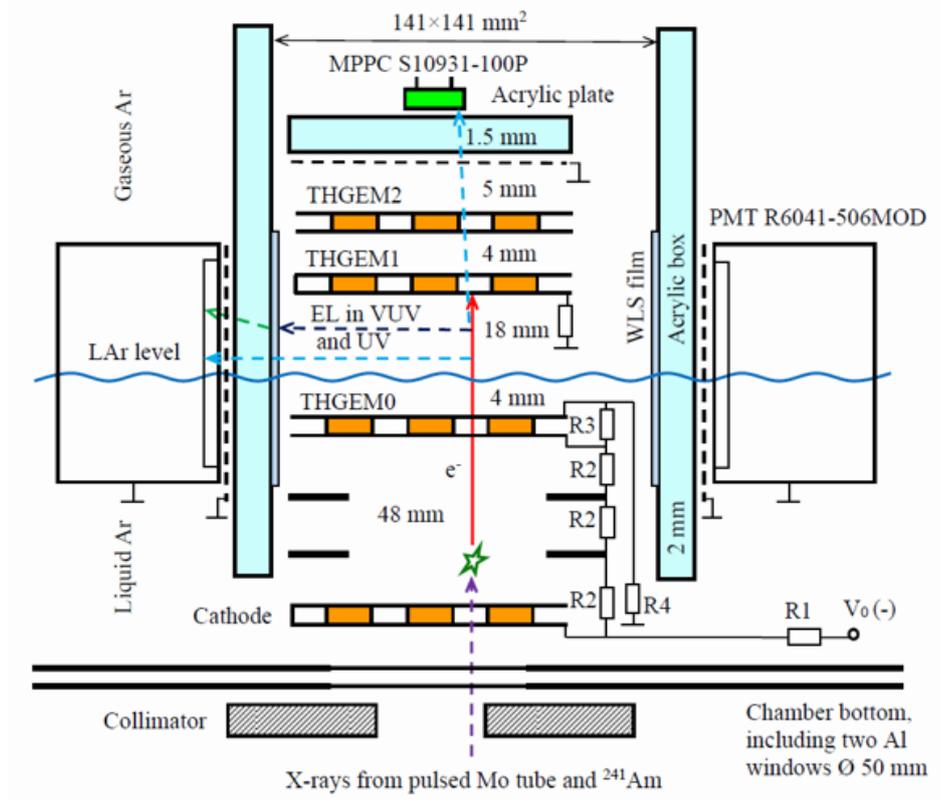


Рис. 1. Схема криогенного лавинного детектора.

Ионизационный выход вычисляется как отношение числа электронов, избежавших рекомбинацию с положительными ионами:

$$Q_y = n_e/E_0 \quad (1)$$

Доля электронов, избежавших рекомбинацию, описывается следующей моделью зависимости от поля:

$$n_e/N_i = 1/(1 + k(E)/\varepsilon) \quad (2)$$

С точки зрения зависимости от энергии частицы эта модель имеет два параметра:

$$n_e/N_i = a(\varepsilon)/(1 + b(\varepsilon)/E) \quad (3)$$

Данных о значении  $n_e/N_i$  для точки 59.5 кэВ нет, поэтому мы получим это значение интерполяцией. Сначала для известных энергий рассчитаем величину  $n_e/N_i$ , подставив необходимое значение поля в уравнение (2). Затем построим график  $n_e/N_i$  от энергии и аппроксимируем его уравнением (3), найдя параметры  $a$  и  $b$ . Подставив в уравнение (3) энергию 59.5 кэВ, вычислим  $n_e/N_i$  для источника  $^{241}\text{Am}$ . Далее вычислим сколько электронов избегает рекомбинации для энергии

59.5 кэВ:

$$n_e = \frac{n_e}{N_i} \cdot \frac{E}{W} \quad (4)$$

Здесь  $W = 23.6$  кэВ - энергия, необходимая на производство одной электрон - ионной пары. По определению,  $W = E/N_i$ . Следующий шаг заключается в переводе шкалы нВ\*с в число электронов  $n_e$  по следующей формуле:

$$n_e = \frac{S[nVs]}{S^{Am}[nVs]} \cdot n_e^{Am} \quad (5)$$

Полученный спектр теперь выражен в числе электронов  $n_e$ , однако необходимо сделать еще несколько преобразований. Во-первых, необходимо из спектра, полученного при работе нейтронного генератора, вычесть фоновые события, полученные без какого-либо внешнего источника. В расчетах учитывалась величина просчетов электроники для правильного вычитания спектра фона. При высоких энергиях заметен значительный вклад сигналов от космических частиц. Если интенсивность нейтронного генератора недостаточно высока, то даже при большой статистике разница между фоновым спектром и спектром с нейтронами мала. Таким образом возникает еще одно ограничение на использование метода края спектра - интенсивность сигналов от нейтронов в районе гамма-подложки должна быть на одном уровне или выше интенсивности от космических частиц. Описание гамма-подложки дано ниже в тексте.

После вычитания фона спектр, записанный при работе нейтронного генератора, все еще содержит вклад других частиц. При работе генератора нейтронов образуются гамма-кванты. Их наличие можно понять по искажению монотонности интегрального спектра ядер отдач. Однако их можно подавить, расположив свинцовую защиту между нейтронным генератором и детектором. Также в результате радиационного захвата происходит испускание гамма-кванта с энергией 1294 кэВ. Доминирующим процессом взаимодействия гамма-кванта как с аргоном, так и с другими окружающими материалами будет комптоновское рассеяние. В области энергий спектра ядер отдачи комптоновский спектр близок по форме к линейной функции. Его можно вычесть, если аппроксимировать линией при энергии большей, чем край спектра. Но, как было сказано выше, нужно иметь трубку достаточной интенсивности или существенно подавлять фон для правильного нахождения подложки. После вычитания гамма-подложки край спектра находится аппроксимаций линейной функцией части спектра. Таким образом, вычисляется величина  $n_e$ , стоящая в числителе уравнения (1).

В знаменатель уравнения (1) нужно подставить максимальную энергию ядра отдачи. Теоретический спектр имеет резкий правый край, соответствующий максимальной переданной энергии. Однако детектор имеет конечное энергетическое

разрешение, поэтому правый край размывается. Для простоты будем считать относительное энергетическое разрешение постоянным:

$$ER(E) = \frac{ER^{Am}}{E^{Am}} \cdot E \quad (6)$$

Для более точного определения зависимости энергетического разрешения от энергии необходимо использовать изотопы с разными энергиями, однако на данный момент этот вариант не был реализован. Аппроксимируя часть спектра линейной функцией, мы найдем положение края спектра в энергетических единицах.

Если поделить число электронов  $n_e$ , полученное из эксперимента по краю спектра, на положение края спектра в энергетических единицах, найденное по моделированию, то мы получим ионизационный выход для энергии 233 кэВ. В феврале 2016 года были получены значения 5.9 и 7.4 e-/кэВ при 0.56 and 0.62 кВ/см соответственно.

### **3. S1 / S2 критерий разделения нейтронов и гамма-квантов**

На данный момент многие коллаборации (DarkSide, например) используют для подавления гамма-фона S1 быструю и S1 медленную компоненту. Идея заключается в том, что нейтроны и гамма-кванты имеют разную плотность ионизации. При одной и той же энергии частицы плотность ионизации будет выше для нейтрона. Это приведет к тому, что в небольшом объеме будет большее число электрон-ионных пар, нежели для электрона, и больше света выделится при рекомбинации. Данный метод хорошо работает при средних дрейфовых полях (в эксперименте DarkSide-50 поле 200 В / см) и не очень малых энергиях. При низких энергиях (ниже 5 кэВ) отличие в плотности ионизации электронов и нейтронов становится малым, и, кроме того, число фотонов достаточно мало для регистрации сигнала. Это порождает необходимость использования значительного усиления сигнала и другого критерия разделения. В экспериментах на жидком ксеноне метод разделения реализован за счет разницы площадей S1 и S2 сигналов для нейтронов и гамма-квантов. В нашем эксперименте мы хотим получить аналогичный критерий разделения, только в жидком аргоне. Ранее в жидком аргоне такой критерий разделения не использовался. На данный момент записаны сигналы offline с нейтронами от генератора нейтронов и гамма-квантами от Na и идет обработка.

## 4. Двойное рассеяние нейтронов

На данный момент измерение двойного рассеяния невозможно из-за того, что подключены только 25 каналов матрицы SiPM. Помимо этого только 25 каналов открыты для света, а остальные заблокированы анодной сеткой. В ближайшее время будет модернизация установки для осуществления возможности работы со всей матрицей.

Для оценки разрешающей способности комбинированного умножителя установка была смоделирована в программе GEANT4. При типичных параметрах работы детектора ожидаемое координатное разрешение составляет около 2 мм. Также моделирование необходимо для корректировки систематических ошибок, возникающих при использовании метода центра тяжести.

## Публикации, участие в конференциях, награды и премии

К настоящему моменту публикаций, наград и премий по данной работе не имеется. В феврале 2017 будет устный доклад на конференции INSTR17: Instrumentation for Colliding Beam Physics по теме диссертации.