

УДК 539.166, 550.367

Ф. А. Даневич¹, О. В. Иванов², В. В. Кобичев¹, В. І. Третьяк¹¹Інститут ядерних досліджень НАН України
03680 МСП Київ, проспект Науки 47²Інститут земної кори, Сибірське відділення Російської АН
664033 Росія, Іркутськ, вул. Лермонтова 128**Тепловиділення Землі та резонансне захоплення сонячних аксіонів від ⁵⁷Fe**

В дуже консервативному підході, у припущенні, що весь тепловий потік Землі зумовлений виключно резонансним захопленням в тілі Землі аксіонів, випромінених ядрами ⁵⁷Fe на Сонці, отримано обмеження на масу адронного аксіона: $m_a < 1.8$ кеВ. Враховуючи тепловиділення від розпадів ⁴⁰K, ²³²Th, ²³⁸U всередині Землі, це обмеження можна покращити до значення $m_a < 1.6$ кеВ. Обидва значення поступаються обмеженням, встановленим у спеціалізованих експериментах по пошуку ⁵⁷Fe-аксіонів ($m_a < 216...745$ еВ), але є значно кращими від обмежень, отриманих в експериментах з ⁸³Kr ($m_a < 5.5$ кеВ) та ⁷Li ($m_a < 13.9...32$ кеВ).

ТЕПЛОВЫДЕЛЕНИЕ ЗЕМЛИ И РЕЗОНАНСНЫЙ ЗАХВАТ СОЛНЕЧНЫХ АКСИОНОВ ОТ ⁵⁷Fe, Даневич Ф. А., Иванов А. В., Кобычев В. В., Третьяк В. И. — В очень консервативном подходе, в предположении, что весь тепловой поток Земли вызван исключительно резонансным захватом в теле Земли аксионов, излученных ядрами ⁵⁷Fe на Солнце, получен предел на массу адронного аксиона: $m_a < 1.8$ кэВ. Учитывая тепловыделение от распадов ⁴⁰K, ²³²Th, ²³⁸U внутри Земли, этот предел можно улучшить до значения $m_a < 1.6$ кэВ. Оба значения уступают пределам, установленным в специализированных экспериментах по поиску ⁵⁷Fe-аксионов ($m_a < 216...745$ эВ), но значительно лучше пределов, полученных в экспериментах с ⁸³Kr ($m_a < 5.5$ кэВ) и ⁷Li ($m_a < 13.9...32$ кэВ).

HEAT FLOW OF THE EARTH AND RESONANT CAPTURE OF SOLAR ⁵⁷Fe AXIONS, by Danevich F. A., Ivanov A. V., Kobychhev V. V., Tret'yak V. I. — In a very conservative approach, supposing that all heat flow of the Earth is exclusively due to resonant capture of axions, emitted by ⁵⁷Fe nuclei on the Sun, inside the Earth, we obtained the limit on the mass of hadronic axion: $m_a < 1.8$ keV. Taking into account the release of heat from decays of ⁴⁰K, ²³²Th, ²³⁸U inside the Earth, this estimation could be improved to the value: $m_a < 1.6$ keV. Both of the values are less restrictive than the limits set in the devoted experiments to search for ⁵⁷Fe axions ($m_a < 216...745$ eV), but are much better than the limits obtained in the experiments with ⁸³Kr ($m_a < 5.5$ keV) and ⁷Li ($m_a < 13.9...32$ keV).

ВСТУП

Гамільтоніан квантової хромодинаміки (КХД) в загальному вигляді містить член, що порушує СР-симетрію в сильній взаємодії [10, 24]. Однак експериментально таке порушення не спостерігається. Зокрема, для електричного дипольного моменту нейтрона, зв'язаного з СР-порушувальним членом, виміряно лише дуже жорстке обмеження: $d < 2.9 \cdot 10^{-26} e \cdot \text{см}$ [1]. Це протиріччя відоме як так звана «сильна СР-проблема» КХД. Одне з найбільш простих та елегантних рішень цього питання було запропоновано Печчеї та Квін в 1977 р. [33, 34] на основі нової глобальної симетрії. Ця PQ-симетрія спонтанно порушується при енергії f_a , що веде до повного подавлення СР-порушувального члена в КХД. Вейнберг [43] та Вільчек [44] незалежно один від одного вказали, що така модель передбачає існування нової псевдоскалярної нейтральної частинки зі спіном 0: аксіона. Маса аксіона m_a зв'язана з енергією порушення PQ-симетрії як m_a (eV) $\approx \approx 6 \cdot 10^6 / f_a$ (GeV). Взаємодія аксіона з різними складовими звичайної матерії визначається різними ефективними константами зв'язку: $g_{a\gamma}$ (взаємодія з фотонами), g_{ae} (з електронами), g_{aN} (з нуклонами), які також обернено пропорційні до f_a , і значення яких невідомі (зрештою, зв'язки $g_{a\gamma}$, g_{ae} , g_{aN} з f_a є модельно залежними).

В перших роботах вважалося, що енергія порушення PQ-симетрії близька до шкали порушення електрослабкої симетрії (250 GeV), тому маса аксіона складає приблизно 100 кеВ. Однак аксіони з такою масою були швидко виключені експериментами з радіоактивними джерелами, реакторами та прискорювачами [1, 3, 10, 23, 24, 28, 37, 38]. Тоді на зміну стандартному (за іменами авторів — PQWW) аксіону прийшли інші моделі, що допускають значно більші значення f_a — аж до значення маси Планка 10^{19} GeV: модель адронного аксіона (KSVZ) [22, 39] та модель з GUT-аксіоном (DFSZ) [13, 45]. Маса аксіона та константи зв'язку $g_{a\gamma}$, g_{ae} , g_{aN} , що є обернено пропорційними до f_a , в цих моделях можуть мати дуже малі значення ($m_a \sim 10^{-12}$ eV), і іноді такі аксіони називають «невидимими». Слід зазначити, що крім вирішення сильної СР-проблеми, аксіони здатні бути одними з найкращих претендентів на роль темної матерії Всесвіту, що за сучасними уявленнями складає 23 % від всієї матерії (іншими складовими є звичайна баріонна матерія (4 %) та так звана темна енергія (73 %)) [3, 6, 23, 28, 37, 38, 40].

Якщо аксіон існує, Сонце може бути інтенсивним джерелом аксіонів. Вони: 1) народжуються при взаємодії теплових γ -квантів з флуктуаційними електромагнітними полями на Сонці завдяки ефекту Примакова, а також 2) випромінюються в ядерних магнітних переходах в нуклідах, наявних на Сонці.

Перший ефект генерує неперервний спектр аксіонів з енергіями до 20 кеВ і середнім значенням 4.2 кеВ [41]. Повний потік теплових аксіонів залежить від константи зв'язку $g_{a\gamma}$ як $\varphi = (g_{a\gamma} \cdot 10^{10} \text{ GeV})^2 \cdot 3.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$. Зв'язок маси аксіона m_a з $g_{a\gamma}$ є модельно залежним. Наприклад, в моделі з GUT-аксіоном цей потік еквівалентний виразу (в термінах m_a) $\varphi = (m_a / 1 \text{ eV})^2 \cdot 7.4 \cdot 10^{11} \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$. В той же час в інших моделях константа зв'язку з фотоном може бути значно меншою [41].

У другому ефекті, завдяки зв'язку аксіона з нуклоном g_{aN} , при розрядженні збуджених ядерних рівнів в магнітних переходах (M1) замість γ -квантів можуть випромінюватись квазімоноенергетичні аксіони з повною

енергією, рівною енергії γ -квантів. Ці рівні можуть збуджуватися при тепловому русі ядер (температура в центрі Сонця еквівалентна 1.3 кеВ. Отже, ефективніше збуджуються рівні з низькими енергіями, наприклад рівень 14.4 кеВ ^{57}Fe або рівень 9.4 кеВ ^{83}Kr), а також заселятися в ядерних реакціях на Сонці (наприклад, рівень 477.6 кеВ ^7Li в реакціях основного pp -циклу).

Хоч аксіони є теоретично привабливими, до даного часу немає експериментальних свідчень про їхнє існування. Непрямі астрофізичні та космологічні аргументи віддають перевагу аксіонам з масою $10^{-6} \dots 10^{-2}$ еВ або близько 10 еВ [1, 3, 23, 28, 37, 38]. Пошуки аксіонів в лабораторних експериментах базуються на кількох можливих механізмах взаємодії аксіонів із звичайною матерією [3, 23, 28, 37, 38]: 1) зворотному ефектові Примакова, тобто конверсії аксіона у фотон в лабораторному магнітному полі (наприклад в експерименті CAST [46]) або у кристалічному детекторі (наприклад NaI [7]); 2) комптоновській конверсії аксіона у фотон $a + e \rightarrow \gamma + e$ [4] (аналог комптонівського ефекту); 3) розпаді аксіона на два фотони $a \rightarrow \gamma\gamma$ [4]; 4) аксіоелектричному ефекту взаємодії з атомом $a + (A, Z) \rightarrow e + (A, Z)$ (аналог фотоэффекту) [4]; 5) резонансному поглинанню аксіонів, випромінених в ядерних M1-переходах в радіоактивному джерелі, реакторі або на Сонці, аналогічними ядрами мішені. Слід зазначити, що ці механізми базуються на різних типах взаємодії аксіона з матерією, чутливі до різних констант зв'язку ($g_{a\gamma}$, g_{ae} , g_{aN}), і обмеження на величини констант і на масу аксіона є модельно залежними. Отже, різні експерименти доповнюють один одного. Тоді як більшість експериментів пов'язана з константою взаємодії аксіона з фотоном $g_{a\gamma}$, лише механізм 5 зв'язаний з константою зв'язку аксіона з нуклоном g_{aN} як при народженні, так і при поглинанні аксіона. Це дозволяє позбутися невизначеності, пов'язаної зі значеннями $g_{a\gamma}$ та g_{ae} .

Надалі ми розглянемо детально останній механізм та дамо обмеження на масу аксіона, консервативно припускаючи, що тепловиділення Землі зумовлено виключно резонансним поглинанням аксіонів від Сонця. Можливий внесок у тепловиділення від радіоактивних розпадів у сімействах U та Th та ^{40}K також буде враховуватися.

ТЕПЛОВИДІЛЕННЯ ЗЕМЛІ ВІД РЕЗОНАНСНОГО ЗАХОПЛЕННЯ СОНЯЧНИХ АКсіОНІВ

Як уже зазначалося, аксіони можуть бути випромінені замість γ -квантів в ядерних магнітних переходах (M1) при розрядженні збуджених рівнів ядер, наявних на Сонці. Потік аксіонів залежить від поширеності таких ядер, залежності поширеності від радіуса Сонця (бо від радіуса залежить температура, що важливо для теплового збудження рівнів), енергії рівня (при тепловому русі ефективніше збуджуються рівні з низькими енергіями), часу життя рівня та ймовірності випромінювання аксіона замість γ -кванта в ядерному переході. Остання величина залежить від константи взаємодії аксіон-нуклон g_{aN} та відповідних ядерних матричних елементів. В розрахунках також треба врахувати ймовірність поглинання випроміненого аксіона в самому Сонці.

Очікувані потоки аксіонів від термально збуджених перших рівнів ^{23}Na ($E_{exc} = 440.0$ кеВ), ^{55}Mn ($E_{exc} = 126.0$ кеВ), ^{57}Fe ($E_{exc} = 14.4$ кеВ) були розраховані в роботі [17]. Потік від ^{57}Fe є найбільшим завдяки найменшій

енергії збудження (потоки від ^{23}Na та ^{55}Mn на порядки менші через больцманівський фактор $\exp(-E_{exc}/kT)$, $kT \approx 1.3$ кеВ в центрі Сонця, при поширеності одного порядку для всіх трьох ядер): $\varphi_{57} = 8.5 \cdot 10^7 (m_a/1 \text{ еВ})^2 \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ [29]. Нова схема пошуку таких аксіонів була запропонована в роботі [31]: якщо виконуються резонансні умови, сонячний аксіон може бути захоплений відповідним ядром на Землі (наприклад, ^{57}Fe). Частинки, що випромінюються у подальшому процесі розрядки ядра (γ - та рентгенівські кванти, конверсійні електрони), можуть бути зареєстровані належним детектором, якщо він розміщений близько до мішені ^{57}Fe (або містить у собі ядра ^{57}Fe); у спектрі детектора при цьому буде спостерігатися характерний пік з енергією 14.4 кеВ.

У першому експерименті з пошуку сонячних ^{57}Fe -аксіонів [26] використовувалась мішень Fe (що містила 2.1 % ^{57}Fe) та Si(Li)-детектор. Пік 14.4 кеВ не спостерігався, що дало лише обмеження на масу аксіона: $m_a < 745$ еВ. Нещодавно це обмеження було поліпшено до значень $m_a < 360$ еВ [12] та $m_a < 216$ еВ [32].

Аксіони, що, можливо, випромінюються термально збудженими ядрами ^{83}Kr ($E_{exc} = 9.4$ кеВ) на Сонці, шукались в експерименті [16] за допомогою пропорційного газового лічильника, наповненого Kr (11.5 % ^{83}Kr). Характерний пік не спостерігався, а відповідне обмеження на масу аксіона дорівнює $m_a < 5.5$ кеВ.

M1-переходи з першого збудженого рівня ^7Li ($E_{exc} = 477.6$ кеВ) також можуть бути джерелом квазімоноенергетичних аксіонів [25]. Такий рівень $^7\text{Li}^*$ заселяється в основному pp -ланцюжку ядерних реакцій на Сонці (що напряму зв'язаний із сонячною світністю), коли ядро ^7Be , що утворилося в реакції $^3\text{He} + \alpha \rightarrow ^7\text{Be} + \gamma$, розпадається в ^7Li (заселяючи рівень 477.6 кеВ з імовірністю 10.5 % [15]). У першому експерименті [25] з пошуку таких аксіонів з літєвою мішенню масою близько 60 г та HP-Ge-детектором у вимірюваннях протягом 111 діб пошукуваний ефект не спостерігався, і було встановлено тільки обмеження на масу аксіона $m_a < 32$ кеВ. У двох подальших експериментах цю величину було поліпшено до $m_a < 16$ кеВ [11] та $m_a < 13.9$ кеВ [5].

Ядра ^7Li , ^{23}Na , ^{55}Mn , ^{57}Fe , ^{83}Kr та інші будуть збуджуватися під дією сонячних аксіонів не тільки у спеціально відібраних мішенях, але і деінде. Зокрема, розрядження збуджених рівнів ядер в Землі може внести вклад в загальний тепловий потік планети. Оцінимо, яку масу мав би мати аксіон, якщо — дуже консервативно — припустити, що весь тепловий потік Землі має причиною резонансне поглинання сонячних аксіонів відповідними ядрами в Землі.

Прямі виміри теплових потоків від океанічного дна та континентів дають величину для загального потоку Землі $(31 \pm 1) \cdot 10^{12}$ Вт [20]. Однак часто вважається, що ця величина є дещо недооціненою, і використовуються інші значення: $(44 \pm 1) \cdot 10^{12}$ Вт [35] або $(46 \pm 3) \cdot 10^{12}$ Вт [27]. Вважається, що приблизно половина теплового потоку породжується радіоактивними розпадами ^{40}K та ядер в ланцюжках ^{238}U , ^{232}Th . Розповсюдження цих ядер в земній корі, мантії та ядрі точно невідоме, але вважається, що K, U та Th концентруються в корі. Дослідження внутрішньої будови Землі (і розподіл радіоактивних ядер) може бути здійснене за допомогою реєстрації у масивних детекторах (з масою 1 кт) антинейтрино від розпадів U/Th/K (т. зв. геонейтрино); на даний час це є однією з пріоритетних задач сучасної фізики [14]. Зокрема, може бути перевірена гіпотеза Херндона про існуван-

ня ядерного реактора в центрі Землі [18, 19, 21]. Тепловий потік від розпадів U/Th/K оцінюють як $20 \cdot 10^{12}$ Вт [14] або $(33...43) \cdot 10^{12}$ Вт [2].

Згідно з сучасними уявленнями [2] Земля ділиться на кору (0...35 км), верхню мантію (35...660 км), нижню мантію (660...2900 км), зовнішнє ядро (2900...5150 км) та внутрішнє ядро (5150...6370 км). Маса мантії складає приблизно 68 % всієї маси Землі і містить 6.26 % Fe. Ядро (~ 32 % маси Землі) складається в основному із заліза. Прийнято вважати, що Земля утворилася з примітивного матеріалу, що збігається за складом з хондритами CI. На основі цього припущення в роботі [30] підраховано, що ядро містить 78.0...87.5 % Fe, а Земля в цілому — 29.6...32.7 % Fe. В останній час хондритна модель критикується [9, 20, 42], але запропоновані поправки до неї не впливають суттєво на загальний вміст заліза в Землі.

Природна поширеність ^{57}Fe вимірювалась у зразках різного походження (мінерали, виливи магми, метеорити різних типів); якщо деякі відмінності і є, вони невеликі [36], і для поширеності ^{57}Fe можна використовувати рекомендоване значення $\delta = 2.119\%$ [8]. З загальною масою Землі $5.97 \cdot 10^{27}$ г [1], масу ^{57}Fe отже можна оцінити як $(3.7...4.1) \cdot 10^{25}$ г, що відповідає кількості ядер $N_{57} = (4.0...4.4) \cdot 10^{47}$.

Число резонансних захоплень сонячних аксіонів в мішені з N_{57} ядрами ^{57}Fe за 1 с дорівнює [12]

$$R = 4.5 \cdot 10^{-33} N_{57} m_a^4, \quad (1)$$

де m_a вимірюється в еВ. В кожному з цих розпадів виділяється енергія 14.4 кеВ, яка через невелику енергію випромінених частинок повністю поглинається в Землі. Консервативно приймаючи для числа ядер ^{57}Fe нижнє значення $N_{57} = 4.0 \cdot 10^{47}$, а для теплототоку Землі — максимальну оцінку [27] $46 \cdot 10^{12}$ Вт = $2.9 \cdot 10^{32}$ еВ/с, і прирівнюючи останню величину до енерговиділення від захоплення аксіонів $2.6 \cdot 10^{19} [m_a/(1 \text{ еВ})]^4$ еВ/с, отримуємо

$$m_a = 1.8 \text{ кеВ}. \quad (2)$$

Реальне значення m_a не може бути більшим за цю величину. Якщо прийняти до уваги, що приблизно половина теплового потоку ($20 \cdot 10^{12}$ Вт [14] або навіть $(33...43) \cdot 10^{12}$ Вт [2]) може мати походження від радіоактивного розпаду ^{40}K , ^{232}Th , ^{238}U всередині Землі, оцінку (2) можна дещо покращити. Консервативно вибираючи із відомих значень меншу величину $20 \cdot 10^{12}$ Вт і віднімаючи її від теплототоку Землі $46 \cdot 10^{12}$ Вт та приписуючи різницю енерговиділенню від захоплення аксіонів, отримуємо таке обмеження на масу аксіона:

$$m_a < 1.6 \text{ кеВ}. \quad (3)$$

І обмеження (2), і обмеження (3) у декілька раз поступаються величинам, отриманим в експериментах [12, 26, 32] з пошуку ^{57}Fe сонячних аксіонів: 216...745 еВ. В той же час вони є значно кращими від обмежень, отриманих в експериментах з ^{83}Kr : $m_a < 5.5$ кеВ [16] та ^7Li : 13.9...32 кеВ [5, 11, 25].

ВИСНОВКИ

В дуже консервативному підході, у припущенні, що весь тепловий потік Землі зумовлений виключно резонансним захопленням аксіонів, випромінених ^{57}Fe на Сонці, отримано обмеження на масу аксіона: $m_a < 1.8$ кеВ.

Враховуючи тепловиділення від розпадів ^{40}K , ^{232}Th , ^{238}U всередині Землі, це обмеження можна дещо покращити до величини $m_a < 1.6$ кеВ. Обидва значення поступаються обмеженням $m_a < 216\dots745$ еВ із спеціалізованих експериментів з пошуку ^{57}Fe -аксіонів [12, 26, 32], але є значно кращими від обмежень, отриманих в експериментах з ^{83}Kr : $m_a < 5.5$ кеВ [16] та ^7Li : $m_a < 13.9\dots32$ кеВ [5, 11, 25]. Через те що як і при випромінненні, так і при резонансному поглинанні аксіона швидкість процесу залежить від константи взаємодії між аксіоном і нуклоном g_{aN} , отримані обмеження позбавлені невизначеностей, пов'язаних зі значенням констант взаємодії аксіон — фотон $g_{a\gamma}$ та аксіон — електрон g_{ae} .

В роботі було використано той факт, що потік моноенергетичних сонячних аксіонів від ^{57}Fe перевищує потоки від ^7Li , ^{23}Na , ^{55}Mn , ^{83}Kr , а також те, що Земля, за сучасними уявленнями, приблизно на третину складається із заліза. Тим не менше, ми плануємо покращити отриманий результат, розглянувши вклади від інших можливих механізмів взаємодії аксіонів з земним матеріалом: аксіоелектричного ефекту, комптонівської конверсії аксіона у фотон, розпаду аксіона на два фотони та ін.

Ф. А. Даневич, В. В. Кобичев та В. І. Третяк підтримані проектом «Космомікрофізика» Національної академії наук України.

1. *Amsler C., Doser M., Antonelli M., et al.* Review of Particle Physics // *Phys. Lett. B.*—2008.—667.—P. 1—1340.
2. *Anderson D. L.* New Theory of the Earth. — Cambridge: Univ. Press, 2007.—384 p.— (<http://caltechbook.library.caltech.edu/151/> (chapter 26)).
3. *Asztalos S. J., Rosenberg L. J., van Bibber K., et al.* Searches for astrophysical and cosmological axions // *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.*—2006.—56.—P. 293—326.
4. *Bellini G., Benziger J., Bonetti S., et al.* Search for solar axions emitted in the M1-transition of $^7\text{Li}^*$ with Borexino CTF // *Eur. Phys. J. C.*—2008.—54.—P. 61—72.
5. *Belli P., Bernabei R., Cerulli R., et al.* ^7Li solar axions: Preliminary results and feasibility studies // *Nucl. Phys. A.*—2008.—806.—P. 388—397.
6. *Bernabei R., Belli P., Cappella F., et al.* Dark matter search // *Riv. Nuovo Cim.*—2003.—26, N 1.—P. 1—73.
7. *Bernabei R., Belli P., Cerulli R., et al.* Search for axions by Primakoff effect in NaI crystals // *Phys. Lett. B.*—2001.—515.—P. 6—12.
8. *Bohlke J. K., de Laeter J. R., De Bièvre P., et al.* Isotopic compositions of the elements 2001 // *J. Phys. Chem. Ref. Data.*—2005.—34.—P. 56—67.
9. *Caro G., Bourdon B., Halliday A. N., Quitte G.* Super chondritic Sm/Nd ratios in Mars, the Earth and the Moon // *Nature.*—2008.—452.—P. 336—339.
10. *Cheng H.-Y.* The strong CP problem revisited // *Phys. Rep.*—1988.—158.—P. 1—89.
11. *Derbin A. V., Egorov A. I., Mitropolsky I. A., Muratova V. N.* Search for solar axions emitted in an M1 transition in $^7\text{Li}^*$ nuclei // *JETP Lett.*—2005.—81.—P. 365—370.
12. *Derbin A. V., Egorov A. I., Mitropolsky I. A., et al.* Search for resonant absorption of solar axions emitted in an M1 transition in ^{57}Fe nuclei // *JETP Lett.*—2007.—85.—P. 12—16.
13. *Dine M., Fischler W., Srednicki M.* A simple solution to the strong CP problem with a harmless axion // *Phys. Lett. B.*—1981.—104.—P. 199—202.
14. *Fiorentini G., Lissia M., Mantovani F.* Geo-neutrinos and Earth's interior // *Phys. Rep.*—2007.—453.—P. 117—172.
15. *Firestone R. B.* Table of Isotopes.—8th ed. — New York: John Wiley and Sons, 1996 and CD update, 1998.
16. *Jakovic K., Krecak Z., Krmar M., Ljubicic A.* A search for solar hadronic axions using ^{83}Kr // *Rad. Phys. Chem.*—2004.—71.—P. 793—794.
17. *Haxton W. C., Lee K. Y.* Red-giant evolution, metallicity, and new bounds on hadronic axions // *Phys. Rev. Lett.*—1991.—66.—P. 2557—2560.
18. *Herndon J. M.* Substructure of the inner core of the Earth // *Proc. Natl. Acad. Sci. USA.*—1996.—93.—P. 646—648.
19. *Herndon J. M.* Nuclear georeactor origin of oceanic basalt $^3\text{He}/^4\text{He}$, evidence, and implications // *Proc. Natl. Acad. Sci. USA.*—2003.—100.—P. 3047—3050.
20. *Hofmeister A. M., Criss R. E.* Earth's heat flux revised and linked to chemistry //

- Tectonophysics.—2005.—395.—P. 159—177.
21. Hollenbach D. F., Herndon J. M. Deep-Earth reactor: nuclear fission, helium, and the geomagnetic field // Proc. Natl. Acad. Sci. USA.—2001.—98.—P. 11085—11090.
 22. Kim J. E. Weak-interaction singlet and strong CP invariance // Phys. Rev. Lett.—1979.—43.—P. 103—107.
 23. Kim J. E. Light pseudoscalars, particle physics and cosmology // Phys. Rep.—1987.—150.—P. 1—177.
 24. Kim J. E., Carosi G. Axions and the strong CP problem // Rev. Mod. Phys.—(arXiv:0807.3125 [hep-ph].—47 p.).
 25. Krčmar M., Krecak Z., Ljubcic A., et al. Search for solar axions using ${}^7\text{Li}$ // Phys. Rev. D.—2001.—64, 115016.—P. 1—4.
 26. Krčmar M., Krecak Z., Stipcevic M., et al. Search for solar axions using ${}^{57}\text{Fe}$ // Phys. Lett. B.—1998.—442.—P. 38—42.
 27. Lay T., Hernlund J., Buffett B. A. Core-mantle boundary heat flow // Nature Geoscience.—2008.—1.—P. 25—32.
 28. Ljubcic A. In search for axions // Rad. Phys. Chem.—2005.—74.—P. 443—453.
 29. Ljubcic A., Kekez D., Krecak Z., Ljubcic T. Search for hadronic axions using axioelectric effect // Phys. Lett. B.—2004.—599.—P. 143—147.
 30. McDonough W. F., Sun S.-s. The composition of the Earth // Chem. Geol.—1995.—120.—P. 223—253.
 31. Moriyama S. Proposal to search for a monochromatic component of solar axions using ${}^{57}\text{Fe}$ // Phys. Rev. Lett.—1995.—75.—P. 3222—3225.
 32. Namba T. Results of a search for monochromatic solar axions using ${}^{57}\text{Fe}$ // Phys. Lett. B.—2007.—645.—P. 398—401.
 33. Peccei R. D., Quinn H. R. CP conservation in the presence of pseudoparticles // Phys. Rev. Lett.—1977.—38.—P. 1440—1443.
 34. Peccei R. D., Quinn H. R. Constraints imposed by CP conservation in the presence of pseudoparticles // Phys. Rev. D.—1977.—16.—P. 1791—1797.
 35. Pollack H. N., Hurter S. J., Johnson J. R. Heat flow from the Earth's interior: analysis of the global data set // Rev. Geophys.—1993.—31.—P. 267—280.
 36. Polyakov V. Equilibrium iron stable isotope fractionation at core-mantle boundary conditions // Geophys. Res. Abstracts.—2008.—10, EGU2008-A-10347.—P. 1—3.
 37. Raffelt G. G. Stars as Laboratories for Fundamental Physics. — Chicago: Univ. Press, 1997.—664 p.
 38. Raffelt G. G. Axions — motivation, limits and searches // J. Phys. A.—2007.—40.—P. 6607—6620.
 39. Shifman M. A., Vainstein A. I., Zakharov V. I. Can confinement ensure natural CP invariance of strong interaction? // Nucl. Phys. B.—1980.—166.—P. 493—506.
 40. Spooner N. J. C. Direct dark matter searches // J. Phys. Soc. Japan.—2007.—76, 111016.—P. 1—10.
 41. van Bibber K. Design for a practical laboratory detector for solar axions // Phys. Rev. D.—1989.—39.—P. 2089—2099.
 42. Warren P. H. A depleted, not ideally chondritic bulk Earth: The explosive-volcanic basalt loss hypothesis // Geochim. et Cosmochim. Acta.—2008.—72.—P. 2217—2235.
 43. Weinberg S. A new light boson? // Phys. Rev. Lett.—1978.—40.—P. 223—226.
 44. Wilczek F. Problem of strong P and T invariance in the presence of instantons // Phys. Rev. Lett.—1978.—40.—P. 279—282.
 45. Zhitnitskii A. R. On possible suppression of the axion-hadron interactions // Sov. J. Nucl. Phys.—1980.—31.—P. 260—267.
 46. Zioutas K., Andriamonje S., Arsov V., et al. First results from the CERN axion solar telescope // Phys. Rev. Lett.—2005.—94, 121301.—P. 1—5.

Надійшла до редакції 30.09.08