

Поиск резонансного поглощения солнечных аксионов, излучаемых при $M1$ -переходе ядер ^{57}Fe

А. В. Дербин⁺¹⁾, А. И. Егоров⁺, И. А. Митропольский⁺, В. Н. Муратова⁺, Н. В. Базлов*, С. В. Бахланов⁺,
Д. А. Семенов^{+*}, Е. В. Унжаков^{+*}

⁺ Петербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова РАН, 188300 Гатчина, Россия

* Санкт-Петербургский государственный университет, 199034 С.Петербург, Россия

Поступила в редакцию 20 ноября 2006 г.

Проведен поиск резонансного поглощения солнечных аксионов ядрами ^{57}Fe , приводящего к возбуждению первого ядерного уровня: $A + ^{57}\text{Fe} \rightarrow ^{57}\text{Fe}^* \rightarrow ^{57}\text{Fe} + \gamma$ (14.4 кэВ). Для поиска гамма-квантов с энергией 14.4 кэВ использовался Si(Li)-детектор и мишень из обогащенного изотопа ^{57}Fe . Детектор и мишень находились внутри низкофоновой установки, снабженной пассивной и активной защитой. В результате установлено новое верхнее ограничение на массу аксиона $m_A \leq 360$ эВ (90% у.д.).

PACS: 14.80.Mz, 29.40.Mc

1. Введение. Решение проблемы CP-сохранения в сильных взаимодействиях было предложено Печчеи и Куинн [1] путем введения новой глобальной киральной симметрии, спонтанное нарушение которой при энергии f_A позволяет точно скомпенсировать CP-несохраняющий член в лагранжиане КХД. Вайнберг [2] и Вилчек [3] показали, что предложенная модель должна приводить к возникновению новой псевдоскалярной частицы – аксиона. Масса аксиона m_A , равно как и эффективные константы связи аксиона с фотонами ($g_{A\gamma}$), лептонами (g_{Ae}) и адронами (g_{AN}), оказывается обратно пропорциональна величине f_A . Модель “стандартного” или PQWW-аксиона, в которой значение f_A было зафиксировано на электрослабом масштабе, была закрыта целой серией экспериментов, выполненных с радиоактивными источниками, на реакторах и ускорителях.

Два типа моделей “невидимого” аксиона сохранили аксион для решения CP-проблемы сильных взаимодействий, и в то же время подавили его взаимодействие с веществом, поскольку масштаб нарушения симметрии f_A в этих моделях оказывается произвольным и может быть продлен вплоть до планковской массы $m_P \approx 10^{19}$ ГэВ. Это модели “адронного” или KSVZ-аксиона [4, 5] и “GUT”- или DFSZ-аксиона [6, 7]. Значение m_A в обеих моделях определяется величиной f_A :

$$m_A(\text{эВ}) \approx m_\pi f_\pi / f_A \approx 6.0 \cdot 10^6 / f_A(\text{ГэВ}), \quad (1)$$

что соответствует значениям m_A от 10^{-12} эВ до десятков кэВ.

В то время как прямые эксперименты по поиску конверсии солнечных аксионов, возникающих в результате эффекта Примакова, в лабораторных магнитных полях [8–11] или в поле кристалла [12–15] исключают существование DFSZ-аксиона с массой в интервале $\sim (0.01–1)$ кэВ, астрофизические ограничения перекрывают практически всю область возможных масс DFSZ- и KSVZ-аксиона, оставляя на ней только окно $\sim (10^{-6} \div 10^{-2})$ эВ. Ограничения на массу аксиона возникают как результат ограничений на константы $g_{A\gamma}$, g_{Ae} и g_{AN} , которые в существенной мере являются модельно зависимыми. Поскольку адронный аксион не имеет прямого взаимодействия с лептонами и обычными кварками, а его взаимодействие с фотонами может быть сильно подавлено, существует небольшое, свободное от ограничений, “окно адронного аксиона”, соответствующее $m_A \sim 10$ эВ (новые результаты в [16]). Другая причина интенсивных поисков аксиона обусловлена тем, что аксион с массой, лежащей в указанных интервалах, является популярным кандидатом на роль частиц, из которых состоит темная материя. Подробные теоретические и экспериментальные обзоры представлены в периодическом издании Review of Particle Physics [17].

Целью настоящей работы являлся поиск солнечных аксионов, которые испускаются в 14.4 кэВ $M1$ -переходе ^{57}Fe [18]. На Земле аксионы могут быть обнаружены в обратной реакции резонансного поглощения путем регистрации γ -квантов (или конверсионных электронов), возникающих при разрядке возбужденного ядерного уровня [19]. Вероятность наблюдения данного процесса определяется только кон-

¹⁾e-mail: derbin@pnpi.spb.ru

стантой g_{AN} . Попытки обнаружить резонансное поглощение солнечных аксионов были сделаны в работах [20–23].

2. Излучение и поглощение аксионов в ядерных переходах магнитного типа. Наряду с реакциями солнечного цикла, переходы магнитного типа возникают в ядрах ^{57}Fe , ^{55}Mn , ^{23}Na и др., низколежащие уровни которых возбуждаются за счет высокой температуры Солнца [18]. Полный поток излучаемых Солнцем аксионов Φ_A зависит от энергии уровня (E_γ), температуры (T), времени жизни ядерного уровня (τ_γ), распространенности изотопа на Солнце (N) и отношения вероятности ядерного перехода с излучением аксиона (ω_A) к вероятности магнитного перехода (ω_γ) [18, 19]:

$$\Phi_A = N \frac{2 \exp(-E_\gamma/kT)}{\tau_\gamma (1 + 2 \exp(-E_\gamma/kT))} \frac{\omega_A}{\omega_\gamma}. \quad (2)$$

Наиболее интенсивный поток аксионов от Солнца связан с $M1$ -переходом в ядре ^{57}Fe , схема уровней которого приведена на рис.1. Энергия первого

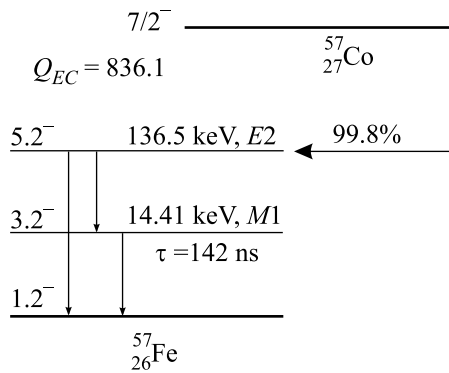


Рис.1. Схема уровней ядра ^{57}Fe и вероятности переходов на возбужденные уровни при электронном захвате $^{57}\text{Co} \rightarrow ^{57}\text{Fe}$ [24]

ядерного уровня ($3/2^-$) равняется 14.413кэВ, примесь $E2$ -перехода $\delta = 0.22\%$. Коэффициент электронной конверсии составляет $\alpha = 8.5$ [24], следовательно, вероятность излучения гамма-кванта $\eta = 1/(1 + \alpha) = 0.105$. Вследствие доплеровского уширения спектр аксионов будет представлять гауссову кривую $\Phi_A(E_A)$ с дисперсией $\sigma_S(T) = E_\gamma(kT/M)^{1/2}$, где T – температура в месте рождения аксиона и M – масса ядра ^{57}Fe . Поток аксионов в максимуме гауссовского распределения, вычисленный с учетом зависимости температуры Солнца от радиуса [25] и содержания Fe в Солнце [26], может быть представлен в виде

$$\Phi_A(E_{M1}) = 3.5 \cdot 10^{25} \left(\frac{\omega_A}{\omega_\gamma} \right) \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{кэВ}^{-1}. \quad (3)$$

Ширина линии составляет $\sigma_S = 2.2$ эВ. Эта величина существенно превышает энергию ядра отдачи (1.8 МэВ), доплеровское уширение линии для температуры $T = 300$ К, при которой находятся ядра мишени (10 мэВ), и собственную ширину уровня $\Gamma = 4.7 \cdot 10^{-9}$ эВ. Таким образом, доля аксионов, которые удовлетворяют условию резонансного поглощения, составляет величину $\sim \Gamma/\sigma_S$.

Вероятность излучения аксиона (ω_A/ω_γ), вычисленная в длинноволновом приближении, имеет вид [27, 28]

$$\frac{\omega_A}{\omega_\gamma} = \frac{1}{2\pi\alpha} \frac{1}{1 + \delta^2} \left[\frac{g_{AN}^0 \beta + g_{AN}^3}{(\mu_0 - 0.5)\beta + \mu_3 - \eta} \right]^2 \left(\frac{p_A}{p_\gamma} \right)^3, \quad (4)$$

где p_γ и p_A – импульсы фотона и аксиона, δ – отношение вероятностей $E2$ - и $M1$ -переходов, $\alpha \approx 1/137$, $\mu_0 \approx 0.88$ и $\mu_3 \approx 4.71$ – изоскалярный и изовекторный ядерные магнитные моменты, β и η – параметры, зависящие от конкретных ядерных матричных элементов. Для $M1$ -перехода в ядре ^{57}Fe значения $\beta = -1.19$ и $\eta = 0.8$ были вычислены в работе [18].

Взаимодействие аксиона с нуклонами определяет константа связи g_{AN} , которая состоит из изоскалярной, g_{AN}^0 , и изовекторной, g_{AN}^3 , частей. В моделях адронного аксиона константы g_{AN}^0 и g_{AN}^3 могут быть представлены в виде [29, 30]

$$g_{AN}^0 = -\frac{m_N}{f_A} \frac{1}{6} \left[2S + (3F - D) \frac{1 + z - 2w}{1 + z + w} \right], \quad (5)$$

$$g_{AN}^3 = -\frac{m_N}{f_A} \frac{1}{2} \left[(D + F) \frac{1 - z}{1 + z + w} \right],$$

где $m_N = 939$ МэВ – масса нуклона, z и w – отношение масс u -, d - и s -кварков ($z = m_u/m_d \cong 0.56$, $w = m_u/m_s \cong 0.029$), константы D и F выражаются через изовекторную F_{A3} и изоскалярную F_{A0} константы связи π -мезона с нуклонами. Точные значения параметров D и F , определенные из полулептонных распадов гиперонов, составляют: $D = 0.808 \pm 0.006$ и $F = 0.462 \pm 0.011$ [31]. Значение параметра S , учитывающее вклад s -кварка, достаточно неопределенно ($S = -0.09 \div 0.68$) [19, 22]. В соответствии с (1), константы g_{AN}^0 и g_{AN}^3 могут быть представлены в виде, зависящем от массы аксиона ($S = 0.68$):

$$g_{AN}^0 = -4.97 \cdot 10^{-8} m_A (\text{эВ}), \quad (6)$$

$$g_{AN}^3 = -2.75 \cdot 10^{-8} m_A (\text{эВ}).$$

Аналогичные соотношения для DFSZ-аксиона более модельно зависимы, но имеют тот же порядок вели-

чины [29, 30]. Их численные значения лежат в интервале (0.3–1.5) от значений данных констант для адронного аксиона.

Сечение резонансного поглощения аксионов дается выражением, аналогичным резонансному поглощению гамма-квантов, поправленным на отношение $2\omega_A/\omega_\gamma$ [32],

$$\sigma(E_A) = 2\sqrt{\pi}\sigma_{0\gamma} \exp\left[-\frac{4(E_A - E_{M1})^2}{\Gamma^2}\right] \left(\frac{\omega_A}{\omega_\gamma}\right), \quad (7)$$

где $\sigma_{0\gamma}$ – максимальное сечение резонансного поглощения гамма-квантов. Экспериментально определенное значение $\sigma_{0\gamma}$ для ядра ^{57}Fe составляет $2.56 \times 10^{-18} \text{ см}^2$.

Для получения полного сечения выражение (7) нужно проинтегрировать по спектру аксионов (3). Интегрирование узкого гауссовского распределения (7) по широкому спектру аксионов дает значение, близкое к величине $\Phi_A(E_{M1})$. Используя зависимость Φ_A от (ω_A/ω_γ) (3) и (ω_A/ω_γ) от m_A (4), (6), можно представить в численном виде ожидаемое число событий резонансного поглощения аксионов в мишени, содержащей N ядер ^{57}Fe , за время измерения $t(c)$:

$$R = N \cdot t \cdot 1.4 \cdot 10^{-3} \left(\frac{\omega_A}{\omega_\gamma}\right)^2 = N \cdot t \cdot 4.5 \cdot 10^{-33} \left(\frac{m_A}{1 \text{ эВ}}\right)^4. \quad (8)$$

Количество зарегистрированных гамма-квантов, следующих за поглощением аксиона, определяется эффективностью детектора, а вероятность наблюдения пика с энергией 14.4 кэВ – уровнем фона экспериментальной установки.

3. Экспериментальная установка. Для поиска гамма-квантов с энергией 14.4 кэВ использовался планарный Si(Li)-детектор толщиной 5 мм с диаметром чувствительной области 6 мм. Детектор находился в вакуумном криостате на расстоянии ≈ 8 мм от входного бериллиевого окна толщиной 12 мкм. Между детектором и бериллиевым окном был установлен коллиматор из тантала диаметром 5 мм. Мишень из обогащенного до 80% изотопа ^{57}Fe была расположена прямо на поверхности бериллиевого окна. Мишень имела массу 16.5 мг и диаметр 5 мм, что соответствует толщине 84 мг/см². Пассивная защита состояла из медной оболочки толщиной 40 мм, которая непосредственно примыкала к криостату, слоя железа толщиной 35 мм и 50 мм свинца.

Установка была расположена на поверхности земли. Для подавления фона, связанного с космическим излучением, использовалась активная защита,

состоявшая из 5 пластиковых сцинтилляторов размером $50 \times 50 \times 12$ см. Общая загрузка с активной защиты была установлена ≈ 600 имп/с, что при длительности импульса запрета 120 мкс приводило к 7% мертвого времени. Измерение спектра сигналов Si(Li)-детектора в совпадении с активной защитой позволяет определить вероятность возбуждения первого ядерного уровня ^{57}Fe ядерно-активной компонентой и мюонами космического излучения.

Энергетическое разрешение детектора, определенное по линии 5.9 кэВ, составило 150 эВ. В памяти компьютера происходило накопление двух 4096-канальных спектров, соответственно в совпадении и в антисовпадении с сигналом от активной защиты.

Эффективность регистрации гамма-квантов с энергией 14.4 кэВ определялась с помощью стандартизированного источника ^{57}Co , который распадается в ^{57}Fe , при этом выход линии 14.4 кэВ составляет 9.16% (рис.1). Определенная эффективность регистрации гамма-квантов с энергией 14.4 кэВ составила $\varepsilon = (2.19 \pm 0.05)\%$. Коэффициент ослабления гамма-квантов с энергией 14.4 кэВ в железе $\mu = 63.1 \text{ см}^2/\text{г}$. Для данного расположения детектора и источника вероятность выхода квантов из мишени может быть вычислена с помощью простого аналитического интегрирования. Для используемого образца она составляет $P(84 \text{ мг}/\text{см}^2) = 0.189$.

4. Полученные результаты. Измерения проводились в течение 29.7 суток сериями продолжительностью ~ 1 сутки. Полученные энергетические спектры в интервале до 60 кэВ приведены на рис.2. Спектр сигналов, зарегистрированных Si(Li)-детектором, не сопровождающихся сигналом от активной защиты, отмечен цифрой 1. В спектре идентифицируется 10 выраженных пиков, связанных с активностью ^{238}U и ^{241}Am . Два гамма-пика с энергиями 26.4 и 59.5 кэВ связаны с активностью ^{241}Am . Наиболее интенсивным оказался пик с энергией 59.54 кэВ, активность которого определяет основной вклад в фон детектора. Его интенсивность составила 390 отсч./сутки и связана, в первую очередь, с загрязнениями внутренней конструкции криостата. Остальные пики соответствуют L -сериям характеристического рентгеновского излучения атомов тория и нептуния, возникающих в результате α -распадов $^{238}\text{U} \rightarrow ^{234}\text{Th}$ и $^{241}\text{Am} \rightarrow ^{237}\text{Np}$.

Спектр сигналов, зарегистрированных в совпадении с сигналом активной защиты, отмечен цифрой 2. Видно, что в обоих спектрах, измеренных в совпадении и антисовпадении с активной защитой, пик с энергией 14.4 кэВ явно не проявился.

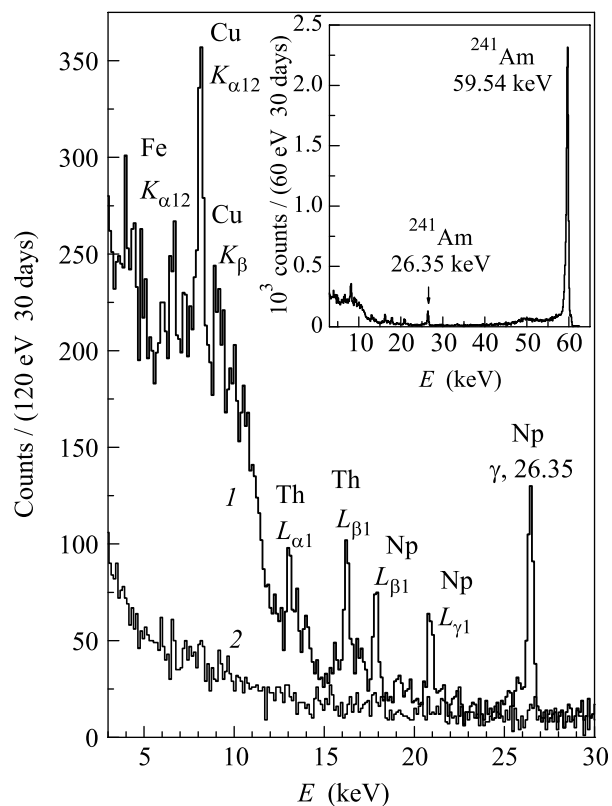


Рис.2. Энергетический спектр Si(Li)-детектора, измеренный за 29.7 суток: 1 – спектр сигналов, не совпадающих с сигналом активной защиты; 2 – спектр сигналов, совпадающих с сигналом активной защиты. На вставке показан спектр, измеренный во всем энергетическом диапазоне

Энергетический интервал 12–19 кэВ спектра 1, в котором следует ожидать появления “аксионного” пика, показан на рис.3. Для определения числа отсчетов в данном пике использовался метод максимального правдоподобия. Функция правдоподобия находилась в предположении, что число отсчетов в каждом канале имеет нормальное распределение. В измеренном спектре при энергии менее 13 кэВ начинается нелинейный подъем, связанный с комптоновским рассеянием гамма-квантов с энергией 59.5 кэВ. Поэтому для описания непрерывного фона была выбрана сумма линейной и экспоненциальной функций, последняя учитывала возрастание фона при низких энергиях. К функции, описывающей непрерывный фон, было добавлено 7 гауссовых функций, 6 из них описывали известные пики характеристического излучения Th и Np (рис.3) и один – искомый пик с энергией 14.4 кэВ. Все пики имели одинаковую дисперсию σ , которая варьировалась, площади пиков были независимыми свободными параметрами. Поскольку энер-

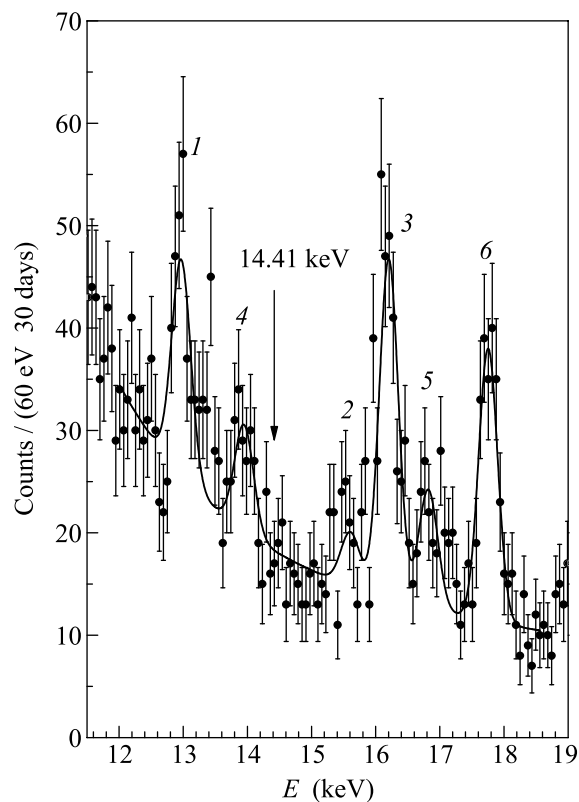


Рис.3. Результаты обработки спектра 1 рис.2: 1–3, 4–6 – рентгеновские линии $L_{\alpha 1}$, $L_{\beta 2}$, $L_{\beta 1}$ Th и Np, соответственно. Стрелкой показано положение ожидаемого пика с энергией 14.4 кэВ

гии пиков известны с высокой точностью, только положение первого пика с энергией 12.968 кэВ ($L_{\alpha 1}$ Th) варьировалось. Положения остальных пиков были привязаны к положению этого пика. Число степеней свободы в интервале 12–18.6 кэВ составило 98.

Результаты фита спектра 1, соответствующего минимуму $\chi^2 = 112/98$, показаны на рис.3. Минимум χ^2 соответствует нефизическому значению площади пика с энергией 14.4 кэВ: $S = (-10 \pm 8)$ событий. Верхний предел на число событий в пике, соответствующий 90%-ному уровню достоверности, был определен стандартным образом – вычислялась зависимость χ^2 от площади пика S для различных фиксированных значений S , при этом остальные параметры были свободными. Далее определялась вероятность получения данного значения $\chi^2(S)$. Полученная функция $P(\chi^2(S))$ нормировалась на единицу в области значений $S \geq 0$. Вычисленный таким образом верхний предел составил $S_{lim} = 12$ событий.

В соответствии с (8), для числа ядер ^{57}Fe в мишени $N = 1.40 \cdot 10^{20}$, времени измерений $t = 2.57 \cdot 10^6$ с, эффективности регистрации $\varepsilon = 2.19 \cdot 10^{-2}$, вероят-

ности выхода излучения из мишени $P = 0.189$ и коэффициента внутренней конверсии $\eta = 0.105$ имеем:

$$R = \varepsilon \cdot P \cdot \eta \cdot N \cdot T \cdot 4.5 \cdot 10^{-33} \left(\frac{m_A}{1 \text{ эВ}} \right)^4 \leq S_{\text{lim}}, \quad (9)$$

откуда верхний предел на массу аксиона составляет $m_A \leq 360$ эВ (90% у.д.). Данный результат является в два раза более строгим, чем полученный в работе [22].

Изучаемый $M1$ -переход ^{57}Fe имеет большой коэффициент электронной конверсии, поэтому существует другая возможность установить верхний предел на количество резонансных поглощений, основанная на регистрации характеристического рентгеновского излучения железа. Полный коэффициент конверсии $e/\gamma = 8.5$, а вероятности появления конверсионного электрона с L - и M -оболочек равны $K/L = 8.7$ и $L/M = 7.5$. В результате, при $M1$ -переходе на K -оболочке с вероятностью 0.79 образуется вакансия. При ее заполнении излучаются кванты с энергиями $K_{\alpha 12} = 6.40$ кэВ и $K_{\beta} = 7.06$ кэВ и вероятностями, равными 0.304 и 0.036, соответственно. Коэффициенты ослабления данных линий при выходе из мишени практически не отличаются от коэффициента ослабления для гамма-квантов с энергией 14.4 кэВ. В результате, число квантов с энергией 6.4 кэВ, выходящих из мишени, в 2.2 раза превышает число гамма-квантов с энергией 14.4 кэВ.

Энергетический интервал 4–11 кэВ спектра сигналов, зарегистрированных в антисовпадении с сигналом активной защиты, в котором должны наблюдаться линии железа $K_{\alpha 12}$ и K_{β} , показан на рис.4. Наиболее интенсивный пик с энергией $K_{\alpha 12} = 8.04$ кэВ связан с рентгеновским излучением меди. Определенная интенсивность пика с энергией 6.4 кэВ составила (100 ± 40) событий, что соответствует верхнему пределу $S_{\text{lim}} = 150$ для 90% у.д. Используя выражение (9), можно получить предел на массу аксиона $m_A \leq 550$ эВ. Данный предел в 1.5 раза слабее полученного из отсутствия пика с энергией 14.4 кэВ, что связано с более высоким уровнем фона. Поскольку 90% фона при низких энергиях связано с комптоновским рассеянием 59.6 кэВ γ -квантов ^{241}Am , поиск пика с энергией 6.4 кэВ может привести к большей чувствительности к массе аксиона при работе с установкой, свободной от данного источника фона.

5. Заключение. Проведен поиск резонансного поглощения солнечных аксионов ядрами ^{57}Fe , приводящего к возбуждению первого ядерного уровня ^{57}Fe . Для поиска γ -квантов, возникающих при разрядке этого уровня, использовался $\text{Si}(\text{Li})$ -детектор, над поверхностью которого располагалась мишень из изото-

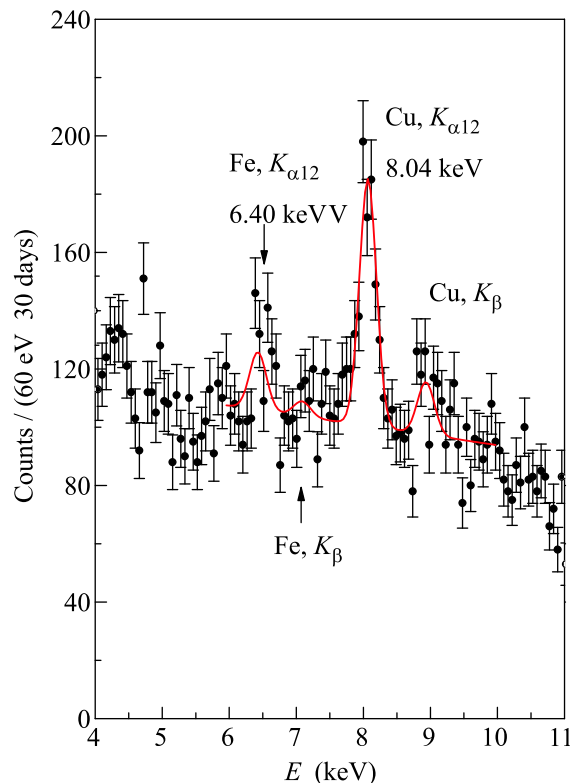


Рис.4. Линии характеристического рентгеновского излучения Cu и Fe , зарегистрированные в интервале (4–11) кэВ

па ^{57}Fe . Детектор и мишень находились внутри низкофоновой установки, снабженной пассивной и активной защитой. В измеренном за 30 суток энергетическом спектре $\text{Si}(\text{Li})$ -детектора интенсивность пика 14.4 кэВ, соответствующего энергии первого возбужденного уровня ^{57}Fe , составила ≤ 0.4 соб./сутки, что позволило установить верхнее ограничение на массу адронного аксиона $m_A \leq 360$ эВ (90% у.д.).

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проект # 04-02-17097.

1. R. D. Peccei and H. R. Quinn, Phys. Rev. Lett. **38**, 1440 (1977).
2. S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **40**, 223 (1978).
3. F. Wilczek, Phys. Rev. Lett. **40**, 279 (1978).
4. J. E. Kim, Phys. Rev. Lett. **43**, 103 (1979).
5. M. A. Shifman, A. I. Vainstein, and V. I. Zakharov, Nucl. Phys. B **166**, 493 (1980).
6. А. Р. Житницкий, ЯФ **31**, 497 (1980).
7. M. Dine, F. Fischler, and M. Srednicki, Phys. Lett. B **104**, 199 (1981).
8. D. Lazarus, G. C. Smith, R. Cameron et al., Phys. Rev. Lett. **69**, 2333 (1992).

9. S. Moriyama, M. Minowa, T. Namba et al., Phys. Lett. B **434**, 147 (1998).
10. Y. Inoue, T. Namba, S. Moriyama et al., Phys. Lett. B **536**, 18 (2002).
11. B. Beltran for CAST coll, hep-ex/**0507007** (2005).
12. E. A. Pascos and K. Zioutas, Phys. Lett. B **323**, 367 (1994).
13. F. T. Avignone III, D. Abriola, R. L. Brodzinski et al., Nucl. Phys. Proc. Suppl. **72**, 176 (1999).
14. A. Morales, F. T. Avignone III, R. L. Brodzinski et al., Stropart. Phys. **16**, 325 (2002).
15. R. Bernabei, P. Belli, R. Cerulli et al., Phys. Lett. B **515**, 6 (2001).
16. S. Hannestad, A. Mirizzi, and G. Raffelt, JCAP **0507**, 002 (2005).
17. W. M. Yao, C. Amsler, D. Asner et al., (PDG), J. of Phys. G **33**, 1 (2006).
18. W. C. Haxton and K. Y. Lee, Phys. Rev. Lett. **66**, 2557 (1991).
19. S. Moriyama, Phys. Rev. Lett. **75**, 3222 (1995).
20. M. Krčmar, Z. Krečak, A. Ljubičić et al., Phys. Rev. D **64**, 115016 (2001).
21. А. В. Дербин, А. И. Егоров, И. А. Митропольский, В. Н. Муратова, Письма в ЖЭТФ **81**, 453 (2005).
22. M. Krčmar, Z. Krečak, M. Stipčević et al., Phys. Lett. B **442**, 38 (1998).
23. K. Jakovčić, Z. Krečak, M. Krčmar, A. Ljubičić et al., nucl-ex/**0402016**, (2004).
24. C. M. Lederer and V. S. Shierley, *Table of Isotopes*, Wiley, New York, 1978.
25. J. N. Bahcall, A. M. Serenelli, and S. Basu, Astr. J. **621**, L85 (2005).
26. M. Asplund, N. Grevesse, and J. Sauval, Nucl. Phys. A **777**, 1 (2006).
27. F. T. Avignone III, C. Baktash, W. C. Barker et al., Phys. Rev. D **37**, 618 (1988).
28. T. W. Donnelly, S. J. Freedman, R. S. Lytel et al., Phys. Rev. D **18**, 1607 (1978).
29. D. B. Kaplan, Nucl. Phys. B **260**, 215 (1985).
30. M. Srednicki, Nucl. Phys. B **260**, 689 (1985).
31. V. Mateu and A. Pich, JHEP **10**, 41 (2005).
32. A. De Rújula and K. Zioutas, Phys. Lett. B **217**, 354 (1989).