

П И С Ь М А В ЖУРНАЛ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ И ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

ОСНОВАН В 1965 ГОДУ
ВЫХОДИТ 24 РАЗА В ГОД

ТОМ 57, ВЫПУСК 12
25 ИЮНЯ, 1993

Письма в ЖЭТФ, том 57, вып.12, стр.737 - 740

©1993 г. 25 июня

ИНДУЦИРОВАННЫЙ СВЕТОМ РАСПАД ПСЕВДОГОЛДСТОУНОВСКИХ БОЗОНОВ И ПОИСК АКСИОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЦА

П.В.Воробьев

*Институт ядерной физики им.Г.И.Будкера СО РАН
630090 Новосибирск, Россия¹⁾*

Поступила в редакцию 18 мая 1993 г.

Обсуждается процесс индуцированного светом распада аксионов с массой 1–3эВ. Этот процесс может быть положен в основу нового типа детекторов для поиска аксионного излучения Солнца.

1. Распад аксиона, индуцированный светом

Существует ряд таких теорий, как супергравитация, теория суперструн, различные версии суперсимметрии и целый ряд других, в которых естественным образом возникают безмассовые или очень легкие псевдоголдстоуновские бозоны: аксион, арион, фамилон, архион и другие (для удобства будем называть все частицы этого типа аксионами). Эти частицы и соответствующие им поля чрезвычайно слабо связаны с обычной материей. Имеется ряд астрофизических указаний на присутствие во Вселенной большого количества невидимой темной материи. Одним из наиболее естественных кандидатов на роль такой темной материи является нерелятивистский аксионный газ. Сегодня существует ряд вполне самосогласованных космологических моделей с аксионным темным веществом [1,2]. Возникает задача экспериментального поиска аксионов и аксионной скрытой массы. Уже осуществлено несколько экспериментов по поиску аксионов из галактического гало [3,4]. В Брукхевене недавно проведен эксперимент по поиску аксионного излучения Солнца [5]. В Новосибирске готовится аналогичный эксперимент с заметно более высокой чувствительностью [6]. Однако применяемые ранее детекторы чувствительны к аксионам с массой менее 0,1эВ.

¹⁾Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Фонда Сороса и комитета по проблеме Космомикрофизика (и-у.ц."Космион") e-mail: VOROBYOU@INP.NSK.SU.

Здесь мы рассмотрим метод поиска аксионов с массой около 1–3 эВ. Этот интервал выделен тем, что нет астрофизических ограничений на существование аксиона с такой массой. Второе окно для массы аксионов, не "закрытое" астрофизикой и космологией, $10^{-7} - 10^{-4}$ эВ. Такие аксионы могут образовывать конденсат. Метод поиска конденсата легких псевдоголдстоуновских бозонов могут быть основаны на квазимагнитном взаимодействии аксиона со спином фермиона (электрона) [7-11] и более подробно будут рассмотрены в другом месте [12]. Обзор экспериментов по поиску легких или строго безмассовых псевдоскаляров и ассоциированных с ними взаимодействий можно найти в [6]. Распад аксиона на два фотона, так же как и распад нейтрального пиона, происходит через треугольную диаграмму с виртуальным заряженным фермионом в петле:

Время жизни аксиона относительно распада на два фотона определяется выражением

$$\tau_a = (m_\pi/m_a)^5 \tau_\pi, \quad (1)$$

где m_a, m_π – массы, а τ_a, τ_π – времена жизни аксиона и пиона, $\tau_\pi = 0,8 \cdot 10^{-16}$ с, $m_\pi = 135$ МэВ. Из (1) видно, что время жизни аксиона с массой 1 эВ – $3,5 \cdot 10^{24}$ с, а время жизни аксиона с массой 3 эВ – $1,5 \cdot 10^{22}$ с.

Пусть имеется когерентный (параллельный и монохроматичный) пучок аксионов, имеющих скорости порядка скорости света относительно наблюдателя. В сопутствующей системе аксион распадается на два фотона равной энергии, разлетающихся в противоположном направлении и имеющих ортогональную поляризацию. В сопутствующей системе распада изотропны, однако при переходе в лабораторную систему оказывается, что фотоны, в основном, излучаются в угол порядка $1/\gamma$ в направлении движения аксиона. Распады, в которых один фотон вылетает в направлении движения аксиона, а другой – в противоположном, дают наибольшую разницу наблюдаемой в лабораторной системе энергии фотонов:

$$E_{max} = \gamma E_0, \quad E_{min} = E_0/4\gamma, \quad (2)$$

где $E = m_a c^2$, $\gamma = (1 - (v/c)^2)^{-1/2}$. Такие распады сильно подавлены малостью телесного угла, однако, именно они представляют для нас интерес. Давайте теперь создадим мощный когерентный фотонный пучок, совпадающий с аксионным пучком. Пусть энергия фотона $E_\gamma = E_{max}$, если направления движения аксионного и фотонного пучков совпадают, и $E_\gamma = E_{min}$, если направления распространения противоположны. В результате время жизни аксионов уменьшится пропорционально числу фотонов в фотонном пучке на длине взаимодействия аксиона с фотонами:

$$\tau = \tau_a/n_\gamma; \quad (3)$$

здесь n_γ – число фотонов в фотонном пучке. Это связано с тем, что в вероятности распада аксиона с излучением фотона появляется знаменитый фактор бозе-усиления. Такое явление можно назвать "распад, индуцированный светом". Поскольку вероятность распада определяется числом фотонов в потоке, естественно использовать фотонный пучок с $E_\gamma = E_{min}$, распространяющийся навстречу потоку аксионов, так как число фотонов в нем в γ^2 раз больше, чем в пучке с $E_\gamma = E_{max}$ при равной мощности.

Легко видеть, что в случае монохроматических параллельных пучков аксионов и фотонов вероятность распада аксиона определяется выражением

$$p = (\tau_i / \gamma \tau_a) \tau_i \dot{n}_\gamma; \quad (4)$$

здесь $\tau_i = L/c$ – время взаимодействия аксионного и фотонного пучков, \dot{n}_γ – поток фотонов, τ_a – время жизни аксиона в лабораторной системе. Если \dot{n}_a и \dot{n}_γ – поток аксионов и фотонов, соответственно, то поток фотонов от индуцированных распадов

$$\dot{N}_\gamma = (\tau_i / \gamma \tau_a) \tau_i \dot{n}_\gamma \dot{n}_a, \quad (5)$$

причем, один из фотонов от распада аксиона имеет частоту, поляризацию и направление, совпадающие с таковыми в фотонном пучке. Второй фотон распространяется в обратном направлении и имеет поляризацию, ортогональную поляризации фотонного пучка и частоту, отличающуюся на двойной доплеровский сдвиг. Этот факт создает хорошие предпосылки для создания эффективного детектора аксионов с массой порядка 1–5 эВ.

2. Детектирование аксионного излучения Солнца

Рассмотрим возможность детектирования аксионов от Солнца. Массе аксиона 1 эВ соответствует константа взаимодействия $g_{ae} = 10^{-7} \text{ ГэВ}^{-1}$ или $g_{a\gamma} = 10^{-9} \text{ ГэВ}^{-1}$. При этом поток аксионов от Солнца на орбите Земли должен быть около $10^{13}/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$. Энергия аксиона, покидающего ядро Солнца, лежит в интервале 1–15 кэВ. Чтобы учесть распределение аксионов по энергиям и конечный фазовый объем аксионного пучка, необходимо соответствующим образом модифицировать выражение (5):

$$\dot{N}_\gamma = (\tau_i / \gamma \tau_a) \omega^{-1} \dot{n}_a \dot{n}_\gamma \min(1, \Omega_\partial / \Omega_s); \quad (6)$$

здесь $\Omega_\partial = 4S/L^2$ – телесный угол детектора, Ω_s – телесный угол ядра Солнца, S – площадь детектора, L – его длина, ω – ширина спектра фотонов от распада аксиона, летящих назад ($E_\gamma = E_{\min}$). Пусть масса аксиона равна 2,5 эВ. Тогда $\gamma = 2 \cdot 10^3$ и при распаде вдоль направления движения излучаются фотоны с энергией $E_{\max} = 5 \text{ кэВ}$ и $E_{\min} = 10^{-4} \text{ эВ}$. Это значит, что энергия фотона, улетающего назад, лежит в радиочастотном СВЧ диапазоне (его длина волны $\lambda \simeq 1 \text{ см}$). Если создать СВЧ волну с длиной $\lambda = 1 \text{ см}$, распространяющуюся навстречу потоку аксионов, то при СВЧ мощности $P = 10 \text{ Мвт}$ поток фотонов будет $10^{31}/\text{с}$. При длине взаимодействия $L = 10 \text{ м}$, апертуре $S = 10 \text{ см}^2$ и потоке аксионов $\dot{n}_a = 10^{13}/\text{см}^2 \cdot \text{с}$ получим поток фотонов от индуцированных распадов аксионов $\dot{N}_\gamma = 1,5 \cdot 10^{-1}/\text{с}$. Эти фотоны имеют энергию порядка 5 кэВ и легко могут быть зарегистрированы кремниевым или арсенид-галлиевым полупроводниковым детектором, работающим при температуре жидкого гелия. Собственные шумы охлажденного детектора площадью 3–4 см² в области энергий более 3 кэВ пренебрежимо малы. Рентгеновский фон из волновода, возникающий при эмиссии электронов с микроострий в сильных полях, лежит в более низкочастотной области спектра и может быть подавлен фильтром, расположенным перед детектором.

Если масса аксиона 1 эВ, длина волны СВЧ должна быть $\lambda \simeq 10 \text{ см}$, а поток фотонов с энергией около 5 кэВ – порядка $3 \cdot 10^{-3}/\text{с}$, что тоже не представляет трудностей для регистрации.

Детектор может быть устроен следующим образом. СВЧ мощность накапливается в сверхпроводящем волноводе, запертом с торцов закритическими пробками, прозрачными для фотонов, рождающихся при распаде аксионов. Волновод вакуумирован. На торцах волновода за пробками смонтированы полупроводниковые счетчики для регистрации распадных фотонов с энергией несколько кэВ. Волновод помещен в жидкий гелий при температуре 4,2 К. При добротности волновода-резонатора 10^8 для получения мощности 10 Вт нужна мощность возбуждения всего ~ 1 Вт. Вся система размещается на поворотной платформе для слежения за Солнцем.

Наш проект выгодно отличается от проекта [13], так как здесь нет тонких настроек. В проекте [13] для регистрации аксионов с массой порядка 1–3 эВ, излучаемых ядром Солнца, используется смешивание состояний и резонансная конверсия аксион–фотон в поперечном магнитном поле. Для сохранения когерентности на длине взаимодействия необходимо, чтобы законы дисперсии массивного аксиона и фотона совпадали. В работе [13] для того, чтобы сделать фотон массивным, предлагается надуть в пространство взаимодействия водород. Для фотона с энергией несколько кэВ электроны газа можно считать свободными, и эффективная масса фотона соответствует плазменной частоте. Для регистрации аксиона с массой порядка электронвольта необходимо давление в пространстве взаимодействия ~ 200 атм поддерживать с точностью 10^{-3} . Для поиска аксиона в интервале 1–3 эВ необходимо провести сканирование по давлению в интервале порядка 200 атм с шагом 0,2 атм с набором полной статистики в каждой точке!

В нашем детекторе весь интервал масс перекрывается набором из трех волноводов, каждый из которых возбуждается на своей частоте. При этом не нужны магнитные поля и высокое давление газа в пространстве взаимодействия.

В заключение выражаю глубокую признательность Л.М.Баркову, А.С.Елховскому, И.В.Колоколову и О.П.Сушкову за интерес к работе и многочисленные дискуссии.

-
1. M.S.Turner, Phys. Rep. 197, 67 (1990).
 2. З.Г.Бережани, А.С.Сахаров, М.Ю.Хлопов, ЯФ 55, 1918 (1992).
 3. W.U. Wuensch et al., Phys. Rev. D40, 3153 (1989).
 4. S.Matsuki, Proc. of the fifth workshop on elementaryparticle picture of the Universe, ed M.Fukugita, A.Suzuki, p.319, КЕК (1990).
 5. D.M.Lazarus et al. Phys. Rev. Lett. 69, 2333 (1992).
 6. П.В.Воробьев, Физика высоких энергий. Материалл XXIV зимней школы ЛИЯФ, стр.66, Ленинград, (1989).
 7. P.V.Vorobyov and Ya.J.Gitarts. Phys. Lett. B208, 146 (1988).
 8. P.V.Vorobyov, I.V.Kolokolov, and V.F.Fogel, Particle World, 1, 163 (1990).
 9. А.И.Кахидзе, И.В.Колоколов, ЖЭТФ, 99, 1077 (1991).
 10. D.J.Wineland, J.J.Bollinger et al. Phys. Rev. Lett. 67, 1735 (1991).
 11. R.C.Ritter et al. Phys. Rev. D42, 977 (1990).
 12. П.В.Воробьев, А.С.Елховский, А.И.Кахидзе, И.В.Колоколов, Аксионный ветер или возможности поиска космологического аксионного конденсата. Будет опубликовано.
 13. K.van Bibber et al. Phys. Rev. D39, 2089 (1989).