

НАПРАВЛЕННОЕ НАБЛЮДЕНИЕ ЧАСТИЦ ХОЛОДНОЙ ТЕМНОЙ МАТЕРИИ (WIMP) В ЭКСПЕРИМЕНТАХ С ЯДЕРНОЙ ЭМУЛЬСИЕЙ И ДРУГИМИ ТРЕКОВЫМИ ДЕТЕКТОРАМИ

© 2022 г. А. М. Анохина^{1),2)*}, И. Д. Видулин^{1),2)}, В. В. Гуляева¹⁾,
Е. В. Курочкин^{1),2)}, Т. М. Роганова²⁾, Э. Д. Урсов^{1),2)}, Э. В. Халиков²⁾

Поступила в редакцию 02.07.2021 г.; после доработки 02.07.2021 г.; принята к публикации 02.07.2021 г.

Представлена схема моделирования треков ядер отдачи от упругого взаимодействия гипотетических частиц — кандидатов на роль частиц темной материи (WIMP). Поставлены ограничения на возможность направленного детектирования WIMP в эксперименте, где мишенью в детекторе являются легкие ядра водорода, группы CNO, а также ядра фтора. Предполагаемое количество взаимодействий WIMP в единице массы детектора оценено с помощью программного комплекса micrOMEGAs для инертной дублетной модели. Делается вывод о предпочтительности мишени с меньшей плотностью для визуализации треков ядер отдачи и, соответственно, направленной регистрации WIMP с наименьшими предполагаемыми массами 4–10 ГэВ.

DOI: 10.31857/S0044002722010044

1. ВВЕДЕНИЕ

WIMP (Weakly Interacted Massive Particles) — гипотетические частицы, возникающие при расширении стандартной модели (СМ), являющиеся кандидатами на роль частиц темной материи. Предполагается, что наша Галактика окружена гало WIMP, с диапазоном рассматриваемых масс 0.4–10000 ГэВ.

Поиск WIMP интенсивно ведется последние 10 лет. Наиболее жесткие ограничения на сечение упругого WIMP-нуклонного взаимодействия для WIMP с массами больше 10 ГэВ установлены в эксперименте XENON1T [1]: $<10^{-46}$ см² для WIMP с массой около 30 ГэВ и $\sim 10^{-44}$ см² для WIMP с массой порядка 10⁴ ГэВ. Область масс от 2 до 10 ГэВ ограничена результатами эксперимента DarkSide [2]: $\sim 10^{-42}$ см² для WIMP с массой ~ 4 –5 ГэВ. Следовательно, в настоящее время имеет смысл проводить поиск WIMP в области масс до 10 ГэВ и для такого поиска необходимо использовать детекторы с “легким” рабочим веществом, т.е. с атомным номером, не слишком отличающимся от 10.

Идея прямого детектирования WIMP основана на предположении о том, что Земля в процессе своего движения вместе с Солнечной системой “обдувается” ветром WIMP с максвелловским распределением по скоростям со средней скоростью около 220 км/с. В этом случае WIMP должны упруго взаимодействовать с веществом детектора с образованием ядер отдачи, которые предполагается регистрировать.

Некоторые эксперименты поставлены так, что позволяют определять направления ядер отдачи и, следовательно, оценивать преимущественное направление потока WIMP до взаимодействия с мишенью. Обнаружение анизотропии в угловом распределении ядер отдачи (при изотропности фонового сигнала) может служить указанием на то, что Земля и Солнечная система движутся вокруг центра Галактики внутри гало темной материи. В качестве детекторов, визуализирующих треки ядер отдачи, предлагаются, например, времяпроекционные многопроволочные пропорциональные камеры [3], газовые детекторы с микрорельефом (Micro Pattern Gaseous Detectors — MPGDs) [4], детекторы на основе графена [5] (Graphene-based detectors for directional dark matter detection) и другие высокотехнологичные приборы.

Максимум предполагаемого распределения WIMP по направлениям скоростей соответствует примерно направлению на созвездие Лебедь. Фоновые события, связанные с упругим взаимодействием нейтрино, должны быть или изотропны

¹⁾Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия.

²⁾Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия.

*E-mail: anokhannamsu@gmail.com

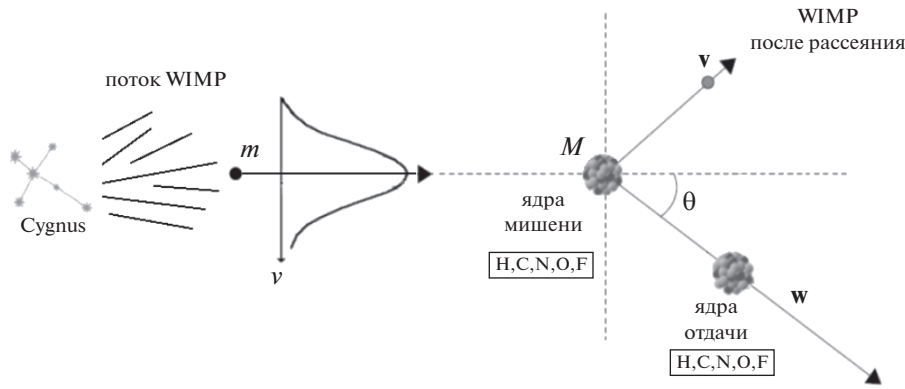


Рис. 1. Схема взаимодействия WIMP с веществом детектора с образованием ядер отдачи. Скорости WIMP до взаимодействия описываются распределением Максвелла со средним значением 220 км/с и $\sigma = 156$ км/с.

(нейтрино от сверхновых и атмосферные нейтрино), или должны хорошо коррелировать с положением Солнца (солнечные нейтрино). Следовательно, обнаружение избытка сигнала по направлению на созвездие Лебедь может служить недвусмысленным доказательством наличия темной материи в виде галактического гало [6].

В настоящей работе представлена схема моделирования треков ядер отдачи от упругого взаимодействия WIMP и поставлены ограничения на возможность направленного детектирования WIMP в эксперименте, где мишенью в детекторе являются легкие ядра водорода (H), группы (CNO) — углерод, азот, кислород, а также ядра фтора (F). Предполагаемое количество взаимодействий WIMP в единице массы детектора оценено с помощью программного комплекса micrOMEGAs [7] для инертной дублетной модели (IDM) WIMP, которая не противоречит современным экспериментальным ограничениям в области масс WIMP до 10 ГэВ. В качестве результата делается вывод о предпочтительности мишени с меньшей плотностью для визуализации треков ядер отдачи и, соответственно, направленной регистрации WIMP с наименьшими предполагаемыми массами 4–10 ГэВ.

2. СХЕМА УПРУГОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ WIMP С ВЕЩЕСТВОМ ДЕТЕКТОРА, ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ И УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЯДЕР ОТДАЧИ

Были рассмотрены три модели трековых детекторов, существенно различающиеся по плотности чувствительного вещества. Первая — эмульсионный детектор эксперимента NEWSdm [8] с плотностью $\rho = 3.1$ г/см³, в котором для визуализации треков используется наноэмульсия NIT (nano imaging tracker) с размером зерен 40–80 нм [9]. В обычной ядерной эмульсии, использованной,

например, в эксперименте OPERA по поиску осцилляций нейтрино по каналу $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ [10], размер зерен эмульсии составлял примерно 200 нм. Модель второго детектора представляла собой 500 л жидкого пропана C₃H₈, $\rho = 0.495$ г/см³, в режиме пузырьковой камеры. В качестве третьей модели был рассмотрен чувствительный объем планируемого детектора эксперимента PICO [11] — пузырьковая камера с 500 л октафторпропана C₃F₈, $\rho = 1.601$ г/см³.

Упругое взаимодействие WIMP с ядрами мишени описано во многих работах, например [12, 13]. Схема представлена на рис. 1.

Для моделирования треков ядер отдачи в детекторах направленных экспериментов можно использовать дважды дифференциальное распределение ядер отдачи по энергии и по направлению в виде [13]

$$\frac{d^2 R}{dE d\Omega} = \frac{\rho}{4\pi\mu^2 m} \hat{f}(w, \mathbf{w}) \sigma_A(E), \quad (1)$$

где $d\Omega = d\phi d\cos\theta$, ρ — локальная плотность WIMP, m — масса WIMP, M — масса ядра мишени, $\mu = mM/(m + M)$ — приведенная масса ядра мишени и WIMP,

$$w = c\sqrt{\frac{ME}{2\mu^2}}$$

— минимальная скорость WIMP, необходимая для передачи энергии ядру мишени массы M .

В качестве функции $\hat{f}(w, \mathbf{w})$, также как и в [13], используется преобразованное распределение Максвелла:

$$\hat{f}(w, \hat{\mathbf{w}}) = \int \delta(\mathbf{v} \cdot \hat{\mathbf{w}} - w) f(\mathbf{v}) d^3 v,$$

$$f(\mathbf{v}) = \frac{1}{(2\pi\sigma_v^2)^{3/2}} \exp\left(-\frac{(\mathbf{v} - \mathbf{V})^2}{2\sigma_v^2}\right),$$

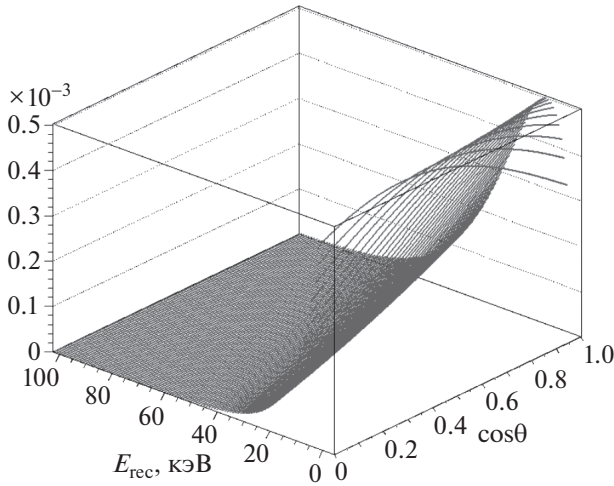


Рис. 2. Пример двумерной функции плотности вероятности, в соответствии с которой моделируются индивидуальные ядра отдачи с соответствующими E_{rec} и $\cos \theta$. Рассмотрены ядра отдачи углерода С от взаимодействия с WIMP с массой 60 ГэВ, средней скоростью 220 км/с ($\sigma = 156$ км/с).

где \mathbf{v} — скорость WIMP до взаимодействия с ядром-мишенью, $\hat{\mathbf{w}} = \mathbf{w}/|\mathbf{w}|$ — направление вылета ядра отдачи после рассеяния на нем WIMP; \mathbf{w} и \mathbf{v} задаются относительно направления, соответствующего максимуму распределения скоростей WIMP — \mathbf{V} .

Сечение рассеяния WIMP на ядре состоит из двух частей — не зависящей (SI) и зависящей от спина ядра мишени (SD):

$$\sigma_A(E) = \sigma_A^{\text{SI}}(E) + \sigma_A^{\text{SD}}(E).$$

Соответственно можно разделить спин-зависимый и спин-независимый вклады в распределение ядер отдачи по энергии и направлению. Не зависящая от спина часть может быть записана как

$$\sigma_A^{\text{SI}} = \frac{4\mu^2}{\pi} (\lambda_p Z + \lambda_n (A - Z))^2 F_A^2(q),$$

где λ_p , λ_n — амплитуды процессов рассеяния WIMP на протоне и нейтроне; Z , A — заряд и масса ядра-рассеивателя; в качестве формфактора был выбран формфактор Хельма [14]:

$$F_A^{\text{Helm}}(q^2) = \frac{3j_1(qr_n)}{(qr_n)} \exp\left(-\frac{(q^2 s^2)}{2}\right),$$

где q — импульс ядра отдачи, $r_n^2 = c^2 + \frac{7}{3}\pi^2 a^2 - 5s^2$, $s = 1$ Фм, $c = (1.23A^{1/3} - 0.6)$ Фм,

$$j_1(qr_n) = \frac{\sin(qr_n)}{(q^2 r_n^2)} - \frac{\cos(qr_n)}{(qr_n)}.$$

Спин-зависимая (J_A — спин ядра) часть сечения $\sigma_n^{\text{SD}}(E)$ [15]

$$\sigma_A^{\text{SD}} = \frac{4\mu_A^2}{(2J_A + 1)} (a_p^2 S_{pp}(E) + a_n^2 S_{nn}(E) + a_p a_n S_{pn}(E))$$

определяется с помощью функций $S_{pp}(E)$, $S_{nn}(E)$, $S_{pn}(E)$, которые играют ту же роль, что и ядерный формфактор $F(q^2)$ в не зависящем от спина случае, и определяются как [16]:

$$S_{pp}(E) = S_{00} + S_{11} + S_{01},$$

$$S_{nn}(E) = S_{00} + S_{11} - S_{01},$$

$$S_{pn}(E) = 2(S_{00} + S_{11}),$$

где S_{00} , S_{11} , S_{01} — спиновые структурные функции ядра [16]. Если спин ядра аппроксимируется спином только нечетного нуклона, то для ядра с нечетным протоном:

$$S_{pp} = \frac{\lambda_n^2 J_A (J_A + 1) (2J_A + 1)}{\pi}, \quad S_{nn} = 0, \\ S_{pn} = 0;$$

для ядра с нечетным нейтроном:

$$S_{nn} = 0, \quad S_{nn} = \frac{\lambda_n^2 J_A (J_A + 1) (2J_A + 1)}{\pi}, \\ S_{pn} = 0.$$

Величины $\lambda_n^2 J_A (J_A + 1)$ были взяты из [17] и [12]. В качестве мишеней были рассмотрены легкие ядра H, C, N, O, входящие в состав жидкого пропана (C_3H_8), ядерной эмульсии — чувствительного вещества детектора эксперимента NEWSdm, а также фтор, входящий в состав октафторпропана (C_3F_8) — чувствительного вещества детектора PICO. У рассматриваемых ядер водорода и фтора спины ядер — 1/2, углерода и кислорода — 0.

Формула (1) была использована для расчета двумерных функций плотности вероятности распределений различных ядер отдачи по энергии E_{rec} и направлению $\cos \theta$. Далее, в соответствии с этими распределениями, были смоделированы наборы индивидуальных ядер отдачи с определенными E_{rec} и $\cos \theta$ для WIMP с различными массами. Пример такого рода двумерной плотности вероятности приведен на рис. 2.

Абсолютные значения сечений WIMP-нуклонного взаимодействия, а также количество событий в единице массы вещества были получены с помощью кода micrOMEGAs [7] для конкретных моделей WIMP.

На рис. 3а, 3б, 3в показаны примеры распределений 10^5 смоделированных ядер отдачи водорода, углерода и фтора по величинам E_{rec} (энергия ядер

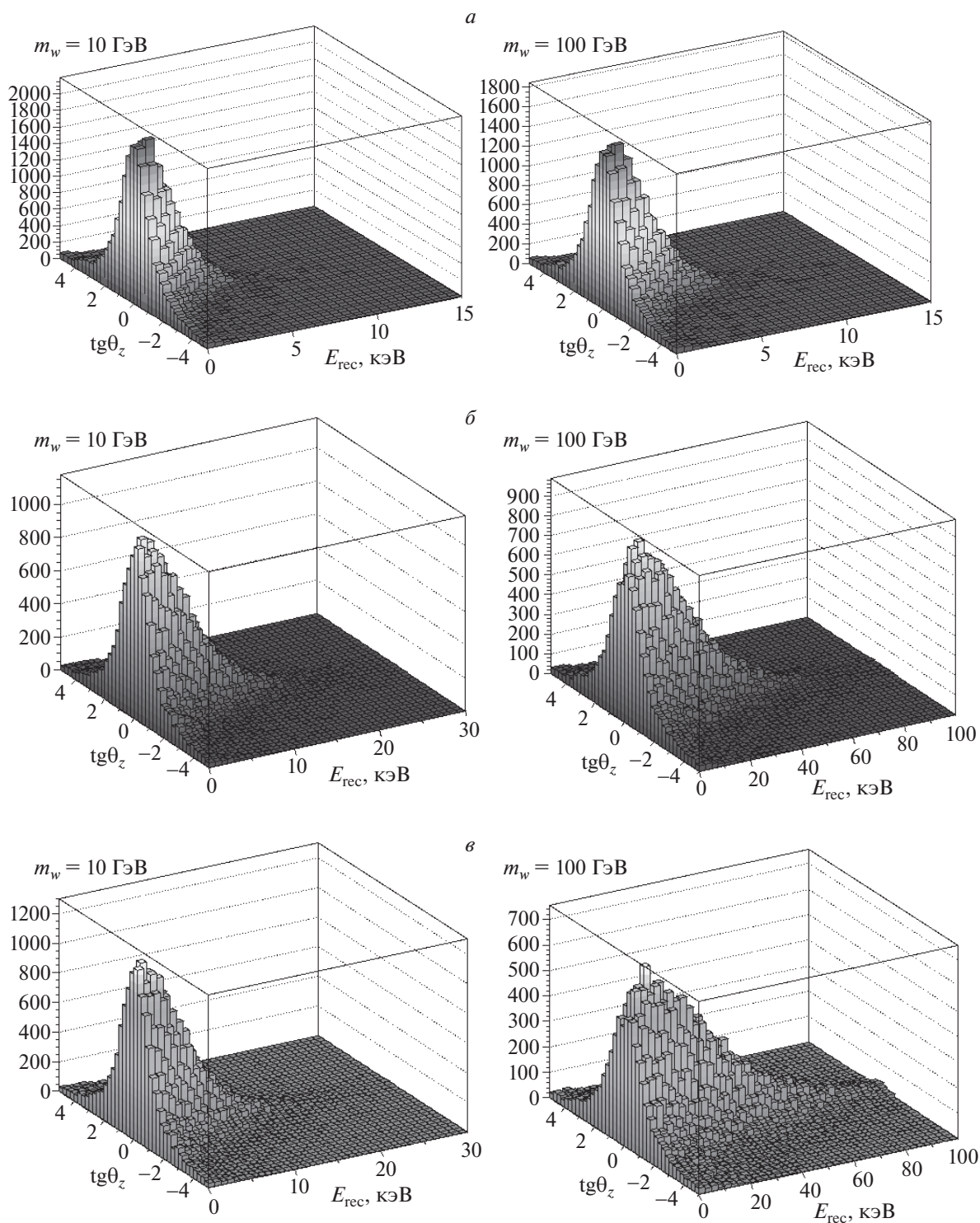


Рис. 3. Распределения 10^5 ядер отдачи водорода (а), углерода (б), фтора (в) по энергии E_{rec} и проекции трехмерного угла отдачи на плоскость слоя детектора $\text{tg}\theta_z$ для WIMP с массами 10 и 100 ГэВ.

отдачи) и $\text{tg}\theta_z$ (проекция трехмерного угла вылета ядра отдачи на плоскость детектора) для WIMP с массами 10 и 100 ГэВ. Для задачи, связанной с определением направлений треков ядер отдачи, именно проекция угла на плоскость слоя детектора,

например, эмульсионной пластины, наиболее адекватно представляет собой угол, соответствующий направлению трека, который будет исследоваться в эксперименте. Стоит обратить внимание на существенные различия в энергиях ядер отдачи

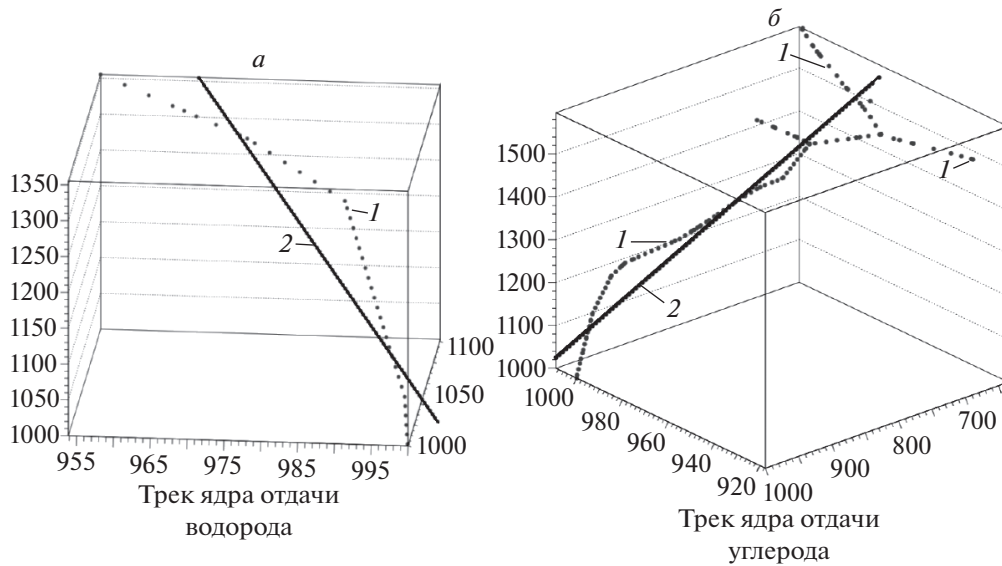


Рис. 4. Примеры треков ядер водорода и углерода в ядерной эмульсии, полученные с помощью GEANT4, Nuclear Recoil Physics List. Схема моделирования “от точки к точке”: 1 — точки трека, 2 — отрезок прямой, проведенной МНК оптимально по точкам трека; шкалы — нм.

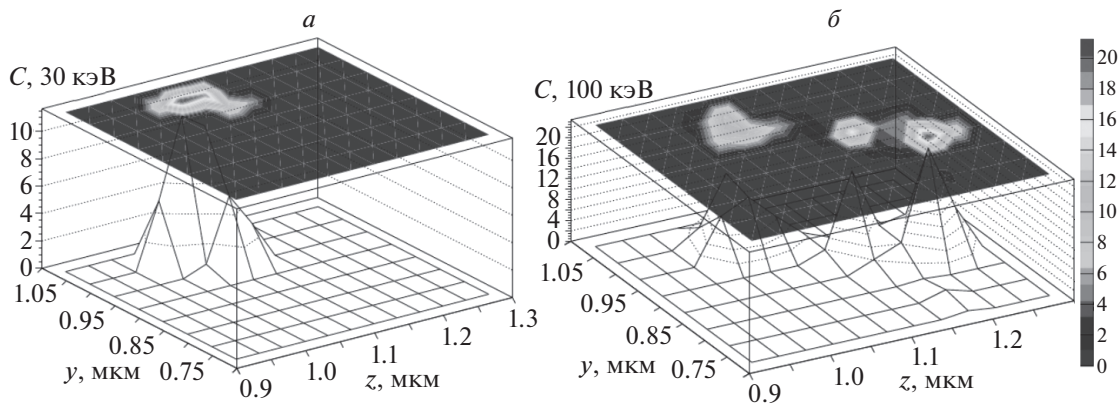


Рис. 5. Примеры треков ядер углерода с энергией 30 и 100 кэВ в ядерной эмульсии, полученные с помощью GEANT4, Nuclear Recoil Physics List. Схема моделирования: вычисление энерговыделения в трехмерных вокселях вещества.

водорода, углерода и фтора и практически неразличимые ширины угловых распределений рассматриваемых ядер для разных масс WIMP. Ширины приведенных распределений позволяют оценить чувствительность метода к направленности потока WIMP — основной задаче экспериментов по направленному наблюдению частиц темной материи.

3. СХЕМА МОДЕЛИРОВАНИЯ ТРЕКОВ ЯДЕР ОТДАЧИ В ВЕЩЕСТВЕ ДЕТЕКТОРА С ПОМОЩЬЮ GEANT4

При прохождении ядра отдачи через вещество детектора формируется наблюдаемый трек, при этом важно учесть, что ядро отдачи рассеивается и может существенно отклониться от первоначального направления. Моделирование треков ядер

фиксированных энергий, а также треков ядер отдачи от упругого рассеяния WIMP в веществе детектора проводилось с помощью GEANT4 (Nuclear Recoil Physics List) [18] двумя способами. В первом случае в эмульсии (или другом веществе) непосредственно отслеживались треки ядер, от точки к точке. На рис. 4 изображены примеры треков ядер водорода и углерода, полученные первым способом моделирования. Отдельными точками изображены точки трека; отрезки (2) представляют собой участки прямых, полученных аппроксимацией точек трека методом наименьших квадратов. По длинам и ориентации этих отрезков определялись характеристики трека (длина и направление).

При моделировании методом “от точки к точке” трек представляет собой последовательную цепочку точек в эмульсии, а реальное изображение

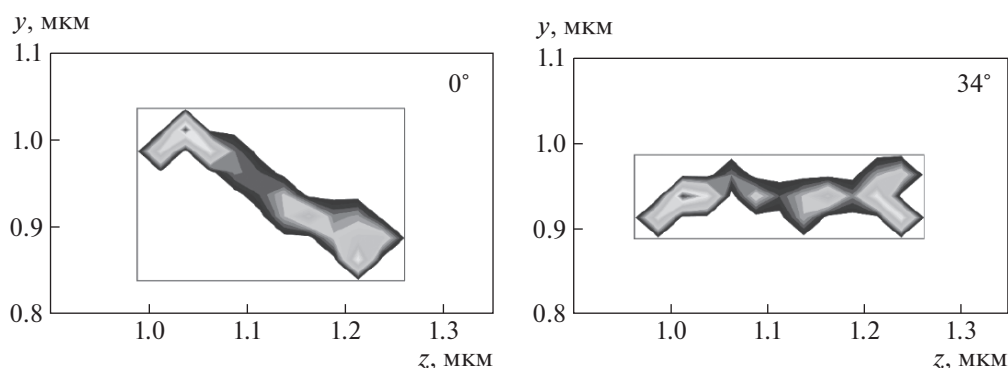


Рис. 6. Исходное изображение трека ядра углерода с энергией 100 кэВ в ядерной эмульсии (а) и повернутое на угол 34° (б). Для повернутого изображения продольный и поперечный размеры описанного прямоугольника соответствуют длине и ширине трека. Схема моделирования: вычисление энерговыделения в элементарных объемах вещества $25 \times 25 \times 25 \text{ нм}^3$.

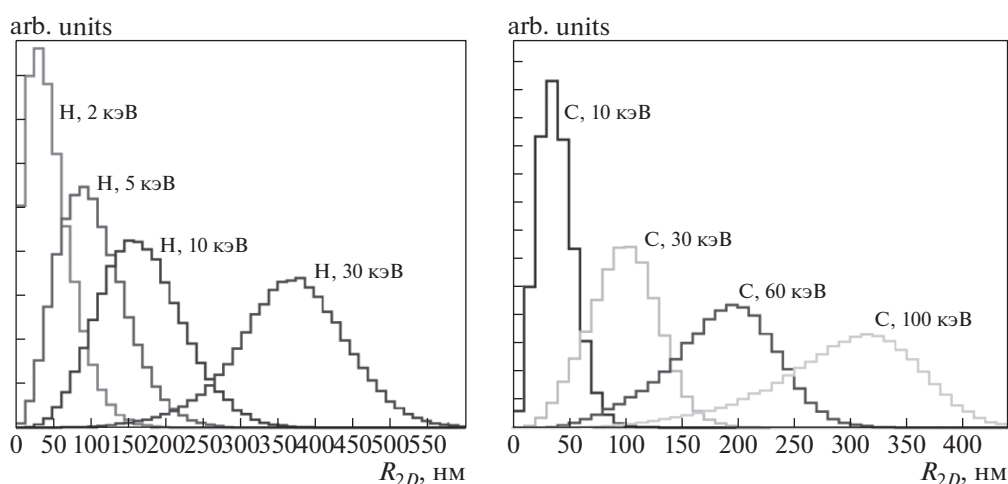


Рис. 7. Распределения по длинам треков, образованных в ядерной эмульсии, для ядер водорода (а) и углерода (б) фиксированных энергий. Соответствующие средние значения распределений для водорода: \bar{R}_{2D} (2 кэВ) = 46.0, \bar{R}_{2D} (5 кэВ) = 102.0, \bar{R}_{2D} (10 кэВ) = 167.7, \bar{R}_{2D} (30 кэВ) = 364.7 (нм); для углерода: \bar{R}_{2D} (10 кэВ) = 38.9, R_{2D} (30 кэВ) = 99.2, \bar{R}_{2D} (60 кэВ) = 185.1, \bar{R}_{2D} (100 кэВ) = 292.8 (нм).

трека, полученное с помощью сканирующего оптического микроскопа и CCD-камеры, получается в виде двумерной (для каждого сканированного слоя) матрицы пикселей — изображения. Поэтому была предложена иная схема моделирования, заключающаяся в измерении энерговыделения в единичных объемах эмульсии, вокселях, размером $25 \times 25 \times 25$ или $10 \times 10 \times 10 \text{ нм}^3$. Данный способ основан на предположении, что яркость (степень почернения) пикселя в получаемых с помощью микроскопа изображениях связана с энерговыделением частицы, формирующей трек в эмульсии (чем оно выше, тем интенсивнее окрашен пиксель). Для получения плоского изображения энерговыделения в трехмерных вокселях были спроектированы на плоскость. На рис. 5 показаны примеры

изображений треков ядер углерода с энергиями 30 кэВ (а) и 100 кэВ (б) в эмульсии.

Расчеты характеристик треков, смоделированных в виде двумерных пиксельных изображений, проводились двумя способами. Первый способ применялся к изображениям треков ядер малых энергий, которые представляют собой единую засвеченную область, неразделенную на фрагменты, см. рис. 5а. В этом случае распределения энерговыделений были аппроксимированы двумерной гауссовой функцией с пятью параметрами (мат. ожидание, дисперсии по обоим направлениям и коэффициент корреляции), которые определяли характеристики треков (длина, ширина, направление, задаваемое положением большой оси, и эллиптичность).

Второй способ заключался в следующем. Сначала определялись координаты центра тяжести

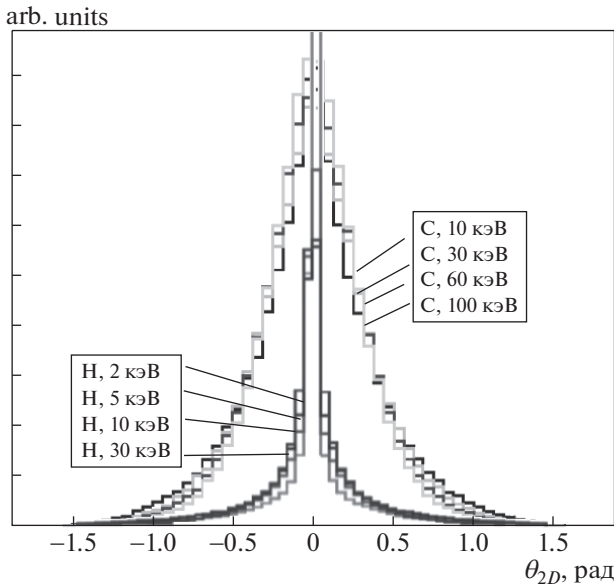


Рис. 8. Распределения по величине угла между первоначальным направлением ядра и направлением, определяемым по точкам трека в ядерной эмульсии, для смоделированных треков ядер водорода и углерода (по 10^5 событий). Соответствующие дисперсии распределений для водорода: D_θ (2 кэВ) = 0.3278, D_θ (5 кэВ) = 0.3455, D_θ (10 кэВ) = 0.3394, D_θ (30 кэВ) = 0.2661 (рад²); для углерода: D_θ (10 кэВ) = 0.4018, D_θ (30 кэВ) = 0.3716, D_θ (60 кэВ) = 0.3456, D_θ (100 кэВ) = 0.3233 (рад²). Данные распределения определяют степень рассеяния ядер отдачи при прохождении вещества эмульсии.

изображения, далее изображение поворачивалось шагами на малые углы относительно центра тяжести. На каждом шаге определялся размер изображения вдоль координатных осей как длины сторон описанного прямоугольника. На рис. 6 показан пример исходного изображения трека (0°) и повернутого относительно центра тяжести на 34° . Направление трека определялось как угол поворота пятна относительно оси x , при котором размер объекта по одной из осей (его проекция) минимален (например, по оси y). Сама же минимальная проекция определяет ширину трека. Соответствующая проекция на другую ось является длиной трека.

4. ХАРАКТЕРИСТИКИ ТРЕКОВ ЯДЕР ОТДАЧИ В РАЗЛИЧНЫХ ВЕЩЕСТВАХ

На первом этапе были исследованы треки ядер водорода H (2, 5, 10, 30 кэВ) и углерода C (10, 30, 60, 100 кэВ) фиксированных энергий в веществе ядерной эмульсии с плотностью $\rho = 3.1$ г/см³, первоначально направленные параллельным потоком. Данное моделирование было необходимо провести, чтобы оценить степень рассеяния ядер отдачи и результирующие длины треков ядер различных энергий. Распределения по длинам проекций треков на

плоскость слоя детектора R_{2D} (в данном случае — эмульсионной пластины) ядер водорода и углерода разных энергий приведены на рис. 7.

Распределения по углу, определяемому по точкам трека относительно первоначального направления ядра, приведены на рис. 8, D_θ — дисперсии распределений, характеризующие рассеяние ядер.

Основная цель настоящей работы состоит в изучении характеристик треков ядер отдачи от WIMP различных масс в веществах различной плотности с учетом физической задачи, связанной с определением направления трека.

Распределения треков ядер отдачи водорода, углерода и фтора по длинам и углам относительно направления “на созвездие Лебедь”, смоделированные с помощью GEANT4 StandardNR Physics List, приведены на рис. 9 и 10. Ядерная эмульсия в данном случае является примером плотного вещества: $\rho = 3.1$ г/см³. В качестве альтернативного вещества детектора были рассмотрены жидкий пропан с существенно меньшей по сравнению с эмульсией плотностью $\rho = 0.493$ г/см³, который может применяться в качестве трекового детектора в режиме пузырьковой камеры, а также мишень детектора эксперимента PICO [11] — жидкий октафторпропан C_3F_8 с плотностью $\rho = 1.601$ г/см³.

Начальные энергии и направления ядер отдачи (H, C, F) были получены в соответствии с двумерными функциями плотности вероятности (1) для WIMP с массами 10 и 100 ГэВ. Распределения 10^5 ядер H, C, F по начальной энергии $E_{\text{гес}}$ и направлению $\text{tg } \theta_z$ представлены на рис. 3.

Распределения треков ядер отдачи водорода, углерода и фтора по длинам R_{2D} в рассматриваемых веществах представлены на рис. 9.

Как было упомянуто выше, в эксперименте NEWSdm используется эмульсия со сверхмалым размером зерен — до 40 нм. Для того чтобы при сканировании эмульсии можно было определить направления треков, необходимо, чтобы треки имели эллиптическую форму. Т.е. продольный размер трека был бы больше 40 нм. Для оценки количества событий можно наложить условие на минимальную длину смоделированного трека (например, два размера зерна) и вычислить количество треков, направление которых можно определить. Распределения, представленные на рис. 9, получены с наложением минимального ограничения на длину трека — 2 нм, связанного со сценарием моделирования с помощью GEANT4.

Существенно меньшая плотность пропана позволяет визуализировать значительно большее количество треков ядер отдачи по сравнению с треками в более плотной эмульсии. Так как исходные WIMP распределены по углам достаточно широко,

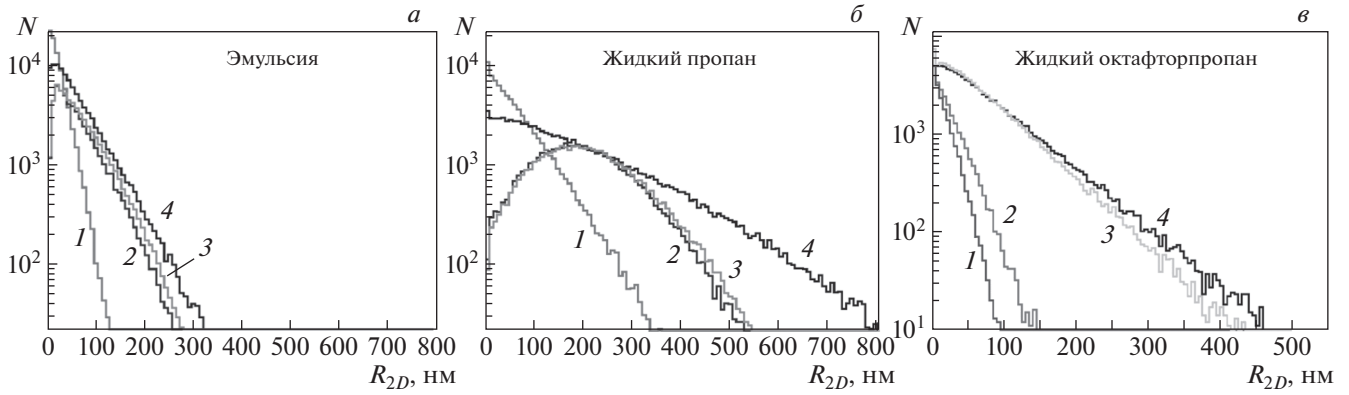


Рис. 9. Распределения по длинам треков ядер отдачи водорода H, углерода C и фтора F в ядерной эмульсии (а), в жидком пропане (б) и жидком октафторпропане (в) для WIMP с массой $m_w = 10$ и 100 ГэВ. Наложено минимальное ограничение на длину трека — 2 нм, связанное с GEANT4. В эмульсии (а): 1 — C, $m_w = 10$ ГэВ, $\bar{R}_{2D} = 19.41$ нм, 2 — H, $m_w = 10$ ГэВ, $\bar{R}_{2D} = 58.24$ нм, 3 — H, $m_w = 100$ ГэВ, $\bar{R}_{2D} = 63.12$ нм, 4 — C, $m_w = 100$ ГэВ, $\bar{R}_{2D} = 55.39$ нм; в жидком пропане (б): 1 — C, $m_w = 10$ ГэВ, $\bar{R}_{2D} = 59.63$ нм, 2 — H, $m_w = 10$ ГэВ, $\bar{R}_{2D} = 198.10$ нм, 3 — H, $m_w = 100$ ГэВ, $\bar{R}_{2D} = 206.20$ нм, 4 — C, $m_w = 100$ ГэВ, $\bar{R}_{2D} = 179.20$ нм; в жидком октафторпропане (в): 1 — F, $m_w = 10$ ГэВ, $\bar{R}_{2D} = 13.76$ нм, 2 — C, $m_w = 10$ ГэВ, $\bar{R}_{2D} = 23.48$ нм, 3 — F, $m_w = 100$ ГэВ, $\bar{R}_{2D} = 66.85$ нм, 4 — C, $m_w = 100$ ГэВ, $\bar{R}_{2D} = 75.33$ нм.

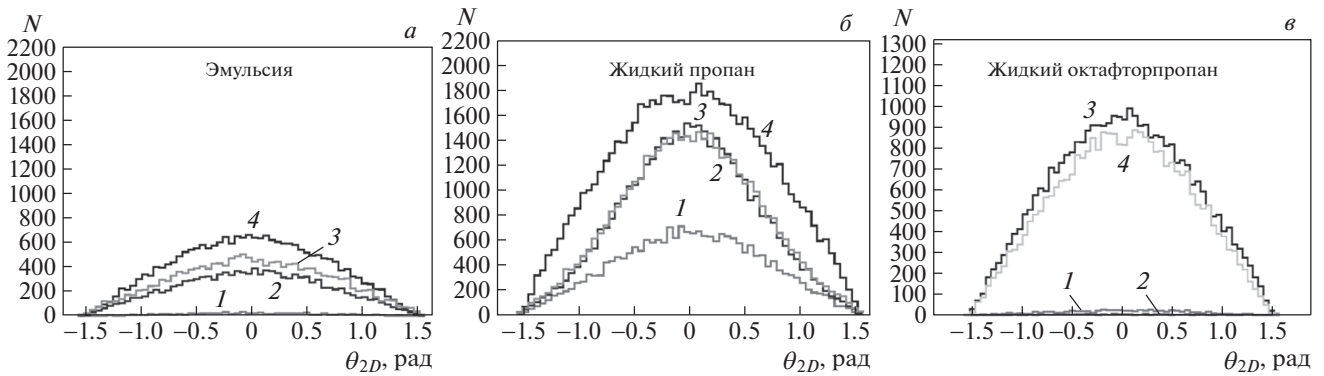


Рис. 10. Распределения по углам относительно направления “на созвездие Лебедь” в эмульсии (а), жидком пропане (б) и октафторпропане (в) для ядер отдачи углерода и фтора для WIMP с массой 10 и 100 ГэВ. Исходное количество событий в каждом случае 10^5 . Эмульсия (а): 1 — C, $m_w = 10$ ГэВ, $N_{\text{cut}} = 851$, 2 — H, $m_w = 10$ ГэВ, $N_{\text{cut}} = 16312$, 3 — H, $m_w = 100$ ГэВ, $N_{\text{cut}} = 12405$, 4 — C, $m_w = 100$ ГэВ, $N_{\text{cut}} = 22300$; жидкий пропан (б): 1 — C, $m_w = 10$ ГэВ, $N_{\text{cut}} = 22188$, 2 — H, $m_w = 10$ ГэВ, $N_{\text{cut}} = 43179$, 3 — H, $m_w = 100$ ГэВ, $N_{\text{cut}} = 65646$, 4 — C, $m_w = 100$ ГэВ, $N_{\text{cut}} = 43968$; в жидком октафторпропане (в): 1 — F, $m_w = 10$ ГэВ, $N_{\text{cut}} = 68$, 2 — C, $m_w = 10$ ГэВ, $N_{\text{cut}} = 676$, 3 — F, $m_w = 100$ ГэВ, $N_{\text{cut}} = 29779$, 4 — C, $m_w = 100$ ГэВ, $N_{\text{cut}} = 33595$.

см. рис. 3а, 3б, 3в, то соответственно широкими получаются и угловые распределения треков ядер отдачи, см. рис. 10. В данном случае для построения распределений было наложено ограничение на длину трека, соответствующее двум размерам зерна — 80 нм. В подписи к рис. 10 указано количество треков, оставшихся после наложения данного ограничения на длины N_{cut} в трех различных по плотности веществах.

Рисунки 9 и 10 иллюстрируют тот факт, что WIMP малых масс (10 ГэВ) не способны эффективно взаимодействовать с ядрами C и F с образованием треков ядер отдачи длиной ~ 100 нм

и больше в октафторпропане, в то время как на такое взаимодействие способны WIMP с массой 100 ГэВ. Следовательно, детектор PICO, также как и детектор эксперимента XENON1T, демонстрирует лучшую чувствительность к WIMP с массами ≤ 100 ГэВ. Угловое распределение треков ядер отдачи по форме подобно распределению в менее плотном (C_3H_8) и более плотном (эмульсия) веществе, однако ограничения на длину трека для WIMP массой 10 ГэВ гораздо существеннее обрезают статистику более массивных ядер отдачи фтора.

Расчеты длин и угловых распределений треков

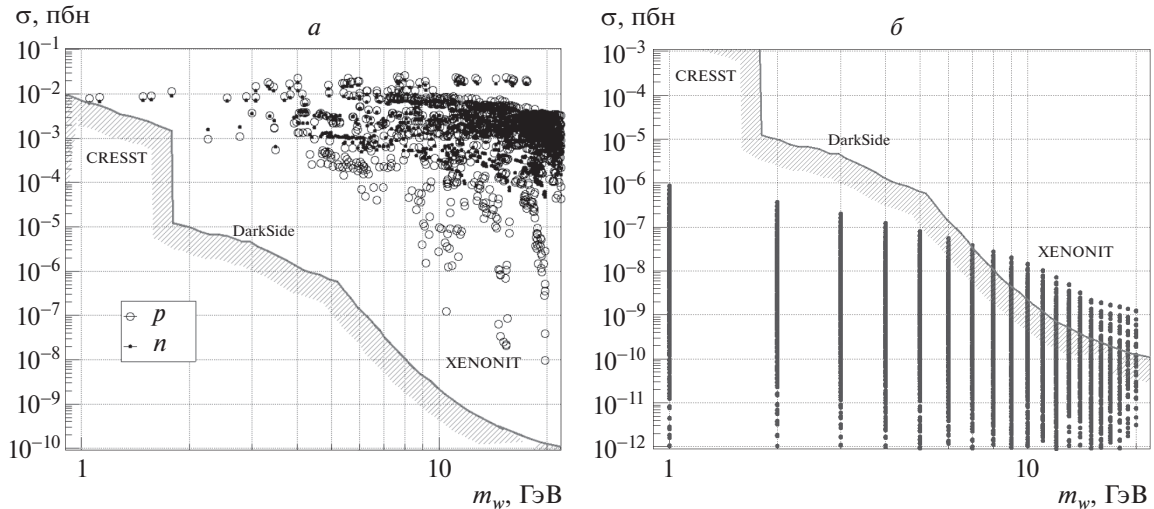


Рис. 11. Сечения взаимодействия частицы темной материи для модели NMSSM с нуклонами (а) и для модели IDM (б), а также ограничения, поставленные экспериментами CRESST [29], DarkSide [28], XENONIT [26].

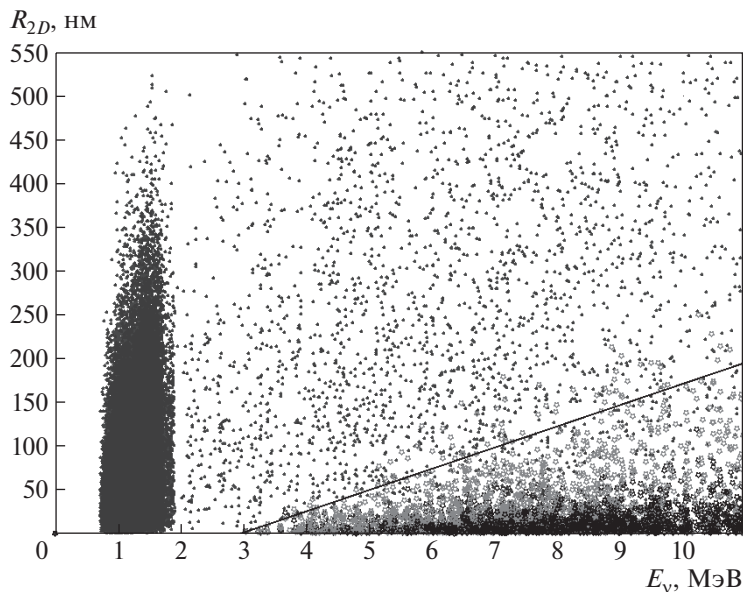


Рис. 12. Поле точек, соответствующих ядрам отдачи водорода (точки), углерода и фтора (звездочки) в эмульсии, жидком пропане и октафторпропане. По осям отложены энергии нейтрино и длины треков ядер отдачи. Наложено минимальное ограничение на длину трека — 2 нм, связанное с GEANT4. Отрезком в правом нижнем углу выделена треугольная область, соответствующая более тяжелым ядрам — углероду и фтору (звездочки).

ядер отдачи от WIMP различных масс в NIT эмульсии, полученные с помощью программного комплекса SRIM (The Stopping and Range of Ions in Matter), представлены в [19]. Рассмотрен также дополнительный сценарий моделирования, учитывающий кристаллическую структуру зерен в эмульсии. По сравнению с используемой нами моделью GEANT4 StandardNR, при моделировании с помощью SRIM, как указано в [19], треки ядер отдачи получают несколько длиннее, а угловые распределения треков — шире. В работе [20] приведены

средние значения распределений длин треков в стандартной ядерной эмульсии для WIMP с массой 10 ГэВ — $(3.25 \pm 1.73) \times 10^{-2} \mu\text{м}$ и $(9.46 \pm 4.57) \times 10^{-2} \mu\text{м}$ для WIMP с массой 100 ГэВ.

5. МОДЕЛЬ ХОЛОДНОЙ ТЕМНОЙ МАТЕРИИ (WIMP)

Для количественных оценок сигнала от WIMP был применен программный комплекс micrOMEGAs 5.2.4 [21] — код для расчета свойств

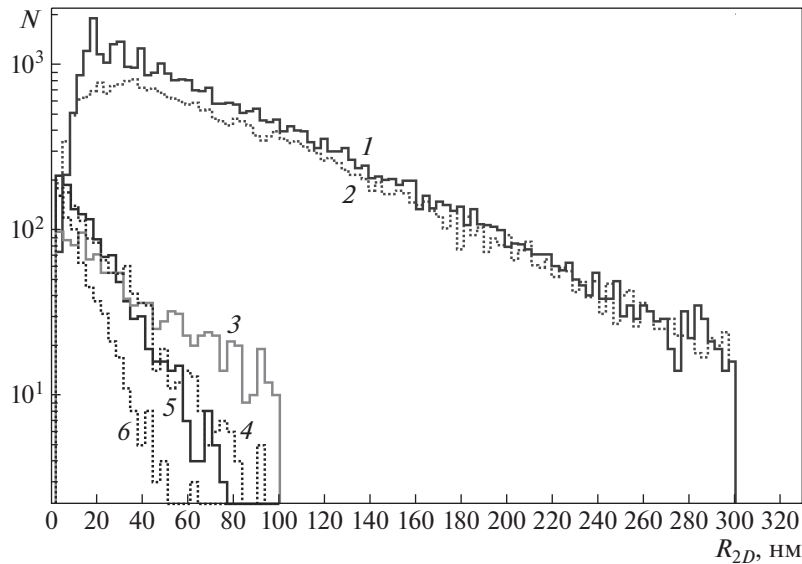


Рис. 13. Распределения по длинам треков ядер отдачи водорода H, углерода C и фтора F в ядерной эмульсии, в жидком пропане и жидком октафторпропане для солнечных нейтрино. Исходное количество событий в каждом случае 10^5 . Ограничение на длину трека — 2 нм. N_{cut} — количество событий с длиной трека >2 нм. 1 — H, жидкий пропан, $\bar{R}_{2D} = 73.09$ нм, $N_{\text{cut}} = 36443$; 2 — H, эмульсия $\bar{R}_{2D} = 79.06$ нм, $N_{\text{cut}} = 26826$; 3 — C, жидкий пропан, $\bar{R}_{2D} = 46.94$ нм, $N_{\text{cut}} = 1372$; 4 — C, октафторпропан $\bar{R}_{2D} = 21.77$ нм, $N_{\text{cut}} = 1344$; 5 — C, эмульсия, $\bar{R}_{2D} = 18.06$ нм, $N_{\text{cut}} = 1351$; 6 — F, октафторпропан, $\bar{R}_{2D} = 11.75$ нм, $N_{\text{cut}} = 721$.

холодной темной материи для различных Суперсимметричных расширений стандартной модели (СМ). В настоящее время считается, что MSSM (Minimal Supersymmetric Standard Model) [22], в которой кандидатом на роль частицы темной материи является частица со спином $1/2$, представляющая собой линейную комбинацию суперпартнеров: *bin*₀, *wino*, *higgsino*₁ и *higgsino*₂ в качестве модели холодной темной материи полностью закрыта.

Для оценок сечений взаимодействий были использованы NMSSM (Next-to-Minimal Supersymmetric Standard Model) [23, 24] и IDM (Inert Doublet Model) [25] для минимальных масс WIMP — около (или меньше) 10 ГэВ, так как большие массы закрыты экспериментом XENON1T [26] и другими. В NMSSM кандидатом на роль частицы темной материи является частица со спином $1/2$, которая, также как и в MSSM, является линейной комбинацией *bin*₀, *wino*, *higgsino*₁ и *higgsino*₂, однако с дополнительным вкладом нового суперпартнера — *singlino*.

Для NMSSM рассматривался сценарий SUGRA [27].

Для широкого диапазона первичных параметров модели рассчитывались масса частицы WIMP, величина Ωh^2 и σ_p , σ_n — сечения взаимодействия частицы темной материи с нуклонами (протоном и нейтроном).

Расчеты для широкого набора первичных параметров показали (см. рис. 11а), что NMSSM также практически закрыта для масс WIMP от нескольких ГэВ и больше данными XENON1T [26]. Эксперименты DarkSide [28] и CRESST [29] определили ограничения на сечения взаимодействия WIMP — нуклон для масс WIMP около одного ГэВ.

Наиболее перспективной с точки зрения экспериментальных ограничений оказалась инертная дублетная модель IDM [25]. В IDM вводятся четыре новых физических состояния: два заряженных H^{\pm} и два нейтральных H^0 , A^0 , каждое из которых может быть частицей холодной темной материи. Мы рассмотрели H^0 как легчайшую инертную частицу в качестве такого кандидата. Как показано на рис. 11б, существует большое количество вариантов IDM, не противоречащих экспериментальным ограничениям в области масс WIMP ≤ 10 ГэВ.

Для численных оценок мы выбрали WIMP с массой 10 ГэВ. Также выбрали вариант IDM с максимально возможным сечением WIMP — нуклонного взаимодействия, который не противоречит современным экспериментальным и космологическим ограничениям. Соответствующие значения количества событий за 1 день в 1 кг мишени приведены в результирующей табл. 1.

Таблица 1. Оценка количества событий, связанных с упругим рассеянием WIMP (N_{wimp}) и солнечных нейтрино (N_ν) в ядерной эмульсии, жидком пропане (C_3H_8) и жидком октафторпропане (C_3F_8)

Вещество детектора (масса, объем)	N_{wimp} (за 1 год в 1 кг вещества)	N_{wimp} (за 1 год в полном объеме детектора)	N_ν (за 1 год в полном объеме детектора)
Эмульсия, 30 кг	3.14×10^{-2}	0.94	$< 2.51 \times 10^{-2}$
C_3H_8 , 500 л	4.82×10^{-2}	23.75	$< 2.32 \times 10^{-2}$
C_3F_8 , 500 л	2.42×10^{-1}	194.0	$< 4.47 \times 10^{-2}$

6. УПРУГОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СОЛНЕЧНЫХ НЕЙТРИНО С ВЕЩЕСТВОМ ДЕТЕКТОРА В КАЧЕСТВЕ НАПРАВЛЕННОГО ФОНА ДЛЯ НАБЛЮДЕНИЯ WIMP

В настоящей работе мы рассматриваем возможность анализа направлений и длин треков ядер отдачи от WIMP для задачи поиска избыточного сигнала в направлении созвездия Лебедь. Направленным фоном для такой задачи могут быть ядра отдачи от упругого взаимодействия с ядрами вещества детектора солнечных нейтрино. Выражения для сечений упругого рассеяния нейтрино на ядрах, которые были использованы для оценки нейтринного фона, приведены, например, в [30]. Энергии солнечных нейтрино были смоделированы по соответствующему спектру [31], начиная с энергии 0.5 МэВ.

Точки, соответствующие ядрам отдачи в менее плотных (C_3H_8 , C_3F_8) и более плотных (эмульсия) веществах в поле “энергия нейтрино — длина трека ядра отдачи”, показаны на рис. 12.

Поле точек иллюстрирует тот факт, что треки с длинами больше 2 нм способны образовывать ядра отдачи водорода от упругого взаимодействия нейтрино с энергиями $E_\nu > 0.8$ МэВ и ядра отдачи углерода и фтора от нейтрино с энергиями $E_\nu > 3$ МэВ. Вклад в фон ядер отдачи углерода будет минимален. Характерное сгущение точек в области энергий солнечных нейтрино около 1–2 МэВ связано с формой заложенного нейтринного спектра.

На рис. 13 показаны распределения ядер отдачи от солнечных нейтрино в C_3H_8 , C_3F_8 и ядерной эмульсии по длинам треков. Если установить ограничение на длины треков, связанное с чувствительностью наноэмульсии к направлениям треков ядер отдачи ≥ 60 –80 нм, становится понятно, что основной вклад в направленный сигнал от солнечных нейтрино внесут ядра водорода.

7. РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ

Был оценен направленный годовой сигнал от WIMP с массой 10 ГэВ в 30 кг ядерной эмульсии, 500 л жидкого пропана и 500 л жидкого октафторпропана. С учетом поставленной задачи, заключающейся в определении направлений треков ядер отдачи, были наложены ограничения на минимальную длину трека во всех рассматриваемых веществах > 80 нм. Получено, что в рассматриваемом чувствительном объеме эмульсии ожидается около 1 направленного события в год, связанного с взаимодействием WIMP в виде частицы темной материи инертной дублетной модели (IDM), не противоречащей современным экспериментальным ограничениям. Соответственно для того, чтобы зарегистрировать около 10 направленных событий, связанных с WIMP, нужно экспонировать и обработать уже 300 кг эмульсии, что требует значительных материальных и человеческих ресурсов.

В более легких мишенях C_3H_8 и C_3F_8 , полностью состоящих из легких ядер, обеспечивающих большие длины треков ядер отдачи, событий от WIMP будет 24 и 194 в год соответственно.

Приводимые оценки позволяют сделать вывод, что с учетом имеющихся экспериментальных ограничений на сечения упругого взаимодействия WIMP — ядро, имеет смысл для сценария “направленного прямого детектирования” в качестве чувствительного элемента детектора рассматривать более легкие и менее плотные мишени. Эти результаты, а также оценки количества событий от солнечных нейтрино приведены в табл. 1.

Настоящая работа поддержана Междисциплинарной научно-образовательной школой Московского университета “Фундаментальные и прикладные исследования космоса”. Э.Д. Урсов благодарит фонд “Базис” за грантовую поддержку (грант № 20–2–9–26–1).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. E. Aprile *et al.* (XENON Collab.), Phys. Rev. Lett. **119**, 181301 (2017).
2. P. Agnes *et al.* (DarkSide Collab.), Phys. Rev. Lett. **121**, 081307 (2018).
3. K. N. Abazajian, M. A. Acero, S. K. Agarwalla, A. A. Aguilar-Arevalo, C. H. Albright, S. Antusch, C. A. Argüelles, A. B. Balantekin, G. Barenboim, V. Barger, P. Bernardini, F. Bezrukov, O. E. Bjaelde, S. A. Bogacz, N. S. Bowden, A. Boyarsky, *et al.*, arXiv: 1204.5379 [hep-ph].
4. Y. Giomataris, Ph. Rebourgeard, J. P. Robert, and G. Charpak, Nucl. Instrum. Methods A **376**, 29 (1996).
5. Shang-Yung Wang, Eur. Phys. J. C **79**, 561 (2019), <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-019-7071-2>

6. Anne M. Green, *IAU Symposium*, Vol. 220 (Cambridge University Press, 2004).
7. G. Belanger, F. Boudjema, and A. Pukhov, arXiv: 1402.0787.
8. NEWSdm Collab. (N. Agafonova *et al.*), *Eur. Phys. J. C* **78**, 758 (2018), <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-018-6060-1>
9. T. Asada, T. Naka, T. Kuwabara, and M. Yoshimoto, *Prog. Theor. Exp. Phys.* **2017**, 063H01 (2017), doi: 10.1093/ptep/ptx076
10. N. Agafonova *et al.* (OPERA Collab.), *Phys. Rev. Lett.* **120**, 211801 (2018).
11. C. Amole *et al.* (PICO Collab.), *Phys. Rev. D* **100**, 022001 (2019).
12. J. D. Lewin and P. F. Smith, *Astropart. Phys.* **6**, 87 (1996).
13. M. S. Alenazi and P. Gondolo, *Phys. Rev. D* **77**, 043532 (2008).
14. P. F. Smith and J. D. Lewin, *Phys. Rep.* **187**, 203 (1990). [https://doi.org/10.1016/0370-1573\(90\)90081-C](https://doi.org/10.1016/0370-1573(90)90081-C)
15. C. Savage, P. Gondolo, and K. Freese, *Phys. Rev. D* **70**, 123513 (2004).
16. J. Engel, *Phys. Lett. B* **264**, 114 (1991).
17. J. Ellis and R. A. Flores, *Phys. Lett. B* **263**, 259 (1991).
18. <http://geant4.web.cern.ch/geant4/UserDocumentation/UsersGuides/PhysicsReferenceManual/for/PhysicsReference-Manual.pdf>
19. A. Alexandrov, G. De Lellis, A. Di Crescenzo, A. Golovatiuk, and V. Tioukov, *JCAP* **2021**(04), 47 (2021).
20. C. Couturier, J. P. Zopounidis, N. Sauzet, F. Naraghi, and D. Santos, *JCAP* **2017**(01), 027 (2017), <https://doi.org/10.1088/1475-7516/2017/01/027>
21. D. Barducci, G. Bélanger, J. Bernon, F. Boudjema, J. Da Silva, A. Goudelis, S. Kraml, U. Laa, A. Pukhov, A. Semenov, and B. Zaldivar, <https://lapth.cnrs.fr/micromegas/—manual>
22. A. Bottino, N. Fornengo, and S. Scopel, *Phys. Rev. D* **67**, 063519 (2003).
23. Tao Han, Zhen Liu, and Shufang Su, *JHEP* **1408**, 093 (2014), [https://doi.org/10.1007/JHEP08\(2014\)093](https://doi.org/10.1007/JHEP08(2014)093)
24. U. Ellwanger and C. Hugonie, *Comput. Phys. Commun.* **177**, 399 (2007).
25. M. Gustafsson, arXiv: 1106.1719, <https://doi.org/10.22323/1.114.0030>
26. E. Aprile *et al.* (XENON Collab.), *Phys. Rev. Lett.* **119**, 181301 (2017).
27. G. K. Chakravarty, G. Gupta, G. Lambiase, and S. Mohanty, *Phys. Lett. B* **760**, 263 (2016), <https://arxiv.org/abs/1604.02556>
28. P. Agnes *et al.* (DarkSide Collab.), *Phys. Rev. Lett.* **121**, 081307 (2018).
29. A. H. Abdelhameed *et al.* (CRESST Collab.), *Phys. Rev. D* **100**, 102002 (2019).
30. C. A. J. O'Hare, A. M. Green, J. Billard, E. Figueroa-Feliciano, and L. E. Strigari, *Phys. Rev. D* **92**, 063518 (2015).
31. W. C. Haxton, R. G. Hamish Robertson, and Aldo M. Serenelli, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **51**, 21 (2013).

DIRECTIONAL OBSERVATION OF COLD DARK MATTER PARTICLES (WIMP) IN THE EXPERIMENT WITH NUCLEAR EMULSION AND OTHER TRACK DETECTORS

**A. M. Anokhina^{1),2)}, I. D. Vidulin^{1),2)}, V. V. Gulyaeva¹⁾, E. V. Kurochkin^{1),2)}, T. M. Roganova²⁾,
E. D. Ursov^{1),2)}, E. V. Khalikov²⁾**

¹⁾*Faculty of Physics M. V. Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia*

²⁾*Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics (SINP MSU) M. V. Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia*

A scheme for modeling the tracks of recoil nuclei from the elastic scattering of hypothetical dark matter weakly interacting massive particles (WIMP) is presented. Constraints on the possibility of directional WIMP detection in an experiment with light target (H, CNO and F nuclei) are set. The estimated number of WIMP interactions per unit mass of the detector was estimated using the micROMEGAs software package for an Inert Doublet Model. It is concluded that a target with a lower density is preferable for visualizing the tracks of recoil nuclei and directional detection of WIMPs with the lowest assumed masses of 4–10 GeV.