

ВОЗМОЖНЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ПОИСКУ АКСИОНОВ

Ю.Н.Покотиловский

Рассмотрена возможность поиска "легких" аксионов в реакции резонансного возбуждения изомерных состояний ядер и в оптических переходах.

В последнее время в ряде работ предсказывается существование легких псевдоскалярных частиц-аксионов. Первоначальный по времени предсказания "стандартный" аксион¹ не найден²⁻⁶. В более поздних моделях⁷⁻¹⁰ предсказаны аксионы, намного слабее взаимодействующие с веществом, с очень малой или нулевой массой, так что их экспериментальное обнаружение становится проблематичным в принципе. Однако, независимо от предсказаний конкретных моделей было бы небесполезно существенно повысить чувствительность эксперимента по поиску аксионов (или иных, пока не обнаруженных легких нейтральных частиц).

Обнаружение аксионов может быть основано на регистрации продуктов их распада $a \rightarrow 2\gamma$, комптон-эффекта $a + e \rightarrow \gamma + e$ и по вызываемым аксионами ядерным реакциям.

Наиболее чувствительные эксперименты – реакторные – рассчитаны на регистрацию распадающей пары. Если интерпретировать данные экспериментов в терминах вероятности излучения аксиона, то полученное ограничение в наилучшем по чувствительности эксперименте⁴ для вытекающих из "стандартной" модели массы $m_a \geq 150$ кэВ и времени жизни $\tau_a \leq \leq 0,1$ с следующее: вероятность излучения аксиона из ядра $< 10^{-6}$ по отношению к вероятности излучения γ -кванта (теоретическое предсказание $\sim 10^{-4}$). При меньшей массе аксиона вероятность распада должна резко уменьшаться и эксперимент с регистрацией распада становится нечувствительным.

1. Рассмотрим возможность регистрации аксионов в реакции резонансного (без отдачи ядра) возбуждения низколежащих ядерных уровней аксионами, излучаемыми из таких же состояний в источнике¹⁾. Такой процесс аналогичен эффекту Мессбауэра с резонансным детектором. Из различных способов получения низколежащих изомерных состояний: после β - и α -распада, в результате возбуждения с помощью рентгеновского, синхротронного излучения или заряженными частицами, и, наконец, после радиационного захвата нейтрона – последний кажется наиболее обещающим. Аксион может излучаться из ядра $(Z, N+1)$, образованного после захвата нейтрона в ядре (Z, N) вблизи активной зоны реактора. Детектор, содержащий внутри резонансный поглотитель $(Z, N+1)$, располагается за защитой, регистрирует γ -кванты и конверсионные электроны, испускаемые после возбуждения аксионом ядра-поглотителя. Скорость счета детектора выражается следующим образом:

$$N(c^{-1}) = \phi \sigma_{n\gamma} n_A I_\gamma f_1 \beta_1 f_2 \beta_2 n_{A+1} \sigma_r \epsilon (4\pi R^2)^{-1}, \quad (1)$$

где ϕ – плотность потока тепловых нейтронов в месте расположения источника аксионов, $\sigma_{n\gamma}$ – сечение захвата нейтронов, n_A – число ядер изотопа (Z, N) , I_γ – вероятность возникновения изомерного состояния после захвата нейтрона, f_1 и f_2 – вероятности излучения и поглощения без отдачи соответственно в источнике и поглотителе, β_1 – вероятность излучения аксиона по отношению к излучению γ -кванта, β_2 – вероятность поглощения аксиона по отношению к поглощению γ -кванта, n_{A+1} – число ядер $(Z, N+1)$ в детекторе, ϵ – вероятность регистрации γ -кванта или конверсионного электрона в детекторе, R – расстояние от источника до детектора, σ_r – сечение резонансного поглощения γ -кванта.

¹⁾ Возможность использования процесса без отдачи для регистрации нейтрино рассматривалась в работе¹¹.

Выбор изотопов (Z, N) и $(Z, N+1)$ определяется большой величиной $\sigma_{n\gamma}, I_\gamma, f_1, f_2$, а также распространенностью изотопов в природе. Удобны резонансы с большой шириной уровня, так как при малой ширине трудно выполнить условие резонанса, особенно ввиду сильного влияния радиационных нарушений на сдвиг и расщепление резонансов. К сожалению, в настоящее время мало экспериментальных данных по величине I_γ , в некоторых случаях она близка к 100%. Из примерно двух десятков подходящих пар изотопов наиболее, видимо, удобны следующие (ограничиваемся $M1$ -переходами) ядра $(Z, N+1)$: Fe^{57} , Ni^{61} , Te^{125} , W^{183} , Hg^{201} .

Оценим чувствительность метода. При $(\phi \sigma_{n\gamma} n_A) = 5 \cdot 10^{17} \text{ с}^{-1}$ (поглощается 10% нейтронов в реакторе мощностью 100 МВт), $R = 3 \text{ м}$, $I_\gamma = f_1 = f_2 = \epsilon = 0,5$; $\sigma_r = 10^{-18} \text{ см}^2$, $n_{A+1} = 10^{24}$ (100 г Fe^{57}), $\beta_1 = \beta_2 = 10^{-9}$ скорость счета $N = 3 \cdot 10^3$ сутки. Отметим, что для "стандартного" аксиона $\beta_1 \sim 10^{-4}$).

При разрешении детектора 10 – 15% весь эффект заключен в узком интервале энергий 1 ÷ 5 кэВ. Детектирование возможно двумя способами.

1) Использование пропорционального счетчика, в этом случае рабочее вещество располагается внутри тонкими слоями для обеспечения хорошей регистрации конверсионных электронов и мягких γ -квантов. Здесь существенно ограничение по массе резонансного детектора.

2) Для излучателей Te^{125} , Hg^{203} , W^{183} возможно применение в качестве регистрирующей (и излучающей) среды CdTe , HgJ_2 , $\text{Ca}(\text{Cd})\text{WO}_4$ соответственно. При этом из-за объемной регистрации возможно существенное увеличение массы детектора.

В принципе, имеется возможность применения и стандартных детекторов NaJ , CsJ , Ge , для которых нет жестких ограничений по массе регистрирующей среды. В этих случаях можно использовать переходы в J^{127} (58,5 кэВ), Cs^{133} (81 кэВ) и Ge^{73} (67, 4 кэВ), возбуждаемые, например, быстрыми нейтронами в реакции (n, n') . Переход в Ge^{73} с энергией 13,5 кэВ слишком узок для надежного наблюдения резонансного эффекта.

2. Если масса аксиона $m_a \ll 1 \text{ эВ}$, то в принципе аксионы могли бы излучаться в оптических переходах в атомах и в твердых телах. Компактная постановка эксперимента, позволяющая использовать хорошо защищенную низкофоновую установку, может быть такой. В качестве источника используется электролюминофор, обладающий достаточно высоким квантовым выходом. Детектором служит фотолюминофор, просматриваемый системой фотоумножителей. Скорость счета фотонов в таком эксперименте может быть записана аналогично (1):

$$N(\text{с}^{-1}) = WK_1\beta_1\sigma_0\beta_2nK_2\epsilon(E4\pi R^2)^{-1}, \quad (2)$$

где W – вводимая в электролюминофор электрическая мощность, E – энергия перехода, K_1 – квантовый выход электролюминофора, β_1 – вероятность излучения аксиона из возбужденного состояния, σ_0 – сечение возбуждения фотолюминофора (в расчете на один электрон во внешней оболочке), β_2 – отношение сечений возбуждения люминофора аксионом и фотоном, n – число электронов в детекторе, K_2 – квантовый выход фотолюминофора, ϵ – эффективность регистрации фотона. Численная оценка при $W = 10 \text{ кВт}$, $E = 3 \text{ эВ}$, $K_1 = 0,1$, $n = 10^{27}$, $\sigma_0 = 10^{-16} \text{ см}^2$; $K_2 = 0,5$, $\epsilon = 0,1$, $\beta_1 = \beta_2 = 10^{-15}$, $R = 30 \text{ см}$, дает $N = 10^{-3} \text{ с}^{-1}$.

Автор благодарен за обсуждение и замечания Ю.А.Александрову, Г.В.Мицельмахеру, Ю.М.Останевичу и Д.М.Хазансу.

1) Экстраполяция "стандартной" модели¹ в соответствии с $\tau_a \sim m_a^{-5}$ дает для эксперимента⁴ ограничение $\beta_1 < 0,1$ при $m_a = 15 \text{ кэВ}$, при уменьшении m_a ограничение ухудшается по m_a^{-6} .

Литература

1. *Weinberg S.* Phys. Rev. Lett., 1978, **40**, 223; *Wilczek F.* Phys. Rev. Lett., 1978, **40**, 279.
 2. *Donnelly T.W. et al.* Phys. Rev., 1978, **D18**, 1607.
 3. *Zehnder A.* Phys. Lett., 1981, **104B**, 494.
 4. *Zehnder A., Gabathuler K., Vuilleumier J.-L.* Preprint SIN PR-82-01, 1982.
 5. *Porter F.C.* SLAC-pub-2785, 1981.
 6. *Alekseev G.D. et al.* JINR E1-82-387 and XXI Intern. Conf. on High Energy Physics, Paris, 1982.
 7. *Kim J.E.* Phys. Rev. Lett., 1979, **43**, 103.
 8. *Dine M., Fishler W., Srednicki M.* Phys. Lett., 1981, **104B**, 199.
 9. *Wose M.B., Georgi H., Glashow S.* Phys. Rev. Lett., 1981, **47**, 402.
 10. *Ансельм А.А., Уральцев Н.Г.* ЖЭТФ, 1982, **82**, 1725.
 11. *Vischer M.* Phys. Rev., 1959, **116**, 1581.
-