ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В.ЛОМОНОСОВА»

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

КАФЕДРА ОБЩЕЙ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

МАГИСТРСКАЯ РАБОТА

«Получение ограничений на параметры частиц тёмной материи за счёт вклада эффекта Мигдала и тормозного излучения в спектр сигналов детектора DarkSide-50»

Выполнил студент:
213м группа
Чашин С. М.

_____
подпись студента

Научный руководитель:
с.н.с. ОЭПВАЯ НИИЯФ, к.ф.-м.н.
Чепурнов А. С.

_____
подпись научного руководителя

Допущена к защите
Зав.кафедрой _____
подпись зав.кафедрой

Москва

2021

Оглавление

Введение 2

1 Эксперименты по прямому наблюдению частиц тёмной материи 4
1.1 Тёмная материя и методы её поиска 4
1.2 Основные типы детекторов тёмной материи 8
1.3 Детектор DarkSide-50 12

2 Учёт атомных эффектов при поиске легких частиц тёмной материи 18
2.1 Эффект Мигдала 20
2.2 Тормозное излучение ядра 26

3 Поиск легких частиц тёмной материи с помощью детектора DarkSide-50 30
3.1 Методология анализа 30
3.2 Реализация статистических методов 32
3.2.1 Генерация спектральной компоненты эффекта Мигдала 33
3.2.2 Генерация спектральной компоненты тормозного излучения 35
3.3 Получение пределов на сечение рассеяния 48

Заключение 50

Список литературы 52

Введение

Согласно современной стандартной космологической модели барионная материя составляет не более 4.9% плотности энергии наблюдаемой Вселенной. То, что составляет основную часть плотности энергии, не испускает электромагнитного излучения и не взаимодействует с ним, поэтому не наблюдается напрямую, а может быть охарактеризовано по косвенным астрономическим и астрофизическим наблюдениям. На основании интерпретации данных по температурной анизотропии реликтового излучения, полученных космической обсерваторией “Планк“ [1], 68.3% плотности энергии приходится на тёмную энергию, которая приводит к ускорению расширения Вселенной, а 26.8% составляет тёмная материя — вещество, гравитационно взаимодействующее как обычная материя, но не являющееся барионной материей.

Подтверждение существования тёмной материи имеет фундаментальное значение для космологии, астрофизики и физики элементарных частиц, и сейчас в этом направлении проводится множество экспериментов.

Одним из наиболее перспективных экспериментальных направлений является прямой поиск столкновений массивных частиц тёмной материи с веществом детектора путём регистрации ядра отдачи. Данные эксперименты в первую очередь ориентированы на поиск частиц тёмной материи с массой порядка нескольких ГэВ$/c^2$ и выше, поскольку их чувствительность в области более низких масс низка в связи с малой передачей импульса ядру.

Поскольку достоверного свидетельства об обнаружении тёмной материи до сих пор не получено, все большее развитие получает направление поиска частиц тёмной материи в области малых масс посредством регистрации сигналов, обусловленных вторичными процессами. К ним относятся такие атомные процессы, как эффект Мигдала и тормозное излучение.

Эффект Мигдала заключается в возбуждении и ионизации атома в результате его поляризации, которая обусловлена тем, что электронное облако немоментально подстраивается под движение ядра и движется с задержкой. Тормозное излучение ядра вызывается в результате ускоренного движения ядра в поле электронной оболочки, движущейся с задержкой относительно ядра.

Целью данной работы является учёт эффекта Мигдала и тормозного излучения при обработке полученных данных в рамках эксперимента

DarkSide-50 [2], в котором в качестве мишени используется жидкий аргон.

Это позволит расширить частиц тёмной материи с использованием аргоновой мишени детектора DarkSide-50 для масс частиц тёмной материи ниже 1 ГэВ/c^2.

В ходе данной работы:

— были разработаны методы построения энергетических спектров ионизационных электронов для эффекта Мидгала и фотонов тормозного излучения;

— произведено моделирования сигнала, обусловленного этими эффектами, для детектора DarkSide-50ж

— проведен статистический анализ смоделированного сигналаж

— получены верхние пределы на сечение взаимодействия частиц тёмной материи с веществом мишени.

Разработанные в результате данной работы методы также актуальны в связи с тем, что в дальнейшем могут быть адаптированы и использованы на следующих стадиях программы DarkSide, в частности, в активно развивающемся эксперименте DarkSide-20k.

Поиск частиц тёмной материи с малыми массами с учётом данных эффектов также проводился в рамках экспериментов LUX [3, 4] и XENON1T [5], использующих ксеноновую мишень.

Глава 1

Эксперименты по прямому наблюдению частиц тёмной материи

1.1 Тёмная материя и методы её поиска

Вывод о существовании тёмной материи был сделан на основании множества согласующихся друг с другом явлений, создаваемых поведением некоторых астрофизических объектов. В частности, влиянием тёмной ма-

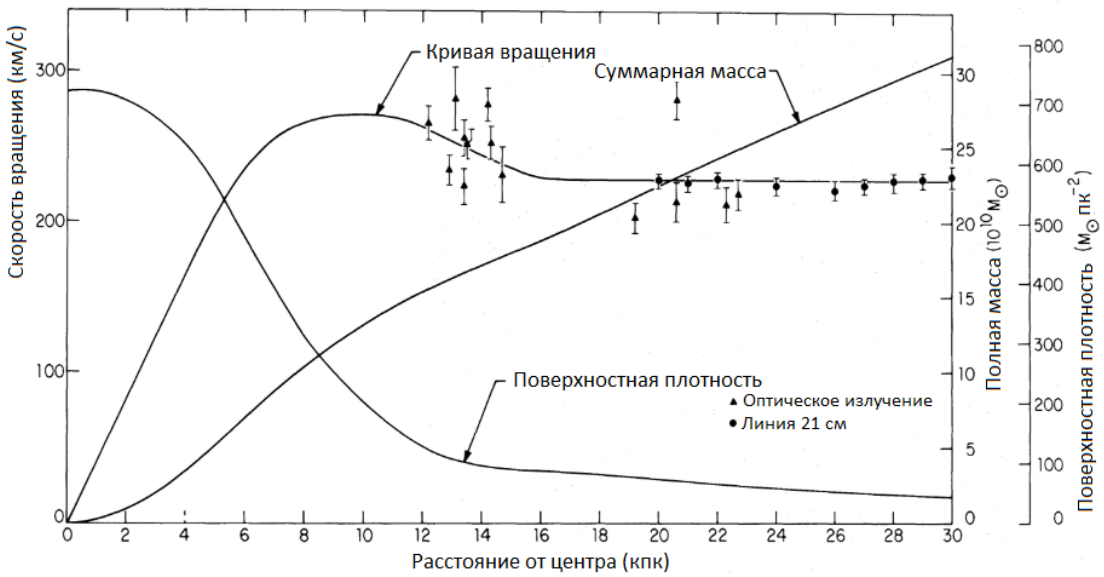


Рис. 1.1: Кривая вращения галактики Андромеда [6].

терии объясняется форма кривой вращения галактик (рис. 1.1). Движение звезд определяется гравитационным взаимодействием, поэтому вращательная скорость равна

$$v(r) = \sqrt{\frac{GM(r)}{r}}$$

где G — гравитационная постоянная, r — расстояние от центра галактики, $M(r)$ — полная масса галактики на расстоянии не более r от центра. Для отдаленных от центра галактики областей $M(r)$ практически постоянна, поэтому при учете только светящейся материи имеем $v \propto r^{-1/2}$. Однако наблюдения показывают, что скорость вращения для отдаленных областей галактики практически не зависит от расстояния от центра, что подразумевает $M(r) \propto r$, а значит, существует некоторая добавочная несветящаяся масса, для плотности которой имеем:

$$\rho(r) \propto \frac{M(r)}{r^3} \sim r^{-2}$$

Это означает, что значительная часть массы расположена в сферическом гало небарионной материи [7]. Также на то, что большая часть массы скоплений галактик обусловлена небарионной материей, указывает оценка массы, осуществляющей слабое гравитационное линзирование (рис. 1.2) [9] и устойчивость скоплений галактик, требующая значительно большей гравитационной массы, чем полная масса входящей в них “светящейся“ материи.

Рис. 1.2: Слабое гравитационное линзирование на примере скопления галактик Abell 2218 [8].

Основным кандидатом на роль частиц тёмной материи в наше время является вимп (от WIMP — Weakly Interacting Massive Particle — слабо взаимодействующая массивная частица). Этим термином принято называть класс стабильных нейтральных частиц, характеризуемых, прежде всего, такими значениями массы и сечения аннигиляции, которые позволяют им

выйти из равновесия в ранней Вселенной; например, в суперсимметричном расширении Стандартной модели к ним относятся нейтралино [10].

Стандартное описание механизма рождения вимпов как частиц тёмной материи предполагает, что на ранней стадии развития Вселенной температура была достаточно большой для того, чтобы вимпы рождались в процессе столкновений частиц в плазме и находились с плазмой в тепловом равновесии [11]. В процессе расширения Вселенная охлаждалась, и легкие частицы перестали обладать достаточной кинетической энергией для образования частиц тёмной материи. Вимпы при этом стали настолько разреженными, что не могли аннигилировать. Таким образом, вимпы отделились от плазмы, в результате чего образовалась реликтовая плотность тёмной материи, наблюдаемая в наше время [12]. Оценки показывают, что для обеспечения наблюдаемой плотности тёмной материи вимпы должны иметь крайне малое сечение взаимодействия (менее 10^{-39} см^2) [13].

В основе экспериментов по поиску тёмной материи лежат кардинально различные подходы, которые можно разделить на три класса: прямой поиск, непрямой поиск и эксперименты на коллайдерах.

Идеей экспериментов на коллайдерах является рождение вимпов в результате, например, (p, p) реакций при энергиях порядка нескольких ТэВ. На рождение частиц тёмной материи может указывать наличие значительных потерь поперечного импульса [14]. Основной проблемой этого подхода является сложность в выделении фона, особенно значительный вклад в фон вносят адроны. Таким образом, вопрос о том, действительно ли родилась частица тёмной материи, нужно решать отдельно. Вариантом решения этого вопроса может быть использование детектора, направленного на прямой поиск тёмной материи. Другой значительной проблемой является необходимость достижения колоссальных энергий на ускорителях.

Непрямой поиск частиц тёмной материи заключается в наблюдении возможных продуктов аннигиляции и распада вимпов, предсказанных Стандартной моделью, которые включают в себя нейтрино, позитроны, антипротоны, антидейтроны и гамма-кванты. Главным препятствием, возникающим при использовании этого метода, является необходимость выделить те конкретные частицы, которые образовались в результате аннигиляции или распада вимпов из того огромного числа частиц, которые попадают на Землю в виде космических лучей. В качестве сигнала о наблюдении распадов вимпов рассматриваются избытки в потоках этих частиц. Ожидается, что плотность числа вимпов возрастает вблизи массивных астрономических объектов. Вследствие этого, в качестве сигналов распадов частиц тёмной материи могут рассматриваться увеличения в потоках высокоэнергетичных (порядка ГэВ) нейтрино со стороны Солнца и исходящих из Земли, а также потоки моноэнергетичных фотонов со стороны центра Галактики [15]. Стоит отметить, что даже если избытки в потоках частиц наблюдаются, не всегда можно рассматривать их как достоверное свидетельство

распадов вимпов, так как они могут быть обусловлены активностью астрофизических объектов, например, пульсаров. Также, энергетический спектр частиц может несколько изменяться в процессе движения до Земли, например, в результате столкновения космических лучей [16].

Идея прямого наблюдения вимпов заключается в детектировании вимпов, распределенных в нашей Галактике и проходящих через Землю в процессе её движения. Предполагается, что вимпы будут испытывать упругое рассеяние на ядрах детектора, и будет регистрироваться энергия отдачи ядра [17].

Согласно современной модели, вимпы в гало ведут себя как газ с распределением скоростей Максвелла-Больцмана, поэтому в Галактической системе координат скорость большинства вимпов равна нулю. Солнечная система вращается в той же системе со скоростью $\approx$ 220 км/с, а Земля вращается вокруг Солнца со скоростью $\approx$ 48 км/с, поэтому вимпы будут двигаться с типичными скоростями 270 км/с относительно Земли [18]. Моделью предсказывается масса вимпа в диапазоне от нескольких ГэВ/с^2 до нескольких ТэВ/с^2 (например, для нейтралино предсказывается масса порядка сотен ГэВ/с^2 [10]), поэтому для ядра отдачи предсказывается энергия до нескольких десятков кэВ.

Важное значение имеет динамика движения Земли, обуславливающая суточные и годичные модуляции, которые могут служить сигнатурами частиц тёмной материи. Так как при вращении вокруг Солнца направление движения Земли относительно движения солнечной системы по галактике меняется, относительная скорость вимпов относительно Земли также варьируется. В связи с этим ожидается, что пиковый темп регистрации вимпов должен наблюдаться около 2 июля (когда скорость движения Земли сонаправлена со скоростью движения солнечной системы), а наименьший темп – около 2 декабря (когда скорости противонаправлены) [19]. Для сигнала в k-ом интервале энергии, таким образом, имеем [20]

$$S_k = S_{0,k} + S_{m,k} cos(\omega(t - t_0))$$

где $S_{0,k}$ — постоянная компонента сигнала, $S_{m,k}$ — амплитуда модуляции, ω — циклическая частота обращения Земли вокруг Солнца, ωt_0 — начальная фаза.

Для прямой регистрации вимпов необходимо измерить энергию, которая выделится при рассеянии вимпов на ядрах мишени, а также каким-либо образом отделить взаимодействия с вимпами от фона, создаваемого взаимодействиями с α, β и γ-частицами и нейтронами. В процессе α и β распадов в рядах урана и тория, а также распадов таких изотопов, как ^{50}Co, ^{40}K и ^{137}Cs испускаются α- и β-частицы, электроны и γ-излучение с энергиями от десятков кэВ до нескольких МэВ. Нейтронный фон имеет как радиогенную ((α, n) реакции и спонтанное деление), так и космогенную (реакции подхвата между мюонами и материалами детектора) приро-

ду. Устранение нейтронного фона особенно важно потому, что нейтроны могут рассеиваться на ядрах мишени, энергия отдачи которых может попадать в область поиска вимпов. Также существует влияние внутреннего фона, зависящего от того, какая мишень используется; например, для благородных газов внутренний фон в первую очередь обусловлен примесью радиоактивных изотопов. Для уменьшения влияния фона в детекторах используются низкофоновые материалы, а сами лаборатории размещаются глубоко под землей, так как слой скальных пород уменьшает поток мюонов.

1.2 Основные типы детекторов тёмной материи

Для эффективной регистрации процесса рассеяния вимпов, нужны детекторы с низким порогом регистрации энергии отдачи ядер мишени (до десятков кэВ). Почти все эксперименты регистрируют рассеяния с такой низкой энергией в виде трех видов сигналов: тепловых, сцинтилляционных и ионизационных. В большинстве экспериментов регистрируется комбинация каких-либо двух из этих сигналов, что повышает степень исключения фоновых событий.

Регистрация тепловых сигналов основана на передаче ядром отдачи почти всей своей энергии кристаллической решетке кристалла, которая диссипирует через фононы, что приводит к измеримому нагреву вещества детектора. Для криогенных детекторов, регистрирующих тепловые сигналы, достигнута крайне высокая чувствительность и разрешение (энергетический порог в них достигает величины ниже 1 кэВ), а также высокая степень подавления фона.

Примером эксперимента, направленного на регистрацию тепловых сигналов, является SuperCDMS (Super Cryogenic Dark Matter Search), в котором используются кристаллы германия и кремния. Данный детектор продемонстрировал рекордную чувствительность в области масс вимпов от 3 до 6 ГэВ/c^2 [22].

Сцинтилляционный сигнал образуется путем передачи энергии ядра отдачи молекулам рабочего вещества детектора, в результате чего последние возбуждаются и испускают фотоны с характерной длиной волны. В качестве сцинтилляционных детекторов используются сцинтилляторы на основе кристаллов (например, NaI), а также чистых благородных газов (например, гелий, ксенон или аргон). В таких детекторах в свет преобразуется около 10% энергии ядра отдачи. Для увеличения числа взаимодействий вимпов с ядрами используются большие массы детектора, так как текущие возможности позволяют регистрировать менее 1 взаимодействия/т/день.

Ионизационные сигналы возникают при передаче атомам рабочего вещества достаточной для их ионизации энергии; образовавшиеся электроны

затем выводятся сильным электрическим полем. Для регистрации ионизационных сигналов используются полупроводниковые германиевые детекторы, имеющие весьма низкий энергетический порог и высокое разрешение, а также двухфазные детекторы на основе благородных газов, в которых электроны из жидкой фазы выводятся в газовую, где происходит электролюминесценция. Число ионизационных электронов, оставшихся после рекомбинации, зависит от типа провзаимодействовавшей частицы, что способствует подавлению фона.

Широкое распространение получили одно- и двухфазные детекторы на основе благородных газов. В них в качестве мишени используется благородный газ (аргон, ксенон или неон) в жидком состоянии, в двухфазных детекторах над поверхностью жидкости создается газовый слой. Эксперименты с детекторами такого типа внесли наибольший вклад в установление современных пределов на сечение взаимодействия вимп-ядро и массу вимпа (рис. 1.5). Важным преимуществом детекторов такого типа является относительная дешевизна рабочего вещества и возможность достижения в нем крайне высокой степени очистки, что позволяет создавать детекторы с большой (относительно экспериментов с другим веществом мишени) массой мишени, что крайне важно, учитывая очень низкую вероятность взаимодействия вимпов в веществом.

Среди однофазных детекторов на основе благородных газов можно выделить детектор DEAP-3600 (Dark Matter Experiment using Argon Pulse-shape discrimination), в котором в качестве рабочего вещества используется 3600 кг жидкого аргона. Это первый детектор на основе аргона, масса мишени в котором превысила 1 тонну; кроме того, это первый однофазный детектор на основе благородных газов такого масштаба. Однофазная конфигурация позволяет регистрировать только сцинтилляционный сигнал, поэтому для выделения фона применяется отбор по форме кривой, принцип которого заключается в наличии двух возбужденных состояний жидкого аргона с разными временами распада и зависимости отношения чисел этих состояний от типа рассеявшейся частицы (см. раздел 1.2). В ксеноне данная методика менее эффективна, поскольку времена распада обоих возбужденных состояний близки, и эффективность данной методики отбраковки фона в нем на четыре порядка ниже, чем в аргоне. В данном эксперименте была достигнута экспозиция 9.87 тонн-день (после исключения фона) [24].

Среди экспериментов с использованием двухфазных детекторов на основе благородных газов, внесших наиболее существенный вклад в определение пределов на сечение взаимодействия вимп-ядро и на массу вимпа, можно выделить эксперимент DarkSide-50 (см. раздел 1.2), в котором в качестве мишени используется аргон, и эксперимент LUX (Large Underground Xenon), в котором в качестве мишени используется 370 кг жидкого ксенона. Двухфазная конфигурация эксперимента LUX позволяет регистриро-

вать сцинтилляционный сигнал, образующийся в результате сцинтилляции после взаимодействия частицы в жидкой фазе, и ионизационный сигнал, образующийся за счёт электролюминесценции в газовой фазе электронов, образовавшихся при ионизации атомов ксенона в процессе взаимодействия с частицей. Исключение фона производится по отношению величины сцинтилляционного сигнала к ионизационному, а также за счёт высокой плотности ксенона, благодаря которой фоновые частицы, налетающие извне, задерживаются до того, как они достигают центральной области детектора. В ходе эксперимента LUX был получен наиболее низкий предел для сечения взаимодействия вимп-ядро (6×10^{-46} см^2 для массы вимпа 35 ГэВ/с^2) [25]. Следующей стадией эксперимента LUX является активно развивающийся эксперимент LZ (LUX-ZEPLIN), в котором используются около 7 тонн ксенона в качестве мишени.

Для ядер отдачи, образованных в результате упругого взаимодействия вимпа со средой, предсказывается энергия в диапазоне от нуля до нескольких десятков кэВ и энергетический спектр, близкий к экспоненциальному. [21]

$$\frac{dR}{dE_R} \propto A^2 F^2(q^2) e^{-\frac{E_R}{E_0}}$$

где A — массовое число ядер мишени, F — формфактор ядра, q — передаваемый импульс, E_R — энергия отдачи ядра, E_0 — параметр масштабирования. На рис. 1.3 изображены спектры темпа рассеяний вимпов на ядре для некоторых видов используемых мишеней. Видно, что ожидаемый темп регистрации частиц тёмной материи крайне низок. Пока что экспериментально не удается измерить полный спектр, поэтому вместо этого измеряется интегрированный по энергии темп счёта как функцию нижнего предела энергии, регистрируемой детектором E_{th} (рис. 1.4). Видно, что даже для очень низкого предела энергии ожидаемый темп счёта не превышает 1 события/день/т, что делает поиск вимпов крайне затруднительным.

На рис.1.5 отображены текущие пределы на сечение взаимодействия вимп-ядро, полученные различными экспериментами. Пределы в области массы вимпа более 10 ГэВ/с^2 установлены экспериментами, использующими жидкие благородные газы, в частности, XENON, LZ и LUX, использующими двухфазные ксеноновые детекторы, и DarkSide, использующим схожую конфигурацию, но с использованием аргона.

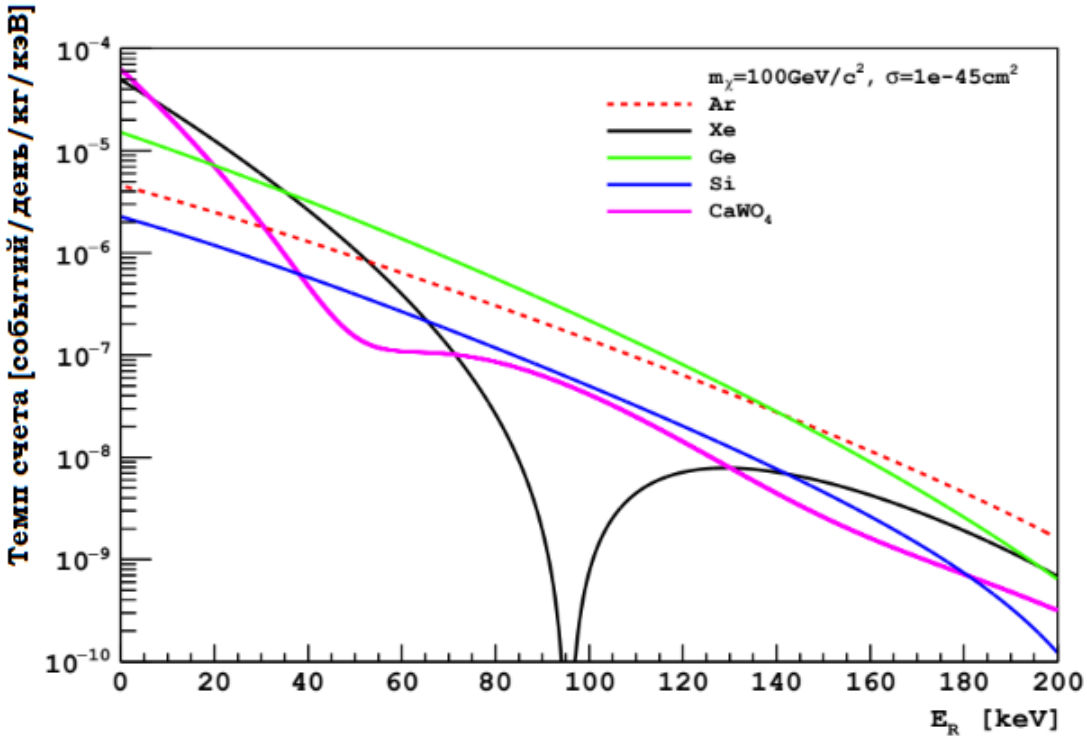


Рис. 1.3: Спектры энергии отдачи при $m_D M = 100$ ГэВ/с^2, $\sigma = 10^{-45}$ см^2, красным пунктиром обозначен спектр для аргона, черной кривой — для ксенона [41].

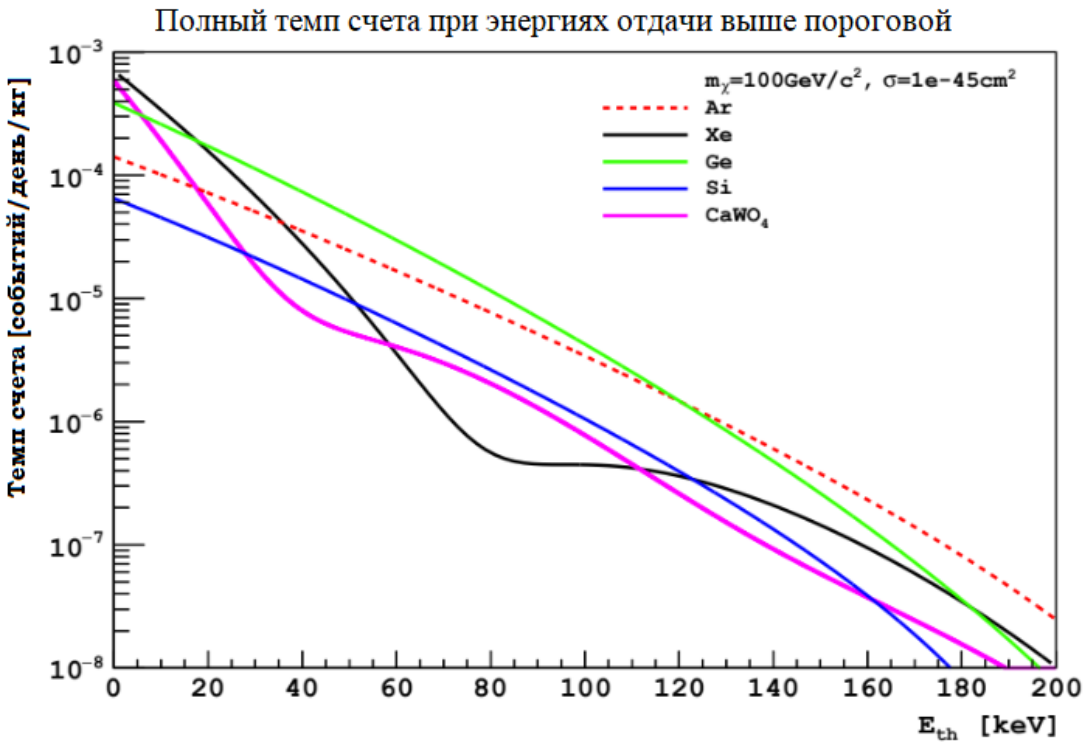


Рис. 1.4: Интегрированные по энергии темпы счёта как функции E_{th} для тех же мишеней [41].

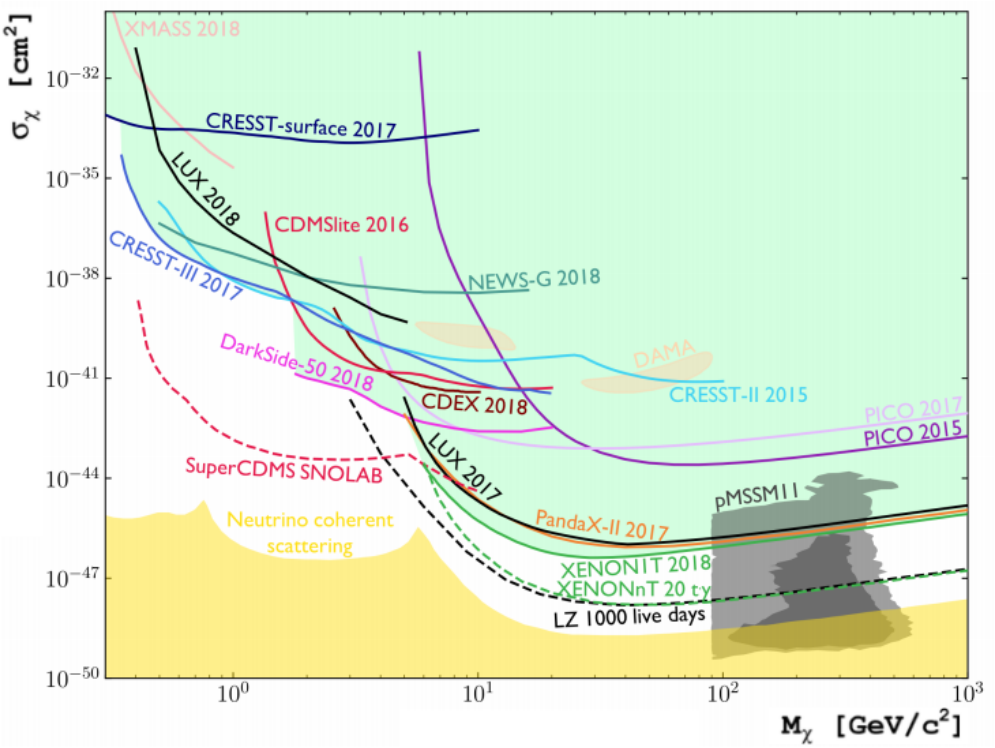


Рис. 1.5: Пределы на сечение взаимодействия вимп-ядро и массу вимпа, полученные экспериментально к настоящему времени на различных экспериментах. Лиловой линией показаны результаты эксперимента DarkSide-50 [4].

1.3 Детектор DarkSide-50

Эксперимент DarkSide-50 является одной из стадий программы DarkSide. На каждой стадии эксперименты используют схожую технологию и различаются в первую очередь массой мишени. Эксперименты проводятся в подземном зале в Национальной лаборатории Гран-Сассо (глубина равна 3600 метров водного эквивалента).

Основной частью детектора DarkSide-50 является двухфазная время-проекционная камера. Она представляет собой тефлоновый цилиндр размерами 36 см x 36 см. Для преобразования УФ фотонов в видимый свет, внутренние поверхности, включая кварцевые окна, которые определяют верх и низ рабочего объема, покрыты слоем тетрафенил бутадиена. На верхней и нижней поверхности детектора расположены гексагональными массивами по 19 фотоэлектронных умножителей.

Внутренние поверхности кварцевых окон представляют собой анод и катод. В 5 мм под поверхностью жидкости установлена тонкая сетка из нержавеющей стали. С использованием данной конфигурации создается электрическое поле: в жидкой фазе поддерживается однородное электрическое поле напряженностью 200 В/см, на границе раздела фаз для экстракции электронов поле имеет напряженность 2.8 кВ/см, в газовой фазе

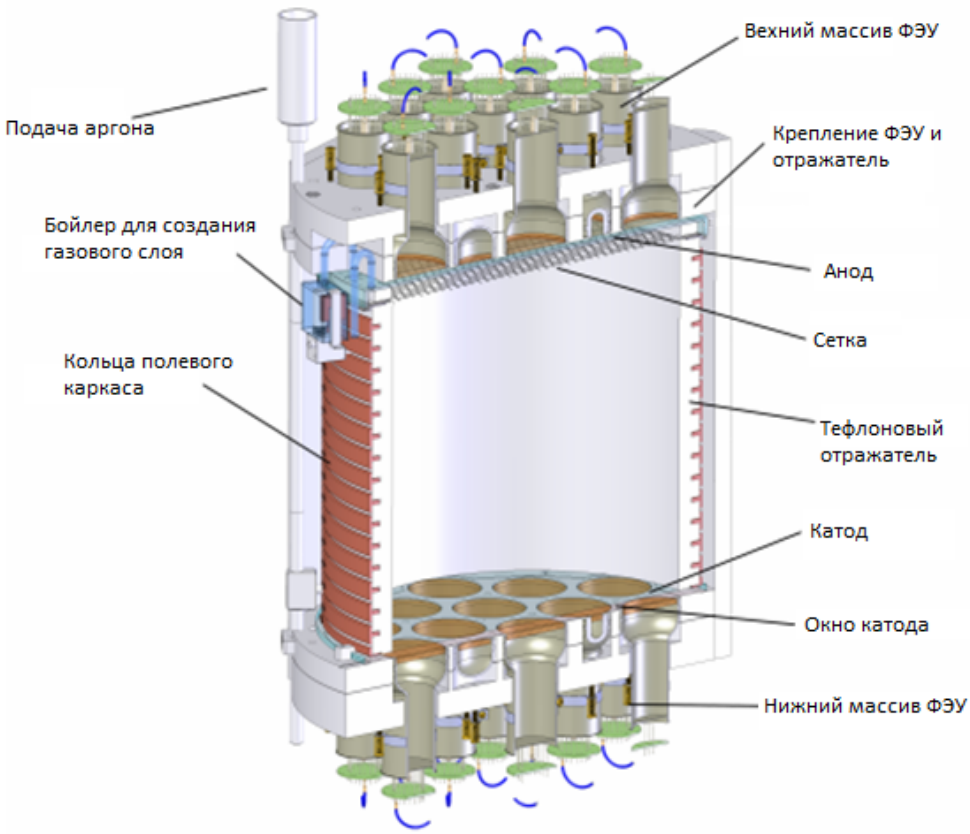


Рис. 1.6: Устройство времяпроекционной камеры детектора DarkSide.

поддерживается ускоряющее поле 4.2 кВ/см [28].

В качестве рабочего вещества используется 50 кг ^{40}Ar высокой степени очистки по β^-—активному изотопу ^{39}Ar (остаточная активность 0.73 ± 0.11 мБк/кг [27]). Большая часть аргона находится в жидком состоянии, в верхней части детектора образован тонкий слой (≈ 1 см) газообразного аргона (рис. 1.6). Времяпроекционную камеру окружает вето, заполненное 30 тоннами жидкого органического сцинтиллятора с примесью бора, предназначенное для поглощения и регистрации фоновых нейтронов. Вето окружает черенковский детектор, наполненный 1000 тоннами воды высочайшей степени очистки (рис. 1.7). Черенковский детектор служит как пассивной защитой от внешних нейтронов и γ-излучения, так и активным детектором мюонов, проходящих сквозь времяпроекционную камеру или достаточно близко к ней, чтобы в результате взаимодействия с веществом создать частицы, которые могут быть источниками фона [29].

При взаимодействии частицы с рабочим веществом в жидкой фазе, её энергия передается атомам и молекулам аргона путем возбуждения и ионизации. Механизм образования возбуждения и ионизации зависит от вида взаимодействия: нейтральные частицы испытывают упругое рассеяние на ядре аргона, в результате отдачи которого и остается трек возбужденных и ионизированных атомов; заряженные частицы испытывают многократное рассеяние на атомах аргона, в результате которого также остается трек

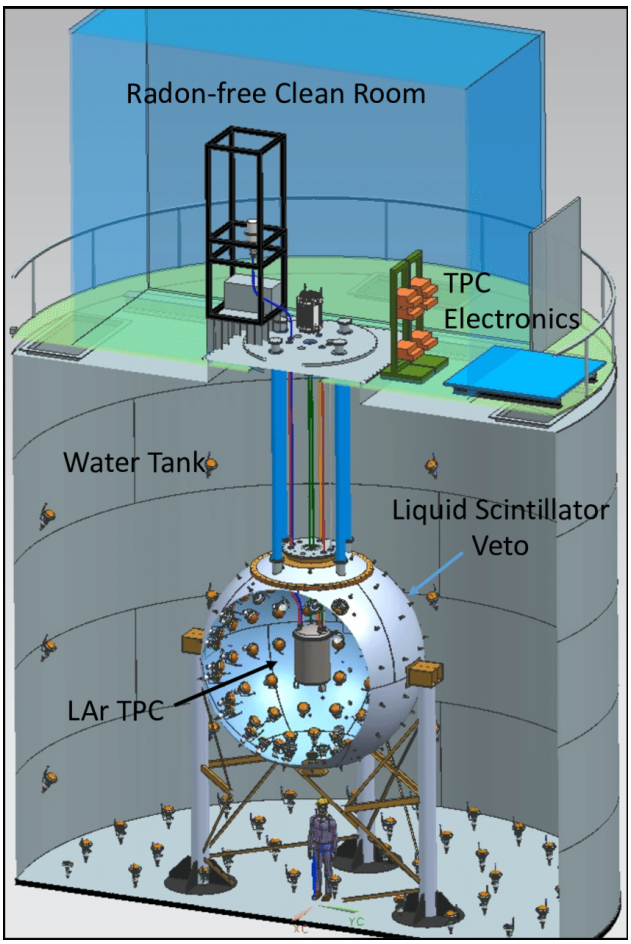


Рис. 1.7: Устройство детектора DarkSide-50. В центре находится время-проекционная камера (LAr TPC), окруженная вето; система погружена в резервуар, заполненный водой.

возбужденных и ионизированных атомов. Возбужденные атомы аргона образуют возбужденные димеры [30], которые снимают возбуждение путем испускания УФ фотонов [31]. Некоторые ионы рекомбинируют, образуют возбужденные димеры, и в итоге также происходит излучение УФ фотонов. Эти фотоны регистрируются фотоумножителями и таким образом образуется сцинтилляционный сигнал (S1). Электроны, отделившиеся от ионизованных атомов, поднимаются электрическим полем к границе раздела фаз и извлекаются в газовую фазу экстракционным полем, после чего в газовой фазе ускоряются более сильным электрическим полем, возбуждая (но не ионизируя) атомы аргона, которые также снимают возбуждение, испуская УФ фотоны. Так образуется электролюминисцентный сигнал (S2) (рис. 1.8) [32]. Таким образом, взаимодействие частицы с рабочим веществом детектора регистрируется в виде сцинтилляционного сигнала S1 и ионизационного сигнала S2.

Конфигурация детектора DarkSide-50 характеризуется крайне высокой степенью отбраковки фона (она определяется как число событий, распознанных как рассеяние на электроне, на одно событие, неверно распознан-

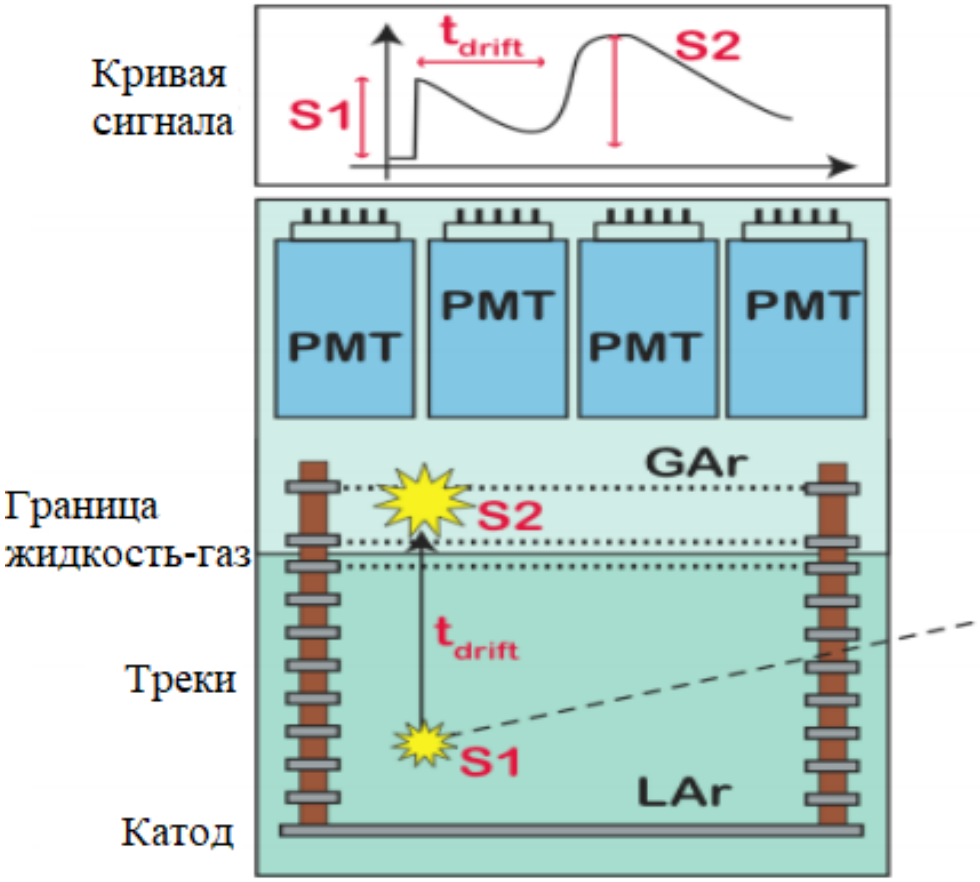


Рис. 1.8: К принципу работы времяпроекционной камеры детектора DarkSide-50. В верхней части правого рисунка схематично изображена форма сигнала.

ное как рассеяние на ядре), обеспечиваемой зависимостью отношения величин сцинтилляционного и ионизационного сигналов от градиента электрического поля для зарегистрированной частицы. Эта зависимость возникает из-за наличия двух возбужденных состояний димера аргона: синглетного и триплетного. Синглетное состояние имеет время жизни на три порядка меньше, чем триплетное[1] (7 нс и 1.3 мкс для жидкого аргона [33], 11 нс и 3.2 мкс для газообразного [32]) . Тип рассеяния, вызвавшего возбуждение, значительным образом влияет на отношение числа синглетных к числу триплетных состояний: для рассеяний на ядре оно $\sim$3, в то время как для рассеяний на электроне оно $\sim$0.3 [34]. Благодаря этому можно различить β/γ-частицы от частиц, взаимодействующих с ядром, в первую очередь, нейтронов и вимпов, сравнивая форму сигнала для различных частиц. Использование одного только этого метода отбора позволяет добиваться степень отбраковки порядка 10^7 [35]. Отношение S2/S1 также зависит от типа рассеяния и может быть использовано как дополнительный инструмент

[1]У ксенона времена жизни синглетного и триплетного состояний очень близки, поэтому данный вид анализа неприменим в случае использования ксенона в качестве рабочего вещества [33].

для разделения рассеяний на ядрах и на электронах, что еще больше увеличивает степень отбраковки. Взаимодействие с ядром характеризуется значительно более резким затуханием сигнала S1 и малой величиной сигнала S2 в сравнении с сигналами, соответствующими взаимодействию заряженной частицы с атомом аргона (рис. 1.9). Таким образом, перечисленные методики отбора позволяют отделить существенно превалирующие взаимодействия с β/γ-частицами, что особенно важно в аргоне, так как в нем присутствует электронный фон, обеспечиваемый примесью β^-—активного космогенного изотопа ^{39}Ar.

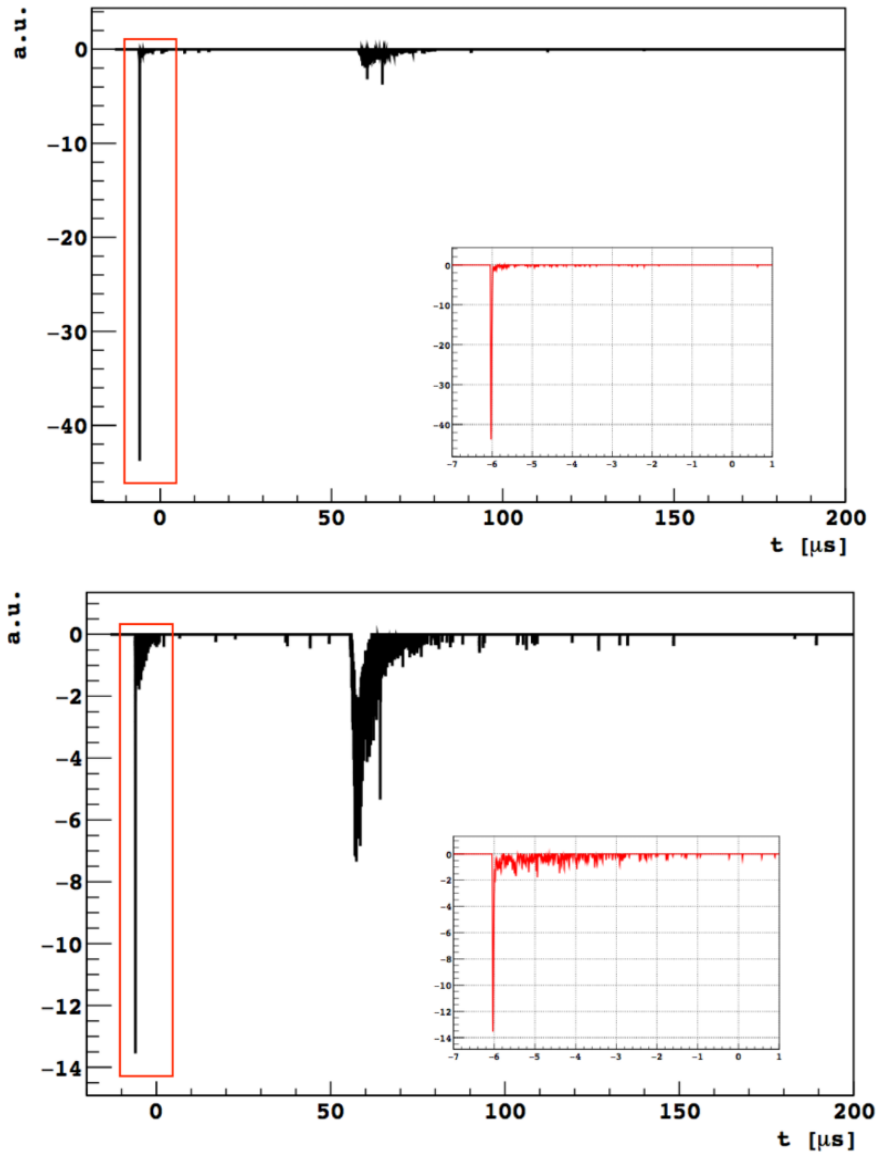


Рис. 1.9: Примеры сигналов, соответствующих двум различным типам рассеяния с приблизительно одинаковой величиной сигнала S1. Сверху изображен сигнал, соответствующий рассеянию на ядре, снизу – рассеянию на электроне.

Энергетическое разрешение детектора ограничивает снизу энергию взаимодействия, которое может быть зарегистрировано. Таким образом, по-

иск частиц тёмной материи с использованием метода совместного анализа сигналов типа S1 и S2 в области низких масс (порядка ГэВ/c^2 и меньше) ограничен чувствительностью регистрации сигнала S1.

Для расширения области поиска частиц тёмной материи в область низких масс используется другой метод анализа, заключающийся в рассмотрении только событий типа S2, которые имеют значительно больший энергетический выход, чем события S1, и, соответственно, могут быть зарегистрированы и в случае таких взаимодействий, когда величина сигнала S1 недостаточна для регистрации [2].

Глава 2

Учёт атомных эффектов при поиске легких частиц тёмной материи

Экспериментально установленные пределы на сечение взаимодействия частицы тёмной материи с ядром в основной области масс приближаются к сечению когерентного рассеяния нейтрино на ядре, а неопровержимых свидетельств регистрации сигнала взаимодействия с тёмной материей до сих пор не было обнаружено. Данная ситуация стимулирует развитие исследования рассеяния на электронах или вторичных сигналов от рассеяния на ядре, которые позволят увеличить чувствительность поиска в области низких масс, то есть порядка единиц ГэВ$/c^2$ и ниже.

Поскольку передача импульса от частицы тёмной материи (DM) мишени (T) наиболее эффективна при $m_{DM} > m_T$, связанный атомный электрон при при $m_{DM} > m_e$ может получить долю кинетической энергии частицы тёмной материи, достаточную для ионизации. Аналогично можно полагать, что частицы тёмной материи, которые легче атомного ядра, не способны эффективно передавать импульс ядру, поэтому эксперименты, направленные на поиск рассеяния на ядре, как правило нечувствительны в области масс $m_{DM} < m_p$. Эти рассуждения основываются на предположении, что электронное облако следует за ядром моментально, в следствие чего атом остается нейтральным. Однако учитывая, что время взаимодействия ядра с частицей тёмной материи $\tau_{DM} \propto R_N/v_{DM}$ меньше, чем время подстраивания электронов под возмущение $\tau_\alpha \propto |\mathbf{r}_\alpha|/v_\alpha$ (поскольку радиус ядра $R_N \cong 1.3$ фм $A^{1/3}$, типичная скорость частицы тёмной материи относительно мишени $v_{DM} \cong 10^{-3}$, а для электронов внутренней оболочки $|\mathbf{r}_\alpha| \cong 1/(Z\alpha m_e), v_\alpha \propto Z\alpha$, то есть $T_{DM}/T_\alpha \cong 10^{-4}A^{1/3}Z^2$), облако движется за ядром с запозданием. Ускоренное движение ядра в поле запаздывающей электронной оболочки после рассеяния на ядре частицы тёмной материи может приводить к возбуждению и ионизации атома отдачи (это

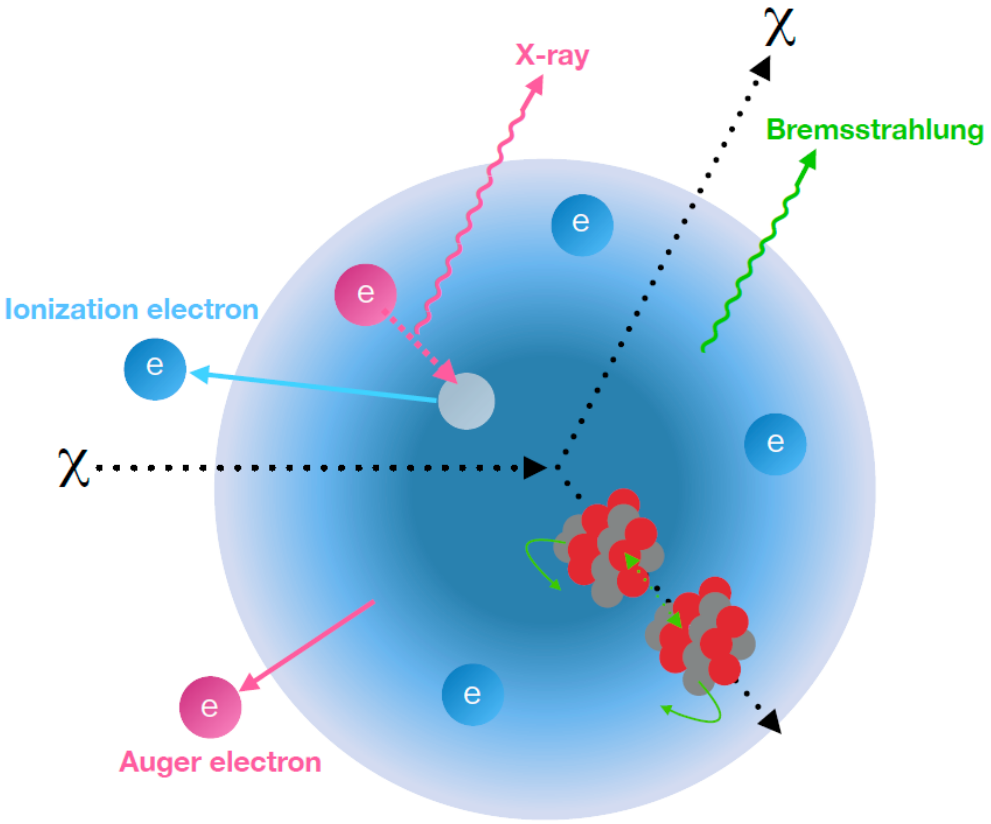


Рис. 2.1: Схематическая иллюстрация эффекта Мигдала и испускания тормозного излучения при рассеянии частицы тёмной материи на ядрах мишени. Эффект Мигдала показан голубым и розовым цветом. Явление тормозного излучения – зелёным.

называется эффектом Мигдала), а также к ненулевой вероятности испускания фотона тормозного излучения [42, 43, 44] (рис. 2.1). Для испускания фотонов в результате возбуждения ядра требуется передача импульса, соответствующая массе частицы тёмной материи порядка сотен ГэВ, поэтому этот эффект не будет учитываться в данной работе. Включение сигналов, вызванных эффектом Мигдала и тормозным излучением, в поиск низкомассовых частиц тёмной материи, было произведено в рамках экспериментов LUX [3, 4] и XENON1T [5], в которых используется ксеноновая мишень. Результаты данных исследований для экспериментов с ксеноновой мишенью приведены на рисунке 2.2 Целью данной работы является интеграция вышеобозначенных эффектов в поиск низкомассовых частиц тёмной материи на эксперименте DarkSide-50, в котором, в отличие от указанных ранее экспериментов, используется аргоновая мишень.

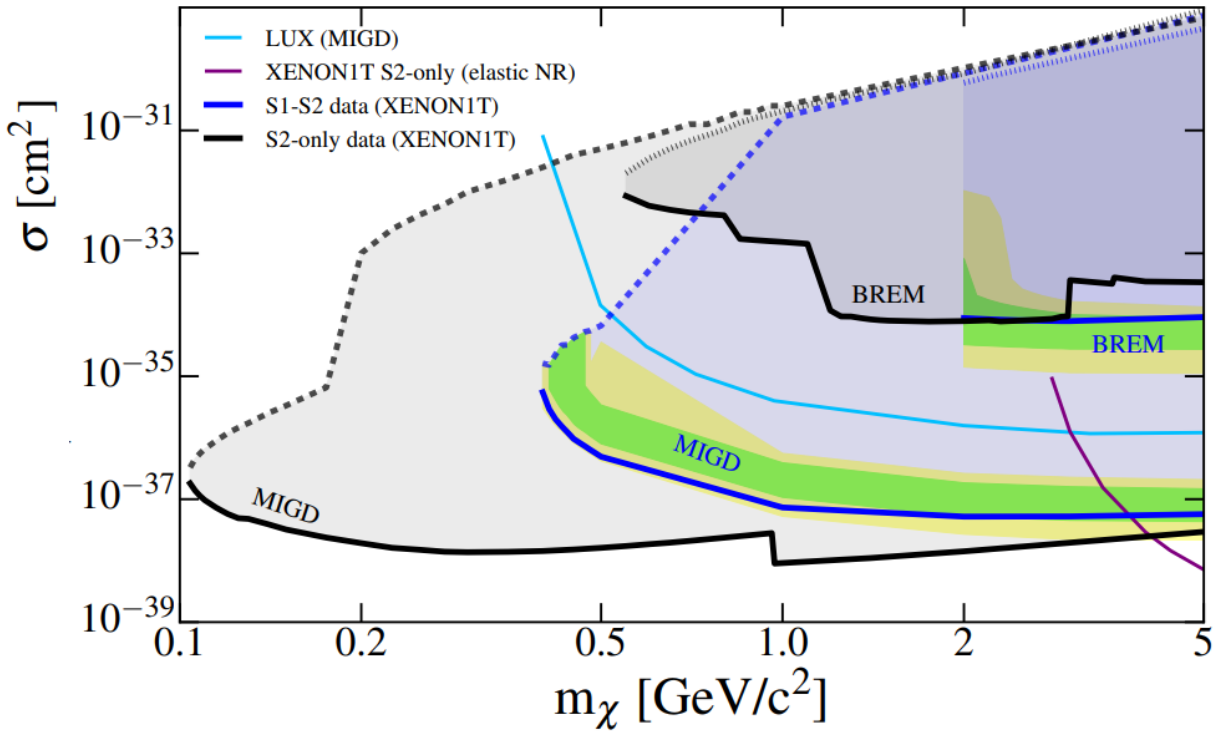


Рис. 2.2: Верхний предел на сечение рассеяния частицы тёмной материи на нуклоне, полученный с учетом эффекта Мигдала и тормозного излучения в рамках экспериментов LUX и XENON1T [5].

2.1 Эффект Мигдала

При взаимодействии частицы тёмной материи с ядром последнее приобретает импульс отдачи и начинает движение в некотором направлении. В первые моменты электронное облако атома ещё не вовлечено в это движение и в системе отчёта ядра движется в противоположную сторону. В результате атом оказывается поляризованным. Возвращение его в неполяризованное состояние сопровождается возбуждением и ионизацией. Испускание при этом электронов и рентгеновских фотонов с энергиями от долей до несколько кэВ получило название эффекта Мигдала. Стоит отметить, что часть электронов вылетают из нижних оболочек атома, что обычно не происходит в сцинтилляционных процессах.

Теоретическое описание эффекта Мигдала может быть произведено следующим образом [43]. Взаимодействие частицы тёмной материи с ядром выражается в виде потенциала взаимодействия, при этом ядро рассматривается в виде свободной отдельной частицы без учета влияния электронного облака. В релятивистской теории поля T-матрица и инвариантная амплитуда рассеяния задаются как

$$T_{FI} = \langle \mathbf{p}_N^F \mathbf{p}_{DM}^F | \mathbf{p}_N^I \mathbf{p}_{DM}^I \rangle = \mathcal{M} \times i(2\pi)^4 \delta^4(p_N^F + p_{DM}^F - p_N^I - p_{DM}^I) \quad (2.1)$$

где частица тёмной материи и ядро задаются в виде плоских волн,

$\mathbf{p}_N^F, \mathbf{p}_N^I$ – импульс ядра в конечном и начальном состоянии соответственно, $\mathbf{p}_{DM}^F, \mathbf{p}_{DM}^I$ – импульс частицы тёмной материи в начальном и конечном состоянии соответственно. Рассматривая спин-независимое контактное рассеяние частицы тёмной материи на ядре, можно далее показать, что дифференциальное (по энергии отдачи ядра в лабораторной системе отсчёта сечение имеет вид

$$\frac{d\sigma_N}{dE_R} \cong \frac{1}{32\pi}\frac{m_N}{\mu_N^2 v_{DM}^2}\frac{|F_A(q_N^2)|^2|\mathcal{M}(q_N^2)|^2}{(m_N+m_{DM})^2} = \frac{1}{2}\frac{m_N}{\mu_N^2 v_{DM}^2}\tilde{\sigma}_N(q_N) \tag{2.2}$$

где m_N – масса ядра, m_{DM} – масса частицы тёмной материи, v_{DM} – скорость частицы тёмной материи, μ_N – приведенная масса:

$$\mu_N = \frac{m_N m_{DM}}{m_N + m_{DM}} \tag{2.3}$$

а энергия отдачи ядра после упругого рассеяния связана с углом рассеяния как

$$dE_R = \frac{\mu_N^2}{m_N} v_{DM}^2 \times d\cos\theta_{CM} \tag{2.4}$$

Также здесь вводится ядерный форм-фактор $F_A(q_N^2)$. Сечение $\tilde{\sigma}_N(q_N)$ определяется как

$$\tilde{\sigma}_N(q_N) = \frac{1}{16\pi}\frac{|F_A(q_N^2)|^2|\mathcal{M}(q_N^2)|^2}{(m_N+m_{DM})^2} \tag{2.5}$$

что сводится к $|F_A(q_N^2)|^2 \times \bar{\sigma}_N$ в случае контактного взаимодействия.

Для учета влияния электронного облака, при описании рассеяния вместо плоских волны, соответствующие ядру, рассматриваются плоские волны, соответствующие атому. Для покоящегося атома они могут быть определены как собственные состояния оператора Гамильтона атомной системы, которые могут быть найдены в рамках приближения Борна-Оппенгеймера. Для движущегося атома они могут быть получены из состояний покоящегося атома путем преобразования Галилея. В результате для матричного элемента можно получить следующее выражение:

$$T_{FI} \cong F_A(q_A^2)\mathcal{M}(q_A^2) \times Z_{FI}(\mathbf{q}_e) \times i(2\pi)^4\delta^4(p_F - p_I) \tag{2.6}$$

Здесь член, пропорциональный $\mathcal{M}$, соответствует отдаче ядра, а член, пропорциональный $Z_{FI}(\mathbf{q}_e)$ соответствует движению электронного облака; $Z_{FI}(\mathbf{q}_e)$ также называют фактором Мигдала. Стоит выделить то, что в этом подходе ядро и электронное облако рассматриваются совместно, что позволяет получить значение инвариантной амплитуды при явном соблюдении сохранения энергии и импульса.

Отсюда, после усреднения/суммирования по магнитным квантовым числам электронов в начальном и конечном состояниях (после чего

$|Z_{FI}(\mathbf{q}_e)|^2$ будет зависеть только от величины $\mathbf{q}_e$), можно вывести дифференциальное (по энергии отдачи атома) сечение, которое принимает следующий вид:

$$\frac{d\sigma}{dE_R} \cong \sum_{E_{ec}^F} \frac{1}{32\pi} \frac{m_A}{\mu_N^2 v_{DM}^2} \frac{|F_A(q_A^2)|^2 |\mathcal{M}(q_A^2)|^2}{(m_A + m_{DM})^2} |Z_{FI}(q_e)|^2 \tag{2.7}$$

$$\cong \sum_{E_{ec}^F} \frac{1}{2} \frac{m_A}{\mu_N^2 v_{DM}^2} \tilde{\sigma}_N(q_A) |Z_{FI}(q_e)|^2 \tag{2.8}$$

где

$$q_e = m_e v_F \cong \frac{m_e}{m_A} q_A \tag{2.9}$$

а m_e и m_A – массы электрона и атома соответственно.

В результате, спектр рассеяния частиц тёмной материи на единицу массы детектора принимает вид

$$\frac{dR}{dE_R dv_{DM}} \cong \frac{1}{m_A} \frac{\rho_{DM}}{m_{DM}} \frac{d\sigma}{dE_R} v_{DM} f_{DM}(v_{DM}) \tag{2.10}$$

$$\cong \sum_{E_{ec}^F} \frac{1}{2} \frac{\rho_{DM}}{m_{DM}} \frac{1}{\mu_N^2} \tilde{\sigma}_N(q_A) |Z_{FI}(q_e)|^2 \times \frac{f(v_{DM})}{v_{DM}} \tag{2.11}$$

Здесь ρ_{DM} обозначает локальную плотность тёмной материи, а $f(v_{DM})$ – распределение тёмной материи по скоростям, нормированное как

$$\int f(v_{DM}) dv_{DM} = 1 \tag{2.12}$$

Вычисление фактора Мигдала $Z_{FI}(\mathbf{q}_e)$ производится с использованием метода Хартри-Фока-Дирака. На основании того, что передачи импульса относительно малы, можно полагать, что возможны только одноэлектронные возбуждение/ионизация, поэтому вычисление проводится в одноэлектронном приближении.

В результате для квадрата модуля фактора Мигдала можно получить следующее выражение:

$$\sum_F |Z_{FI}|^2 = |Z_{II}|^2 + \sum_{n,l,n',l'} p_{q_e}^d(nl \to n'l') + \sum_{n,l} \int \frac{dE_e}{2\pi} \frac{d}{dE_e} p_{q_e}^c(nl \to E_e) \tag{2.13}$$

Здесь $|Z_{II}|^2 \cong 1 + \mathcal{O}(q_e^2 \langle r \rangle^2)$ – вероятность электронов остаться в исходном состоянии после рассеяния на ядре. Вероятности возбуждения и ионизации $p_{q_e}^d$ и $p_{q_e}^c$ определяются как

$$p_{q_e}^d(nl \to n'l') = \frac{\omega_{l'}^{max} - \omega_{n',l'}}{\omega_{l'}^{max}} \frac{\omega_{n,l}}{\omega_l^{max}} \sum_{\kappa,\kappa',m,m'} \delta_{l,|\kappa+1/2|-1/2} \delta_{l',|\kappa'+1/2|-1/2}$$

$$\times |z_{\mathbf{q_e}}(E_{n',\kappa'}, \kappa', m' | E_{n\kappa}, \kappa, m)|^2 \tag{2.14}$$

$$\frac{d}{dE_e} p^c_{q_e}(nl \to E_e) = \frac{\omega_{n,l}}{\omega_l^{max}} \sum_{\kappa,\kappa',m,m'} \delta_{l,|\kappa+1/2|-1/2} |z_{\mathbf{q_e}}(E_e, \kappa', m' | E_{n\kappa}, \kappa_k, m_k)|^2 \tag{2.15}$$

Здесь $E_{n\kappa}$ – энергия связи электрона (n, κ), E_e – энергия несвязанного электрона, ω_{nl} – число электронов на подоболочке, $\omega_l^{max} = 2(2l+1)$.

Поскольку в конечном счёте детектором регистрируются электроны ионизации, ограничимся только их вкладом в эффект Мигдала. Комбинируя уравнения 2.11 и 2.13, получаем, что спектр электронов ионизации с начальной орбитали o_k имеет вид

$$\frac{dR}{dE_R dE_e dv_{DM}} \cong \frac{dR_0}{dE_R dv_{DM}} \times \frac{1}{2\pi} \sum_{n,l} \frac{d}{dE_e} p^c_{q_e}(nl \to E_e) \tag{2.16}$$

где

$$\frac{dR_0}{dE_R dv_{DM}} \cong \frac{1}{2} \frac{\rho_{DM}}{m_{DM}} \frac{1}{\mu_N^2} \tilde{\sigma}_N(q_A) \times \frac{f(v_{DM})}{v_{DM}} \tag{2.17}$$

Здесь

$$E_R \cong \frac{q_A^2}{2mA}, q_e \cong \frac{m_e}{m_A} q_A \tag{2.18}$$

Стоит отметить, что энергия отдачи атома и энергия перехода электрона связаны через законы сохранения энергии и импульса следующим образом:

$$E_R = \frac{\mu_N^2}{2m_N} v_{DM}^2 \left(\left(1 - \sqrt{1 - \frac{2\Delta E}{\mu_N v_{DM}^2}} \right)^2 + 2(1 - \cos\theta_{CM}) \sqrt{1 - \frac{2\Delta E}{\mu_N v_{DM}^2}} \right) \tag{2.19}$$

где

$$\Delta E = E_e + E_{nl} \tag{2.20}$$

$$E_{nl} = \frac{1}{2} \sum_{\kappa} \delta_{l,|\kappa+1/2|-1/2} E_{n\kappa} \tag{2.21}$$

Отсюда можно определить минимальную скорость тёмной материи для заданных E_R и ΔE:

$$v_{DM,min} \cong \frac{m_N E_R + \mu_N \Delta E}{\mu_N \sqrt{2 m_N E_R}} \tag{2.22}$$

На рис. 2.3 изображен график зависимости минимальной скорости частицы тёмной материи от энергии отдачи атома для свободного атома аргона. Также на рис. 2.4 отображена кинематически разрешенная область E_R и ΔE для атома аргона при $v_{DM} = 10^{-3}$.

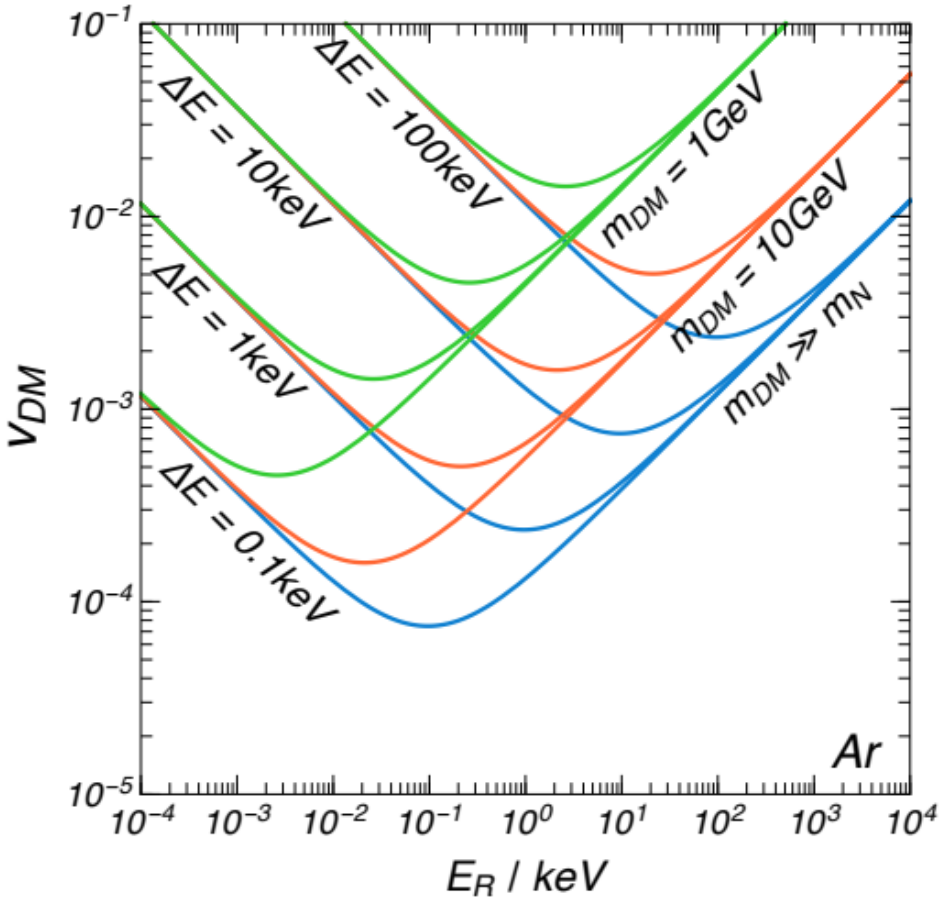


Рис. 2.3: Зависимость минимальной скорости частицы тёмной материи от энергии отдачи атома для свободного атома аргона. [43].

Также следует отметить, что при фиксированной скорости тёмной материи верхний предел на энергию перехода электрона задается уравнением ?? и имеет вид

$$\Delta E_{max} = \frac{1}{2}\mu_N v_{DM}^2 \tag{2.23}$$

На рис. 2.5 изображен график зависимости ΔE_{max} от v_{DM}. Можно заметить, что ΔE порядка кэВ кинематически разрешена при $v_{DM}10^{-3}$. Также можно заметить, что при $\Delta E = \Delta E_{max}$ энергия отдачи атома равна

$$E_R = \frac{\mu_N^2}{2m_N} v_{DM}^2 = \frac{\mu_N}{m_N} \times \Delta E_{max} \tag{2.24}$$

Таким образом, соответствующая энергия отдачи атома меньше ΔE_{max}, что имеет существенное значение в поиске тёмной материи.

Если электроны испускаются с внутренних оболочек, в образованные вакансии электроны с высших оболочек спускаются последовательно. Типичная продолжительность такого процесса порядка десятков фемтосекунд. Таким образом, энергия испущенного электрона и энергия, высвобождающаяся в результате перехода электронов на более низкие оболочки,

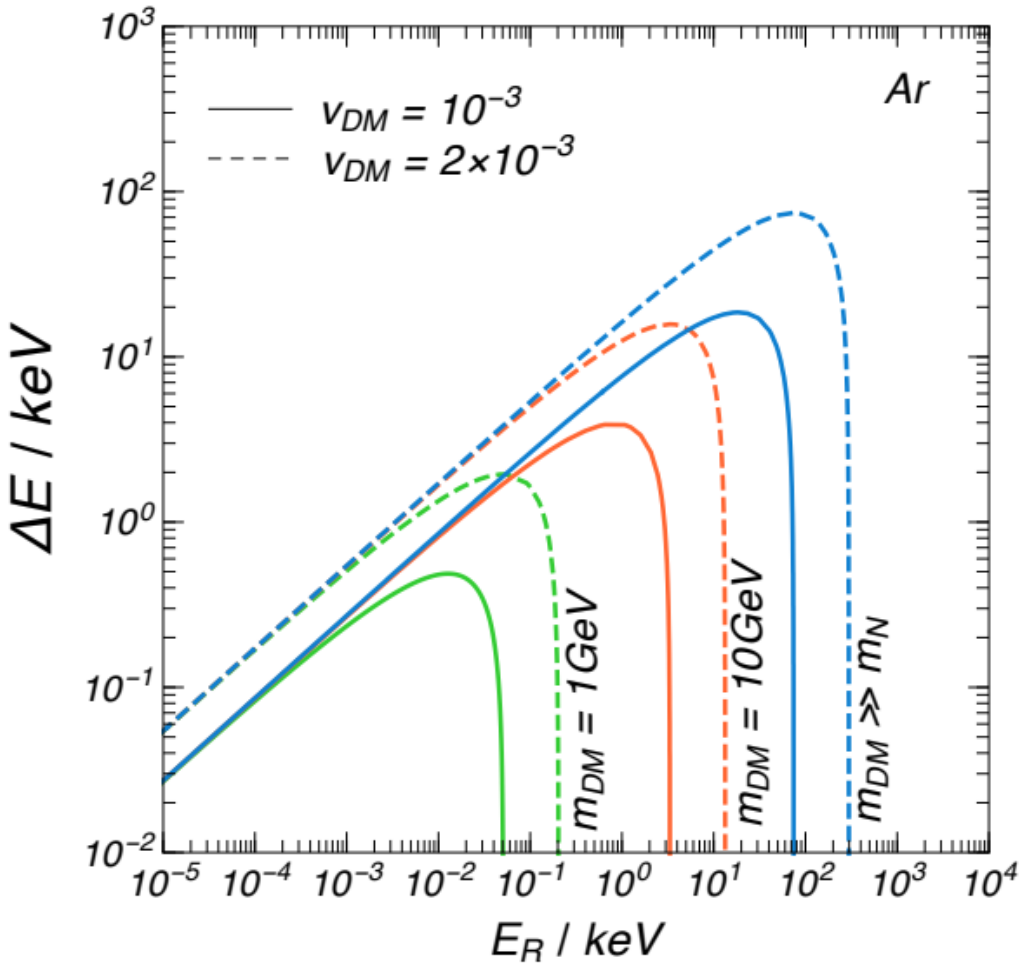


Рис. 2.4: Кинематически разрешенная область энергии отдачи и энергии перехода электрона для свободного атома аргона [43].

измеряются одновременно, таким образом, полная испускаемая в результате ионизации энергия равна

$$E_{EM} = E_e + E_{dex} \tag{2.25}$$

где E_{dex} – энергия, высвобождающаяся в результате перехода электронов на более низкие оболочки.

Таким образом, энергетический спектр имеет вид

$$\frac{dR}{dE_R dE_{EM} dv_{DM}} \cong \frac{dR_0}{dE_R dv_{DM}} \times \frac{1}{2\pi} \sum_{n,l} \frac{d}{dE_e} p^c_{q_e}(nl \to (E_{EM} - E_{nl})) \tag{2.26}$$

Здесь предполагается, что ионизационная энергия высвобождается полностью, то есть $E_{EM} = \Delta E$, при этом E_{EM} – совокупность энергии всех электронов и фотонов, испущенных в результате ионизации и перехода электронов на освободившиеся вакансии.

Использование выражения 2.26 позволяет вычислить спектральную компоненту эффекта Мигдала и, в дальнейшем, смоделировать его вклад в

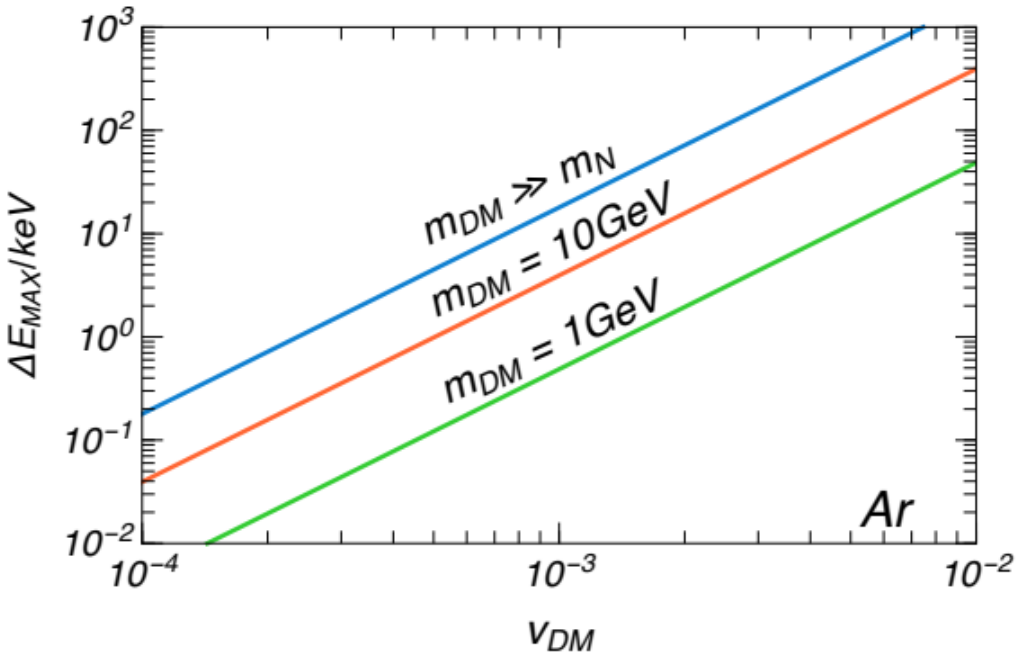


Рис. 2.5: Зависимость максимальной энергии перехода электрона от скорости частицы тёмной материи в лабораторной системе отсчёта [43].

регистрируемый сигнал. Таким образом, становится возможным определение верхнего предела на сечение взаимодействия частицы тёмной материи с мишенью.

2.2 Тормозное излучение ядра

Теперь рассмотрим рассеяние частицы тёмной материи на ядре, при котором ядро, двигающееся с ускорением относительно своей электронной оболочки в её электромагнитном поле испускает фотон тормозного излучения [44]. Данную реакцию можно представить в следующем виде:

$$\chi + N \to \chi + N(E'_R) + \gamma(\omega) \tag{2.27}$$

На энергию фотонов накладывается кинематическое ограничение $\omega \leq \mu v_{DM}^2/2$, то есть максимальная энергия отдачи ядра в случае легких частиц тёмной материи ($m_{DM} \ll m_N$) выражается как

$$E_{R,max} = 4\frac{m_{DM}}{m_N}\omega_{max} \ll \omega_{max} \tag{2.28}$$

В пределе низкоэнергетических фотонов матричный элемент для тормозного излучения факторизуется как произведения матричного элемента упругого рассеяния M_{el} и калибровочно-инвариантного множителя. Также в этом приближении применимо приближение $E'_R \cong E_R$, где E_R – энергия отдачи ядра при упругом рассеянии, начальное состояние в котором совпадает с 2.27, но тормозной фотон ядром не испускается.

Для перехода из начального атомного состояния i в состояние f через некоторое промежуточное состояние n с использованием дипольного приближения для испускания фотона, матричный элемент перехода может быть записан следующим образом:

$$|V_{fi}|^2 = 2\pi\omega|M_{el}|^2 \left| \sum_{n\neq i,f} \left(\frac{(\mathbf{d}_{fn}\cdot\hat{\mathbf{e}}^*)\langle n|e^{-i(m_e/m_N)\mathbf{q}\sum_a \mathbf{r}_a}|i\rangle}{\omega_{ni}-\omega} \right) \right.$$

$$\left. + \left(\frac{(\mathbf{d}_{ni}\cdot\hat{\mathbf{e}}^*)\langle f|e^{-i(m_e/m_N)\mathbf{q}\sum_a \mathbf{r}_a}|n\rangle}{\omega_{ni}+\omega} \right) \right|^2 \tag{2.29}$$

Здесь $\mathbf{d}_{kl} = e\sum_a \mathbf{r}_{a,kl}$ – дипольный момент атома (где сумма производится по расположениям $\mathbf{r}_a$ всех электронов), $\hat{\mathbf{e}}^*$ – вектор поляризации фотона, $\omega_{kl} = \omega_k - \omega_l$ – частота атомного перехода между состояниями $|k\rangle$ и $|l\rangle$. В уравнении 2.29 множители $(\mathbf{d}_{kl}\cdot\hat{\mathbf{e}}^*)$ относятся к дипольной амплитуде перехода $V^{\gamma}_{kl} = -\mathbf{d}_{kl}\cdot\partial_t\mathbf{A}^*_{\mathbf{e},\omega}$, где $\mathbf{A} = (2\pi/\omega)^{1/2}e^{-i\omega t}\hat{\mathbf{e}}$ ответственен за испускание фотонов с энергией ω. Пространственной зависимостью волновой функции фотона, имеющей вид $|\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}| \leq \omega R_A$, здесь пренебрегается. Матричные элементы $\langle k|e^{-i(m_e/m_N)\mathbf{q}\sum_a \mathbf{r}_a}|l\rangle$ описывают движение электронного облака относительно ядра со скоростью $|\mathbf{v}_N| = \mathbf{q}/m_N$ после того, как оно получает импульс $\mathbf{q}$ в результате рассеяния. Зависимостью от E_R в знаменателе пренебрегается, поскольку $E_R \ll \omega_{ni}$. Если также применить дипольное приближение для матричных элементов движения электронного облака, то возможно существенное упрощение в случае $i = f$:

$$|V_{ii}| = \frac{4\pi\omega m_e^2}{\alpha}\frac{E_R}{m_N}|M_{el}|^2 \times |\hat{\mathbf{e}}^*_r\hat{\mathbf{q}}_s\alpha_{rs}(\omega)|^2 \tag{2.30}$$

Здесь $\alpha_{rs}(\omega)$ – поляризуемость атома. В случае сферической симметрии поляризуемость принимает вид $\alpha_{rs}(\omega) = \alpha(\omega)\delta_{rs}$. Функция $\alpha(\omega)$ связана с атомными факторами рассеяния $f(\omega) = f_1(\omega)+if_2(\omega)$ следующим образом:

$$\alpha(\omega) = -\frac{\alpha}{m_e\omega^2}f(\omega)$$

Считая, что атом остается в основном состоянии ($i = f$), остальными вкладами в излучение можно пренебречь.

Суммируя по поляризациям и интегрируя по направлениям вылета фотона $d\Omega_k$ и усредняя по направлению переданного импульса $\hat{\mathbf{q}}$, получаем:

$$\frac{d^2\sigma}{dE_R d\omega} = \frac{4\omega^3}{3\pi}\frac{E_R}{m_N}\frac{m_e^2|\alpha(\omega)|^2}{\alpha} \times \frac{d\sigma}{dE_R}\Theta(\omega_{max}-\omega) =$$

$$= \frac{4\alpha}{3\pi\omega}\frac{E_R}{m_N}|f(\omega)|^2 \times \frac{d\sigma}{dE_R}\Theta(\omega_{max}-\omega) \tag{2.31}$$

При низких энергиях фотона процесс ослабевает пропорционально ω^3, что характерно для дипольного излучения (диполь в данном случае образуется ядром и электронами). На высоких энергиях $f_1 \to Z \gg f_2$, поэтому атомные эффекты становятся незначительными.

Поскольку идеей регистрации рассеяний, в результате которых образуются фотоны тормозного излучения, является обнаружение событий, в которых чувствительность детектора недостаточна для регистрации энергии отдачи ядра E_R (поскольку она слишком мала), для получения более удобного выражения для спектра тормозного излучения можно считать энергию тормозного фотона ω в качестве единственного регистрируемого сигнала (также учитывается, что $E_{R,max} \ll \omega_{max}$), что позволяет исключить энергию отдачи из выражения и привести сечение к виду

$$\frac{d\sigma}{d\omega} = \int\limits_{E_{R,min}}^{E_{R,max}} dE_R \frac{d\sigma}{dE_R d\omega}$$

Пределы интегрирования определяются из кинематики:

$$E_{R,max/min} = \frac{\mu_N^2 v_{DM}^2}{m_N} \left[\left(1 - \frac{\omega}{\mu_N v_{DM}^2} \right) \pm \sqrt{1 - \frac{2\omega}{v_{DM}^2}} \right]$$

Подставляя стандартное значение сечения упругого рассеяния частицы тёмной материи на ядре

$$\frac{d\sigma}{dE_R} = \sigma_0^{SI} \frac{m_N}{2\mu_N^2 v_{DM}^2} F^2(|\mathbf{q}|)$$

где спин-независимое сечение взаимодействия частицы тёмной материи с ядром $\sigma_0^{SI} \cong A^2 \sigma_n (\mu_N/\mu_n)^2$, где σ_n – сечение упругого взаимодействия частицы тёмной материи с нуклоном, а μ_n – приведенная масса частицы тёмной материи и нуклона. Поскольку для низкоэнергетического рассеяния формфактор ядра можно считать близким к единице ($F^2 \cong 1$), дифференциальное сечение, выражаемое уравнением 2.31, может быть проинтегрировано, и в результате имеем

$$\frac{d\sigma}{d\omega} = \frac{4\alpha |f(\omega)|^2}{3\pi\omega} \frac{\mu_N^2 v_{DM}^2 \sigma_0^{SI}}{m_N^2} \sqrt{1 - \frac{2\omega}{\mu_N v_{DM}^2}} \left(1 - \frac{\omega}{\mu_N v_{DM}^2} \right) \tag{2.32}$$

Тогда энергетический спектр получаем путем усреднения сечения по распределению тёмной материи по скоростям в системе отсчёта детектора:

$$\frac{dR}{d\omega} = N_T \frac{\rho_{DM}}{m_{DM}} \int\limits_{|\mathbf{v}| \geq v_{min}} d^3\mathbf{v} v f_v(\mathbf{v} + \mathbf{v}_e) \frac{d\sigma}{d\omega} \tag{2.33}$$

Здесь N_T – число ядер мишени на единицу массы, ρ_{DM} – локальная массовая плотность тёмной материи, $f_v(\mathbf{v})$ – распределение частиц тёмной материи по скоростям, $\mathbf{v}_e$ – скорость Земли в галактической системе отсчёта, а минимальная скорость $v_{min} = \sqrt{2\omega/\mu_N}$.

Как и в случае эффекта Мигдала, рассмотренного выше, использование выражения 2.33 позволяет вычислить спектральную компоненту тормозного излучение ядра и, в дальнейшем, смоделировать его вклад в регистрируемый сигнал и вычислить верхний предел на сечение взаимодействия частиц тёмной материи с мишенью.

Глава 3

Поиск легких частиц тёмной материи с помощью детектора DarkSide-50

3.1 Методология анализа

Для проведения статистического анализа и установления пределов сечения взаимодействий используется следующий подход [45]. Выдвигается нулевая гипотеза, H_0, представляющая собой модель, включающую в себя исследуемый процесс (сигнал) и все прочие процессы (фон), и альтернативная гипотеза, H_1, учитывающая только фон. Гипотеза H_0 тестируется против гипотезы H_1, в результате чего устанавливается уровень значимости p и соответствующая эквивалентная значимость

$$Z = \Phi^{-1}(1-p) \tag{3.1}$$

где Φ^{-1} – квантиль нормального распределения. Тестирование производится с использованием критерия отношения правдоподобия в качестве статистического критерия следующим образом. Предположим, что для каждого события в образце данных измеряется переменная x, и таким образом строится гистограмма $\mathbf{n} = (n_1, ..., n_N)$, тогда матожидание n_i можно выразить как

$$E[n_i] = \mu s_i + b_i \tag{3.2}$$

где для средних значения событий в i-ом канале от сигнала и фона

$$s_i = s_{tot} \int\limits_{bini} f_s(x;\theta_s)dx \tag{3.3}$$

$$b_i = b_{tot} \int\limits_{bini} f_b(x;\theta_b)dx \tag{3.4}$$

Параметр μ характеризует силу сигнала (то есть $\mu = 1$ соответствует нулевой гипотезе, а $\mu = 0$ – альтернативной). $f_s(x;\theta_s)$ и $f_b(x;\theta_b)$ – плотности вероятности переменной x для сигнала и фона, параметры θ_s и θ_b характеризуют формы плотностей вероятности, а $stot$ и b_{tot} равны полному среднему значению сигнальных и фоновых событий. Далее обозначим все мешающие параметры как $\theta = (\theta_s, \theta_b, btot)$. Для того, чтобы упростить определение мешающих параметров, берется контрольный образец данных, в котором находятся только фоновые события, и строится гистограмма $\mathbf{m} = (m_1, ..., m_M)$. Матожидание m_i тогда имеет вид

$$E[m_i] = \mu u_i(\theta) \tag{3.5}$$

где u_i – числа событий, рассчитанные при заданном θ. Функция правдоподобия может быть получена в следующем виде:

$$L(\mu, \theta) = \prod_{j=1}^{N} \frac{(\mu s_j + b_j)^{n_j}}{n_j!} e^{-(\mu s_j + b_j)} \prod_{k=1}^{M} \frac{u_k^{m_k}}{m_k!} e^{-u_k} \tag{3.6}$$

Для проверки предположенного значения μ используется отношение правдоподобия [46]

$$\lambda(\mu) = \frac{L(\mu, \hat{\hat{\theta}})}{L(\hat{\mu}, \hat{\theta})} \tag{3.7}$$

Величина $\hat{\hat{\theta}}$ в числителе обозначает значение θ, максимизирующее L при заданном μ. В знаменателе находится максимальное значение функции правдоподобия, то есть параметры $\hat{\mu}$ и $\hat{\theta}$ представляют собой оценки максимального правдоподобия. Из определения видно, что $0 \leq \lambda(\mu) \leq 1$, при этом близость к единице подразумевает хорошее согласие данных с гипотетическим значением μ. В качестве статистического критерия в таком случае удобно использовать величину

$$t_\mu = -2ln\lambda(\mu) \tag{3.8}$$

где увеличение t_μ обозначает увеличение расхождения между данными и μ. Для установления предела на параметр силы сигнала μ используется следующая модификация этого критерия:

$$q_\mu = \begin{cases} -2ln\lambda(\mu), \hat{\mu} \leq \mu \\ 0, \hat{\mu} > \mu \end{cases} \tag{3.9}$$

Приравнивание критерия к нулю в области $\hat{\mu} > \mu$ заключается в том, что при установлении предела данные с $\hat{\mu} > \mu$ не будут учитываться, поскольку они соответствуют большему расхождению. Таким образом, при установлении предела тестируется значение μ против альтернативной гипотезы

меньшего значения μ. Для полученного значения $_{\mu,obs}$ уровень значимости p_μ может быть выражен как

$$p_\mu = \int\limits_{q_{\mu,obs}}^{\inf} f(q_\mu|\mu)dq_\mu \tag{3.10}$$

Для сокращения численных вычислений, ансамбль генерированных наборов данных заменяется одним обобщающим, также называющимся набором данных Азимова. Для этого набора данных величины $n_{i,A}$ и $m_{i,A}$, аналогичные использовавшимся выше n_i и m_i, равны матожиданиям n_i и m_i:

$$n_{i,A} = E[n_i], m_{i,A} = E[m_i] \tag{3.11}$$

Таким образом, значения параметров для этого набора данных соответствуют тем, которые были бы оценены методом Монте-Карло с использованием очень большого набора данных.

3.2 Реализация статистических методов

Данные статистические методы были реализованы для обработки данных эксперимента DarkSide-50 в виде программного пакета lowmass. Этот пакет является одним из официальных пакетов для обработки данных в коллаборации DarkSide. Данный пакет включает в себя различные методы симуляции отклика, в том числе детальную симуляцию фоновых компонент сигнала с использованием метода Монте-Карло и модель отклика детектора. Для реализации численных методов статистической обработки данных в этом пакете адаптированы методы библиотек ROOT, в том числе пакета RooStats [47].

В ходе данной работы пакет lowmass был адаптирован для учета эффекта Мигдала и тормозного излучения и включения их в моделирование и статистический анализ. Были интегрированы программные методы генерации новых спектральных компонент, соответствующих эффекту Мигдала и тормозному излучению, а также были соответствующим образом адаптированы программные методы статистической обработки.

В качестве модели распределения частиц тёмной материи использовалась стандартная модель гало с локальной плотностью частиц тёмной материи $\rho_{DM} = 0.3$ ГэВ/см^3. Распределение частиц тёмной материи по скоростям при $v_{DM} < v_{esc} + v_E$ в данной модели имеет следующий вид [50]

$$f_v(v_{DM}) = \frac{kv_{DM}}{\sqrt{\pi}v_0 v_E}\left(e^{-(v_{DM}-v_E)^2/v_0^2} - e^{-(v_{DM}^2+v_E^2+2v_{DM}v_E x_{max}(v_{DM}))/v_0^2}\right), \tag{3.12}$$

где v_{DM} – скорость частиц тёмной материи в лабораторной системе отсчёта, $v_E = 232$ км/с – средняя скорость Земли относительно центра Галактики,

$v_0 = 220$ км/с – наивероятнейшая скорость частиц тёмной материи, $v_{esc} = 544$ км/с – четвертая космическая скорость, $x \equiv \cos\theta$, θ – угол между v_{DM} и v_E, при этом

$$x < x_{max}(v_{DM}) = \min\Big(1, \frac{v_{esc}^2 - v_E^2 - v_{DM}^2}{2v_E v_{DM}}\Big), \text{ если } v_g < v_{esc}, \tag{3.13}$$

где v_g – скорость частицы тёмной материи в галактической системе отсчёта. Для нормировочной константы k используется следующее выражение [54]:

$$k = \mathrm{erf}\Big(\frac{v_{esc}}{v_0}\Big) - \frac{2}{\sqrt{\pi}}\frac{v_{esc}}{v_0}e^{-(v_{esc}/v_0)^2} \tag{3.14}$$

3.2.1 Генерация спектральной компоненты эффекта Мигдала

Спектральная компонента эффекта Мигдала была получена путём численного интегрирования полученного ранее уравнения 2.26:

$$\frac{dR}{dE_e}(E_e) = \int\limits_{E_R^{min}}^{E_R^{max}} \int\limits_{v_{DM}^{min}(E_R)}^{v_{DM}^{max}} dE_R dv_{DM} \frac{d^2R_0}{dE_R dv_{DM}} \frac{1}{2\pi} \sum_{n,l} \frac{d}{dE_e} p_{q_e}^c (nl \to (E_{EM} - E_{nl})) \tag{3.15}$$

где пределы интегрирования по энергии определяются из кинематики согласно уравнению 2.24, а нижний предел по скорости определяется уравнением 2.22. Дифференциальный темп счёта событий определяется согласно уравнению 2.17:

$$\frac{dR_0}{dE_R dv_{DM}} \cong \frac{1}{2}\frac{\rho_{DM}}{m_{DM}}\frac{1}{\mu_N^2}\tilde{\sigma}_N(q_A) \times \frac{f(v_{DM})}{v_{DM}} \tag{3.16}$$

Сечение $\tilde{\sigma}_N(q_A)$, задаваемое в виде 2.5, упрощается для контактного взаимодействия, и выражается в виде [52]

$$\tilde{\sigma}_N(q_A) = \sigma_n \left| A\frac{\mu_N}{\mu_n} F_A(q_A) \right|^2 \tag{3.17}$$

Форм-фактор ядра $F_A(q_A$ в данном случае рассчитывается по модели Хельма:

$$F_A(q_A) = 3\frac{j_1(q_A r_n)}{q_A r_n} e^{-\frac{1}{2}(q_A s)^2} \tag{3.18}$$

где $j_1(x)$ – сферическая функция Бесселя первого порядка,

$$j_1(x) = \frac{\sin x - x\cos x}{x^2} \tag{3.19}$$

Подоболочка	Энергия связи, эВ
K 1s	3205.9
L_1 2s	326.3
L_2 $2p_{1/2}$	250.6
L_3 $2p_{3/2}$	248.4
M_1 3s	29.3
M_2 $3p_{1/2}$	15.9
M_3 $3p_{3/2}$	15.7

Таблица 3.1: Энергии связи для аргона ^{40}Ar.

Подоболочка	1s	2s	2p	3s	3p
Количество электронов	2	2	6	2	6

Таблица 3.2: Количество электронов на подоболочках в атоме аргона.

и радиус ядра r_n, который представим в виде [[54]]

$$r_n^2 = (1.23A^{1/3} - 0.6)^2 + 7\pi^2\frac{0.52^2}{3} - 5s^2. \tag{3.20}$$

В данном случае для аргона используются значения $s \approx 0.9$ фм, $r_n \approx 3.9$ фм.

Энергия связи электронов E_{nl} для аргона были взяты из базы данных [53] и приведены в таблице 3.1. Тонким расщеплением уровней, характеризуемым магнитным квантовым числом m, в данном случае пренебрегаем, поскольку существенной разницы в энергиях, способной повлиять на результаты расчётов, оно не создает. В связи с этим была использована усреднённая энергия для каждой подоболочки с квантовыми числами n и l.

Дифференциальные вероятности ионизации для аргона рассчитываются с использованием программного пакета Flexible Atomic Code [51], при этом учитывается количество электронов на подоболочках при условии, что атом аргона находится в невозбуждённом состоянии. Заселённость подоболочек для аргона представлена в таблице 3.2. Полученные таким образом значения, использовавшиеся в получении спектральных компонент, представлены в работе [43].

Полученный описанным образом ожидаемый спектр ионизационных электронов, образованных при взаимодействии частиц тёмной материи с

атомами мишени в детекторе DarkSide-50 (в случае эффекта Мигдала), приведен на рисунках 3.1, 3.2 и 3.3 для разных значений параметров (которыми, аналогично случаю тормозного излучения, являются сечение взаимодействия частицы тёмной материи с нуклоном и масса частицы тёмной материи). Нижняя оболочка практически не вносит вклада в спектр.

Верификация результатов производилась путем сравнения с результатами, полученными независимо коллегами по коллаборации. Результаты сравнения приведены на рисунке 3.4. Сравнение также демонстрирует высокую степень сходимости результатов.

3.2.2 Генерация спектральной компоненты тормозного излучения

Для вычисления спектральной компоненты тормозного излучения использовалось следующее выражение, полученное аналитически выше (ур. 2.33):

$$\frac{dR}{d\omega} = N_T \frac{\rho_{DM}}{m_{DM}} \int\limits_{|\mathbf{v}| \geq v_{min}} d^3\mathbf{v} v f_v(\mathbf{v} + \mathbf{v}_e) \frac{d\sigma}{d\omega} \tag{3.21}$$

В данном случае $N_T = N_A/M_{mol,Ar} = N_A/(39.948\text{ г})$, а дифференциальное сечение задается уравнением 2.32:

$$\frac{d\sigma}{d\omega} = \frac{4\alpha|f(\omega)|^2}{3\pi\omega} \frac{\mu_N^2 v_{DM}^2 \sigma_0^{SI}}{m_N^2} \sqrt{1 - \frac{2\omega}{\mu_N v_{DM}^2}} \left(1 - \frac{\omega}{\mu_N v_{DM}^2}\right) \tag{3.22}$$

Напомним, что здесь $\sigma_0^{SI} \cong A^2 \sigma_n (\mu_N/\mu_n)^2$, и сечение упругого взаимодействия частицы тёмной материи с нуклоном σ_n выступает в роли параметра. Значения атомных факторов рассеяния, установленные экспериментально, были получены из базы данных лаборатории Беркли [49], их значения для некоторых значений энергии приведены в таблице 3.3

Ожидаемый спектр фотонов тормозного излучения при взаимодействии частиц тёмной материи с атомами мишени в детекторе DarkSide-50 приведен на рисунках 3.5, 3.6 и 3.7 для разных значений параметров (которыми в данном случае являются сечение взаимодействия частицы тёмной материи с нуклоном и масса частицы тёмной материи).

Для верификации расчётов также были использованы результаты независимых вычислений, полученных коллегами по коллаборации, а также результаты, полученные другими коллаборациями для ксеноновой мишени [50]. Сравнение с этими результатами приведено на рисунках 3.9 и 3.8 и показывает крайне высокое совпадение результатов моделирования (для сравнения с результатами, полученными для ксеноновой мишени, разработанный программный метод был соответствующим образом адаптирован

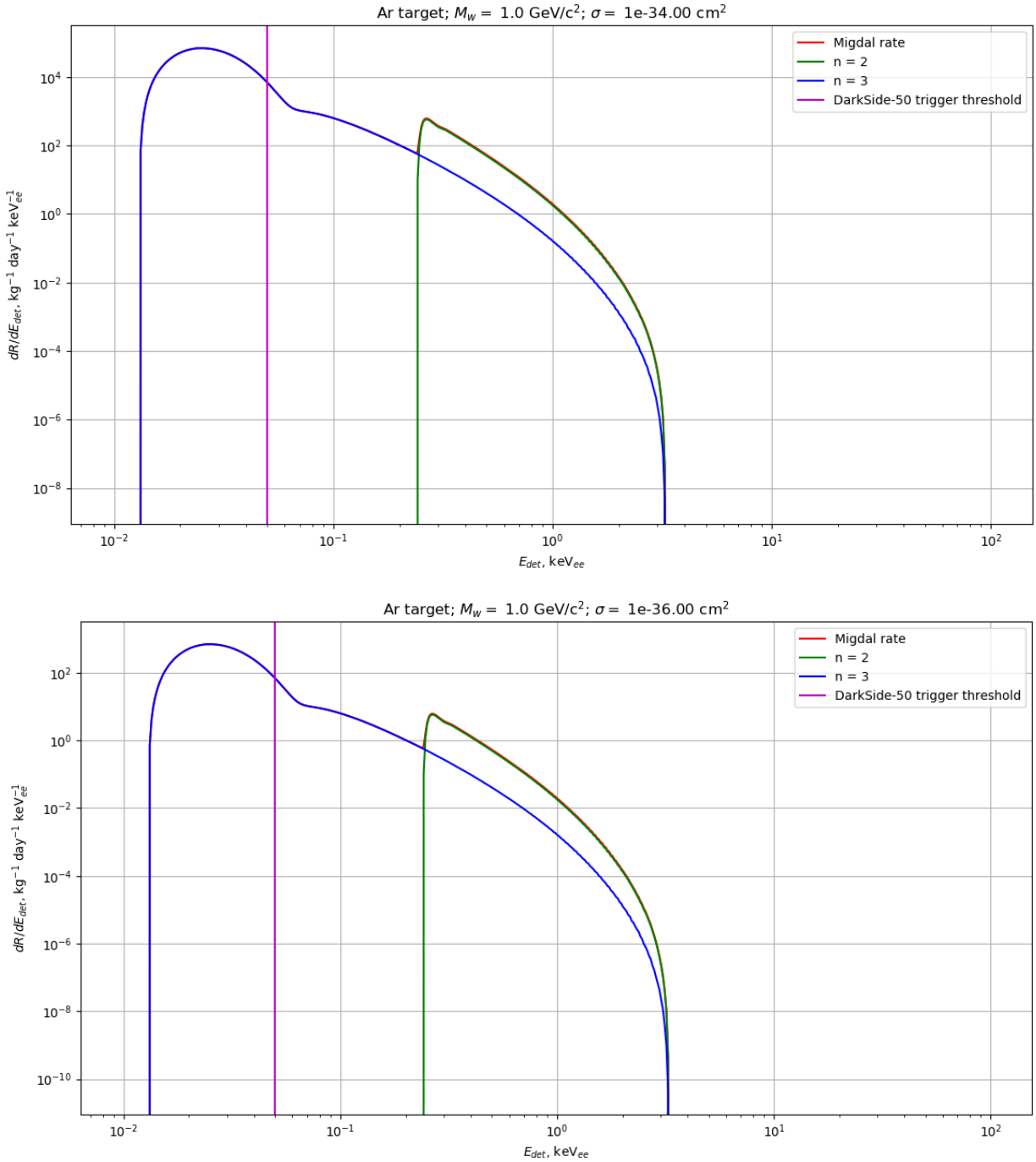
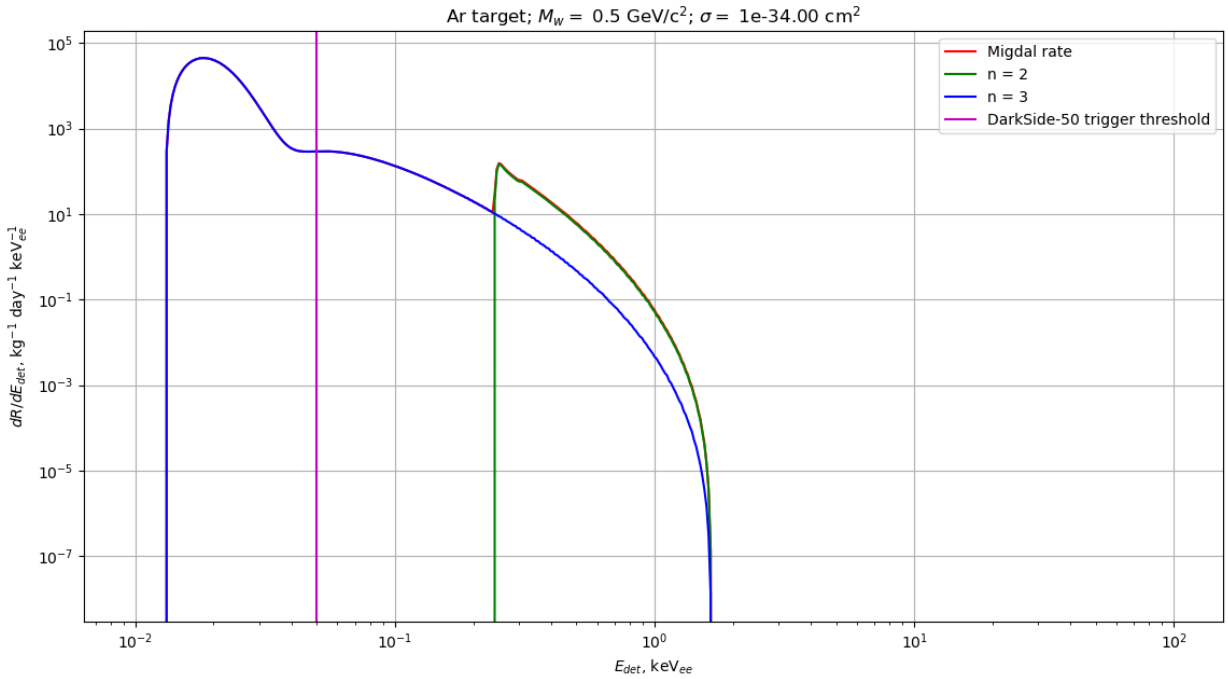


Рис. 3.1: Спектр ионизационных электронов для случая эффекта Мигдала при массе частицы тёмной материи $m_{DM} = 1$ ГэВ/с^2. Сверху изображен спектр для $\sigma_n = 10^{-34}$ см^2, снизу – для $\sigma_n = 10^{-36}$ см^2. Зеленой линией выделен вклад второй электронной оболочки, синей – третьей оболочки, красная линия соответствует суммарному спектру.



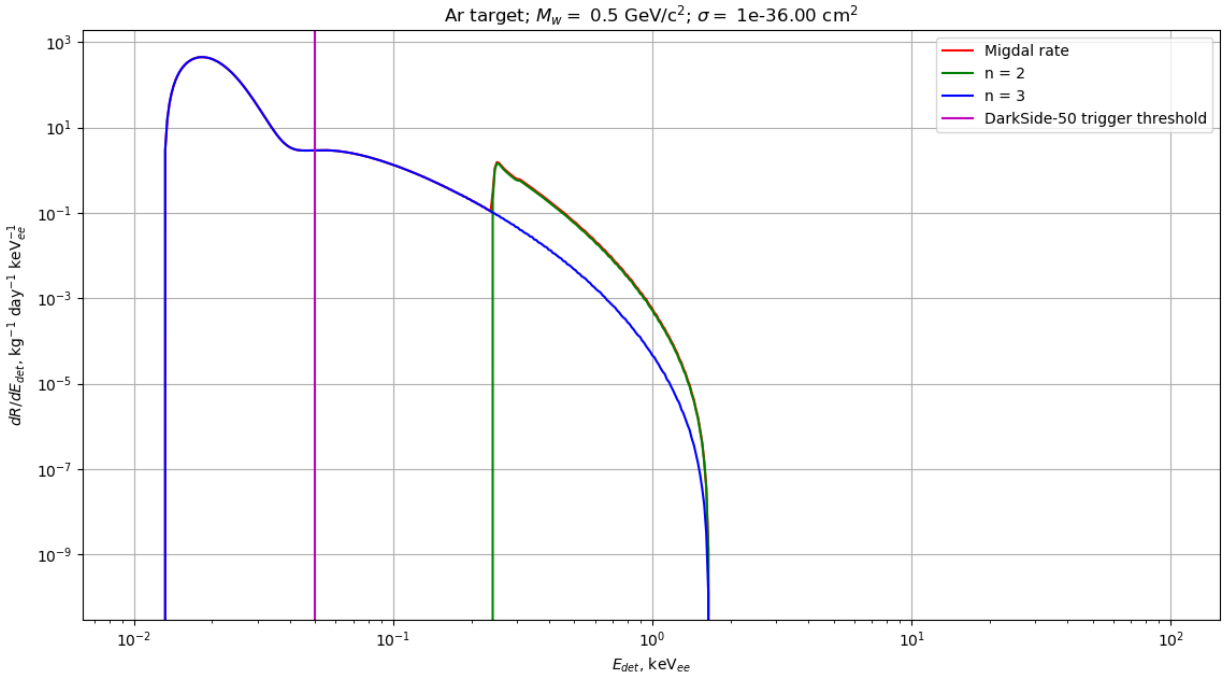


Рис. 3.2: Спектры, аналогичные представленным на рисунке 3.1, но для массы частицы тёмной материи $m_{DM} = 0.5$ ГэВ/c^2.

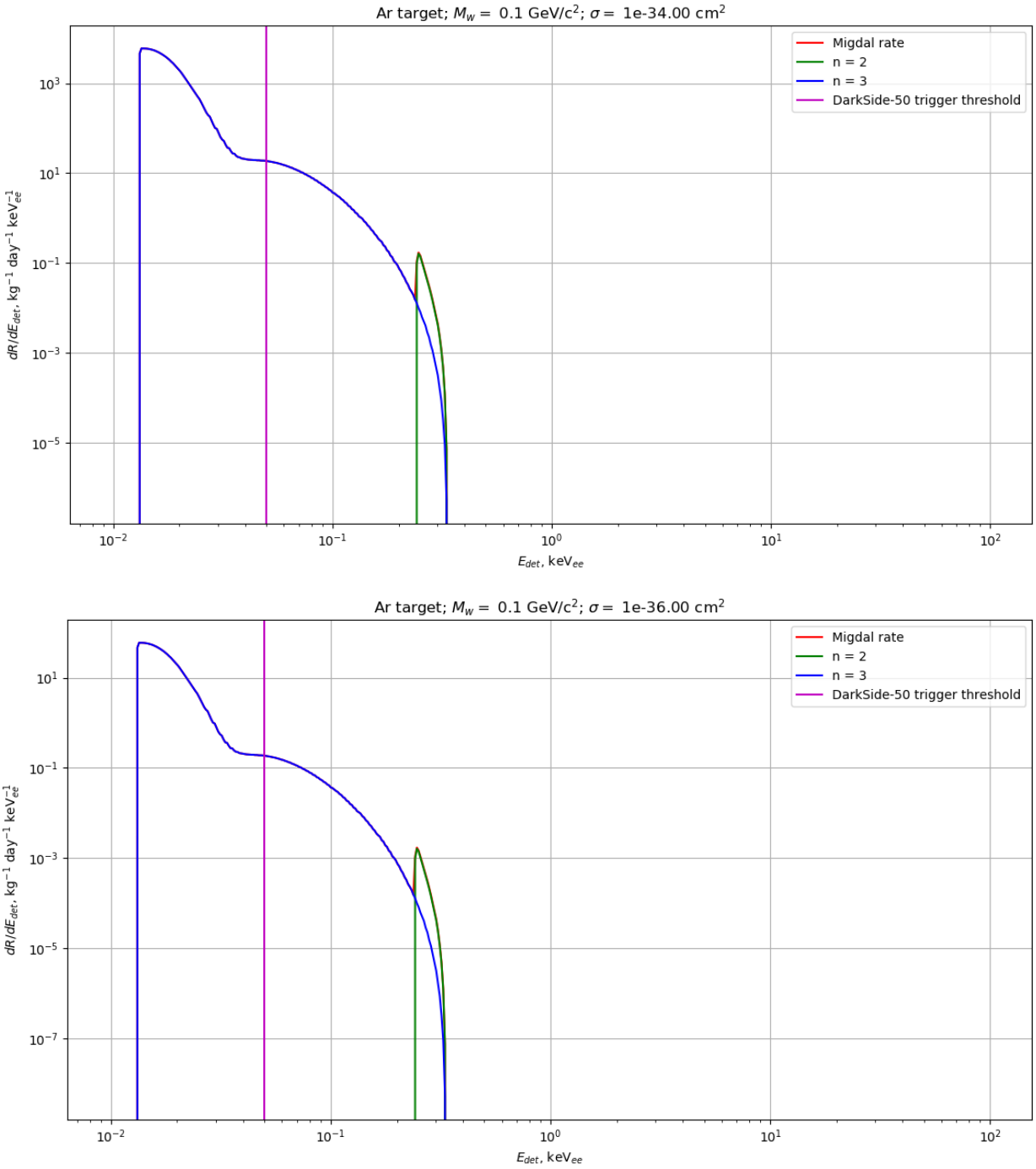


Рис. 3.3: Спектры, аналогичные представленным на рисунке 3.1, но для массы частицы тёмной материи $m_{DM} = 0.1$ ГэВ/c^2.

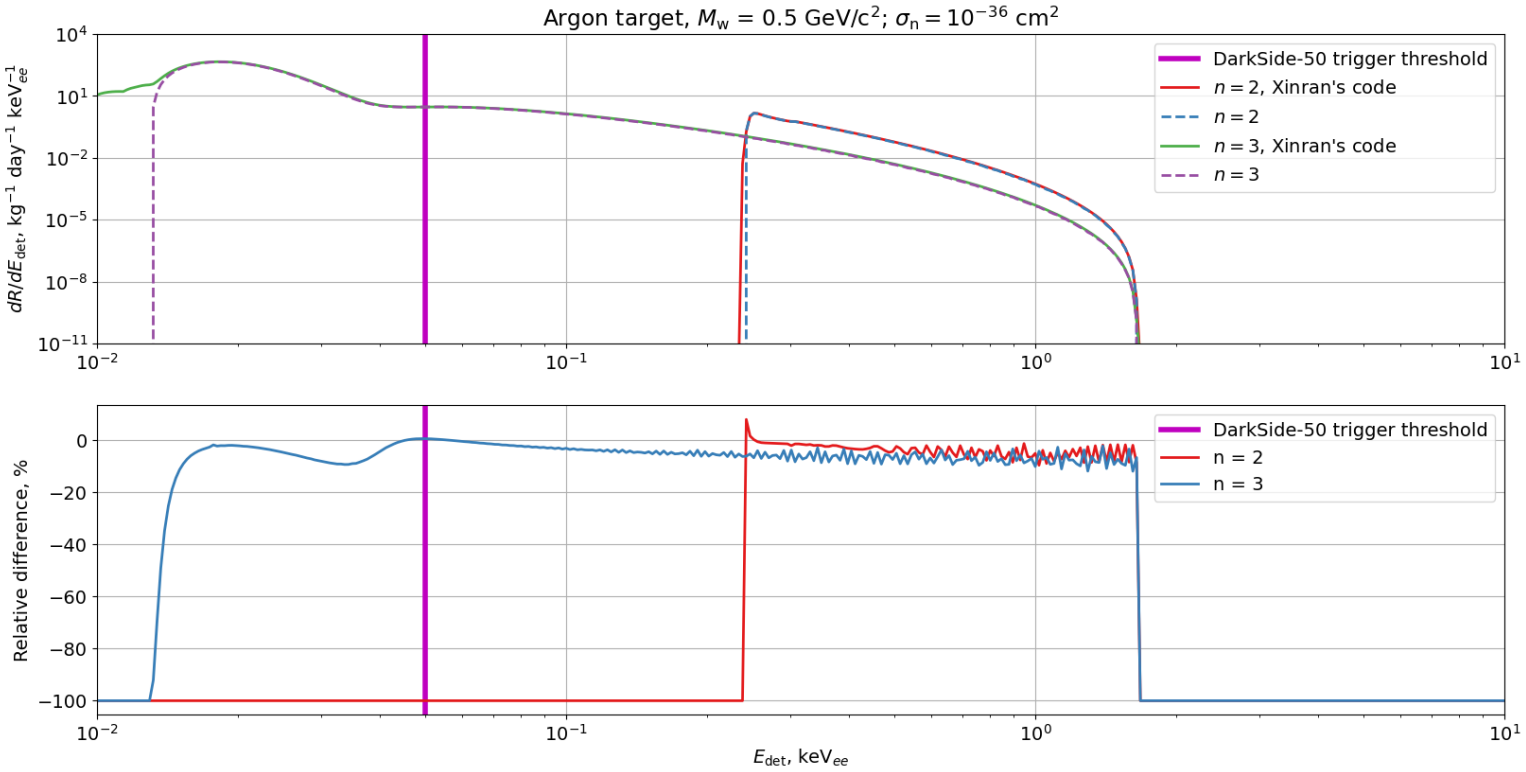


Рис. 3.4: Сравнение энергетического спектра ионизационных электронов для случая эффекта Мигдала (изображен пунктирными линиями) с полученным независимо коллегами по коллаборации (сплошные линии). Сравнение произведено раздельно для вкладов второй и третьей электронной оболочек.

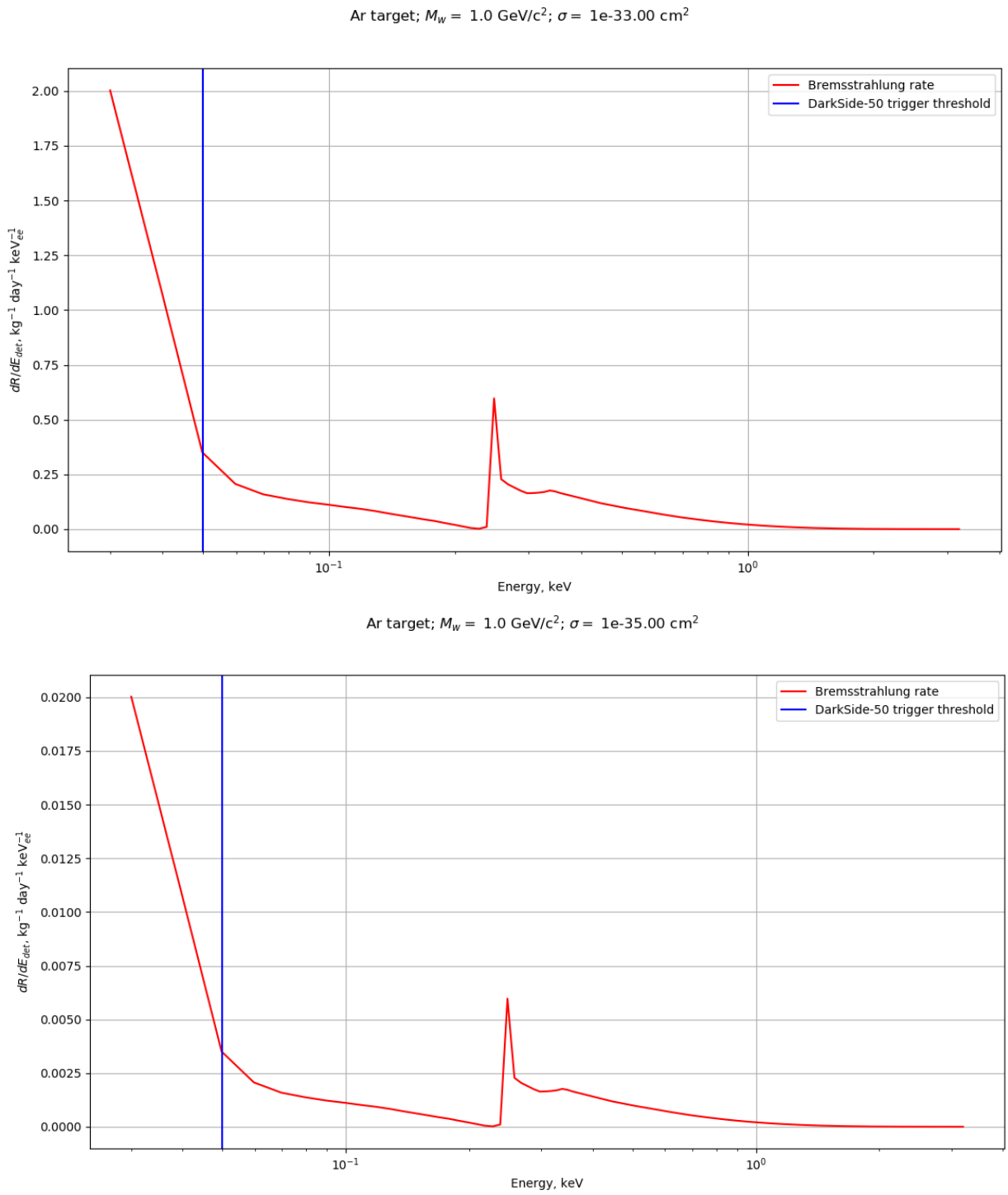


Рис. 3.5: Спектр фотонов тормозного излучения при массе частицы тёмной материи $m_{DM} = 1$ ГэВ/c^2. Сверху изображен спектр для $\sigma_n = 10^{-33}$ см^2, снизу – для $\sigma_n = 10^{-35}$ см^2

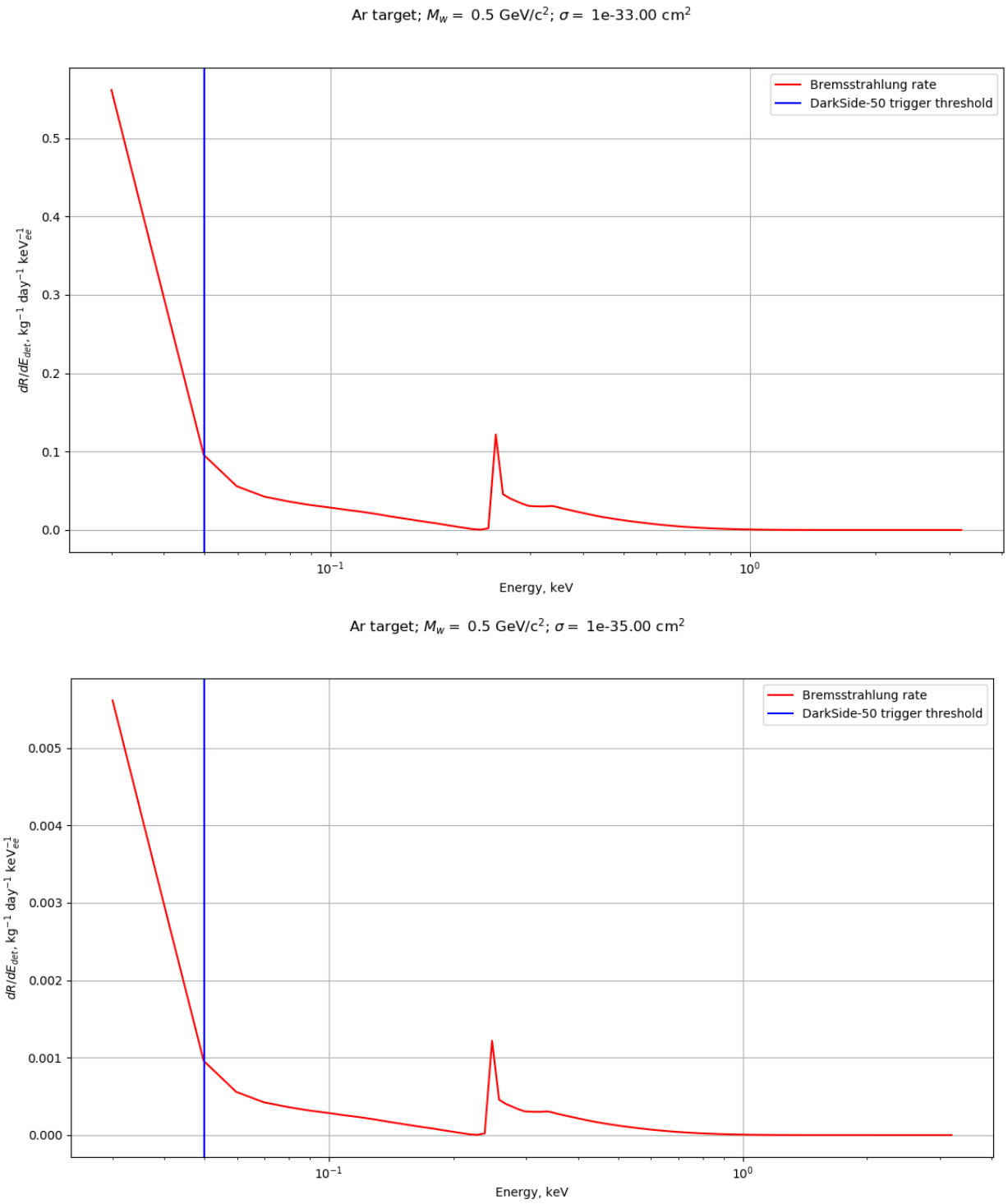


Рис. 3.6: Спектры, аналогичные представленным на рисунке 3.5, но для массы частицы тёмной материи $m_{DM} = 0.5$ ГэВ/c^2.

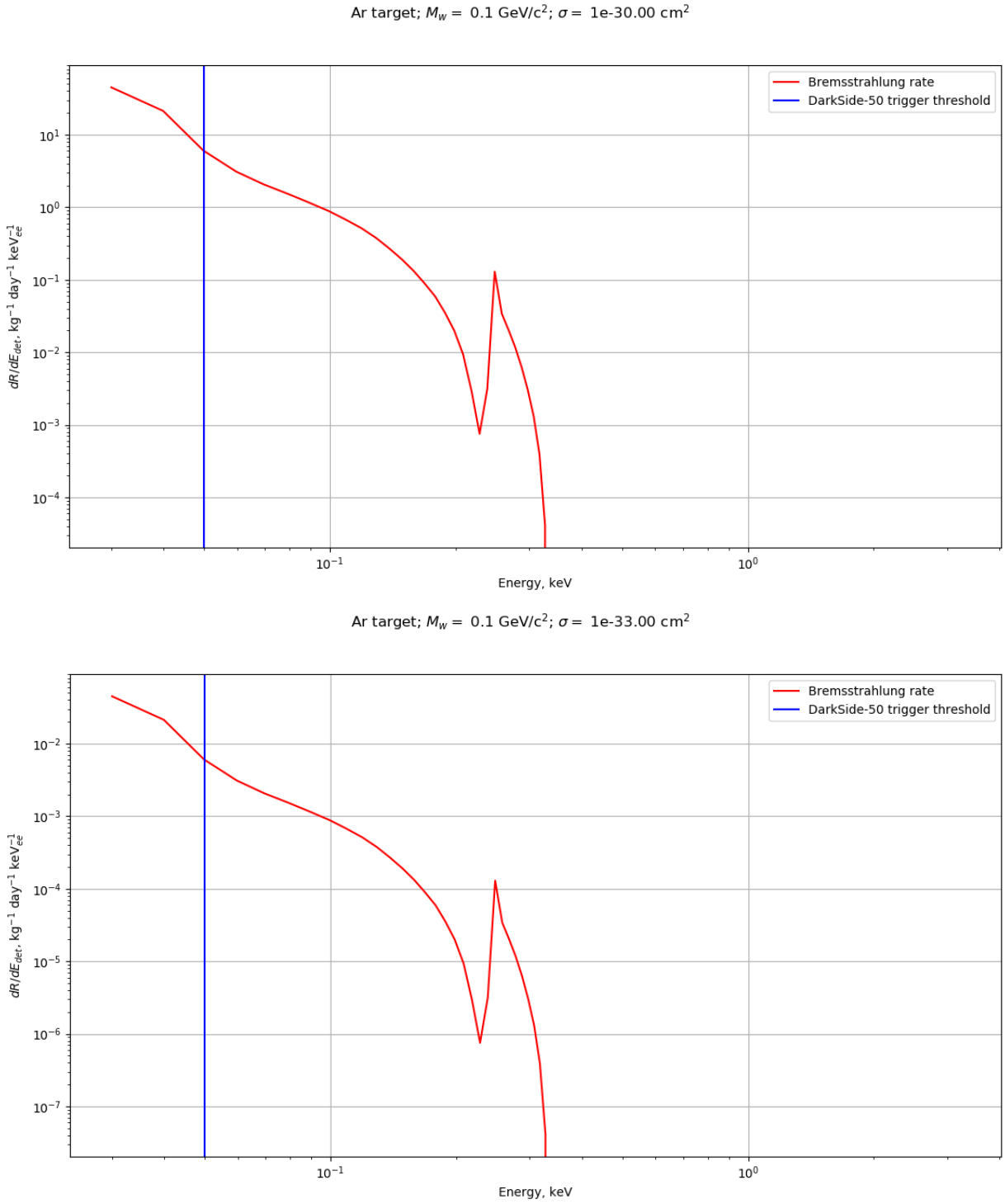


Рис. 3.7: Спектр фотонов тормозного излучения при массе частицы тёмной материи $m_{DM} = 0.1$ ГэВ/c^2. Сверху изображен спектр для $\sigma_n = 10^{-30}$ см^2, снизу – для $\sigma_n = 10^{-33}$ см^2. Для большей наглядности спектр приведен в логарифмическом масштабе

Энергия, эВ	$f1$	$f2$
30.2555	8.27340	11.6127
50.5576	7.75016	0.630240
100.790	6.11193	1.89139
251.538	-7.08366	17.2582
501.459	15.8258	8.41746
1015.86	17.6705	3.09750
2025.20	16.8579	0.989487
3024.63	15.0567	0.493219

Таблица 3.3: Значения компонент атомного фактора рассеяния для ^{40}Ar.

под взаимодействие с атомами ксенона). Рост относительной разницы в области энергий выше 1 кэВ на рисунке 3.8 обусловлен тем, что значения дифференциального темпа счёта событий в этой области становятся крайне низкими и в связи с этим становится заметным влияние выбора метода численного интегрирования. Поскольку в этой области энергий вклад в общий темп счёта крайне незначителен, а для остальных энергий относительная разница составляет порядка 1.5%, совпадение результатов можно считать вполне удовлетворительным.

Генерация симулированных наборов данных, соответствующих полученной спектральной компоненте эффекта Мигдала, была произведена следующим образом. Был построен энергетический спектр фотонов тормозного излучения, соответствующий экспозиции эксперимента DarkSide-50. Энергия представляется в виде числа электронов ионизации N_{e^-}, один электрон ионизации приблизительно соответствует энергии 21 эВ. Данный спектр нормируется, и, с использованием нормированного спектра в качестве плотности вероятности, случайным образом генерируется набор взаимодействий частиц тёмной материи с мишенью с различными значениями энергии, после чего взаимодействия однородным образом распределяются по объему детектора. В зависимости от позиций в пространстве, на получаемый сигнал накладываются коррекции согласно модели отклика детектора. Данные вычисления были произведены для ряда значений параметров m_{DM} и σ_n. В случае эффекта Мигдала генерация производится полностью аналогичным образом с использованием энергетического спектра фотонов тормозного излучения. Примеры моделированных наборов данных приведены на рисунках 3.10 и 3.11.

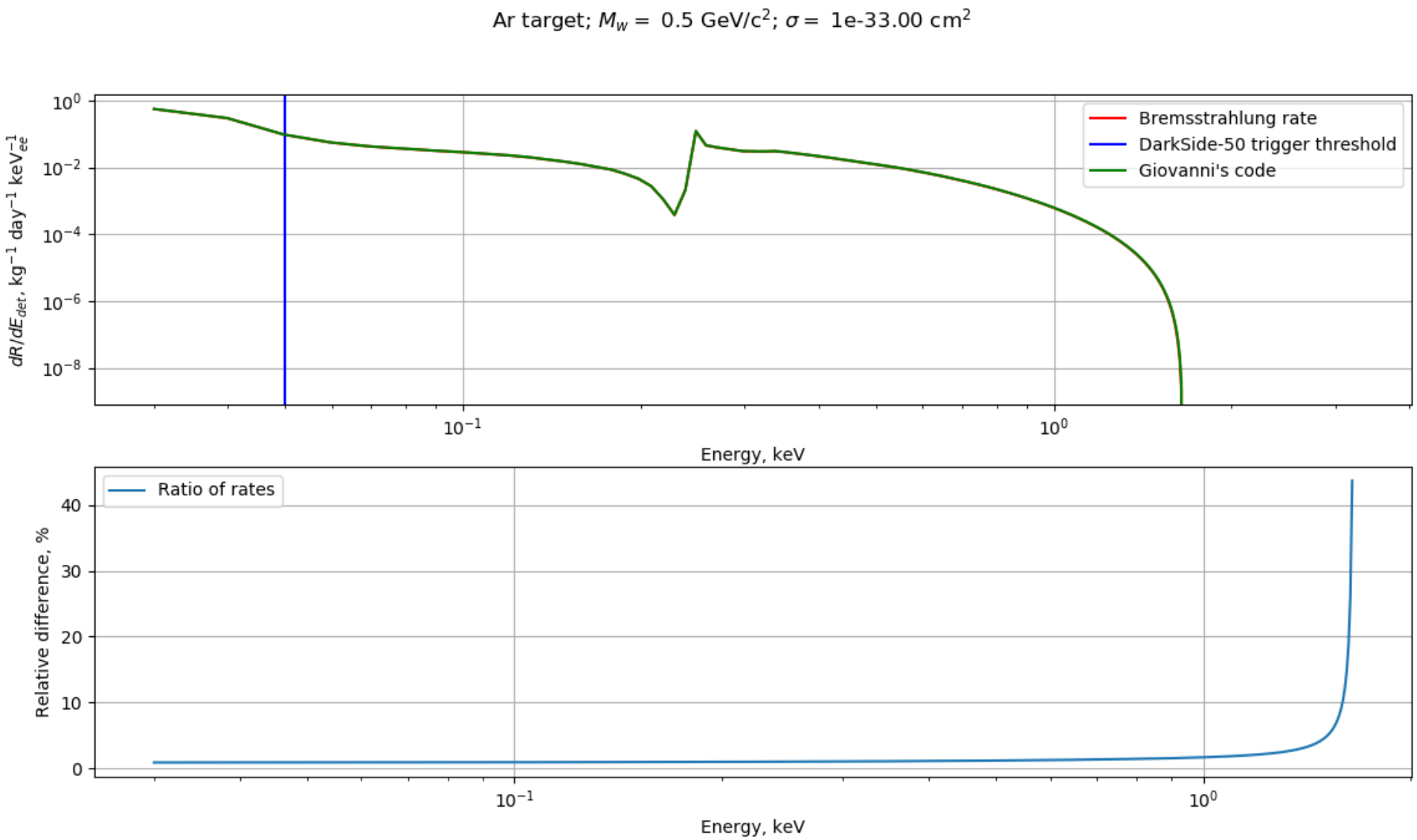


Рис. 3.8: Сравнение энергетического спектра фотонов тормозного излучения с полученным независимо коллегами по коллаборации.

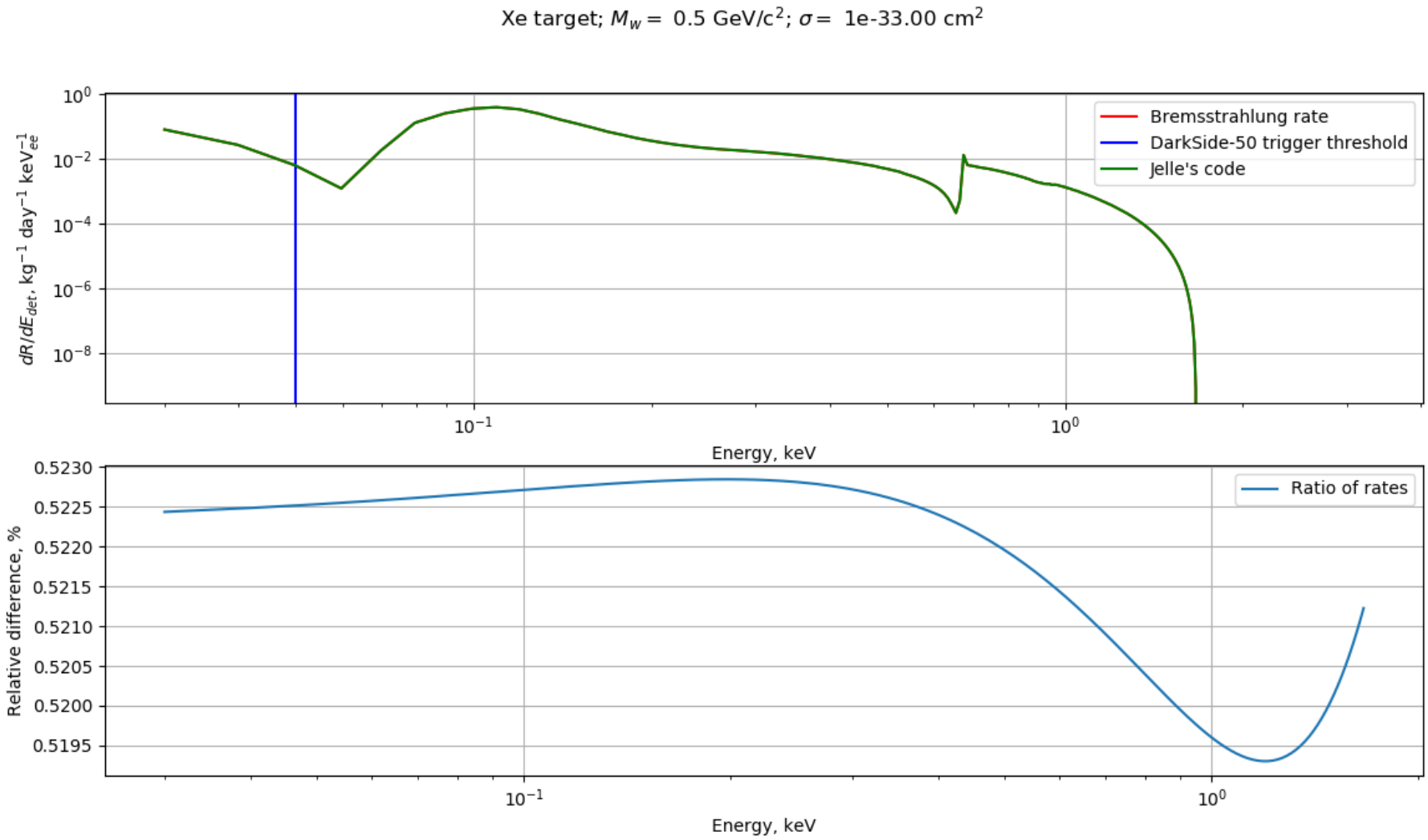


Рис. 3.9: Сравнение энергетического спектра фотонов тормозного излучения при взаимодействии с ксеноновой мишенью с полученным коллаборацией XENON.

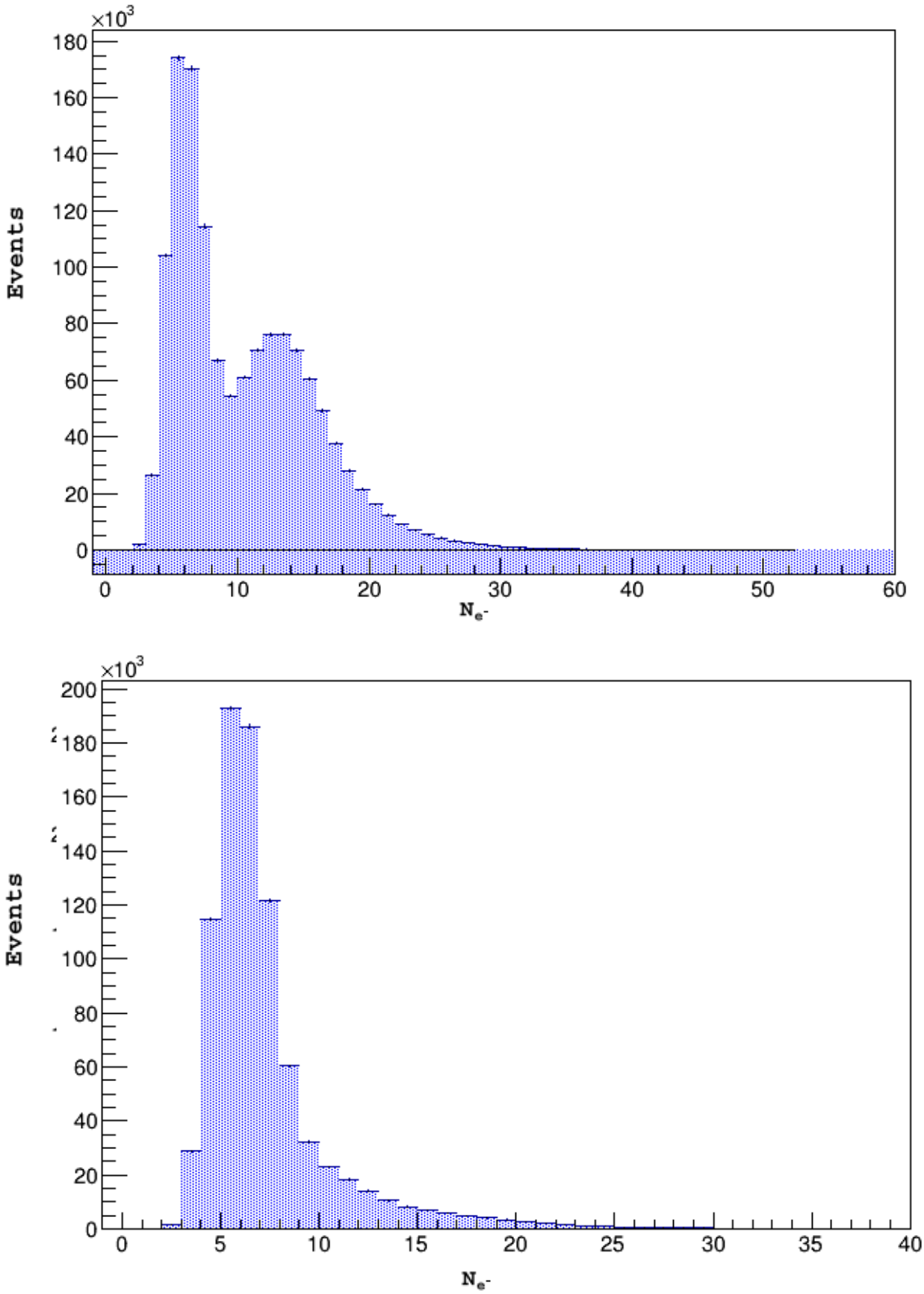


Рис. 3.10: Смоделированные наборы данных для случая эффекта Мигдала. Верхний рисунок соответствует набору данных, сгенерированному при параметрах $m_{DM} = 1$ ГэВ/c^2, $\sigma_n = 10^{-34}$ см^2, нижний – при параметрах $m_{DM} = 2.5$ ГэВ/c^2, $\sigma_n = 10^{-36}$ см^2

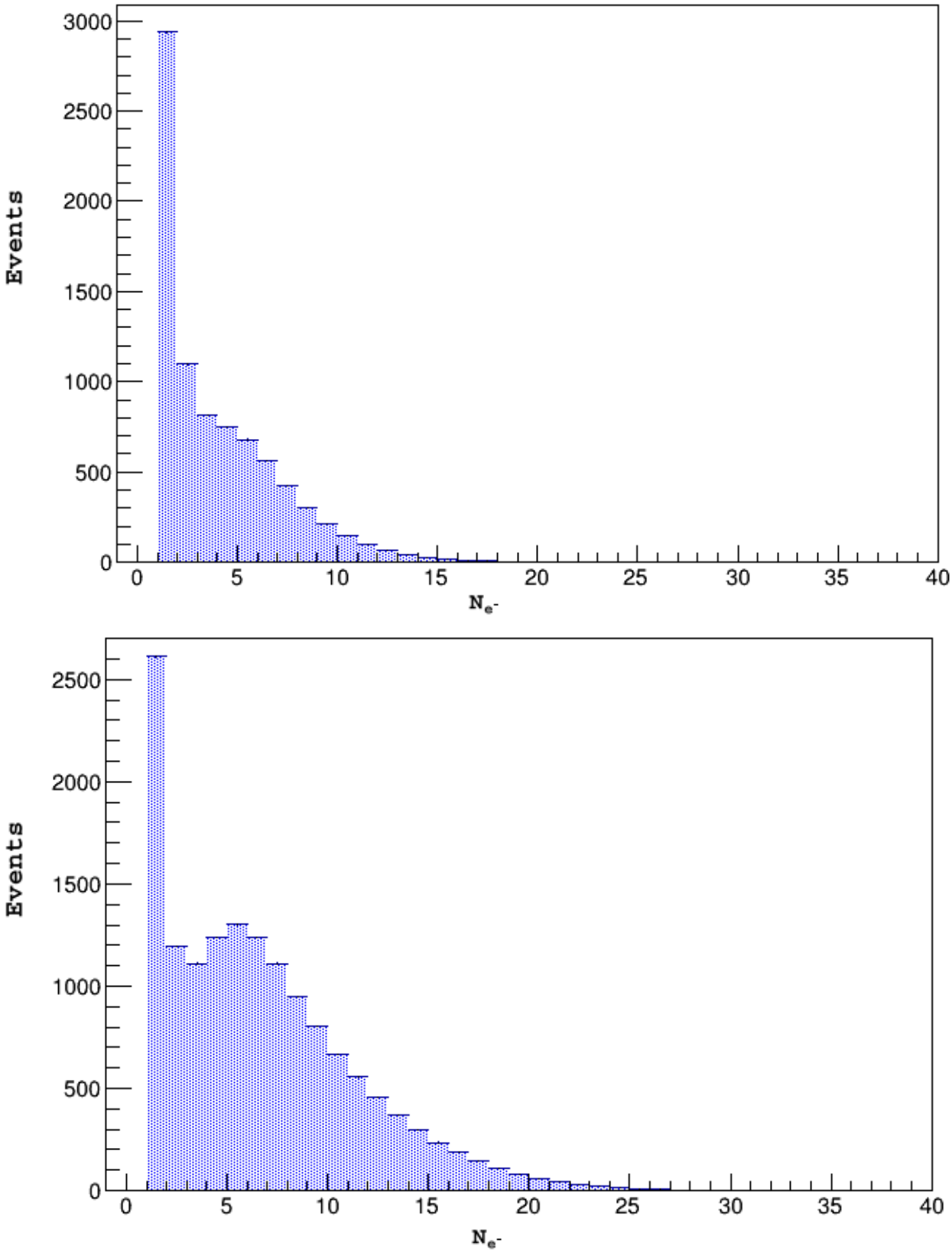


Рис. 3.11: Смоделированные наборы данных для случая тормозного излучения. Верхний рисунок соответствует набору данных, сгенерированному при параметрах $m_{DM} = 1$ ГэВ/c^2, $\sigma_n = 10^{-31}$ см^2, нижний – при параметрах $m_{DM} = 2.5$ ГэВ/c^2, $\sigma_n = 10^{-33}$ см^2.

3.3 Получение пределов на сечение рассеяния

Для получения верхних пределов на спин-независимое сечение рассеяния частицы тёмной материи на нуклоне использовались описанные выше статистические методы анализа, реализованные в рамках программного пакета lowmass, которые были адаптированы для случаев эффекта Мигдала и тормозного излучения. В качестве значения доверительной вероятности было выбрано значение 90%, энергетические пределы были выбраны в соответствии со стандартными значениями для анализа данных в рамках детектора DarkSide-50 в области низких масс частиц тёмной материи. Они равны от 4 до 180 N_{e^-}. Полученные результаты изображены на рисунках 3.12.

Видно, что учет эффекта Мигдала и тормозного излучения может позволить увеличить чувствительность поиска для масс частиц тёмной материи ниже 1 ГэВ/c^2 в рамках эксперимента DarkSide-50, однако, учитывая невысокий темп счёта событий, обусловленных данными эффектами, применение данной методики окажет существенно большее влияние на поиск при бóльших величинах экспозиции. Для этого, соответственна требуется бóльшая масса мишени, что, в частности, будет достигнуто в рамках развивающейся следующей стадии программы DarkSide – эксперимента DarkSide-20k, в котором будет использоваться аргоновая мишень, масса которой приблизительно в 400 раз больше используемой в эксперименте DarkSide-50.

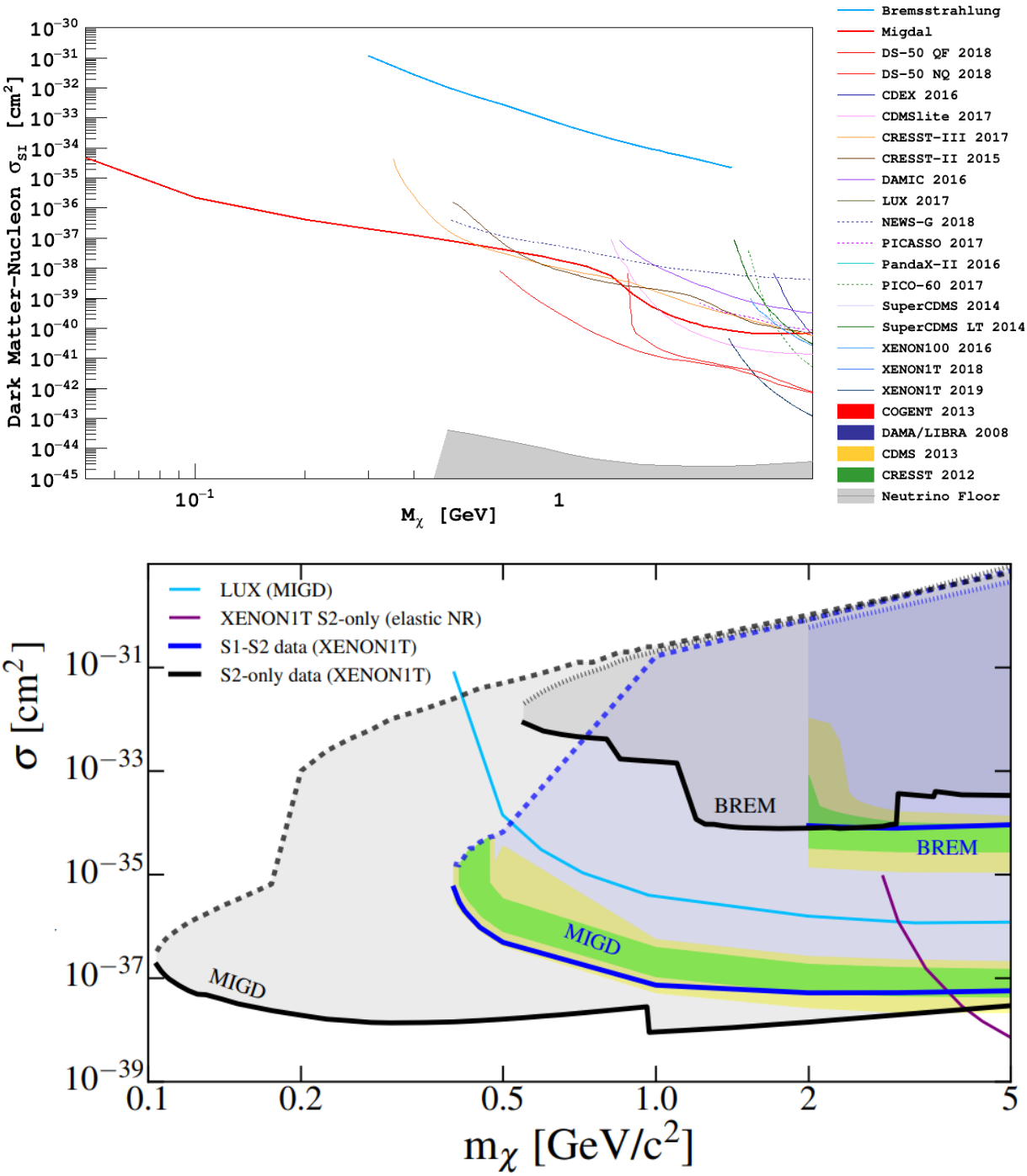


Рис. 3.12: На рисунке сверху толстой красной линией отмечен верхний предел на независимое от спина сечение рассеяния частицы тёмной материи на нуклоне при доверительной вероятности 90%, полученный с помощью эффекта Мигдала при $N_{e^-,min} = 4$, толстой голубой линией отмечен аналогичный предел, полученный с помощью тормозного излучения. Также для сравнения приведены верхние пределы на сечение, полученные в рамках других экспериментов. Для удобства соотношения результатов с полученными для экспериментов с ксеноновой мишенью, снизу повторно приведен рис. 2.2.

Заключение

В ходе исследования была изучена возможность увеличения чувствительности поиска частиц тёмной материи в области низких масс в эксперименте DarkSide-50 путем учета атомных эффектов: эффекта Мигдала и тормозного излучения ядра, двигающегося ускоренно в поле электронной оболочки.

Были вычислены энергетические спектры фотонов тормозного излучения и ионизационных электронов для эффекта Мигдала. Спектры были построены для различных значений параметров, в роли которых выступали масса частицы тёмной материи и сечение взаимодействия частицы тёмной материи с нуклоном. Полученные спектры были верифицированы путём сравнения с результатами, полученными независимо коллегами по коллаборации и участниками других коллабораций.

С использованием Монте-Карло модели отклика детектора были сгенерированы наборы данных, соответствующих сигналам, вызванным тормозным излучением и эффектом Мигдала. Наборы данных также были сгенерированы для различных наборов параметров m_{DM} и σ_n.

Был проведен статистический анализ модельных данных с использованием критерия отношения правдоподобия на базе библиотек ROOT и RooStats. Также был использован метод репрезентативного набора данных Азимова, что позволило существенно уменьшить объем вычислений без существенной потери точности вычислений. Произведено тестирование нулевой гипотезы, соответствующей модели, учитывающей сигнал и фон, против альтернативной гипотезы, соответствующей модели, учитывающей только фон. В качестве фона использовались смоделированные с использованием метода Монте-Карло и детальной модели детектора компоненты фонов. В качестве сигнала использовались сгенерированные наборы данных для эффекта Мигдала и тормозного излучения.

В результате проведенного статистического анализа были вычислены значения верхнего предела на независимое от спина сечение рассеяния частицы тёмной материи на нуклоне для эффекта Мигдала и тормозного излучения. Полученные значения предела соответствуют доверительной вероятности 90%.

Полученные результаты указывают, что несмотря на то, что темп счёта событий, связанных с эффектом Мигдала и тормозным излучением, доста-

точно невысок и для масс частицы тёмной материи в области от единиц ГэВ/с^2 и больше учёт данных эффектов не способен принести значительного эффекта, для лёгких частиц тёмной материи их учёт способен заметно увеличить чувствительность поиска, поскольку чувствительность детектора к прямой регистрации ядра отдачи в области низких масс крайне низка в связи с малыми значений передаваемого импульса.

Разработанные методы были интегрированы в среду lowmass, предназначенную для обработки данных эксперимента DarkSide-50.

Разработки, произведенные в рамках данного исследования, в дальнейшем могут быть адаптированы и использованы на следующих стадиях программы DarkSide, в частности, в активно развивающемся эксперименте DarkSide-20k, в котором в качестве мишени используется 20 тонн высокоочищенного ^{40}Ar.

Список литературы

[1] Planck 2013 results. I. Overview of products and scientific results / P. A. R. Ade, N. Aghanim, C. Armitage-Caplan, et al. // Astronomy & Astrophysics. - 2014. - 571, A1

[2] Constraints on Sub-GeV Dark-Matter–Electron Scattering from the DarkSide-50 Experiment / Agnes P et al. // Physical Review Letters 121 - 2018. - 11.111303

[3] Results of a Search for Sub-GeV Dark Matter Using 2013 LUX Data / Akerib, D. S. and others // Phys. Rev. Lett. 122 - 2019. - 13, DOI: 10.1103/PhysRevLett.122.131301

[4] Sub-GeV Dark Matter Searches and Electric Field Studies for the LUX and LZ Experiments / Tvrznikova, Lucie // Yale University - 2019.

[5] A Search for Light Dark Matter Interactions Enhanced by the Migdal effect or Bremsstrahlung in XENON1T/ E. Aprile et al. // Phys. Rev. Lett. 123 - 2019. - 241803

[6] The rotation curve and geometry of M31 at large galactocentric distances / M. S. Roberts and R. N. Whitehurst // Astrophysical Journal. - 1975. - 201:327–346

[7] Dark matter in spiral galaxies/ V. C. Rubin // Scientific American. - 1983. - 248:96–106

[8] Abell 2218 / NASA, ESA, J. Richard. - 2008.

[9] Weak gravitational lensing / M. Bartelmann and P. Schneider // Physics Reports. - 2001. - 340(4–5):291 – 472.

[10] Supersymmetric dark matter : aspects of sfermion coannihilations / M. Schelke // Stockholms universitet. - 2004. - Doctoral thesis.

[11] DM production mechanisms / G. Gelmini and P. Gondolo. // Cambridge University Press. - 2010. - ISBN: 9780521763684, p.121

[12] Dark matter candidates from particle physics and methods of detection / J. L. Feng // Annual Review of Astronomy and Astrophysics. - 2010. - 48.2010.

[13] Modern cosmology / S. Dodelson // Academic Press. - 2003. - ISBN: 9780122191411.

[14] Search for dark matter candidates and large extra dimensions in events with a photon and missing transverse momentum in pp collision data at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector / G. Aad, T. Abajyan, B. Abbott, et al. // Phys. Rev. Lett. - 2013. - 110:011802.

[15] Review of particle physics / K. A. Olive and Particle Data Group //Chinese Physics C. - 2014. - 38(9):090001.

[16] AMS-02 results support the secondary origin of cosmic ray positrons / K. Blum, B. Katz, E. Waxman // Phys. Rev. Lett. - 2013. - 111:211101.

[17] Detectability of certain dark-matter candidates / M. W. Goodman, E. Witten // Phys. Rev. D. - 1985. - 31:3059–3063.

[18] Signal modulation in cold-dark-matter detection / Katherine Freese, Joshua Frieman, Andrew Gould // Phys. Rev. D. - 1988. - 37, 3388.

[19] DAMA/LIBRA at Gran Sasso / R. Bernabei el al. // La Rivista del Nuovo Cimento. - 2003. - 26(1): 1-73.

[20] Particle Dark Matter and DAMA/LIBRA / R. Bernabei el al. // Int. J. Mod. Phys. - 2004. - D13 2127.

[21] Review of mathematics, numerical factors, and corrections for dark matter experiments based on elastic nuclear recoil / J. D. Lewin and P. F. Smith // Astroparticle Physics. - 1996. - 6(1):87 – 112.

[22] New results from the search for low- mass weakly interacting massive particles with the CDMS low ionization threshold experiment / R. Agnese, A. J. Anderson, T. Aramaki, et al. // Phys. Rev. Lett. - 2016. - 116:071301.

[23] First results from DAMA/LIBRA and the combined results with DAMA/NaI / R. Bernabei, P. Belli, F. Cappella, et al. / The European Physical Journal C. - 2008. - 56(3):333–355.

[24] First results from the DEAP-3600 dark matter search with argon at SNOLAB / P.A. Amaudruz et al. // Phys.Rev.Lett. - 2018. - 121(7). 071801.

[25] Improved limits on scattering of weakly interacting massive particles from reanalysis of 2013 LUX data / D. S. Akerib, H. M. Araújo, X. Bai, et al. // Phys. Rev. Lett. - 2016. - 116:161301.

[26] Projected WIMP sensitivity of the LUX-ZEPLIN (LZ) dark matter experiment / D.S. Akerib et al. / arXiv:1802.06039

[27] Results from the first use of low radioactivity argon in a dark matter search / P. Agnes, L. Agostino, I. F. M. Albuquerque, et al. // Phys. Rev. D. - 2016. - 93:081101

[28] Darkside-50 532-day dark matter search with low-radioactivity argon / P. Agnes, I. F. M Albuquerque, T. Alexander et al. // Physical Review D. — 2018. — Vol. 98, no. 10. — P. 102006.

[29] The veto system of the DarkSide-50 experiment / P. Agnes, L. Agostino, I.F.M. Albuquerque, et al. // Journal of Instrumentation. - 2016. - 11(03):P03016.

[30] Localized excitations in condensed Ne, Ar, Kr, and Xe / J. Jortner, L. Meyer, S. A. Rice, E. G. Wilson // The Journal of Chemical Physics. - 1965. - 42(12):4250–4253.

[31] Temperature dependence of rare gas molecular emission in the vacuum ultraviolet / O. Cheshnovsky, B. Raz, J. Jortner // Chemical Physics Letters. - 1972. - 15(4):475–479

[32] Luminescence quenching of the triplet excimer state by air traces in gaseous argon / C. Amsler, V. Boccone, A. Büchler, et al. // Journal of Instrumentation. - 2008. - 3(02):P02001.

[33] Effect of ionization density on the time dependence of luminescence from liquid argon and xenon / A. Hitachi, T. Takahashi, N. Funayama, et al // Phys. Rev. B. - 1983. - 27:5279– 5285.

[34] Study of electron recombination in liquid argon with the ICARUS TPC / S. Amoruso, M. Antonello, P. Aprili, et al. // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. - 2004. - 523(3):275–286.

[35] First results from the DarkSide-50 dark matter experiment at Laboratori Nazionali del Gran Sasso / P. Agnes, P. Agnes, T. Alexander, A. Alton et al. // Phys.Lett.B. - 2015. - B 743, 456.

[36] Low-mass dark matter search with the Darkside-50 experiment / P. Agnes, I. F. M Albuquerque, T. Alexander et al. // Physical Review Letters. — 2018. — Vol. 121, no. 8. — P. 081307.

[37] The electronics, trigger and data acquisition system for the liquid argon time projection chamber of the DarkSide-50 search for dark matter / P. Agnes, I. F. M Albuquerque, T. Alexander et al. // Journal of Instrumentation. - 2017. - Vol. 12, no. 12. - P. 012011.

[38] Simulation of argon response and light detection in the DarkSide-50 dual phase TPC / P. Agnes, I. F. M Albuquerque, T. Alexander et al. // Journal of Instrumentation. - 2017. - Vol. 12, no. 10. - P. 010015.

[39] Observation and applications of single- electron charge signals in the XENON100 experiment / E. Aprile, M. Alfonsi, K. Arisaka, et al. // Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics. - 2014. - Vol. 41, no. 3. - P. 035201.

[40] Reinvestigation of the electron affinities of O_2 and NO / M. J. Travers, D. C. Cowles, G. B. Ellison // Chemical Physics Letters. - 1989. - 164(5):449 – 455.

[41] Direct dark matter detection with the DarkSide-50 experiment / L.Pagani // University of Genoa. - 2017. - DOI: 10.2172/1354864.

[42] Migdal effect and photon bremsstrahlung in effective field theories of dark matter direct detection and coherent elastic neutrino-nucleus scattering / N. F. Bell, J. B. Dent, J. L. Newstead, S. Sabharwal, and T. J. Weiler // Phys. Rev. D 101 - 2020. - no. 1 015012

[43] Migdal effect in dark matter direct detection experiments / Masahiro Ibe, Wakutaka Nakano, Yutaro Shoji & Kazumine Suzuki // Journal of High Energy Physics volume - 2018. - Article number: 194

[44] Probing sub-GeV Dark Matter with conventional detectors / C. Kouvaris and J. Pradler / Phys. Rev. Lett. 118 - 2017. - no. 3 031803

[45] Asymptotic formulae for likelihood-based tests of new physics / Glen Cowan, Kyle Cranmer, Eilam Gross & Ofer Vitells // The European Physical Journal C. 71 - 2011. - Article number: 1554

[46] Kendall's Advanced Theory of Statistics, Classical Inference and the Linear Model / A. Stuart, J.K. Ord, S. Arnold // Oxford University Press - 1999. - Vol. 2A, 6th edit.

[47] The RooStats project / L. Moneta, K. Cranmer, G. Schott, and W. Ververke // Proc. Sci., 93 - 2011. - 057.

[48] Rates for inelastic nuclear excitation by dark matter particles / John Ellis, R.A.Floresa, J.D.Lewin // Physics Letters B. 212 - 1988. - 3, 375-380

[49] Lawrence Berkeley National Laboratory. Center for X-ray Optics and Advanced Light Source // X-Ray Interactions With Matter. The Atomic Scattering Factor Files. Argon, Xenon. // https://henke.lbl.gov/optical_constants/asf.html

[50] Dark matter search with XENON1T / Aalbers, Jelle // Amsterdam University - 2018.

[51] The flexible atomic code / M. Gu // Canad. J. Phys. 86 - 2008. - 675.

[52] Towards a Depleted Argon Time Projection Chamber WIMP Search : DarkSide Prototype Analysis and Predicted Sensitivity / Loer, Ben Michael // Princeton University - 2011.

[53] Lawrence Berkeley National Laboratory. Center for X-ray Optics and Advanced Light Source // X-Ray Data Booklet. Periodic Table of X-Ray Properties. Argon // https://xdb.lbl.gov/Section1/Periodic_Table/Ar_Web_data.htm

[54] Review of mathematics, numerical factors, and corrections for dark matter experiments based on elastic nuclear recoil / Lewin, J. D. and Smith, P. F. // Astropart. Phys. - 1996. - Vol.6, p.87-112.