Письма в ЖЭТФ, том 101, вып. 10, с. 739 – 745 © 2015 г. 25 мая

Новый эксперимент по поиску резонансного поглощения солнечных аксионов, излучаемых в M1-переходе ядер ^{83}Kr

Ю. М. Гаврилюк[+], *А. Н. Гангапшев*[+], *А. В. Дербин*[*1)], *И. С. Драчнев*[*], *В. В. Казалов*[+], *В. В. Кобычев*[×], *В. В. Кузьминов*[+], *В. Н. Муратова*[*], *С. И. Панасенко*[+○], *С. С. Раткевич*[+○], *Д. А. Семенов*[*], *Д. А. Текуева*[+], *Е. В. Унжаков*[*], *С. П. Якименко*[+]

[+]*Институт ядерных исследований РАН, 142190 Троицк, Россия*

[*]*Петербургский институт ядерной физики им. Константинова, Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт", 188300 Гатчина, Россия*

[×]*Институт ядерных исследований НАН Украины, 03680 Киев, Украина*

[○]*Харьковский национальный университет им. Каразина, 61022 Харьков, Украина*

Поступила в редакцию 16 марта 2015 г.

После переработки 6 апреля 2015 г.

Проведен поиск аксионов с энергией 9.4 кэВ, излучаемых в M1-переходе ядер ^{83}Kr на Солнце, с помощью реакции резонансного поглощения $A + {}^{83}\mathrm{Kr} \to {}^{83}\mathrm{Kr}^* \to {}^{83}\mathrm{Kr} + \gamma, e$ (9.4 кэВ). Для регистрации γ-квантов и электронов, возникающих в результате разрядки ядерного уровня, использовалась пропорциональная газовая камера, заполненная криптоном и размещенная в низкофоновой установке в подземной лаборатории Баксанской нейтринной обсерватории. В результате установлено новое ограничение на изоскалярную и изовекторную константы связи аксиона с нуклонами: $|g^3_{AN} - g^0_{AN}| \le 1.29 \cdot 10^{-6}$. В модели адронного аксиона оно приводит к новому ограничению на массу аксиона: $m_A \le 100$ эВ (95 % у.д.).

DOI: 10.7868/S0370274X15100021

1. Введение. Наиболее естественное решение CP-проблемы сильных взаимодействий было получено путем введения новой киральной симметрии [1], спонтанное нарушение которой при энергии f_A полностью компенсирует CP-неинвариантный член в лагранжиане квантовой хромодинамики (КХД) и приводит к появлению аксиона [2, 3]. Модель "стандартного" (или PQWW)-аксиона, в которой значение f_A полагалось равным масштабу электрослабых взаимодействий, была надежно закрыта серией экспериментов [4].

Были развиты модели двух классов "невидимого" аксиона. Это модели адронного (или KSVZ)-аксиона [5, 6], и GUT- или DFSZ-аксиона [7, 8]. Масса аксиона m_A в обеих моделях может быть выражена через свойства π^0-мезона:

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

где m_π и f_π – масса и константа распада пиона, $z = m_u/m_d = 0.56$ и $w = m_u/m_s = 0.029$ – отношения масс кварков. Значения $z = 0.56$ и $w = 0.029$ являются общепринятыми в аксионной литературе, хотя существующие экспериментальные данные разрешают достаточно широкий интервал для возможных значений z и w [4].

Ограничения на массу аксиона возникают как следствие экспериментальных ограничений на константы связи аксиона с фотонами ($g_{A\gamma}$), электронами (g_{Ae}) и нуклонами (g_{AN}), которые, в свою очередь, являются модельно зависимыми величинами. В связи с этим можно рассматривать более широкий класс аксионоподобных частиц (ALPs, *axion-like particles*), для которых константы связи и массы частицы являются независимыми параметрами. Возможными примерами таких частиц служат легкие CP-нечетные бозоны Хиггса или легкие частицы со спином 1, составляющие теневой сектор (темные фотоны, легкие минизаряженные частицы) и возникающие при попытках включения стандартной модели (СМ) в модели теории струн [9, 10].

Другая причина интенсивных поисков аксиона обусловлена тем, что аксион и ALPs являются популярными кандидатами на роль частиц, из которых состоит темная материя. Соответствующие подробные теоретические и экспериментальные обзоры представлены в периодическом издании [4].

1)e-mail: derbin@pnpi.spb.ru

Если аксион существует, Солнце должно быть одним из наиболее мощных его источников. Целью данной работы является поиск монохроматических аксионов с энергией 9.4 кэВ, излучаемых в M1-переходе в ядрах ^{83}Kr на Солнце. На Земле аксионы могут быть обнаружены в обратной реакции резонансного поглощения путем регистрации частиц (γ и рентгеновских квантов, конверсионных и оже-электронов), возникающих при разрядке возбужденного ядерного уровня. Вероятность испускания и последующего поглощения аксионов зависит только от константы связи с нуклонами, которая является наименее модельно-зависимой и пропорциональна $(g_{AN})^4$.

2. Излучение и поглощение аксионов в 9.4 кэВ M1-переходе ядра ^{83}Kr. Переходы магнитного типа с возможным испусканием аксионов возникают в ядрах ^{57}Fe, ^{55}Mn, ^{23}Na и т.д., низколежащие уровни которых возбуждаются за счет высокой температуры звезды [11]. 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 [11, 12]:

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

Первый уровень ядра ^{83}Kr имеет энергию $E = 9.405$ кэВ, время жизни $\tau_{\rm tot} = 223$ нс, спин и четность $J^\pi = 7/2^+$, примесь E2-перехода $\delta = 0.0129$. Коэффициент электронной конверсии составляет $e/\gamma = 17.1$ [13]. Вследствие доплеровского уширения, вызванного тепловым движением ядер в Солнце, 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, M – масса ядра ^{83}Kr. Полный спектр аксионов является суммой гауссианов с дисперсиями $\sigma(T)$, где $T(r)$ – температура в точке испускания аксиона на Солнце. Для стандартной солнечной модели BS05 [14] с высокой металличностью [15] и содержания Kr в Солнце [16] дифференциальный поток аксионов на Земле в максимуме распределения оказывается равным

$$\Phi_A(E_{\rm M1}) = 5.97\cdot 10^{23}\left(\frac{\omega_A}{\omega_\gamma}\right)\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}\text{кэВ}^{-1}. \qquad (3)$$

Вычисленная ширина линии составляет $\sigma_S = 1.23$ эВ. Эта величина существенно превышает энергию ядра отдачи ($5.5\cdot10^{-4}$ эВ), доплеровское уширение линии для температуры $T = 300$ K ($5.4\cdot 10^{-3}$ эВ), при которой находятся ядра мишени, и собственную ширину уровня ($\Gamma = 2.95\cdot10^{-9}$ эВ). Таким образом, доля аксионов, которые удовлетворяют условию резонансного поглощения, составляет $\sim\Gamma/\sigma_S$.

Вероятность излучения аксиона ω_A/ω_γ, вычисленная в длинноволновом приближении, имеет вид [17, 18]

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

где p_γ и p_A – импульсы фотона и аксиона, δ – отношение вероятностей переходов E2 и M1, $\alpha\approx 1/137$, $\mu_0\approx 0.88$ 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 ^{83}Kr, которое имеет нечетное число нуклонов и неспаренный нейтрон, в одночастичном приближении значения параметров β и η могут быть оценены как $\beta = -1$ и $\eta = 0.5$ [11].

Взаимодействие аксиона с нуклонами определяет константа связи g_{AN}, которая состоит из изоскалярной (g^0_{AN}) и изовекторной (g^3_{AN}) частей. В моделях адронного аксиона константы g^0_{AN} и g^3_{AN} могут быть представлены в виде [19, 20]

$$\begin{aligned} g^0_{AN} &= -\frac{m_N}{6f_A}\left[2S + (3F-D)\frac{1+z-2w}{1+z+w}\right],\\ g^3_{AN} &= -\frac{m_N}{2f_A}\left[(D+F)\frac{1-z}{1+z+w}\right], \end{aligned} \qquad (5)$$

где $m_N = 939$ МэВ – масса нуклона, z и w – отношения масс u-, d- и s-кварков.

Константы F и D определяются векторным (a_3) и октетным (a_8) матричными элементами аксиального тока группы SU(3): $a_3 = F + D$ и $a_8 = 3F - D$. Значения $a_3 = |g_A/g_V| = 1.267\pm0.003$ и $a_8 = 0.585\pm0.025$ получены из асимметрии в бета-распадах нейтронов и гиперонов соответственно [21]. В вычислениях мы используем значения $D = 0.808\pm0.006$ и $F = 0.462\pm0.011$, определенные в [22]. В то же время следует отметить возможную неопределенность в значении a_8, которая может достигать 25 % [23].

Параметр S, введенный в работах [19, 20], определяется синглетным матричным элементом a_0 и представляет собой вклад кварков в поляризацию нуклона. Поскольку $a_0 = a_8 + \Delta s$, где Δs – вклад s- и $\bar{s}$-кварков в спин нуклона, используя данные экспериментов HERMES [24] и COMPASS [25] по измерению Δs, для возможных значений S получаем интервал

0.27–0.41 (или 0.13–0.31 для $a_8 = 0.46$). Эти значения перекрываются с областью суммарного вклада спинов всех кварков $\Delta\Sigma = 0.26$–0.36, определенной в недавней работе коллаборации COMPASS [26].

Существующая неопределенность параметра S совместно с отрицательным значением параметра β допускает нулевое значение для суммы $g^0_{AN}\beta + g^3_{AN}$, а значит, и для вероятности излучения аксиона. Более того, неопределенность в значении параметра z (отношение масс u- и d-кварков может лежать в интервале 0.38–0.58) дополнительно усложняет точную интерпретацию эксперимента [27, 28].

В нашей работе мы используем общепринятые на данный момент значения $S = 0.5$ и $z = 0.56$. В этом случае константы g_0 и g_3 могут быть выражены через массу аксиона следующим образом:

$$\begin{aligned} g^0_{AN} &= -4.03 \cdot 10^{-8}(m_A/1\,\text{эВ}), \\ g^3_{AN} &= -2.75 \cdot 10^{-8}(m_A/1\,\text{эВ}). \end{aligned} \tag{6}$$

Значения g^0_{AN} и g^3_{AN} в модели DFSZ-аксиона зависят от дополнительного неизвестного параметра $\cos^2\beta$, но имеют тот же порядок величины [19, 20]. Они 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 $2(\omega_A/\omega_\gamma)$ [29]:

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

где $\sigma_{0\gamma} = 1.22 \cdot 10^{-18}$ см^2 – максимальное сечение резонансного поглощения гамма-квантов.

Полное сечение поглощения аксионов может быть получено путем интегрирования выражения (7) по спектру аксионов (3). Ожидаемая скорость резонансного поглощения аксионов ядром ^{83}Kr в зависимости от вероятности излучения аксиона в данном переходе (ω_A/ω_γ), параметра $(g_3 - g_0)^2$, описывающего аксион-нуклонное взаимодействие, и массы аксиона в KSVZ-модели может быть представлена как

$$\begin{aligned} R[\text{г}^{-1}\text{сут}^{-1}] &= 4.23 \cdot 10^{21}\omega_A/\omega_\gamma = \\ &= 8.53 \cdot 10^{21}(g^3_{AN} - g^0_{AN})^4(p_A/p_\gamma)^6 = \\ &= 2.41 \cdot 10^{-10} m_A^4 (p_A/p_\gamma)^6. \end{aligned} \tag{8}$$

Количество зарегистрированных γ-квантов, следующих за поглощением аксиона, определяется массой мишени, временем измерений и эффективностью регистрации детектора, в то время как вероятность наблюдения пика с энергией 9.4 кэВ зависит от уровня фона экспериментальной установки.

3. Экспериментальная установка. Для регистрации рентгеновских и γ-квантов, конверсионных и оже-электронов, возникающих в результате разрядки возбужденного уровня с энергией 9.4 кэВ, использовалась большая газовая пропорциональная камера, заполненная смесью Kr (99.55 %) и Xe (0.45 %). Криптон имел следующий изотопный состав: ^{78}Kr – 0.002 %, ^{80}Kr – 0.411 %, ^{82}Kr – 41.355 %, ^{83}Kr – 58.229 % и ^{84}Kr – 0.003 %.

Цилиндрический корпус камеры был изготовлен из меди. Его внутренний и внешний диаметры составляли 137 и 150 мм соответственно. В качестве анода использовалась вольфрамовая нитка диаметром 10 мкм, покрытая золотом и натянутая по оси цилиндра. Для уменьшения влияния краевых эффектов на сбор заряда концы анодной проволоки были закрыты медными трубочками (3 мм в диаметре и 38 мм длиной), которые находились при потенциале анода и исключали газовое усиление в этой области. С учетом тефлоновых изоляторов расстояние от рабочей области до фланцев камеры составляло 70 мм. Длина рабочей области камеры 595 мм, что соответствует объему 8.77 л. Камера работала при давлении 5.6 бар. Масса изотопа ^{83}Kr в рабочем объеме 101 г.

Камера была окружена пассивной защитой из меди (20 см), свинца (20 см) и полиэтилена (8 см). Установка располагалась в подземной низкофоновой лаборатории БНО ИЯИ РАН на глубине 4900 м.в.э. [30]. Поток мюонов в месте расположения установки составляет 2.6 ± 0.09 м$^{-2}$сут$^{-1}$ [31].

Сигнал с анода подавался на зарядочувствительный предусилитель. Форма импульса оцифровывалась во временном интервале 164 мкс с частотой 12.5 МГц и передавалась в компьютер через USB-порт. Время нарастания переднего фронта импульса τ определялось для каждого события, поскольку этот параметр позволяет отбирать события вблизи катода и неточечные события, такие, как многократное комптоновское рассеяние.

Форма каждого сигнала содержит импульс первичной ионизации A0 и вторичный импульс фотоэмиссии с катода A1, вызванный фотонами, возникающими при развитии первичной лавины вблизи анода. Соотношение амплитуд первичного и вторичного импульсов позволяет определить положение события вдоль анодной оси и отобрать события в центральной части детектора. Меньшие значения отношения A1/A0 соответствуют краевым событиям из-за меньшего угла засветки катода. Более подробно процедура анализа формы импульса описана в [32, 33].

4. Полученные результаты. Спектр сигналов, зарегистрированных детектором за 188.3 сут живо-

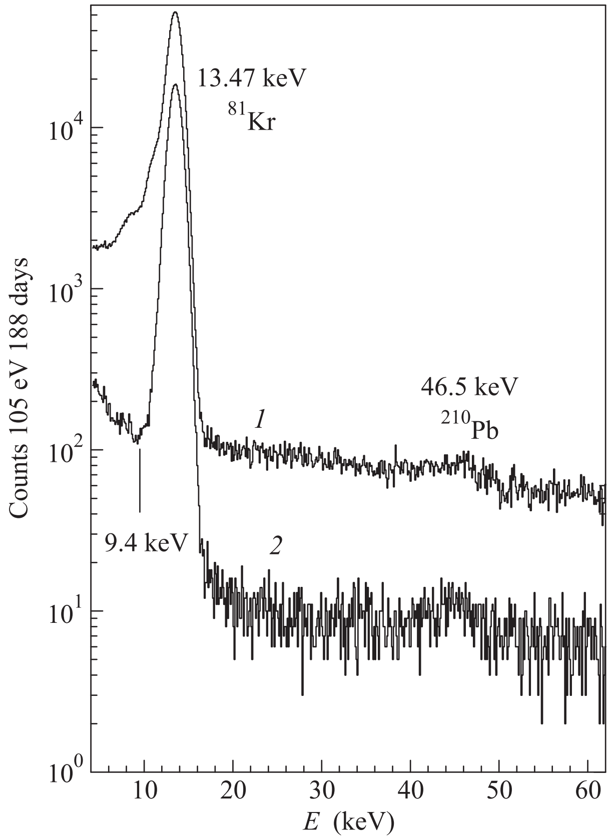

Рис. 1. Энергетические спектры Kr-камеры, измеренные за 188.3 сут. *1* – спектр всех зарегистрированных сигналов; *2* – спектр сигналов после отбора событий с $\tau \le 4.6$ мкс и $\mathrm{A1/A0} \ge 0.15$

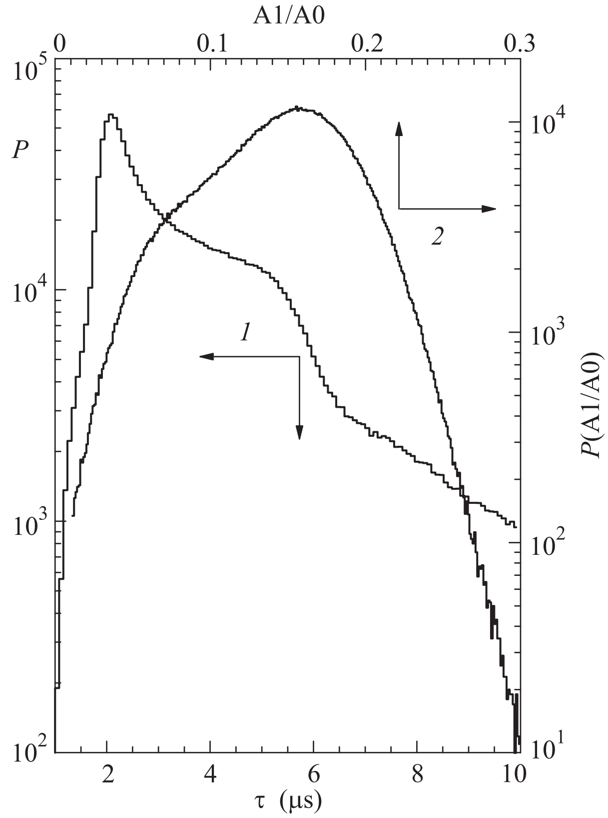

Рис. 2. Распределение вероятности для: *1* – времени нарастания переднего фронта импульса τ, *2* – отношения амплитуд вторичного импульса фотоэмиссии с катода и первичного ионизационного импульса

го времени, показан на рис. 1 (кривая *1*). В спектре доминирует пик, связанный с активностью космогенного изотопа ^{81}Kr ($T_{1/2} = 2.1 \cdot 10^5$ лет), который образуется в атмосфере по реакциям $^{82}\mathrm{Kr}(n, 2n)^{81}\mathrm{Kr}$ и $^{80}\mathrm{Kr}(n, \gamma)^{81}\mathrm{Kr}$. Ядро ^{81}Kr испытывает электронный захват, в 99.7 % случаев на основное состояние ^{81}Br. Положение пика соответствует энергии связи электрона на K-оболочке атома Br (13.47 кэВ). Левый край этого пика имеет более сложную форму, что вызвано присутствием пиков с энергиями 11.91 и 8.05 кэВ, которые связаны с регистрацией рентгеновских квантов $K_{\alpha1,2}$ брома и меди. В спектре также наблюдается пик с энергией 46.5 кэВ, связанный с активностью семейства ^{238}U.

Распределение импульсов по времени нарастания переднего фронта τ и по отношению амплитуд вторичного и первичного импульсов A1/A0 приведено на рис. 2. Для отбора одиночных событий, происходящих в центральной части детектора, было наложено два условия: $\tau \le 4.7$ мкс и $\mathrm{A1/A0} \ge 0.15$. Полученный спектр показан на рис. 1 (линия *2*). Эффективность отбора была определена по соотношению интенсивностей пика 13.47 кэВ в спектрах *2* и *1* и составила $\epsilon = 0.36$.

Энергетический интервал 4.5–20 кэВ спектра *2*, в котором следует ожидать появления "аксионного" пика, показан на рис. 3. Видно, что пик с энергией 9.4 кэВ явно не проявился. Для определения интенсивности пика использовался метод максимального правдоподобия. Для описания непрерывного фона была выбрана сумма линейной по энергии E ($A + BE$) и экспоненциальной ($C \exp(-DE)$) функций. Последняя учитывала возрастание фона при низких энергиях. Дополнительно была добавлена функция $F1 \arctan[(E - F2)/F3]$ с характерным изгибом при энергии $F2$ для учета событий с неполным собиранием заряда.

К функции, описывающей непрерывный фон, было добавлено три гауссовых функции. Две из них описывали известные пики с энергиями 13.47 кэВ (полное поглощение) и 11.91 кэВ ($K_{\alpha1,2}$ Br), а одна – искомый пик с энергией 9.405 кэВ. Положение первых двух пиков варьировалось. Положение пика 9.4 кэВ было привязано к положению пика полного поглощения. Все пики имели одинаковую дис-

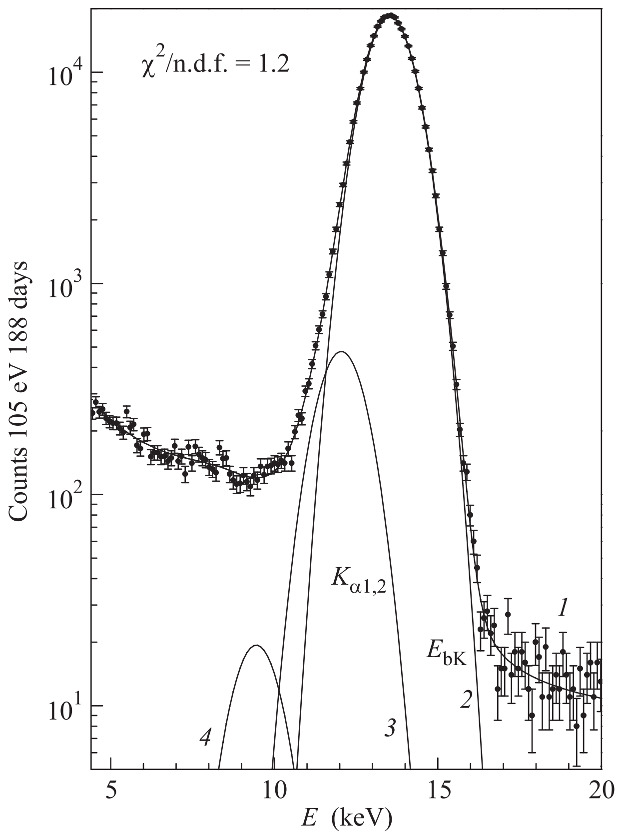

Рис. 3. Результаты фитирования: *1* – спектр событий в центральной области (спектр *2* на рис. 1); *2*, *3* – гауссовы функции с энергией 13.47 и 11.91 кэВ, соответственно; *4* – число событий в пике с энергией 9.4 кэВ равно $2S_{\rm lim}$

персию σ, которая варьировалась. Площади пиков являлись независимыми свободными параметрами. Число степеней свободы в интервале 4.5–20.4 кэВ составило 138.

Результаты подгонки спектра *2*, соответствующие минимуму $\chi^2 = 166/138$, показаны сплошной линией на рис. 3. Минимум χ^2 отвечает нефизическому значению площади пика с энергией 9.4 кэВ: $S = -259 \pm 153$ событий.

Для определения верхнего предела на число событий в пике использовалась стандартная методика. Величина $\chi^2(S)$ находилась для различных фиксированных значений S, в то время как остальные параметры были свободными. Полученная функция вероятности $P[\chi^2(S)]$ нормировалась на единицу для значений $S \geq 0$. Определенный таким образом верхний предел на число событий в пике составляет $S_{\rm lim} = 162$ для уровня достоверности 95 %.

Для скорости счета R, описываемой выражениями (8), ожидаемое число зарегистрированных аксионов составляет

$$S_A = RMT\epsilon \leq S_{\rm lim}, \tag{9}$$

где $M = 101$ г – масса изотопа ^{83}Kr в мишени, $T = 188.33$ сут – время измерений, $\epsilon = 0.360$ – эффективность регистрации.

Условие (9) позволяет установить верхние ограничения на вероятность излучения аксиона ω_A/ω_γ, комбинацию констант связи аксиона с нуклонами $|g^3_{AN} - g^0_{AN}|$ и массу аксиона m_A. Используя соотношения (8), при условии $(p_A/p_\gamma)^6 \cong 1$, что справедливо при $m_A < 2$ кэВ, получаем

$$\omega_A/\omega_\gamma \leq 2.37 \cdot 10^{-12}, \tag{10}$$

$$|g^3_{AN} - g^0_{AN}| \leq 1.29 \cdot 10^{-6}, \tag{11}$$

$$m_A \leq 99.5\,\text{эВ для } 95\,\% \text{ у.д.} \tag{12}$$

Ограничения (10) и (11) являются модельно-независимыми пределами. Ограничение на массу адронного аксиона (12) – наиболее строгое ограничение, полученное для аксионов в экспериментах по поиску резонансного поглощения и аксиоэлектрического эффекта. Данный предел улучшает наш предварительный результат [34, 35] и результат, полученный в эксперименте по поиску резонансного поглощения 14.4 кэВ аксионов ядром ^{57}Fe [28].

Верхний предел на массу адронного аксиона сильно зависит от конкретных значений параметров S и z (рис. 4). Неопределенность в значении параметра S существенно меняет ограничения на массу: $m_A \leq 167$ эВ для $S = 0.4$ и $m_A \leq 68$ эВ для $S = 0.68$. Более того, при $S \cong 0.25$ предел на массу адронного аксиона не может быть получен, поскольку при этом значение $|g^3_{AN} - g^0_{AN}|$ обращается в нуль.

Как было отмечено выше, отношение масс u- и d-кварков z определено с точностью до интервала 0.38–0.58 [4]. Для значения $S = 0.5$ изменение параметра z от 0.58 до 0.38 приводит к изменению предела на массу $m_A \leq (89-318)$ эВ (рис. 4). Можно показать, что при значениях S и z, удовлетворяющих соотношению $S \approx 1.2-1.7z$, значение вероятности излучения аксиона ω_A/ω_γ становится близким к нулю. Таким образом, главным недостатком методики поиска аксионов, излучаемых в 9.4 кэВ M1-переходе ядра ^{83}Kr, является то, что отрицательное значение параметра β совместно с широким интервалом возможных значений S и z приводит к большой неопределенности в ожидаемой вероятности излучения аксиона в данном переходе.

5. Заключение. Проведен поиск резонансного поглощения 9.4 кэВ солнечных аксионов ядрами ^{83}Kr, приводящего к возбуждению первого ядерного уровня ^{83}Kr. В результате получено новое ограничение на константы связи аксиона с нуклоном:

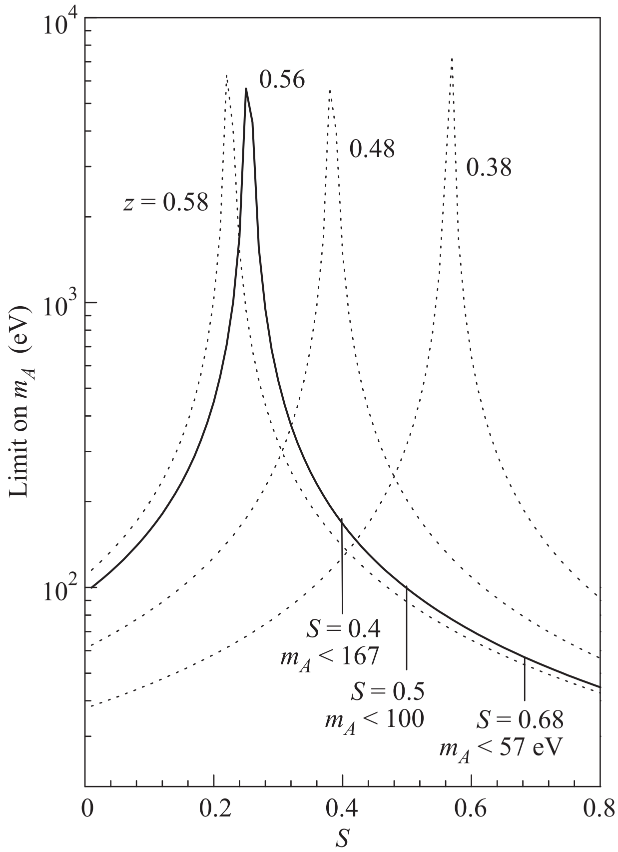

Рис. 4. Верхние ограничения на массу адронного аксиона в зависимости от параметров S и z (95 % у.д.)

$|g^3_{AN} - g^0_{AN}| \leq 1.29 \cdot 10^{-6}$, что соответствует ограничению на массу адронного аксиона $m_A \leq 100$ эВ ($S = 0.5$, $z = 0.56$) для 95 % у.д.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты # 14-02-00258A, 13-02-01199A, 13-02-12140-ofi-m и 15-02-02117A).

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. A. Olive et al. (Particle Data Group), Chin. Phys. C **38**, 090001 (2014).
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. Житницкий, ЯФ **31**, 497 (1980).
8. M. Dine, F. Fischler, and M. Srednicki, Phys. Lett. B **104**, 199 (1981).
9. K. Baker, G. Cantatore, S. A. Cetin, M. Davenport, K. Desch, B. Döbrich, H. Gies, I. G. Irastorza, J. Jaeckel, A. Lindner, T. Papaevangelou, M. Pivovaroff, G. Raffelt, J. Redondo, A. Ringwald, Y. Semertzidis, A. Siemko, M. Sulc, A. Upadhye, and K. Zioutas, Ann. Phys. **525**, A93 (2013); arXiv:1306.2841.
10. J. Jaeckel, Frascati Phys. Ser. **56**, 172 (2013).
11. W. C. Haxton and K. Y. Lee, Phys. Rev. Lett. **66**, 2557 (1991).
12. S. Mariyama, Phys. Rev. Lett. **75**, 3222 (1995).
13. S. C. Wu, Nuclear Data Sheets **92**, 893 (2001).
14. J. N. Bahcall, A. M. Serenelli, and S. Basu, Astr. J. **621**, L85 (2005).
15. N. Grevesse and A. J. Sauval, Space Sci. Rev. **85**, 161 (1998).
16. M. Asplund, N. Grevesse, A. J. Sauval, and P. Scott, Ann. Rev. Astron. Astrophysics **47**, 481 (2009).
17. T. W. Donnelly, S. J. Freedman, R. S. Lytel, R. D. Peccei, and M. Schwartz, Phys. Rev. D **18**, 1607 (1978).
18. F. T. Avignone, C. Baktash, W. C. Barker, F. P. Calaprice, R. W. Dunford, W. C. Haxton, D. Kahana, R. T. Kouzes, H. S. Miley, and D. M. Moltz, Phys. Rev. D **37**, 618 (1988).
19. D. B. Kaplan, Nucl. Phys. B **260**, 215 (1985).
20. M. Srednicki, Nucl. Phys. B **260**, 689 (1985).
21. Y. Goto, N. Hayashi, M. Hirai, H. Horikawa, S. Kumano, M. Miyama, T. Morii, N. Saito, T.-A. Shibata, E. Taniguchi, and T. Yamanishi, Phys. Rev. D **62**, 034017 (2000).
22. V. Mateu and A. Pich, JHEP **10**, 41 (2005).
23. C. A. Aidala, S. D. Bass, D. Hasch, and G. K. Mallot, Rev. Mod. Phys. **85**, 655 (2013).
24. A. Airapetian et al. (HERMES Coll.), Phys. Rev. D**75**, 012007 (2007).
25. V. Yu. Alexankin et al. (COMPASS Coll.), Phys. Lett. B **647**, 8 (2007).
26. C. Adolph et al. (COMPASS Coll.), arXiv:1503.08935v1 (2015).
27. A. V. Derbin, S. V. Bakhlanov, A. I. Egorov, I. A. Mitropol'sky, V. N. Muratova, D. A. Semenov, and E. V. Unzhakov, Phys. Lett. B **678**,181 (2009).
28. A. V. Derbin, V. N. Muratova, D. A. Semenov, and E. V. Unzhakov, Phys. At. Nucl. **74**, 596 (2011).
29. A. De Rújula and K. Zioutas, Phys. Lett. B **217**, 354 (1989).
30. Yu. M. Gavriljuk, A. M. Gangapshev, A. M. Gezhaev, V. V. Kazalov, V. V. Kuzminov, S. I. Panasenko, S. S. Ratkevich, A. A. Smolnikov, and S. P. Yakimenko, Nucl. Ins. Meth. A **729**, 576 (2013).
31. V. N. Gavrin, V. I. Gurentsov, V. N. Kornoukhov, A. M. Pshukov, and A. A. Shikhin, *Preprint INR RAS P-698* (1991).
32. Yu. M. Gavrilyuk, Yu. M. Gavrilyuk, A. M. Gangapshev, V. V. Kazalov, V. V. Kuz'minov, S. I. Panasenko, S. S. Ratkevich, and S. P. Yakimenko, Instr. Exper. Techn. **53**, 57 (2010).

33. Yu. M. Gavrilyuk, A. M. Gangapshev, V. V. Kazalov, V. V. Kuzminov, S. I. Panasenko, and S. S. Ratkevich, Phys. Rev. C **87**, 035501 (2013).
34. Yu. M. Gavrilyuk, A. M. Gangapshev, A. V. Derbin, V. V. Kazalov, H. J. Kim, Y. D. Kim, V. V. Kobychev, V. V. Kuzminov, Luqman Ali, V. N. Muratova, S. I. Panasenko, S. S. Ratkevich, D. A. Semenov, D. A. Tekueva, S. P. Yakimenko, and E. V. Unzhakov, arXiv:1405.1271.
35. A. V. Derbin, A. M. Gangapshev, Yu. M. Gavrilyuk, V. V. Kazalov, H. J. Kim, Y. D. Kim, V. V. Kobychev, V. V. Kuzminov, Luqman Ali, V. N. Muratova, S. I. Panasenko, S. S. Ratkevich, D. A. Semenov, D. A. Tekueva, S. P. Yakimenko, and E. V. Unzhakov, arXiv:1501.02944.