

Федеральное Агентство Научных Организаций

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

ОТЧЁТ  
О НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЕ  
ЗА VII СЕМЕСТР ОБУЧЕНИЯ В АСПИРАНТУРЕ

**Измерение ионизационных выходов ядер отдачи в жидком  
аргоне методом рассеяния нейтронов**

Специальность: 01.04.01 приборы и методы экспериментальной физики

Тема научных исследований в аспирантуре: Измерение ионизационных выходов  
ядер отдачи в жидком аргоне методом рассеяния нейтронов

Оценка \_\_\_\_\_

Научный руководитель

\_\_\_\_\_ А.Ф. Бузулуцков

Аспирант

\_\_\_\_\_ В.П. Олейников

# Реферат

Отчет 16 стр., 10 частей, 1 рис., 26 источников, 2 приложения.

Список ключевых слов: усиление и электролюминесценция в благородных газах и жидкостях, ионизационные выходы ядер отдачи, детекторы темной материи

Энергетическая калибровка детекторов ядер отдачи в жидком  $\text{Ar}$  и  $\text{Xe}$  имеет важное значение в низкофоновых экспериментах по прямому поиску темной материи и регистрации когерентного рассеяния нейтрино на ядрах. Такая калибровка обычно осуществляется путем измерения ионизационных выходов и сцинтилляционных эффективностей ядер отдачи при упругом рассеянии нейтронов на ядрах. В то время как для жидкого  $\text{Xe}$  существует множество экспериментальных данных по ионизационным выходам, мало что известно об ионизационных выходах в жидком  $\text{Ar}$ .

Первые результаты по ионизационным выходам ядер отдачи в жидком  $\text{Ar}$  были получены в течение последних трех лет: при более низких энергиях 6,7 кэВ и 17-57 кэВ, и при более высоких энергиях - при 80 и 233 кэВ. В данной работе продолжено изучение ионизационных выходов в жидком  $\text{Ar}$  с помощью нового детектора ядер отдачи (по сравнению с предыдущей работой), а именно, двухфазного криогенного лавинного детектора (КЛД) с электролюминесцентным (ЭЛ) зазором. Измерения данной работы дополняют предыдущие измерения и, таким образом, являются полезными для будущих экспериментов по поиску темной материи и для понимания механизмов ионизации.

# Содержание

Введение	4
1 Экспериментальная установка	5
1.1 Двухфазный КЛД . . . . .	5
1.2 Источник нейтронов . . . . .	6
2 Измерение ионизационного выхода ядер отдачи по краю спектра	7
3 Сравнение полученных результатов по ионизационному выходу с теоретической моделью и другими экспериментами	10
4 Измерение спектра источника $^{109}\text{Cd}$	13
5 Измерение амплитудного выхода сигнала S2 на матрице SiPM	13
6 Координатное разрешение матрицы SiPM	16
7 Двойное рассеяние нейтронов	20
8 S1/S2 критерий разделения нейтронов и гамма-квантов	20
9 THGEM повышенной прозрачности	21
10 Тестирование матрицы SiPM $12\times 12$	21
Заключение	23
Приложение А. Список опубликованных и готовящихся к публикации статей	28
Приложение Б. Список выступлений на научных мероприятиях	29

# Введение

Энергетическая калибровка детекторов ядер отдачи в жидком Аг и Хе имеет важное значение для низкофоновых экспериментов по прямому поиску темной материи и регистрации когерентного рассеяния нейтрино на ядрах [3]. Такая калибровка обычно осуществляется путем измерения ионизационных выходов и сцинтилляционных эффективностей ядер отдачи при упругом рассеянии нейтронов на ядрах. В то время как для жидкого Хе существует множество экспериментальных данных по ионизационным выходам [23–25], мало что известно об ионизационных выходах в жидком Аг.

Первые результаты по ионизационным выходам ядер отдачи в жидком Аг были получены буквально за последние 3 года: при более низких энергиях, 6,7 кэВ [4] и 17-57 кэВ [26], и при более высоких энергиях, 80 и 233 кэВ [27]. В данной работе продолжено изучение ионизационных выходов в жидком Аг с помощью нового детектора ядер отдачи (по сравнению с предыдущей работой [27]), а именно двухфазного криогенного лавинного детектора (КЛД) с электролюминесцентным (ЭЛ) зазором. Измерения данной работы дополняют предыдущие измерения и, таким образом, являются полезными для будущих экспериментов по поиску темной материи [28, 29], а также для понимания механизмов ионизации в жидком аргоне. Ионизационный выход, измеряемый в эксперименте, определяется следующим образом:

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

Здесь  $n_e$  – заряд первичной ионизации, т.е. число электронов ионизации, избежавших рекомбинации с положительными ионами; этот заряд зависит от энергии, выделенной ядром отдачи в жидкости ( $E_0$ ), и от электрического поля в жидкости ( $\mathcal{E}$ ).  $n_e$  всегда меньше, чем начальное число электрон-ионных пар, образованных в жидкости ядром отдачи ( $N_i$ ). В отсутствие точной модели рекомбинации считается, что хорошо работает следующая параметризация [3]:

$$n_e = \frac{N_i}{1 + k/\mathcal{E}}. \quad (2)$$

где  $k$  является параметром фитирования. Выражения (1) и (2) справедливы для как электронов отдачи, вызванных облучением вещества электронами или гамма-квантами, так и ядер отдачи. Принято обозначать соответствующую энергию отдачи в единицах keVee (electron-equivalent recoil) и keVnr (nuclear recoil). Цель данной работы состоит в том, чтобы измерить  $Q_y$  для ядер отдачи в жидком аргоне при 233 кэВ и различных электрических полях и сравнить полученные результаты с предыдущими экспериментами.

# 1 Экспериментальная установка

## 1.1 Двухфазный КЛД

В предыдущей работе [27] для измерения ионизационных выходов ядер отдачи был использован двухфазный КЛД с зарядовым считыванием (с помощью двухкаскадного толстого ГЭУ). В данном исследовании детектор ядер отдачи и условия измерения были модифицированы: см. Рис. 1(a) и 1(b). Во-первых, был использован двухфазный КЛД с оптическим считыванием, при котором свет из электролюминесцентного (ЭЛ) зазора считывается криогенными ФЭУ, что позволило достичь лучшего энергетического разрешения. Данный двухфазный КЛД с ЭЛ зазором во многом аналогичен тому, что использовался в недавних работах по изучению электролюминесценции в двухфазном Ar [30, 31]. Во-вторых, активный объем детектора был увеличен в шесть раз по сравнению с [27] за счет увеличения толщины слоя жидкого аргона, что позволило значительно уменьшить время измерения. В-третьих, выходы были измерены при существенно более низких значениях электрических полей в жидком аргоне по сравнению с [27], а именно при 0,56 и 0,62 кВ/см, которые более типичны для экспериментов по поиску темной материи [28, 29].

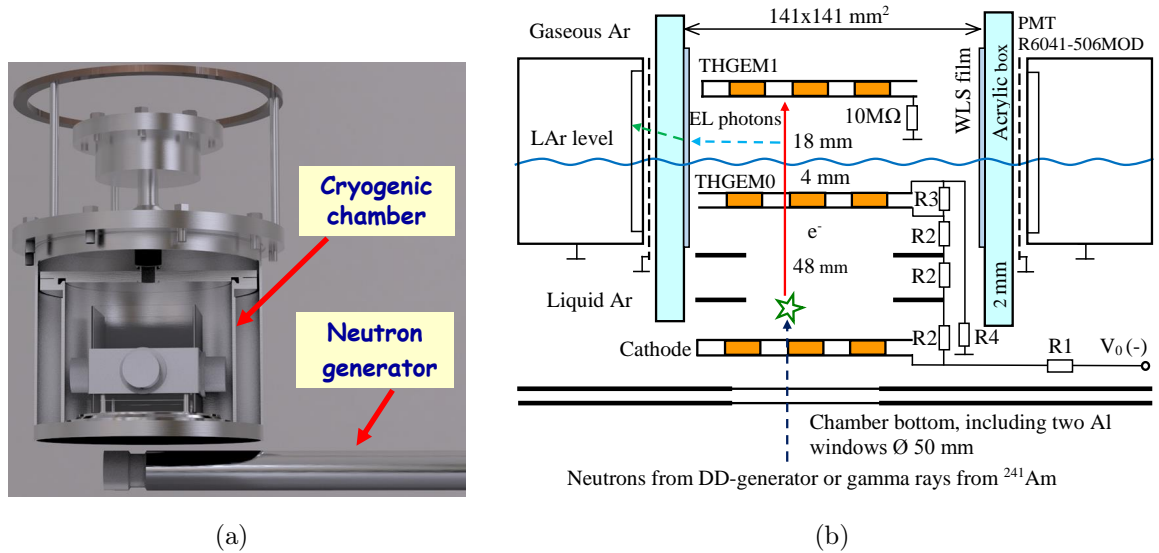


Рис. 1: Трехмерная модель (a) и схема (b) экспериментальной установки.

Экспериментальная установка представляла собой криостат с вакуумной изоляцией и криогенную камеру объемом 9 л, содержащей 2,5 л жидкого Ar. Детектор работал в двухфазном режиме в равновесном состоянии при температуре 87 К и давлении насыщенных паров, равном 1 атм (абсолютной). Перед каждым заходом аргон очищался фильтром Oxisorb, что обеспечивало время жизни электронов в жидкости более 100 мкс [31]. Примесь азота составляла менее 100 ppm. Вклад

других газов, помимо азота и электроотрицательных примесей, составлял менее 1 ppm. Криогенная камера содержала дрейфовый (48 мм) и эмиссионный (4 мм) промежутки в жидкой фазе, и ЭЛ зазор (18 мм) в газовой фазе. Все промежутки имели активную площадь  $10 \times 10$  см<sup>2</sup>. ЭЛ зазор просматривался четырьмя компактными криогенными двухдюймовыми ФЭУ R6041-506MOD [32], расположенными по периметру зазора и отделенными от области высокого поля коробом из органического стекла (полиметилметакрилат). Перед каждым ФЭУ на короб были нанесены пленки сместителя спектра на основе TPB (Tetraphenyl butadiene) для преобразования вакуумного ультрафиолета, испускаемого чистым Ar, в видимый свет.

Детектор облучался снаружи через два последовательно расположенных алюминиевых окна, находящихся на дне детектора, либо рентгеновскими фотонами от источника <sup>241</sup>Am с энергией 59,5 кэВ, либо нейтронами от DD нейтронного генератора. Электроны первичной ионизации, образованные в жидком Ar, дрейфовали к границе раздела фаз, после чего под действием электрического поля эмитировались в ЭЛ зазор, где они производили пропорциональную электролюминесценцию, которая регистрировалась при помощи ФЭУ. Оптические сигналы с четырех ФЭУ линейно суммировались и затем усиливались линейным усилителем со временем формирования 200 нс. Триггер вырабатывался от сигнала ФЭУ при определенном пороге регистрации, который был значительно выше шумов ФЭУ и электроники. Поскольку электролюминесцентный сигнал имел достаточно большую длительность (несколько микросекунд), его амплитуда определялась как площадь импульса.

## 1.2 Источник нейтронов

Источником нейтронов являлся специально разработанный в ИЯФ СО РАН нейтронный генератор, который непрерывно излучал моноэнергетические нейтроны (несколлимированные) с кинетической энергией 2,45 МэВ, полученные в реакции слияния ядер дейтерия [33–35]. Поток нейтронов составлял порядка  $10^4$  с<sup>-1</sup> в полный телесный угол. Нейтронный генератор, работающий при 80 кВ и обернутый свинцовым экраном толщиной 1 см для подавления тормозного излучения, был расположен под двухфазным КЛД на расстоянии около 10 см от активного объема.

## 2 Измерение ионизационного выхода ядер отдачи по краю спектра

Метод измерения ионизационного выхода ядер отдачи был аналогичен использованному в нашей предыдущей работе [27]. Основная идея метода состоит в том, чтобы сравнить полученный экспериментально амплитудный спектр ядер отдачи, выраженный в числе электронов первичной ионизации ( $e^-$ ), с теоретическим спектром, выраженным в энергии ядер отдачи ( $keV_{nr}$ ). Цикл измерений состоял из нескольких заходов, во время которых записывались амплитудные спектры: спектр с включенным нейтронным генератором и спектр, когда нейтронный генератор был выключен, чтобы оценить вклад фона (см. Рис. 2). Чтобы получить реальный спектр, вызванный рассеянием нейтронов, последний должен быть вычтен из первого. После вычитания вклада фона амплитудное распределение все еще содержит вклад гамма излучения, связанный с  $(n, \gamma)$  реакциями в окружающих материалах. Аналогично [27], этот фон учитывался путем аппроксимации части спектра линейно спадающей функцией: см. вставку на Рис. 3.

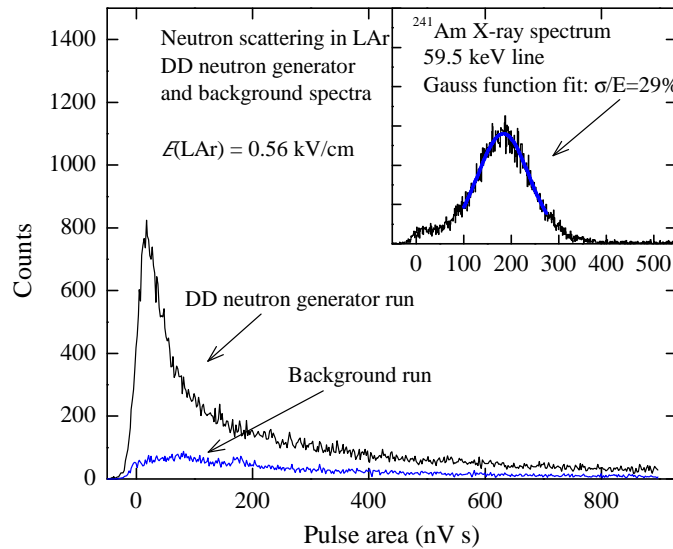


Рис. 2: Амплитудное распределение сигнала двухфазного КЛД в измерительных заходах, когда нейтронный генератор был включен (DD neutron generator run) и выключен (Background run). На вставке показано амплитудное распределение сигнала, вызванного рентгеновским излучением от источника  $^{241}\text{Am}$  в калибровочном заходе

Кроме того, в калибровочных заходах записывался спектр при облучении детектора гамма-квантами с энергией 59,5 кэВ от источника  $^{241}\text{Am}$ , что позволило откалибровать амплитудную шкалу в числе электронов первичной ионизации: см. вставку на Рис. 2. Дополнительно, в этих калибровочных заходах было измерено

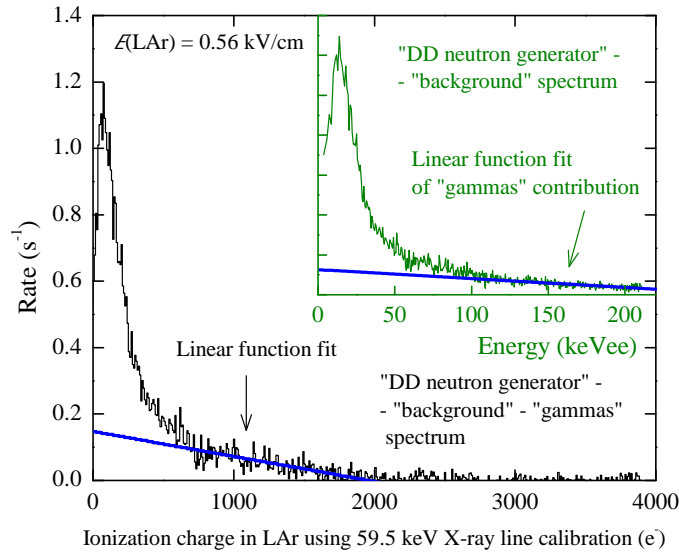


Рис. 3: Распределение ионизационного заряда в жидком Аг, вызванного ядрами отдачи из-за рассеяния нейтронов, полученное из Рис. 2 с помощью калибровки по линии излучения 59,5 кэВ и вычитания вклада фона и гамма-излучения. Во вставке показано энергетическое распределение после вычитания вклада фона, но до вычитания вклада гамма-излучения, которое аппроксимировано линейно спадающей функцией. Здесь была выполнена калибровка энергетической шкалы с помощью линии излучения 59,5 кэВ

амплитудное разрешение детектора ( $\sigma/E$ ): оно составило 29% и 23% при 0,56 и 0,62 кВ/см соответственно.

В выражении (1) следует сначала определить  $n_e$  из спектра на Рис. 2. Для этого амплитуда сигнала должна быть нормирована на амплитуду пика 59,5 кэВ и затем преобразована в заряд первичной ионизации. Для такого преобразования необходимо знать, в свою очередь, ионизационные выходы электронов отдачи с энергией 59,5 кэВ в жидком Аг, т.е. для электронов отдачи, вызванных поглощением рентгеновского излучения в жидком Аг. Данные значения были получены из работы [36] для соответствующих электрических полей в жидком Аг.

На Рис. 3 изображен спектр ионизационного заряда в жидком Аг, вызванный ядрами отдачи из-за рассеяния нейтронов; спектр получен из Рис. 2 с помощью калибровки по спектру  $^{241}\text{Am}$  и вычитания вклада фона и гамма-излучения. Следующий шаг состоит в том, чтобы сравнить этот экспериментальный спектр с теоретическим.

Теоретический спектр, показанный на Рис. 4, был вычислен аналогично [27] с помощью кода моделирования Scattronix, описанного в [37], и дифференциальных сечений рассеяния нейтронов [38]. На Рис. 4 также показана свертка теоретического спектра с энергетическим разрешением двухфазного КЛД, полученным в



эксперименте (29%); именно этот спектр следует сравнивать с экспериментальным. Часть спектра, описывающая обратное рассеяние (склон спектра) как для экспериментального, так и для теоретического спектров хорошо аппроксимируется линейной функцией: см. Рис. 3 и вставку на Рис. 4. Аналогично [27], ионизационный выход при 233 кэВ был определен с помощью края спектра (пересечение горизонтальной оси с аппроксимацией линейной функцией) как отношение ионизационного заряда (в экспериментальном спектре) и энергии отдачи ядра (в теоретическом спектре). Значения ионизационных выходов, измеренные таким образом, составили:  $5,9 \pm 0,8 \text{ e}^-/\text{кэВ}$  и  $7,4 \pm 1,0 \text{ e}^-/\text{кэВ}$  при 0,56 кВ/см и 0,62 кВ/см соответственно. Эти значения представлены в Табл. 1 наряду с данными работы [27]; показаны также соответствующие статистические и систематические ошибки.

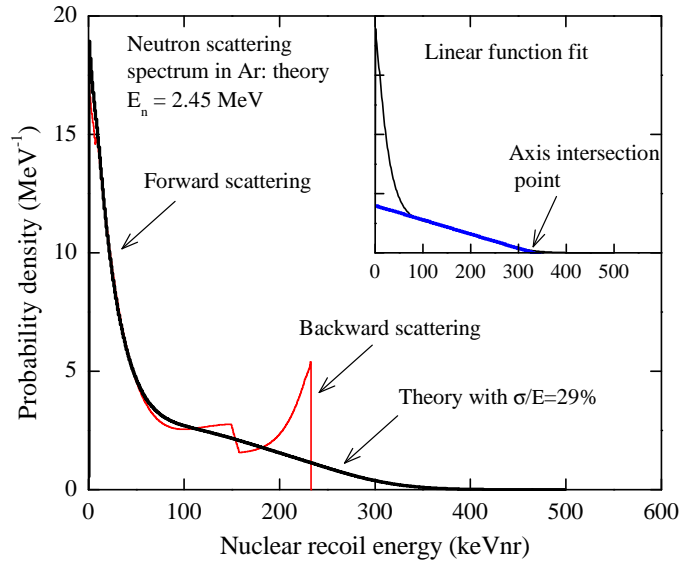


Рис. 4: Вычисленное теоретически распределение энергии ядер отдачи, вызванных рассеянием нейтронов с энергией 2,45 МэВ на ядрах  $^{40}\text{Ar}$  (красная кривая). Также показана свертка теоретического спектра (черная кривая) с энергетическим разрешением двухфазного КЛД, полученным в эксперименте (29%). На вставке край спектра определяется как точка пересечения оси с линейной функцией, фитирующей склон спектра

Помимо ионизационного выхода может быть определена ионизационная эффективность (ионизационный фактор гашения). Ионизационная эффективность определяется как отношение ионизационного выхода ядер отдачи ( $Q_{y,nr}$ ) к ионизационному выходу электронов отдачи ( $Q_{y,ee}$ ) при той же энергии:  $L_{ion} = Q_{y,nr}/Q_{y,ee}$ . Объединяя данные из Табл. 1 и данные по ионизационным выходам электронов отдачи из [36], можно получить, что  $L_{ion}$  составляет  $0,31 \pm 0,06$  при 0,56 кВ/см и  $0,37 \pm 0,07$  при 0,62 кВ/см.

Наличие примесей в аргоне не оказывало существенного влияния на резуль-

Таблица 1: Ионизационные выходы ядер отдачи в жидком Ag, измеренные при 233 кэВ

Электрическое поле (кВ/см)	$Q_y$ (e <sup>-</sup> /кэВ)	Статис. ошибка	Систем. ошибка	Полная ошибка	Источник
0,56	5,9	0,15	0,82	0,83	Данная работа
0,62	7,4	0,15	1,03	1,04	Данная работа
2,3	9,7	0,29	1,3	1,3	[27]

таты измеренных значений ионизационных выходов и ионизационных факторов гашения.

### 3 Сравнение полученных результатов по ионизационному выходу с теоретической моделью и другими экспериментами

В основном есть две теоретические модели, которые могут описать эффект рекомбинации в жидких благородных газах и, следовательно, зависимость ионизационных выходов ядер отдачи от энергии и электрического поля: модель Томаса-Имела [39, 40], применимая главным образом при более низких энергиях, и модель Яффи [41, 42] применимая в основном при более высоких энергиях. Для ионизационного выхода модели Томаса-Имела и Яффи предсказывают спадающую и растущую функцию от энергии соответственно. Для анализа данных была использована модель Яффи в её компактной форме [42]:

$$n_e = \frac{N_i}{1 + k_B(dE/dx)/\mathcal{E}}, \quad (3)$$

приводящая к следующему выражению для ионизационного выхода [27]:

$$Q_y = \frac{f}{[1 + k_B(dE/dx)/\mathcal{E}][E_g + E_{ph}(N_{ex}/N_i)]}. \quad (4)$$

Здесь  $k_B$  и  $N_{ex}/N_i$  (отношение числа возбуждений к числу ионизаций) являются свободными параметрами, определяемыми экспериментально из зависимости ионизационных выходов от электрического поля (см. Рис. 5). Потери энергии на возбуждение и ионизацию,  $dE/dx$ , вычислялись в программе SRIM [43].  $E_i = N_i E_g$  и  $E_{ex} = N_{ex} E_{exc}$ . Здесь  $E_g \simeq 14,2$  эВ – ширина запрещенной зоны в жидком Ag [44];  $E_{exc} = 12,06$  эВ – энергия экситона в жидком Ag, взятая равной энергии экситона

Таблица 2: Параметры моделей при аппроксимации данных из Табл. 1.

Модель	Выражение (2)	Модель Яффи	
		$\eta = 0$	$\eta = 6,3$ эВ
Параметры	$A = 11,8 \pm 2,4$ (e <sup>-</sup> /кэВ)	$k_B = 0,5 \pm 0,27$ (В мГ)/(кэВ см <sup>3</sup> )	
	$k = 0,48 \pm 0,26$ (кВ/см)	$N_{ex}/N_i = 2,5 \pm 0,76$	$N_{ex}/N_i = 2 \pm 0,76$

в твердом Ag (из-за отсутствия данных) [44].  $f$  – фактор Линхарда, который определяется как доля энергии, переданной на ионизацию ( $E_i$ ), возбуждение ( $E_{ex}$ ) и кинетическую энергию электронов ниже энергии возбуждения атомов ( $H = N_i\eta$ ),  $f = (E_i + E_{ex} + H)/E_0$ ; он вычислялся с помощью моделирования в программе SRIM [43].  $\eta$  – средняя кинетическая энергия электронов, находящихся ниже порога возбуждения. Значение  $\eta$  измерено только для электронов отдачи в жидком Хе и по разным оценкам составляет от 6,3 до 7,7 эВ [3]. Ввиду отсутствия данных по жидкому Ag, рассмотрим два предельных случая с  $\eta = 0$  и  $\eta = 6,3$  эВ.

На Рис. 5 показана зависимость ионизационных выходов от электрического поля при 233 кэВ для объединенных результатов из данной работы и [27]. Результаты одинаково хорошо аппроксимируются выражением (2) и моделью Яффи (выражение (4)). Результаты аппроксимации приведены в Табл. 2.

Чтобы определить энергетическую зависимость ионизационного выхода, были объединены результаты со всех экспериментов: при 6,7 кэВ [4], при 17-57 кэВ [26] и 233 кэВ (данная работа). Значения ионизационных выходов приводятся к электрическому полю 0,56 кВ/см; результат показан на Рис. 6. Видно, что ионизационный выход зависит от энергии нетривиальным образом: ионизационный выход сначала уменьшается, а затем растет с энергией, проходя через минимум. Стоит отметить, что подобная энергетическая зависимость для электронов отдачи в жидком Ag наблюдалась ранее [36]: см. Рис. 7. С другой стороны, энергетическая зависимость для ядер отдачи в жидком Хе является монотонной в диапазоне от 1 до 300 keVnr [5].

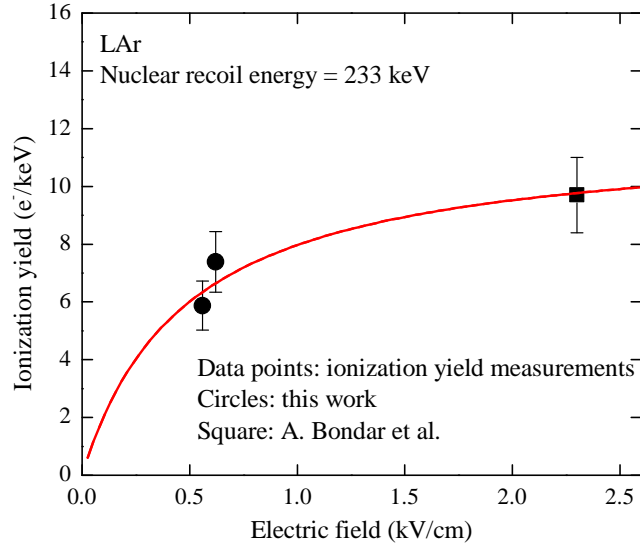


Рис. 5: Ионизационный выход ядер отдачи в жидком Ar при 233 кэВ, измеренный в данной работе и в Bondar et al. [27], как функция электрического поля. Также показана аппроксимация данных теоретическими моделями Яффи (при  $\eta = 0$  и  $\eta = 6,3$  эВ) и выражением (2). Все три кривые совпадают

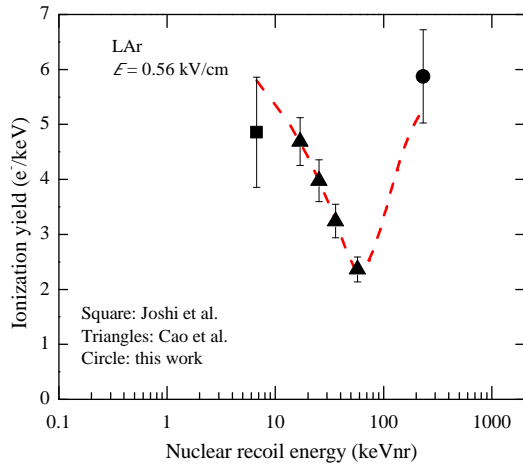


Рис. 6: Ионизационные выходы ядер отдачи в жидком Ar как функция энергии, измеренные в Joshi et al. [4], Cao et al. [26] и в данной работе и экстраполированные к значению электрического поля 0,56 кВ/см. Кривая отображает предполагаемую энергетическую зависимость.

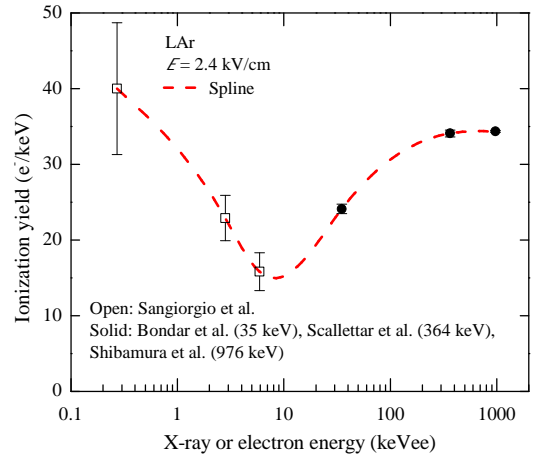


Рис. 7: Ионизационные выходы электронов отдачи в жидком Ar при электрическом поле 2,4 кВ/см как функция энергии. Данные взяты из Sangiorgio et al. [29] (при 0,27 кэВ, 2,8 кэВ и 5,9 кэВ), из Bondar et al. [14] (при 35 кэВ), из Scalletter et al. [30] (при 364 кэВ) и из Shibamura et al. [31] (при 976 кэВ) и аппроксимированы сплайн-кривой. Рис. взят из [14]

## 4 Измерение спектра источника $^{109}\text{Cd}$

Для калибровок детектора использовался изотоп  $^{109}\text{Cd}$  ИРИК-Д ТУ 95 1773-2002, поскольку данный источник обладал достаточной интенсивностью и энергией, чтобы излучение проникало в детектор через два алюминиевых окна, и одновременно не столь большой энергией, когда станет доминировать комптоновское рассеяние в активном веществе детектора.

Поскольку изотоп помещен в контейнер, то необходимо было узнать реальный спектр изотопа, в котором могут возникнуть дополнительные линии и измениться соотношение интенсивностей пиков. Для решения этой задачи использовался Ge детектор (название, модель), перед которым был установлен фильтр из 3 мм алюминия и 3 мм полиметилметакрилата, моделирующий прохождение излучения в детекторе до попадания в активный слой жидкого аргона. Измеренный спектр представлен на Рис. 8(a) и 8(b).

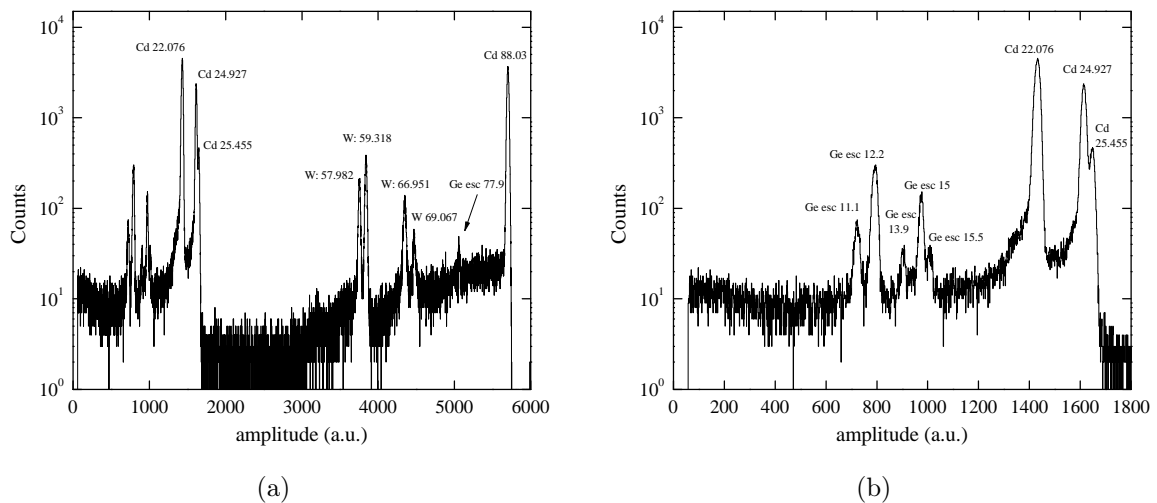
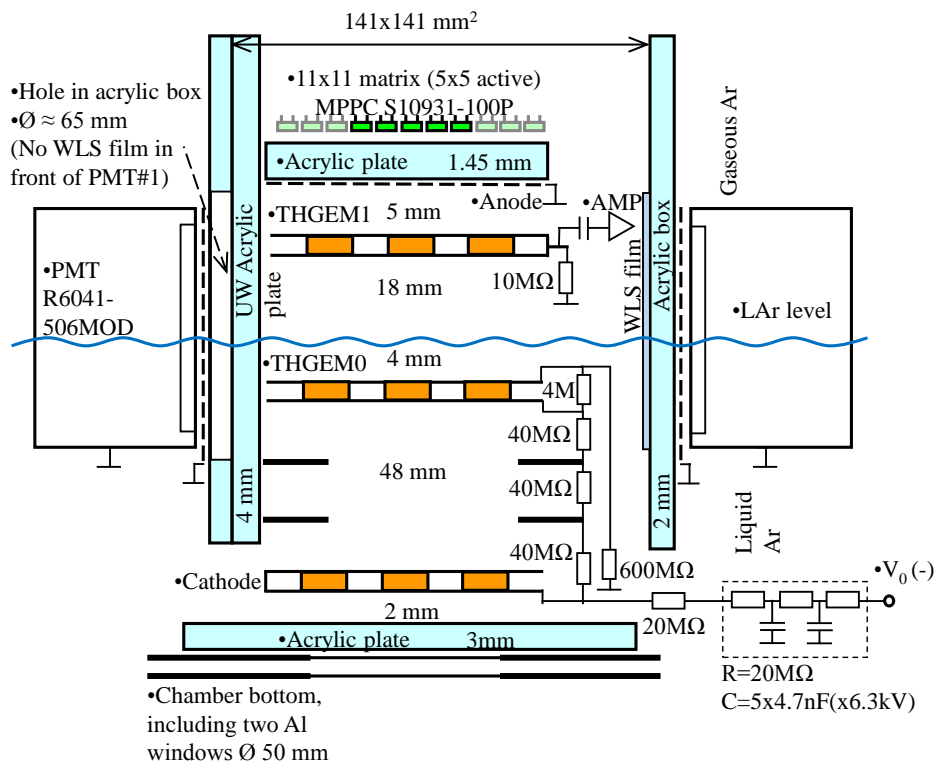


Рис. 8: Спектр изотопа  $^{109}\text{Cd}$ , измеренный на Ge детекторе. (a) - полный спектр, (b) - увеличенная часть спектра.

## 5 Измерение амплитудного выхода сигнала S2 на матрице SiPM

Начиная с июня по декабрь 2017 года было проведено несколько экспериментальных заходов с целью измерения амплитудного выхода и координатного разрешения матрицы SiPM по сигналу S2. Данные измерения позволят не только понять необходимые параметры новой установки для измерения ионизационных выходов ядер отдачи, но и оценить возможность работы КЛД с использованием только

лишь ЭЛ зазора (без участия ГЭУ), что имеет важное значение для разработки масштабного детектора темной материи DarkSide-20k.



В отличие от предыдущих измерений, данные записывались не только на осциллограф, но и на персональный компьютер при помощи платы CAEN V1740. Это позволило проводить более сложную offline обработку сигналов, дающую лучшую точность, и записывать одновременно все каналы SiPM матрицы.

использовался триггер от генератора трубки, а в случае использования изотопа  $^{109}\text{Cd}$  запуск осуществлялся по порогу сигнала с 3-х ФЭУ.

На Рис. 10 представлены амплитудный выход и собранный заряд в зависимости от поля в ЭЛ зазоре. На графике указаны только статистические ошибки. При поле ниже 3 кВ/см заряд определялся с существенной систематической ошибкой, поскольку сигнал становился порядка уровня наводки, скорректированной с триггером.

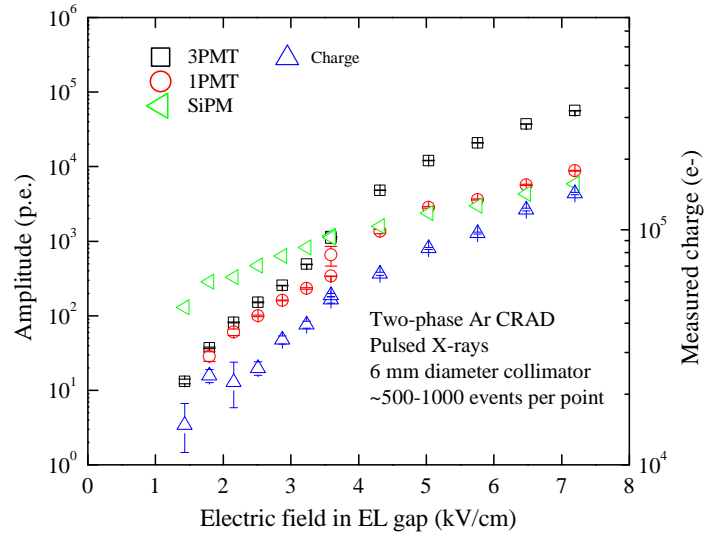


Рис. 10: Амплитудный выход и собранный заряд в зависимости от поля в ЭЛ зазоре.

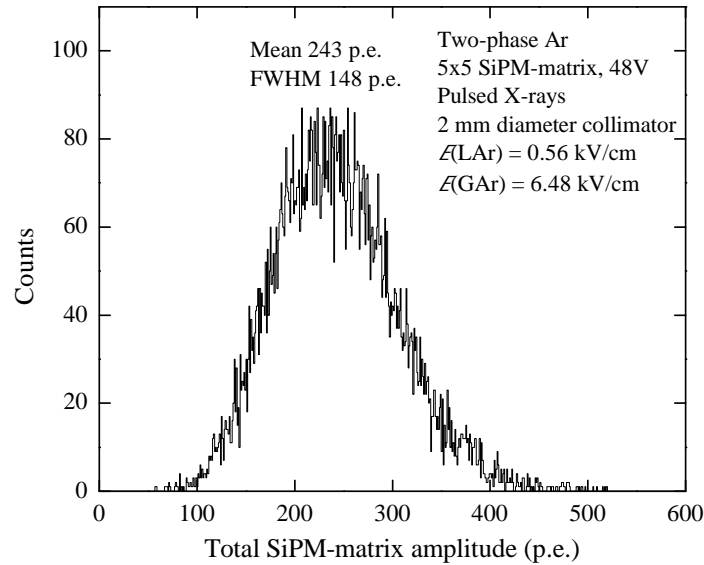


Рис. 11: Распределение числа фотоэлектронов, зарегистрированных SiPM-матрицей.

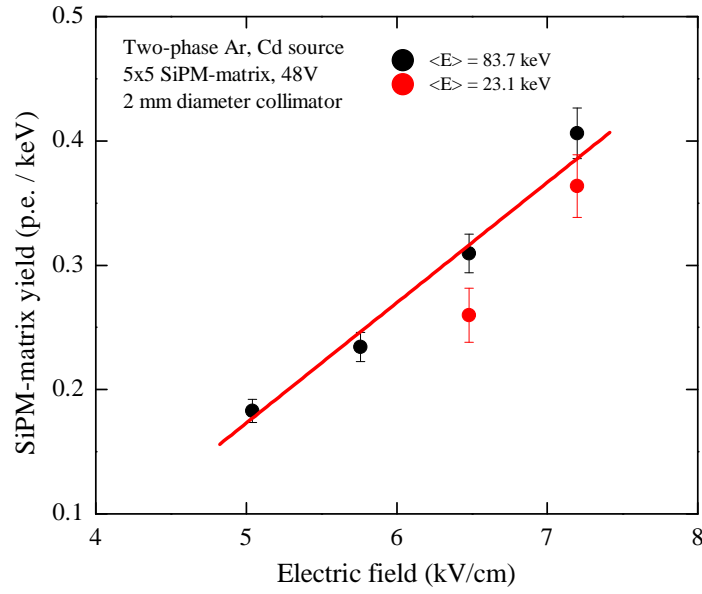


Рис. 12: Амплитудный выход SiPM-матрицы в зависимости от поля в ЭЛ зазоре для высокой и низкой энергии. Красная линия - аппроксимация данных для высокой энергии.

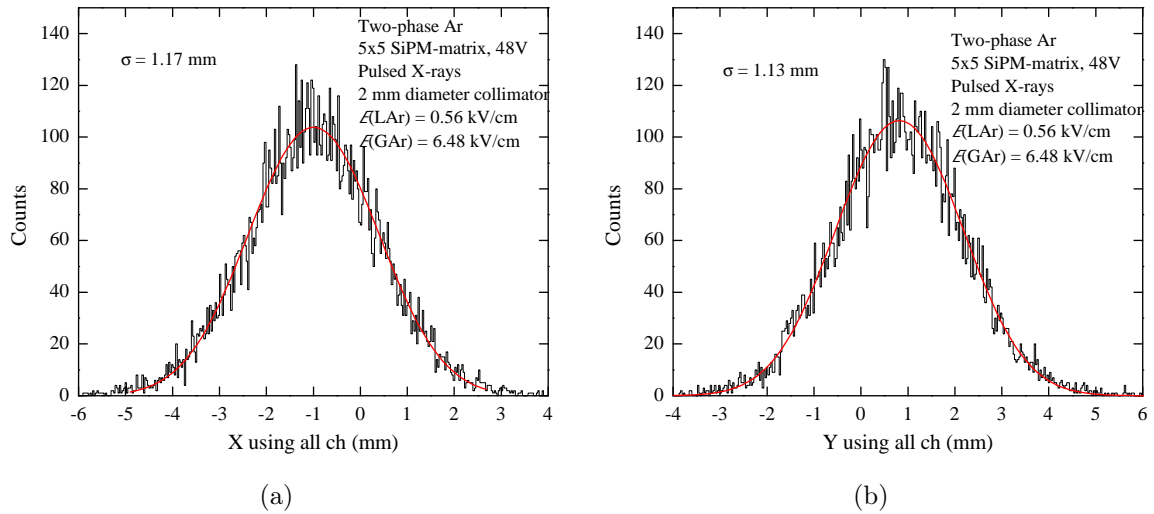


Рис. 13: Распределение событий по  $x$  и  $y$  координате, реконструированной по методу центра тяжести. Красная линия - аппроксимация гистограммы сверткой прямоугольного распределения с распределением Гаусса.

## 6 Координатное разрешение матрицы SiPM

Под координатным разрешением матрицы SiPM подразумевается величина уширения распределения восстановленной координаты относительно распределения, полученного на идеальном детекторе, т.е. детектора, который точно определяет  $(x, y)$  координаты точки наибольшего энерговыделения частицы в жидком аргоне.

Вычисление разрешения идет в несколько этапов. На начальном этапе вычис-



ляется число фотоэлектронов на каждом канале SiPM матрицы и по методу центра тяжести (5) рассчитываются восстановленные  $(x, y)$  координаты события.

$$x = \left( \sum_{i=1}^{N_{ch}} X_i N_{p.e.i} \right) / \left( \sum_{i=1}^{N_{ch}} N_{p.e.i} \right), \quad (5)$$

где  $X_i$  - координата центра  $i$ -го элемента матрицы по оси абсцисс,  $N_{p.e.i}$  - число зарегистрированных фотоэлектронов на  $i$ -м элементе матрицы,  $N_{ch}$  - число каналов матрицы SiPM, используемых для вычисления координаты,  $x$  - восстановленная координата. Аналогичным образом вычисляется и  $y$  координата.

В идеальном случае для восстановления координаты необходимо задействовать все доступные каналы матрицы. Проблема заключается в том, что некоторые каналы не работали во время набора данных или имели уровень наводок, не позволяющий однозначно выделять сигнал в амплитудном спектре (далее будем называть такие каналы пассивными, а работающие корректно - активными). Первый вариант решения - использовать только активные каналы. Однако в этом случае придется исключать из рассмотрения часть активных каналов, чтобы добиться симметричного расположения каналов и меньше искажать распределение восстановленной координаты. Второй вариант - использовать все каналы и вычислять число фотоэлектронов в отсутствующих как среднее значение по соседним каналам. В работе использован данный подход, поскольку он позволяет не только уменьшить артефакты реконструкции координаты, но и находить полное число фотоэлектронов, зарегистрированных матрицей. Число фотоэлектронов в пассивном канале определяется как среднее значение числа фотоэлектронов по ближайшим соседним каналам, взятое с весом 1 для каналов на одной горизонтали или вертикали с пассивным каналом, или с весом  $1/\sqrt{2}$  для каналов по диагонали.

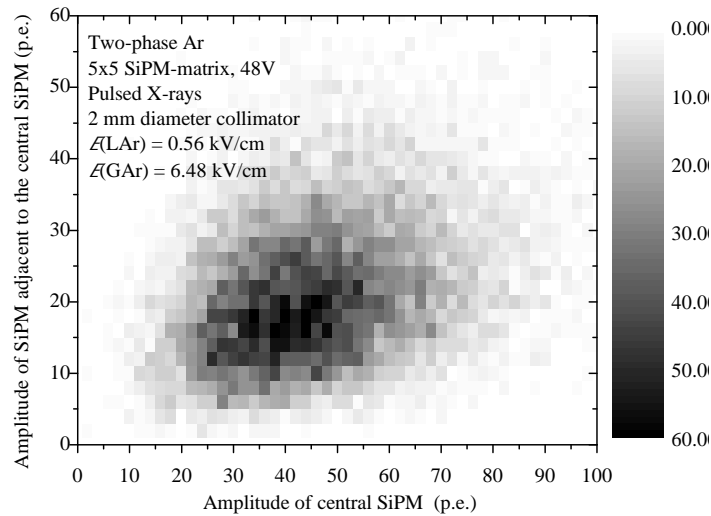


Рис. 14:

На Рис. 15 изображено двумерное распределение событий. Пунктирной линией отмечен пассивный канал.

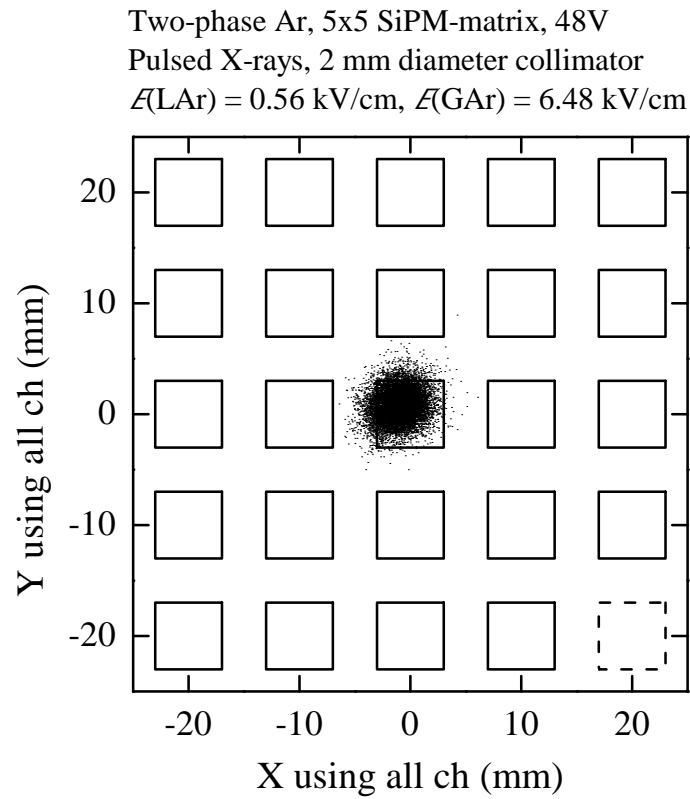


Рис. 15: Двумерное распределение реконструированных событий. Пунктирной линией отмечен пассивный канал.

Следующий этап вычисления координатного разрешения -

На Рис. 16 приведена зависимость координатного разрешения от числа фотоэлектронов, полученная при использовании рентгеновской пушки.

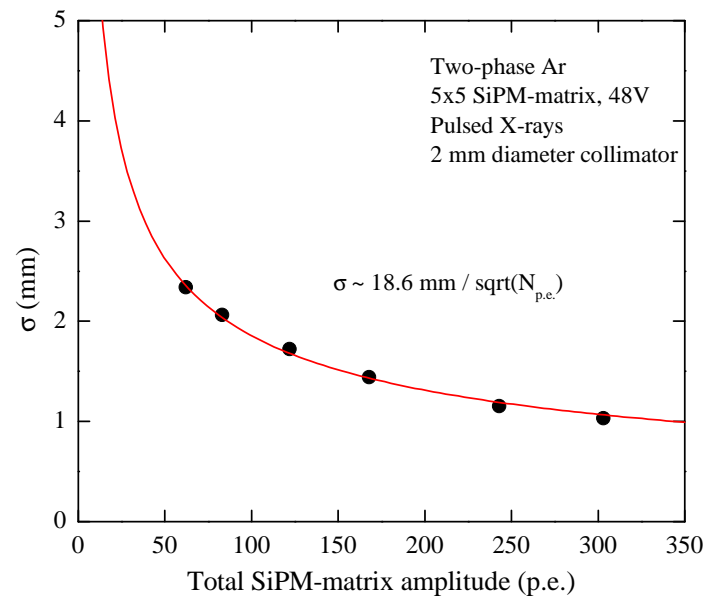


Рис. 16: Координатное разрешение в зависимости от числа фотоэлектронов. Красная линия - аппроксимация точек зависимостью  $const/\sqrt{N_{p.e.}}$ .

## 7 Двойное рассеяние нейтронов

На данный момент измерение двойного рассеяния невозможно из-за того, что подключены только 25 каналов матрицы SiPM, что недостаточно для корректного разделения двух наложенных сигналов. 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.

## 8 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 по результатам обработки данных выяснено, что светосбор S1 компоненты на ФЭУ находится на уровне одного-двух фотоэлектронов. Столь малое количество зарегистрированных фотоэлектронов недостаточно не только для разделения нейтронов от гамма-квантов, но и для правильного вос-

становления координаты вдоль электрического поля. Для повышения светосбора S1 компоненты была собрана матрица SiPM размером  $12 \times 12$  элементов для установки на дно криогенной камеры, а также увеличены диаметры отверстий в THGEM.

## 9 THGEM повышенной прозрачности

Значительная часть S1 компоненты теряется при прохождении через THGEM0 с геометрической прозрачностью 27% (при нормальном падении света). Для повышения светосбора THGEM0 будет заменен на аналогичный THGEM с большим диаметром отверстия. На данный момент изготовлены THGEM с прозрачностью 48% или 75% и толщинами 0.5 или 1 мм (всего четыре различных типа, по две штуки каждого типа). THGEM с большой прозрачностью имеет меньшую механическую прочность. Запланирована серия испытаний по определению THGEM достаточной прочности для нашего эксперимента.

## 10 Тестирование матрицы SiPM $12 \times 12$

Для увеличения площади детектора на дно криогенной камеры будет помещена матрица SiPM  $12 \times 12$ . Выводить каждый из 144 каналов невозможно в связи с ограниченностью диаметра сиффона и отсутствием необходимого числа усилителей. Для решения данной проблемы было предложено объединить в один канал каждые 9 SiPM, соединив 3 SiPM последовательно, а затем группу из 3 последовательных SiPM соединить параллельно. Это так называемое параллельно-последовательное соединение ( $N_s N_p$ ).

Аналитически были рассчитаны амплитуда и постоянная времени выходного сигнала в упрощенной (не учитывались паразитные емкости) эквивалентной схеме SiPM. Была проведена серия тестов при последовательном ( $N_s$ ) и параллельном ( $N_p$ ) подключении SiPM. Как и ожидалось, при последовательном подключении  $N_s$  SiPM амплитуда и заряд(площадь сигнала) уменьшаются в  $N_{serial}$  раз, а сигнал становится немного короче из-за наличия паразитных емкостей. При параллельном подключении  $N_p$  SiPM амплитуда незначительно уменьшается, длительность сигнала увеличивается, но общий заряд остается прежним.

Аналитический расчет параллельно-последовательного соединения более сложен и на данный момент не выполнен. Для простоты монтажа параллельно-последовательное соединение экспериментально было протестировано на модели SiPM отличной от той, что будет установлена в детектор. Из-за значительных наводок удалось лишь оценочно установить, что при соединении  $3s3p$  заряд падает

примерно в 3 раза. При любом подключении наблюдалась стабильная во времени работа SiPM.

## Заключение

В данной работе продолжается изучение ионизационного выхода ядер отдачи в жидком Ar с помощью двухфазного детектора с электролюминесцентным зазором и DD нейтронным генератором. Ионизационные выходы в жидком Ar при 233 кэВ по результатам измерений оказались равными  $5,9 \pm 0,8$  и  $7,4 \pm 1$  е-/кэВ при значениях электрического поля 0,56 и 0,62 кВ/см соответственно; ионизационный факторы гашения составили  $0,31 \pm 0,06$  и  $0,37 \pm 0,07$  соответственно. При сравнении результатов, полученных при низких энергиях и высоких полях, были определены характерные зависимости ионизационного выхода от энергии и электрического поля. В частности, предположительно обнаружена особенная энергетическая зависимость, когда ионизационный выход проходит через минимум при росте энергии. Результаты данного исследования имеют важное значение для энергетической калибровки детекторов на основе жидких благородных газов, используемых при поиске темной материи, и для детального понимания ионизационных выходов в жидком Ar.

## 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] Joshi T.H. et al. First Measurement of the Ionization Yield of Nuclear Recoils in Liquid Argon // Phys. Rev. Lett. 2014. Vol. 112. 171303.
- [5] Lenardo B. A Global Analysis of Light and Charge Yields in Liquid Xenon // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2015. Vol. 62. no. 6. 3387.
- [6] Bernabei R. et al. New Results from DAMA/LIBRA // Eur. Phys. J. C. 2010. Vol. 67. P. 39.
- [7] 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.
- [8] 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.
- [9] Agnese R. et al. Dark Matter Search Results Using the Silicon Detectors of CDMS II // Eprint arXiv:1304.4279. 2013.
- [10] Angle J. et al. Search for Light Dark Matter in XENON10 Data // Phys. Rev. Lett. 2011. Vol. 107. 051301.
- [11] Aprile E. et al. Dark Matter Results from 225 Live Days of XENON100 Data // Phys. Rev. Lett. 2012. Vol. 109. 181301.
- [12] Akimov D. et al. WIMP-Nucleon CrossSection Results from the Second Science Run of ZEPLIN-III // Phys. Lett. B. 2012. Vol. 709. P. 14.
- [13] Hagmann C., Bernstein A. Two-Phase Emission Detector for Measuring Coherent Neutrino-Nucleus Scattering // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2004. Vol. 51. P. 2151.
- [14] 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.



- [15] Collar J. I., McKinsey D. N. Comments on «First Dark Matter Results from the XENON100 Experiment» // Eprint arXiv:1005.0838. 2010.
- [16] Sorensen P. A Coherent Understanding of Low-Energy Nuclear Recoils in Liquid Xenon // J. Cosmol. Astropart. Phys. 2010. Vol. 9. 033.
- [17] McKinsey D. N., Coakley K. J. Neutrino Detection with CLEAN // Astropart. Phys. 2005. Vol. 22. P. 355.
- [18] Guo W., McKinsey D. N. A Concept for a Dark Matter Detector Using Liquid Helium-4 // Eprint arXiv:1302.0534. 2013.
- [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] Cao H. et al. Measurement of scintillation and ionization yield and scintillation pulse shape from nuclear recoils in liquid argon // [Phys. Rev. D. 2015. Vol. 91. 092007.](#)
- [27] Bondar A. et al. Measurement of the ionization yield of nuclear recoils in liquid argon at 80 and 233 keV // [Europhys. Lett. 2014. Vol. 108 12001.](#)
- [28] Badertscher A. et al. ArDM: first results from underground commissioning // [JINST. 2013. Vol. 8. C09005.](#)
- [29] Alexander T. et al. DarkSide search for dark matter // [JINST 2013. Vol. 8. C11021.](#)

- [30] Bondar A. et al. Proportional electroluminescence in two-phase argon and its relevance to rare-event experiments // [Europhys. Lett. 2015. Vol. 112. 19001.](#)
- [31] Bondar A. et al. Two-phase Cryogenic Avalanche Detector with electroluminescence gap operated in argon doped with nitrogen // [Nucl. Instr. Meth. A. 2017. Vol. 845. 206.](#)
- [32] Bondar A. et al. Characterization of photo-multiplier tubes for the Cryogenic Avalanche Detector // [JINST 2015. Vol. 10. P10010.](#)
- [33] Бондарь А. Е. и др. Проект систем рассеяния нейтронов для калибровки детекторов темной материи и низкоэнергетических нейтрино // Вестн. Новосиб. гос. ун-та. Серия: Физика. 2013. Т. 8, вып. 3. С. 27–38.
- [34] Гришняев Е., Полосаткин С. Определение выхода титановой нейтронообразующей мишени // Атомная энергия 2012. Т. 113., вып. 5. С. 276 – 279.
- [35] Grishnyaev E., Polosatkin S. The study of neutron burst shape of a neutron tube driven by dispenser cathode // [Nucl. Instr. Meth. A. 2016. Vol. 828. 91.](#)
- [36] Bondar A. et al. X-ray ionization yields and energy spectra in liquid argon // [Nucl. Instr. Meth. A. 2016. Vol. 816. 119.](#)
- [37] Гришняев Е. С. и др. Программа для статистического моделирования рассеяния нейтронов в криогенном детекторе слабовзаимодействующих частиц // Вестн. Новосиб. гос. ун-та. Серия: Физика. 2013. Т. 8, вып. 3. С. 39–46.
- [38] Chadwick M. et al. ENDF/B-VII.0: Next Generation Evaluated Nuclear Data Library for Nuclear Science and Technology // [Nuclear Data Sheets. 2006. Vol. 107. 2931.](#)
- [39] Thomas J., Imel D. Recombination of electron-ion pairs in liquid argon and liquid xenon // [Phys. Rev. A. 1987. Vol. 36. 614.](#)
- [40] Szydagis M. et al. NEST: a comprehensive model for scintillation yield in liquid xenon [JINST 2011. Vol. 6. P10002.](#)
- [41] Jaffe G. Zur Theorie der Ionisation in Kolonnen // [Ann. Phys. 1913. Vol. 42. 303.](#)
- [42] Acciarri R. et al. A study of electron recombination using highly ionizing particles in the ArgoNeuT Liquid Argon TPC // [JINST 2013. Vol. 8. P08005.](#)
- [43] Biersack J. et al. The Stopping and Range of Ions in Solids // Pergamon Press, New York. 1985.

- [44] Schwentner N. et al. Electronic Excitations in Condensed Rare Gases // Berlin: Springer-Verlag. 1985.
- [45] Gastler D. et al. Measurement of Scintillation Efficiency for Nuclear Recoils in Liquid Argon // Phys. Rev. C. 2012. Vol. 85. 065811.
- [46] Regenfus C. et al. Study of Nuclear Recoils in Liquid Argon with Monoenergetic Neutrons // J. Phys.: Conf. Ser. 2012. Vol. 375. 012019.
- [47] 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.

## Приложение А. Список опубликованных и готовящихся к публикации статей

Опубликованные статьи:

1. Babichev E.A. et al. SiPM based photon counting detector for scanning digital radiography // [J. of Instrumentation](#). 2015. Vol. 10. C03002.
2. Babichev E.A. et al. Photon counting detector for the personal radiography inspection system “SIBSCAN” // [Nucl. Instrum. Meth. A](#). 2017. Vol. 845. P. 499.
3. Kuper K.E. et al. On reachable energy resolution of SiPM based scintillation counters for X-ray detection // [J. of Instrumentation](#). 2017. Vol. 12. P01001.
4. Oleynikov V. and Porosev V. After-pulsing and cross-talk comparison for PM1125NS-SB0 (KETEK), S10362-11-100C (HAMAMATSU) and S13360-3050CS (HAMAMATSU) // [J. of Instrumentation](#). 2017. Vol. 12. C06046.
5. Bondar A. et al. Measurement of the ionization yield of nuclear recoils in liquid argon using a two-phase detector with electroluminescence gap // [J. of Instrumentation](#). 2017. Vol. 12. C05010.
6. Bondar A. et al. Further studies of proportional electroluminescence in two-phase argon // [J. of Instrumentation](#). 2017. Vol. 12. C05016.
7. Aalseth C. E. et al. Cryogenic Characterization of FBK RGB-HD SiPMs // [J. of Instrumentation](#). 2017. Vol. 12. P09030.
8. Бондарь А. Е. и др. Исследование пропорциональной электролюминесценции в двухфазном аргоне // doi 10.25205/2541-9447-2017-12-3-5-15 Сибирский физический журнал. 2017. Том 12. №3.
9. Бондарь А. Е. и др. Измерение ионизационных выходов ядер отдачи в жидком аргоне с помощью двухфазного детектора с оптическим считыванием // doi 10.25205/2541-9447-2017-12-3-16-23 Сибирский физический журнал. 2017. Том 12. №3.

Готовятся к публикации:

1. Некоторые вопросы измерений ионизационных выходов ядер отдачи в жидком аргоне методом рассеяния нейтронов в двухфазном детекторе // журнал ЭЧАЯ (физика элементарных частиц и атомного ядра). Будет опубликована в 4-м выпуске в 2018 году.

## Приложение Б. Список выступлений на научных мероприятиях

1. Международная Научная Студенческая Конференция, Новосибирск, 2012. Диплом 3-й степени.
2. Конкурс Молодых Ученых, ИЯФ СО РАН, Новосибирск, 2014. Диплом 3-й степени.
3. Международная Научная Студенческая Конференция, Новосибирск, 2014. Диплом 3-й степени.
4. The 14th Vienna Conference on Instrumentation (VCI2016), Вена, 15-19 февраля 2016. Постерный доклад.
5. Конкурс Молодых Ученых, ИЯФ СО РАН, Новосибирск, 2016.
6. Instrumentation for Colliding Beam Physics (INSTR17) Conference, Новосибирск, 2017. Устный доклад.
7. Instrumentation for Colliding Beam Physics (INSTR17) Conference, Новосибирск, 2017. Постерный доклад.
8. Конкурс Молодых Ученых, ИЯФ СО РАН, Новосибирск, 2017. Диплом 2-й степени.
9. International Session-Conference of the Section of Nuclear Physics of the Physical Sciences Department of the Russian Academy of Sciences, Нальчик, 2017. Устный доклад.