Письма в ЖЭТФ, том 95, вып. 7, с. 379 – 384 © 2012 г. 10 апреля

Ограничения на константу связи аксиона с электроном для солнечных аксионов, возникающих в результате тормозного излучения и комптоновского процесса

А. В. Дербин[1]*, И. С. Драчнев, А. С. Каюнов, В. Н. Муратова*

Петербургский институт ядерной физики им. Константинова, 188300 Гатчина, Россия

Поступила в редакцию 15 февраля 2012 г.

Проведен поиск реакции аксиоэлектрического эффекта в атомах кремния для солнечных аксионов, возникающих в результате тормозного излучения и комптоновского процесса. Для регистрации аксионов использовался планарный Si(Li)-детектор, расположенный в низкофоновой установке. В результате получено модельно независимое ограничение на константу связи аксиона с электроном: $|g_{Ae}| \le 2.2 \cdot 10^{-10}$, которое приводит к ограничениям на массу аксиона $m_A \le 7.9$ эВ и $m_A \le 1.4$ кэВ в DFSZ- и KSVZ-моделях аксиона соответственно (90 % у.д.).

1. Введение. Аксион – нейтральная псевдоскалярная частица, введенная в теорию для объяснения отсутствия CP-нарушения в сильных взаимодействиях [1–3]. Константы взаимодействия аксиона с фотонами ($g_{A\gamma}$), лептонами (g_{Ae}) и адронами (g_{AN}), так же как и масса аксиона m_A, оказываются обратно пропорциональными значению энергии (f_A), при которой происходит нарушение $U_{PQ}(1)$-симметрии, введенной в [1]. Первоначальная модель стандартного PQWW-аксиона, в которой значение f_A было зафиксировано на масштабе электрослабых взаимодействий, была вскоре надёжно закрыта результатами экспериментов, выполненных на реакторах и ускорителях [4]. Предложенные новые модели невидимого аксиона с произвольной шкалой нарушения U_{PQ}-симметрии стимулировали продолжение экспериментального поиска легкой псевдоскалярной частицы с массой в широком диапазоне: от 10^{-16} до 10^6 эВ. Две основные модели невидимого аксиона – это модели KSVZ-аксиона (адронный аксион) [5, 6] и DFSZ-аксиона (GUT-аксион) [7, 8]. Масса аксиона m_A в обеих моделях выражается через свойства π^0-мезона:

$$m_A \cong \frac{f_\pi m_\pi}{f_A} \left[\frac{z}{(1+z+w)(1+z)}\right]^{1/2}, \qquad (1)$$

где m_π и f_π – масса и константа распада π^0-мезона, $z = m_u/m_d \approx 0.56$ и $w = m_u/m_s \approx 0.029$ – отношения масс кварков.

Наиболее сильные ограничения на взаимодействие аксиона с веществом получены из астрофизических и космологических данных. Астрофизические ограничения, основанные на взаимодействии аксионов с фотонами и электронами, приводят к ограничению $m_A < 10^{-2}$ эВ, если использовать стандартное соотношение между g_{Ae}, $g_{A\gamma}$ и m_A [4, 9]. Константа связи аксиона с нуклонами ограничена сверху и снизу данными SN1987A [10]. Полученные пределы оставляют свободной область масс аксиона ~ 10 эВ (так называемое окно адронного аксиона). В то же время последние космологические данные позволяют утверждать, что $m_A < 1$ эВ [11].

Экспериментальные ограничения на массу аксиона возникают как следствие ограничений на константы связи $g_{A\gamma}$, g_{Ae} и g_{AN}, которые в значительной мере зависят от используемой теоретической модели. Так, адронный аксион не взаимодействует с лептонами и обычными кварками на древесном уровне. Это приводит к существенному подавлению взаимодействия аксиона с лептонами, которое обусловлено только радиационными поправками. В некоторых моделях значение константы связи аксиона с фотоном $g_{A\gamma}$ существенно отличается от первоначальных значений для моделей DFSZ- и KVSZ-аксиона [12].

Данная работа посвящена поиску аксионов, образующихся в Солнце в результате взаимодействия аксиона с электроном, а именно в результате тормозного излучения электронов в поле ядра, $e^- + \mathrm{Z} \to \mathrm{Z} + \mathrm{A}$ и в результате комптоновского процесса, $\gamma + e^- \to \to e^- + \mathrm{A}$ [13–20]. Сечения реакций, а следовательно, и потоки аксионов пропорциональны величине g^2_{Ae}. Для обнаружения аксионов использовалась реакция аксиоэлектрического поглощения аксиона атомами, которая является аналогом реакции фотоэффекта. Поскольку сечение реакции также пропорционально g^2_{Ae}, ожидаемая скорость счёта аксионов зависит только от константы связи аксиона с электроном и пропорциональна g^4_{Ae}.

[1] e-mail: derbin@pnpi.spb.ru

В общем случае безразмерная константа g_{Ae} связана с массой электрона и величиной f_A следующим образом: $g_{Ae} = C_e m_e/f_A$, где C_e – модельно зависимый параметр порядка 1. В модели DFSZ-аксиона величина g_{Ae} соотносится с массой электрона как

$$g_{Ae} = (1/3)(\cos^2\beta)m_e/f_A, \tag{2}$$

где β – произвольный угол. В модели KSVZ-аксиона величина g_{Ae} существенно меньше (в $\sim\alpha^2$ раз), поскольку она определяется только радиационными поправками [19]:

$$g_{Ae} = \frac{3\alpha^2 N m_e}{2\pi f_A}\left(\frac{E}{N}\ln\frac{f_A}{m_e} - \frac{2}{3}\frac{4+z+w}{1+z+w}\ln\frac{\Lambda}{m_e}\right), \tag{3}$$

где E/N – модельно зависимое отношение, $\Lambda \approx 1$ ГэВ – масштаб обрезания КХД.

2. Спектры солнечных аксионов и сечение аксиоэлектрического эффекта. Спектр комптоновских аксионов $(d\Phi_A^{\rm Comp}/dE_A)$, образующихся в результате реакции $\gamma + e^- \to e^- + {\rm A}$, был вычислен нами путем интегрирования сечения комптоновской конверсии, полученного в работах [21, 22], по планковскому распределению тепловых фотонов по энергии. При этом учитывалось радиальное распределение температуры и плотности электронов в Стандартной солнечной модели BSB05 [23] для случая высокой металличности [24]. Результаты вычислений для различных значений масс аксиона показаны на рис. 1.

Спектр тормозных аксионов $(d\Phi_A^{\rm Brem}/dE_A)$ был вычислен таким же способом. Сечение реакции $e^- + {\rm Z} \to {\rm Z} + {\rm A}$ было получено в работе [25]. Распределение Максвелла–Больцмана использовалось для описания энергетического спектра электронов. Рассматривалось тормозное излучение в поле ядер H, ^{4}He, ^{3}He, ^{12}C, ^{14}N и ^{16}O. В результате тормозного излучения спектр аксионов оказывается более мягким (рис. 1).

Процедуры вычислений подробно описаны нами в работе [26]. В ней приведены простые параметризации полученных спектров, описывающие спектры с точностью 1 % в интервале 1–10 кэВ.

Спектры аксионов, показанные на рис. 1, вычислены для значения $g_{Ae} = 10^{-10}$. Средняя энергия аксионов составляет 1.6 и 5.1 кэВ для тормозных и комптоновских аксионов соответственно для случая $m_A \approx 0$. Максимум интенсивности достигается при энергиях 0.6 и 3.8 кэВ. Поток аксионов практически исчезает при энергиях выше 20 кэВ. В результате взаимодействия с электроном аксион должен испытывать реакцию аксиоэлектрического поглощения, ко-

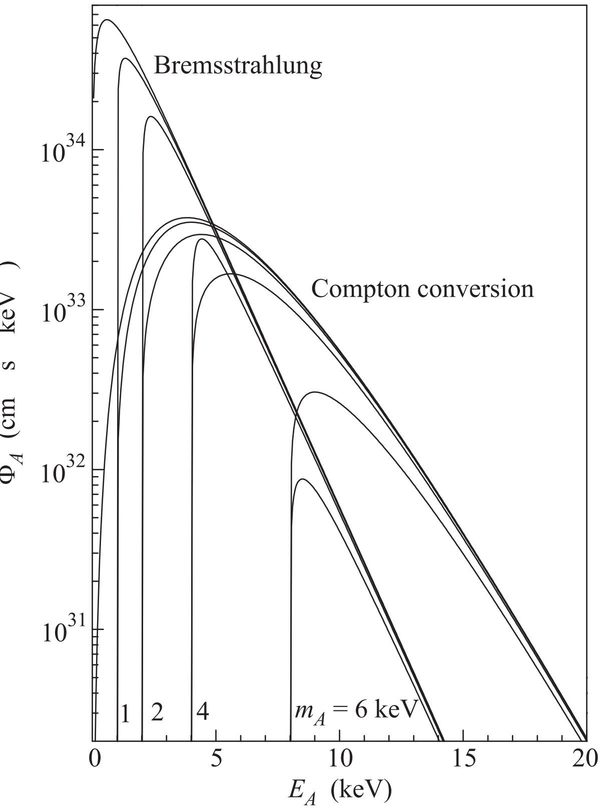

Рис. 1. Спектры солнечных аксионов на поверхности Земли, возникающие в результате тормозного излучения и комптоновского процесса, вычисленные для различных значений масс аксиона и константы $g_{Ae} = 10^{-10}$

торая является аналогом фотоэлектрического эффекта. В нашем эксперименте в качестве мишени для аксиоэлектрического эффекта выбраны атомы кремния, входящие в состав Si(Li)-детектора.

Сечение аксиоэлектрического эффекта для нерелятивистских аксионов оказывается пропорциональным сечению фотоэффекта σ_{pe} для фотонов с энергией, равной массе аксиона [27]:

$$\sigma_{ae}(E_A) = \sigma_{pe}(E_\gamma = m_A)\frac{g_{Ae}^2}{\beta}\frac{3m_A^2}{16\pi\alpha m_e^2}, \tag{4}$$

где $\beta = v/c = p_A/E_A$ – скорость аксиона. Для релятивистских аксионов в случае $E_A \ll m_e$ и $m_A \to 0$ сечение отличается от (4) множителем $\cong 2/3$ и заменой m_A на E_A [27, 28].

Сечение фотоэффекта $\sigma_{pe}(E)$ для различных значений энергии фотонов было вычислено с использованием программы XCOM [29].

Поскольку эффективность регистрации Si(Li)-детектором возникающего электрона и сопровождающего рентгеновского излучения фактически равняется 100%, ожидаемый спектр зарегистрированной энергии выглядит следующим образом:

$$\frac{dN}{dE} = \sigma_{ae}(E_A, m_A)\left(\frac{d\Phi_A^{\mathrm{Brem}}}{dE_A} + \frac{d\Phi_A^{\mathrm{Comp}}}{dE_A}\right). \qquad (5)$$

Для сравнения со спектром, измеренным в эксперименте, выражение (5) нужно дополнительно усреднить, используя функцию отклика Si(Li)-детектора, которая для фотонов и электронов с энергией в исследуемом интервале (0–20 кэВ) хорошо описывается гауссианом.

Результаты вычислений сечения аксиоэлектрического эффекта при $m_A = 0$ показаны на рис. 2. Там

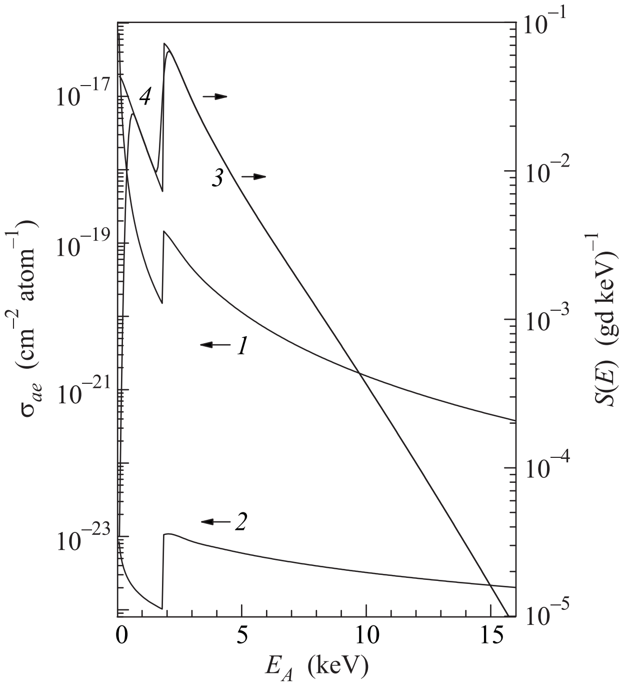

Рис. 2. Сечения фотоэффекта для атома кремния (*1*) и аксиоэлектрического эффекта для $g_{Ae} = 1$ и $m_A = 0$ (*2*). Ожидаемый спектр зарегистрированных сигналов в 1 г Si в сутки в интервал 1 кэВ для $g_{Ae} = 10^{-10}$ (*3*) и спектр с учетом разрешения детектора (*4*)

же приведен ожидаемый спектр сигналов от аксионов $S(E, m_A)$ с учетом и без учета энергетического разрешения Si(Li)-детектора ($\sigma = 115$ эВ). Спектр имеет характерную особенность при энергии 1.84 кэВ, которая соответствует энергии связи электронов на K-оболочке. Пикообразная форма особенности существенно повышает чувствительность эксперимента по сравнению со случаем плавно меняющейся кривой. Число регистрируемых электронов и рентгеновских квантов, следующих за поглощением аксиона, зависит от числа атомов кремния в детекторе, времени измерений и эффективности детектора. Вероятность же наблюдения сигнала определяется уровнем фона экспериментальной установки.

3. Экспериментальная установка. В эксперименте использовался Si(Li)-детектор с чувствительной областью диаметром 17 мм и толщиной 2.5 мм. Детектор был установлен внутри вакуумного криостата с входным бериллиевым окном толщиной 20 мкм. Окно использовалось для проведения энергетической калибровки и определения эффективности регистрации гамма-квантов с целью нахождения чувствительного объема детектора.

Детектор был окружен 12.5 см меди и 2.5 см свинца. Это позволило снизить фон детектора при энергии 14 кэВ в 110 раз по сравнению с незащищенным детектором. Для подавления фона, связанного с космическим излучением и быстрыми нейтронами, использовалось 5 сцинтилляционных детекторов, которые практически полностью закрывали детектор, за исключением нижней стороны, где был расположен дьюар с жидким азотом.

Спектрометрический канал был организован следующим образом. Полевой транзистор был смонтирован на тефлоновой плате рядом с Si(Li)-детектором. Он охлаждался до температуры, близкой к азотной. Предусилитель, за исключением головного каскада, был вынесен за пассивную защиту с целью уменьшения фона. После предусилителя сигнал поступал на два усилителя с различными коэффициентами усиления, что позволяло измерить спектр сигналов в низкоэнергетической (0.5–60 кэВ) и более жесткой (10–500 кэВ) областях. Измерение двух областей позволяет надежнее контролировать уровень фона в области естественной радиоактивности. Каждый из спектрометрических каналов имел свой АЦП. Таким образом, в памяти компьютера происходило одновременное накопление 4 спектров по 4096 каналов (два энергетических диапазона в совпадении и в антисовпадении с сигналом активной защиты).

Чувствительный объем детектора определялся с помощью γ-линий стандартизированных источников ^{57}Co и ^{241}Am. Определенное число атомов в чувствительном объеме 0.57 ± 0.03 см^3 составило $N_{\mathrm{Si}} = 2.85 \cdot 10^{22}$. Ошибка связана в основном с неточностью расположения источника ^{57}Co относительно детектора.

4. Полученные результаты. Измерения проводились в течение 76.5 суток живого времени короткими двухчасовыми сериями для контроля стабильности работы спектрометрических каналов Si(Li)-детектора и сцинтилляционных детекторов активной защиты. Суммарный энергетический спектр сигналов в диапазоне 0.8–45 кэВ представлен на рис. 3. В спектре событий, зарегистрированных в антисовпадении с сигналом активной защиты, четко выделя-

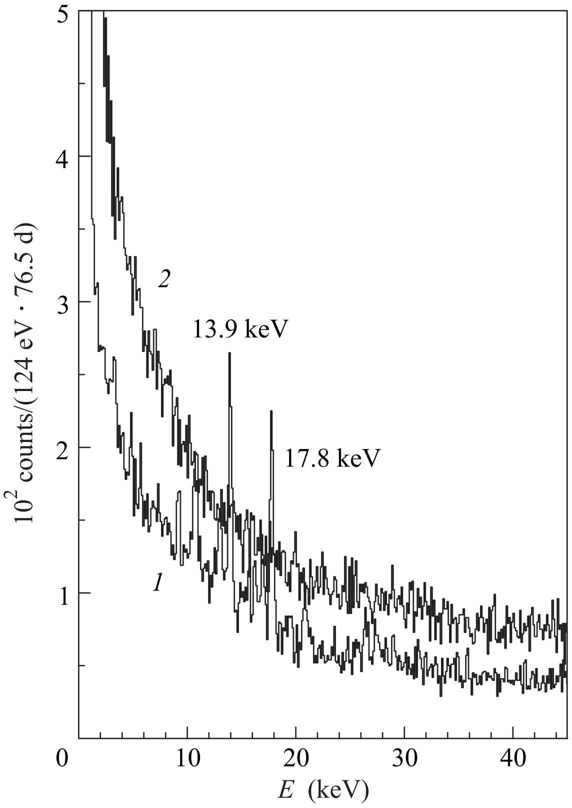

Рис. 3. Спектры Si(Li)-детектора, измеренные в антисовпадении (*1*) и в совпадении (*2*) с сигналом активной защиты

ются рентгеновские линии Np с энергиями 13.9 и 17.8 кэВ, связанные с распадами ^{241}Am. В спектре событий, зарегистрированных в совпадении с сигналом активной защиты, статистически значимые пики отсутствуют. На рис. 4 показаны спектр, измеренный в интервале 0.8–9 кэВ, и ожидаемый спектр $S(E, m_A)$ в случае регистрации аксиоэлектрического эффекта для $m_A \approx 0$ и $g_{Ae} = 4 \cdot 10^{-10}$ (кривая *4* с рис. 2). Видно, что в измеренном спектре не просматривается показанная характерная особенность. Для определения интенсивности функции отклика использовался метод максимального правдоподобия. Экспериментальный спектр был представлен в виде суммы экспоненциальной функции, выбранной для описания плавно меняющегося фона, и ответной функции для аксионов $S(E, m_A)$:

$$N(E) = a + b\exp(cE) + g^4_{Ae} S(E, m_A) N_{\rm Si} T. \quad (6)$$

Здесь $N_{\rm Si}$ – число атомов кремния в чувствительном объеме детектора, $T = 6.61 \cdot 10^6$ – живое время измерений. Определенные по пикам, проявившимся за время измерений, энергетическая шкала

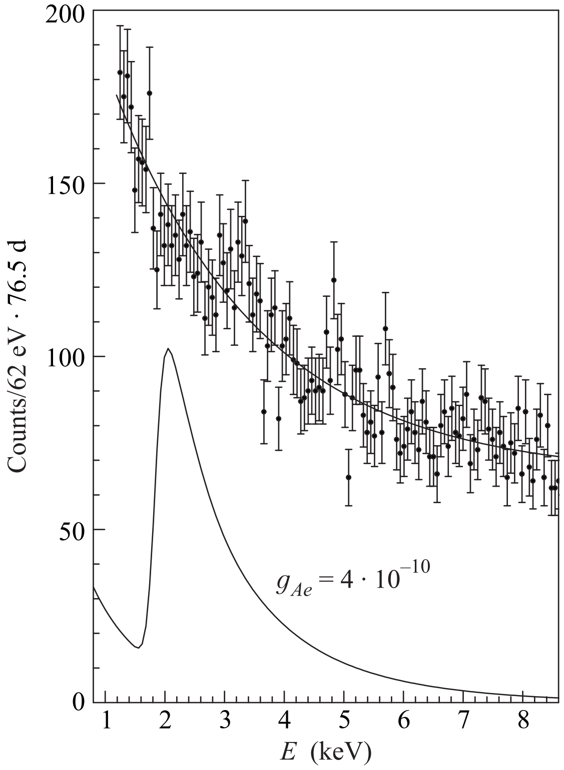

Рис. 4. Результаты оптимального фита спектра сигналов Si(Li)-детектора. Ожидаемый спектр в случае регистрации аксионов с $m_A \approx 0$ и $g_{Ae} = 4 \cdot 10^{-10}$ (нижняя кривая)

и энергетическое разрешение σ были зафиксированы. Константа g^4_{Ae} и параметры a, b и c, описывающие непрерывный фон, были свободны. Результат фитирования в интервале 1.2–8.0 кэВ для значения $m_A = 0$ показан на рис. 4. Минимальное значение величины $\chi^2 = 111/108$ соответствует значению $g^4_{Ae} = (-0.06 \pm 15.3) \cdot 10^{-40}$. Для определения верхнего предела на величину g^4_{Ae} использовалась стандартная методика: значение χ^2 находилось для различных фиксированных значений g^4_{Ae}, в то время как остальные параметры были свободны. Полученная функция вероятности $P(\chi^2(g^4_{Ae}))$ была нормирована на единицу для значений $g^4_{Ae} \geq 0$. Определенный таким образом верхний предел на величину $|g_{Ae}|$ составляет (90 % у.д.)

$$|g_{Ae}| \leq 2.2 \cdot 10^{-10}. \quad (7)$$

Ограничение (7) является модельно-независимым ограничением на константу связи аксиона или любой другой псевдоскалярной релятивистской частицы с электроном.

Если масса аксиона составляет несколько кэВ, то ожидаемый спектр в детекторе существенно меняется и зависит от конкретного значения m_A. Для нахождения величин g_{Ae}^4 применялась процедура, аналогичная вышеописанной. Спектры солнечных аксионов были вычислены для значений m_A от 1 до 10 кэВ с шагом в 1 кэВ. При вычислениях сечения аксиоэлектрического поглощения мы использовали выражение

$$\sigma_{abs}(E_A) = \sigma_{pe}(E_A)\frac{g_{Ae}^2}{\beta}\frac{3E_A^2}{4\pi\alpha}\left(1-\frac{\beta}{3}\right). \qquad (8)$$

При $\beta \to 1$ и $\beta \to 0$ оно совпадает со значениями сечений для релятивистских и нерелятивистских аксионов, найденными в [27] (формула (4)), и проводит примерно линейную по β экстраполяцию, что обеспечивает достаточную точность для рассматриваемого случая. Пример ожидаемой ответной функции детектора при регистрации аксионов приведен на рис. 5. Область фитирования спектра была расширена

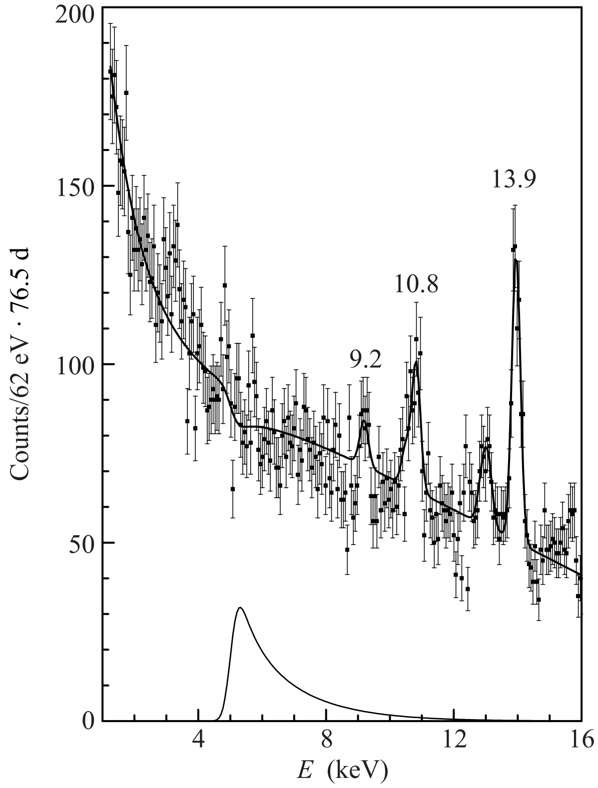

Рис. 5. Спектр сигналов Si(Li)-детектора в интервале 1–16 кэВ. Результаты оптимального фита для $m_A = 5$ кэВ. Цифрами показаны энергии гауссовых пиков. Ожидаемый спектр приведен для случая регистрации аксионов с $m_A = 5$ кэВ и $g_{Ae} = 5\cdot 10^{-10}$

до 16 кэВ. Для описания экспериментального спектра в широком диапазоне к функции (6) были добавлены линейный член для описания непрерывного фона и 6 гауссовых функций для описания пиков характеристического рентгеновского излучения Np, проявившихся за время измерений [30]. Как пример на рис. 5 показаны результаты подгонки для $m_A = 5$ кэВ.

Максимальное отклонение величины g_{Ae}^4 от нуля для всех значений m_A составило 2.5σ. Полученные нами верхние пределы на величину $|g_{Ae}|$ для различных значений m_A приведены на рис. 6 (кривая *1*) в

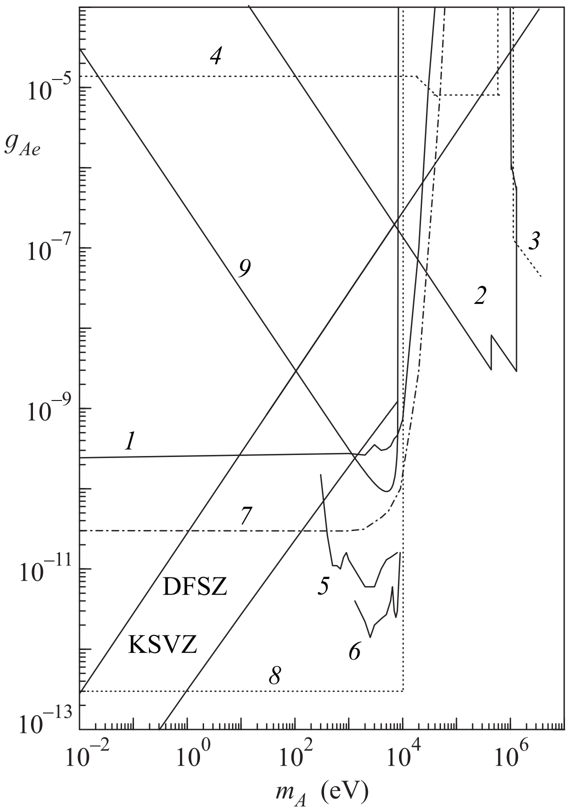

Рис. 6. Ограничения на константу связи аксиона с электроном: *1* – настоящая работа; *2* – реакторные эксперименты и солнечные аксионы с энергией 478 кэВ и 5.5 МэВ [31–34]; *3* – beam dump эксперименты [35, 36]; *4* – распад ортопозитрония [37]; *5* – CoGeNT [38]; *6* – CDMS [39]; *7* – ограничение на аксионную светимость Солнца [22]; *8* – красные гиганты [40]; *9* – эксперимент с ^{169}Tm [26]. Области исключенных значений лежат выше соответствующих линий. Наклонные линии показывают значения g_{Ae} в DFSZ- и KSVZ-моделях

сравнении с результатами других экспериментов. В области больших масс аксиона ($m_A > 10$ кэВ) наиболее строгие ограничения получены в реакторных [31, 32] и ускорительных [35, 36] экспериментах, а также для высокоэнергетических солнечных аксионов [33, 34].

Для малых значений m_A ($m_A < 0.1$ кэВ) наиболее строгие ограничения получены из астрофизических данных, а именно из скорости остывания красных гигантов [40], а также в предположении, что аксионная светимость Солнца не превышает 10 % от наблюдаемой нейтринной светимости [22].

Поиск аксионов с массами, лежащими в промежуточной области ($m_A \sim 1$ кэВ), был специально проведен в связи с возможностью объяснения результата эксперимента DAMA аксиоэлектрическим эффектом. При этом использовались кремниевые и германиевые детекторы, предназначенные для поиска темной материи [38, 39]. Солнечные аксионы, имеющие непрерывный энергетический спектр, должны приводить к резонансному возбуждению низколежащих ядерных уровней [26].

Полученные верхние пределы на величину g_{Ae} приводят к ограничениям на массу аксиона, которые зависят от конкретной модели. В модели DFSZ-аксиона для значения $\cos^2\beta = 1$ соотношение между g_{Ae} и m_A имеет вид $g_{Ae} = 2.8 \cdot 10^{-11} m_A$, где m_A выражена в эВ. Ограничение (7) на константу g_{Ae} приводит к ограничению $m_A^{\mathrm{DFSZ}} \leq 7.9$ эВ для 90% у.д. Верхняя граница исключенных значений m_A составляет 15 кэВ (рис. 6).

В модели KSVZ-аксиона связь g_{Ae} и m_A дается соотношением (3). Для значения $E/N = 3$, характерного для большинства вариантов DFSZ-аксиона, и $N = 3$ область исключенных значений m_A^{KSVZ} составляет 1.4–12 кэВ (рис. 6).

5. Заключение. Проведен поиск аксиоэлектрического поглощения атомами кремния аксионов, образующихся на Солнце в результате тормозного излучения и комптоновского процесса. Для регистрации аксиоэлектрического эффекта использовался Si(Li)-детектор, расположенный в низкофоновой установке. В результате получены новые ограничения на область возможных значений константы связи аксиона с электроном и массы аксиона. Для аксионов с массой менее 1 кэВ полученное ограничение составляет $|g_A| \leq 2.2 \cdot 10^{-10}$ для 90% у.д.

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. K. Nakamura et al. (Particle Data Group), J. Phys. G **37**, 075021 (2010).
5. J. E. Kim, Phys. Rev. Lett. **43**, 103 (1979).
6. M. A. Shifman, A. I. Vainstein, and V. I. Zakharov, Nucl. Phys. B **166**, 493 (1980).
7. А. Р. Житнинский, ЯФ **31**, 497 (1980).
8. M. Dine, F. Fischler, and M. Srednicki, Phys. Lett. B **104**, 199 (1981).
9. G. G. Raffelt, arXiv:hep-ph/0611350.
10. G. G. Raffelt, Ann. Rev. Nucl. Phys. Sci. **49**, 163 (1999).
11. G. Raffelt, S. Hannestad, A. Mirizzi, and Y. Y. Y. Wong, arXiv:0808.0814.
12. D. B. Kaplan, Nucl. Phys. B **260**, 215 (1980).
13. K. Kato and H. Sato, Prog. Theor. Phys. **54**, 1564 (1975).
14. M. I. Vysotsskii, Ya. B. Zeldovich, M. Yu. Khlopov, and V. M. Chechetkin, Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz. **27**, 533 (1978) [JETP Lett. **27**, 502 (1978)].
15. D. A. Dicus, E. W. Colb, V. L. Teplitz, and R. V. Wagover, Phys. Rev. D **18**, 1829 (1978); D **22**, 39 (1980).
16. M. Fukugita, S. Watamura, and M. Yoshimura, Phys. Rev. Lett. **48**, 1522 (1982).
17. L. M. Krauss, J. E. Moody, and F. Wilczek, Phys. Lett. B **144**, 391 (1984).
18. G. G. Raffelt, Phys. Rev. D **33**, 897 (1986).
19. M. Srednicki, Nucl. Phys. B **260**, 689 (1985).
20. D. Kekez, A. Ljubicic, Z. Krecak, and M. Krcmar, Phys. Lett. B **671**, 345 (2009).
21. M. Pospelov, A. Ritz, and M. B. Voloshin, Phys. Rev. D **78**, 115012 (2008).
22. P. Gondolo and G. G. Raffelt, Phys. Rev. D **79**, 107301 (2009).
23. J. N. Bahcall, A. M. Serenelli, and S. Basu, Astrophys. J. **621**, L85 (2005).
24. M. Asplund, N. Grevesse, and J. Sauval, Nucl. Phys. A **777**, 1 (2006).
25. A. R. Zhitnitsky and Yu. I. Skovpen, ЯФ **29**, 995 (1979) [Sov. J. Nucl. Phys. **29**, 513 (1979)].
26. A. V. Derbin, A. S. Kayunov, V. N. Muratova et al., Phys. Rev. D **83**, 023505 (2011).
27. M. Pospelov, A. Ritz, and M. B. Voloshin, Phys. Rev. D **78**, 115012 (2008).
28. A. Derevianko, V. A. Dzuba, V. V. Flambaum, and M. Pospelov, Phys. Rev. D **82**, 065006 (2010).
29. M. J. Berger, J. H. Hubbel, S. M. Seltzer et al., XCOM: Photon Cross Sections Database, http: www.nist.gov/pml/data/xcom/index.cfm.
30. A. V. Derbin, S. V. Bakhlanov, A. I. Egorov et al., Phys. Lett. B **678**, 181 (2009).
31. M. Altmann, Y. Declais, F.v. Feilitzsch et al., Z. Phys. C **68**, 221 (1995).
32. H. M. Chang et al. (Texono Coll.), Phys. Rev. D **75**, 052004 (2007).
33. G. Bellini et al. (Borexino Coll.), Eur. Phys. J. C **54**, 61 (2008).
34. A. V. Derbin, A. S. Kayunov, and V. N. Muratova, Известия РАН, сер. физ. **74**, (2010) [Bull. Rus. Acad. Sci. Phys. **74**, 805 (2010)]; arXiv:1007.3387.
35. A. Konaka, K. Imai, H. Kobayashi et al., Phys. Rev. Lett. **57**, 659 (1986).
36. J. D. Bjorken, S. Ecklund, W. R. Nelson et al., Phys. Rev. D **38**, 3375 (1988).
37. S. Asai, S. Orito, K. Yoshimura, and T. Haga, Phys. Rev. Lett. **66**, 2440 (1991).
38. C. E. Aalseth et al.(CoGeNT coll.), Phys. Rev. Lett. **101**, 251301 (2008).
39. Z. Ahmed et al. (CDMS coll.), Phys. Rev. Lett. **103**, 141802 (2009).
40. G. G. Raffelt, Lect. Notes Phys. **741**, 51 (2008).