

ФОН НЕЙТРОНОВ ИЗ РЕАКЦИИ (α, n) НА ^{13}C В ЭКСПЕРИМЕНТЕ EDELWEISS-II ПО ПРЯМОМУ ПОИСКУ СЛАБОВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ ЧАСТИЦ ХОЛОДНОЙ НЕБАРИОННОЙ ТЕМНОЙ МАТЕРИИ

А. С. Фролова^{a, 1}, С. С. Семих^b, С. В. Розов^b, Е. А. Якушев^b

^a Иркутский государственный университет, Иркутск, Россия

^b Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Целью работы является оценка фона нейтронов из дополнительного источника нейтронов — реакции (α, n) на ^{13}C в полиэтиленовой нейтронной защите эксперимента EDELWEISS-II по прямому поиску слабо взаимодействующих частиц темной материи. В ходе работы получена характерная длина проникновения радона внутрь полиэтиленовой защиты эксперимента, построен энергетический спектр нейтронов, получена оценка потока нейтронов из реакции (α, n) .

The aim of this work is estimation of neutron flux arising due to (α, n) reaction on ^{13}C inside of neutron polyethylene shield of EDELWEISS-II Dark Matter search experiment. Characteristic length of radon diffusion into polyethylene, (α, n) neutron's energy spectrum and its intensity have been determined.

PACS: 07.05.Fb; 07.89.+b; 29.25.Dz; 95.35.+d

ВВЕДЕНИЕ

Астрофизические данные дают неопровержимые доказательства существования небарионной темной материи во Вселенной. В то же время довольно интригующим является предсказание суперсимметрии (SUSY) о том, что Вселенная заполнена слабо взаимодействующими массивными частицами (WIMP). При этом для большого пространства параметров SUSY предсказываемая плотность WIMP согласуется с требованиями астрофизики. Поэтому перспектива подтверждения SUSY на LHC является довольно захватывающей. Однако ключевым доказательством того, что WIMP действительно образуют галактическое гало темной материи, станет наблюдение рассеяния таких частиц на обычной материи. Поэтому прямое наблюдение WIMP в лаборатории имеет первостепенную важность и для астрофизики, и для физики частиц и требует проведения низкоэнергетических экспериментов, одним из которых является эксперимент EDELWEISS-II.

¹E-mail: frizska888@mail.ru

1. КРАТКО ОБ ЭКСПЕРИМЕНТЕ EDELWEISS-II

Эксперимент EDELWEISS-II нацелен на прямое детектирование WIMP по их упругому рассеянию на ядрах Ge и проводится в подземной лаборатории LSM на границе Франции и Италии. В эксперименте применены криогенные германиевые болометры, которые способны одновременно снимать ионизационный и фоновый сигналы в области поиска WIMP. Сравнение двух сигналов обеспечивает возможность эффективного отбора редких искомым событий и дискриминацию фона [1]. Расположение эксперимента в глубокой подземной лаборатории способствует значительному подавлению космогенной составляющей фона (поток мюонов на 6 порядков, поток нейтронов на 4 порядка). Для защиты от естественной радиоактивности используется следующая система: детекторы окружены со всех сторон 20-см слоем свинца, 50-см — полиэтилена (PE) и системой μ -вето.

2. ИСТОЧНИКИ НЕЙТРОНОВ

Опасным фоном в эксперименте EDELWEISS-II являются нейтроны, так как они могут имитировать сигнал, который ожидается при рассеянии WIMP на ядрах германия. Основные источники нейтронов — спонтанное деление урана, реакция (α, n) и нейтроны, рождающиеся от космического излучения. В данной работе основное внимание уделено нейтронам из реакции (α, n) на ^{13}C в PE нейтронной защите. Источниками излучения являются долгоживущие изотопы урана и тория и их дочерние продукты, которые могут находиться внутри PE. Кроме того, дополнительные источники α -излучения — радон и распад его дочерних продуктов. В эксперименте EDELWEISS-II между защитой из свинца, внутри которой находится криостат, и нейтронной защитой имеется свободное воздушное пространство, уровень ^{222}Rn в котором составляет 10–15 Бк/м³. Радон относится к благородным радиоактивным газам. За счет своей мобильности он обладает большой проникающей способностью и может диффундировать внутрь PE и стать дополнительным источником нейтронов через реакцию (α, n) на ^{13}C . Следуя методу, изложенному в работе [2], можно записать уравнение диффузии в следующем виде:

$$\frac{\partial u(x, t)}{\partial t} = D \frac{\partial^2 u(x, t)}{\partial x^2} - \lambda u(x, t),$$

где $D = 4,3 \cdot 10^{-12} \text{ м}^2 \cdot \text{с}^{-1}$ — коэффициент диффузии радона в PE; $\lambda = 1/3,83 \text{ сут}$ — константа распада радона. Решение этого уравнения можно записать так:

$$u(x, t) = 1 - \frac{x}{L} + \frac{2}{\pi} \sum_{n \geq 1} \frac{(-1)^n}{n} \sin \left[n\pi \left(1 - \frac{x}{L} \right) \right] \left[\frac{\lambda}{\beta_n} + \left(1 - \frac{\lambda}{\beta_n} \right) e^{-\beta_n t} \right],$$

где $\beta_n = \lambda + Dn^2\pi^2/L^2$. Решив это уравнение диффузии, мы получили, что характерная глубина проникновения радона внутрь PE в среднем составляет 1,5 мм (рис. 1).

Для определения вероятностей образования нейтронов в PE после α -распада нами использованы программный пакет SRIM, предназначенный для расчета основных характеристик процессов прохождения α -частиц в PE, и значения сечений реакции $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ в зависимости от энергии α -частиц из работы [3]. Полученные интегральные вероятности образования нейтронов для всех α -частиц в урановой и ториевой цепочках

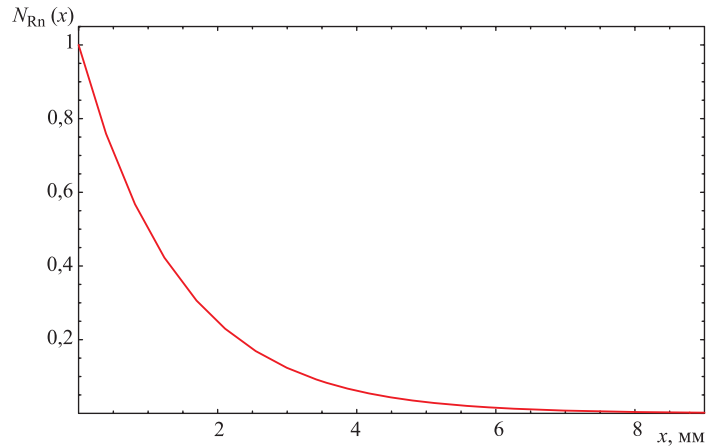


Рис. 1. Распределение концентрации радона внутри РЕ

приведены в таблице, а дифференциальные вероятности излучения нейтронов в зависимости от их энергии для ^{222}Rn и его радиоактивных дочек — на рис. 2.

Суммарная вероятность вылета нейтрона на 1 распад всей цепочки ^{238}U (считая ее в равновесии) получилась $8,7 \cdot 10^{-7}$, при этом ^{222}Rn и его дочерние продукты дают основной вклад в эту величину $7 \cdot 10^{-7}$. Вероятность вылета нейтрона на 1 распад всей цепочки ^{232}Th получилась равной $1,2 \cdot 10^{-6}$. Ошибки приведенных вероятностей нами оцениваются на уровне 30% и возникают главным образом из-за неопределенностей в сечении

Интегральные вероятности излучения нейтронов в цепочке распада ^{238}U и ^{232}Th в результате реакции (α, n) на ^{13}C в РЕ

Изотоп/цепочка распада	Энергия α -частицы, кэВ	Доля α -частиц с данной энергией, %	Вероятность излучения нейтрона на α -частицу, 10^{-8}
$^{238}\text{U}/^{238}\text{U}$	4198; 4151	79; 21	2,4; 2,4
$^{234}\text{U}/^{238}\text{U}$	4775; 4722; 4603	71,4; 28,4; 0,2	3,0; 2,9; 2,7
$^{230}\text{Th}/^{238}\text{U}$	4688; 4621	76,3; 23,4	2,9; 2,8
$^{226}\text{Ra}/^{238}\text{U}$	4784; 4602	94,4; 5,5	3,0; 2,8
$^{222}\text{Rn}/^{238}\text{U}$	5489	99,9	7,6
$^{218}\text{Po}/^{238}\text{U}$	6002	100	12,9
$^{214}\text{Po}/^{238}\text{U}$	7687	100	49,9
$^{210}\text{Po}/^{238}\text{U}$	5304	100	5,69
$^{232}\text{Th}/^{232}\text{Th}$	4013; 3954	77,9; 22,1	2,3; 2,3
$^{228}\text{Th}/^{232}\text{Th}$	5423; 5340; 5211; 5173	71,1; 28,2; 0,4; 0,2	6,8; 6,0; 4,9; 4,7
$^{224}\text{Ra}/^{232}\text{Th}$	5685; 5449	94,9; 5,1	8,7; 7,1
$^{220}\text{Rn}/^{232}\text{Th}$	6288	99,9	17,7
$^{216}\text{Po}/^{232}\text{Th}$	6778	100	25,4
$^{212}\text{Bi}/^{232}\text{Th}$	6090; 6051; 5768; 5626; 5607	27,1; 69,9; 1,8; 0,2; 1,2	14,4; 13,5; 9,6; 8,4; 8,3
$^{212}\text{Po}/^{232}\text{Th}$	8784	100	87,8

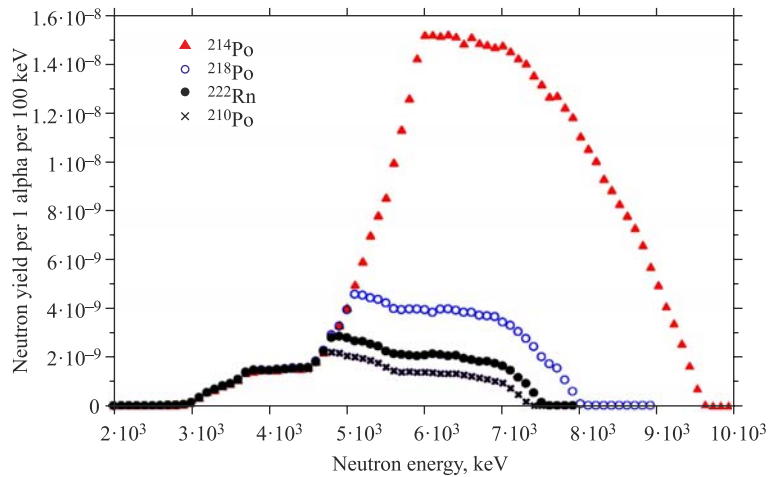


Рис. 2. Абсолютные вероятности излучения нейтронов различных энергий за счет (α, n) -реакции в РЕ для радона и его радиоактивных дочек

реакции (α, n) . Для ^{238}U необходимо также принимать во внимание возможность его спонтанного деления, что дополнительно дает вероятность вылета нейтрона на 1 распад ^{238}U , равную $1,2 \cdot 10^{-6}$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы определили три основных источника, дающих следующие потоки нейтронов внутри защиты:

- 1) на 1 ppb¹ загрязнения РЕ ^{238}U ожидается $2,6 \cdot 10^{-6} \text{ м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$;
- 2) на 1 ppb загрязнения РЕ ^{232}Th ожидается $5,0 \cdot 10^{-7} \text{ м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$;
- 3) наличие в воздухе ^{222}Rn с концентрацией на уровне 10 Бк/м³ приводит к потоку нейтронов на уровне $1,1 \cdot 10^{-8} \text{ м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ за счет диффузии радона внутрь РЕ.

Критическим значением потока нейтронов внутри защиты эксперимента на данной стадии является $10^{-5} \text{ м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Таким образом, мы можем утверждать, что значение потока фоновых нейтронов из реакции (α, n) в РЕ нейтронной защите эксперимента в настоящее время не представляет опасности (экспериментально измеренные количества урана и тория внутри РЕ, из которого сделана защита, составляют менее 1 ppb).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Якушев Е.А. и др. Поиск частиц холодной небарионной темной материи в эксперименте EDELWEISS-II // Изв. вузов. Физика. 2010. Т. 53, № 6. С. 62–66.
2. Wojcik M. et al. Radon Diffusion through Polymer Membranes Used in the Solar Neutrino Experiment Borexino // Nucl. Instr. Meth. A. 2000. V. 449. P. 158–171.
3. Harrissopulos S. et al. The Reaction $^{13}\text{C} (\alpha, n) ^{16}\text{O}$: A Background for the Observation of Geo-Neutrinos // Phys. Rev. C. 2005. V. 72, No. 6. P. 062801(5).

¹1 part per billion (ppb) — 1 часть на миллиард.