

Поляритонный конденсат Бозе–Эйнштейна — перспективная оптическая среда для генерации аксионных состояний

В.В. Волкова*

Московский государственный технический университет имени Н.Э. Баумана,
факультет фундаментальных наук, кафедра физики
Россия, Москва, 105005, ул. 2-я Бауманская, д. 5, стр. 1
(Поступила в редакцию 03.06.2024; подписана в печать 05.08.2024)

Аксион — гипотетическая нейтральная псевдоскалярная частица, введенная в квантовую хромодинамику для решения сильной CP-проблемы, заключающейся в отсутствии экспериментальных наблюдений спонтанного нарушения комбинированной четности при кварк-глюонных взаимодействиях. В теории Печчеи–Квинн аксион соответствует новой глобальной $U(1)$ симметрии (симметрии Печчеи–Квинн), поэтому в лагранжиане Стандартной модели $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ «аксионные» члены могут быть сгруппированы с «электромагнитными» (связанными со своей локальной калибровочной симметрией $U(1)$ — симметрией электромагнитного поля), что открывает возможность участия аксионов в некоторых фотонных процессах. Так, например, аксион a должен появиться в неупругом двухфотонном взаимодействии $\gamma\gamma \rightarrow a$, амплитуда которого в рамках квантовой электродинамики в линейном приближении равна нулю, поэтому аксионный эффект должен быть чрезвычайно слаб, однако не перекрыт конкурирующими процессами. В настоящей работе делается попытка оценки вида соответствующего матричного элемента из первых принципов, а также предлагается схема эксперимента, способного проверить идею. С учетом малости эффекта предлагается стимулировать двухфотонное спаривание в аксион резонансной плотностью электромагнитных состояний поляритонного конденсата Бозе–Эйнштейна, сформированного в резонансной оптической микрополости — фотонной ловушке.

PACS: 14.80.Va

УДК: 538.9

Ключевые слова: Стандартная модель, квантовая хромодинамика, аксиальный ток, комбинированная четность, теория Печчеи–Квинн, спонтанное нарушение симметрии, бозон Намбу–Голдстоуна, аксион, фотон-фотонное рассеяние, конденсат Бозе–Эйнштейна, биполяритон, аксиноподобная частица, фотонная ловушка.

ВВЕДЕНИЕ

Аксион (англ. axion от axial + -on) — гипотетическая нейтральная псевдоскалярная элементарная частица, постулированная Печчеи и Квинн [1] для объяснения сохранения комбинированной (CP) четности при кварк-глюонных взаимодействиях (проблема аксиальных токов, также известная как сильная CP-проблема) [2, 3]. Он представляет собой псевдоголдстоуновский бозон, возникающий в результате спонтанного нарушения симметрии Печчеи–Квинн, и является сверхлегкой частицей. Аксион очень слабо взаимодействует с другими частицами, поэтому обнаружить его необычайно трудно. Предполагается, что аксионы, летящие от Солнца, в магнитном поле Земли способны обратно-примаковским образом превращаться в фотоны с энергией рентгеновского диапазона. Так, в данных космического рентгеновского телескопа XMM-Newton (Multi Mirror Mission) было обнаружено, что интенсивность рентгеновского излучения, зарегистрированного зондом в области сильного магнитного поля на солнечной стороне Земли, превышает сигнал от магнитосферы с теневой стороны планеты, хотя (с учетом поправки на известные источники рентгеновского излучения) фоновый сигнал должен быть одинаковым из областей с сильным и слабым полем [1].

Данная аномалия, возможно, является косвенным указанием на присутствие солнечных аксионов. Поскольку тот же механизм должен действовать и в сильномагнитных областях внешнего Солнца, аксионы рассматриваются как одна из возможных причин нагрева верхнего слоя солнечной атмосферы [4]. При этом несмотря на косвенные свидетельства, аксионы до сих пор не были обнаружены в прямом эксперименте, что делает теоретическое изучение их свойств и поиск возможностей явного наблюдения задачей чрезвычайной важности не только для физики частиц, но и астрофизики и космологии.

Теория предсказывает возможность распада аксиона по двухфотонному каналу $a \rightarrow \gamma + \gamma$, поэтому СРТ-теорема разрешает использовать обратный процесс $\gamma + \gamma \rightarrow a$ для синтеза частицы. При этом оба фотона должны быть идентичными, а сама реакция должна быть реализована в вакууме, что делает ее достаточно трудно осуществимой (поскольку в одну и ту же точку пространства необходимо одновременно свести два реальных фотона, каждый из которых движется со скоростью 300 000 км/с).

Целью настоящей работы является изучение возможности реализации двухфотонного объединения в аксион при Бозе–Эйнштейновской конденсации (БЭК) света в вакууме резонансной оптической микрополости («фотонной ловушке»). Преимуществом такого подхода является автоматическое выполнение условий синхронизма (все частицы БЭК описываются единой

* vvv21t418@student.bmstu.ru

волновой функцией), а также резонансное значение величины плотности фотонных состояний в БЭК, что делает даже маловероятный процесс доступным для осуществления в лаборатории.

1. ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ

Эксперименты на Большом адронном коллайдере (БАК) обнаруживают [5] упругое фотон-фотонное рассеяние $\gamma + \gamma \rightarrow \gamma + \gamma$, однако неупругое двухфотонное взаимодействие $\gamma + \gamma \rightarrow a$, по-видимому, принципиально недоступно БАК из-за слишком малого дефекта масс. При этом в нейтринных экспериментах [6], чувствительных к низкоэнергетическим эффектам, имеются указания на существование новой сверхлегкой нейтральной частицы. Поэтому в отсутствие сведений о форм-факторах, но зная, что процесс разрешен правилами отбора, проведем теоретический анализ неупругого двухфотонного взаимодействия модельно-независимым образом.

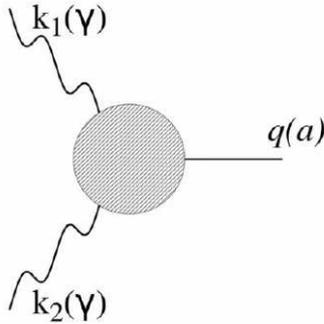


Рис. 1. Диаграмма Фейнмана для неупругого взаимодействия двух фотонов $\gamma + \gamma \rightarrow a$

Проведем анализ диаграммы, представленной на рис. 1, по стандартной методике [7], используя [8]. Для удобства будем использовать систему единиц, в которой постоянная Дирака и скорость света принимаются равными единице. Пусть k_1 и k_2 — 4-импульсы фотонов, λ_1 и λ_2 — их поляризации, а q — 4-импульс аксиона. Тогда начальное состояние системы (два фотона) есть

$$|k_1 \lambda_1, k_2 \lambda_2\rangle = a_{\lambda_1}^+(k_1) a_{\lambda_2}^+(k_2) |0\rangle. \quad (1)$$

Здесь $|0\rangle$ — основное состояние вакуума, a^+ — оператор рождения фотона. Конечным состоянием системы является аксион $|q\rangle$, а амплитуду перехода $\gamma + \gamma \rightarrow a$ в самом общем виде можно записать следующим образом:

$$\langle q | S | k_1 \lambda_1, k_2 \lambda_2 \rangle = e^2 \frac{1}{(2\pi)^{9/2}} \frac{1}{\sqrt{8k_{10}k_{20}q}} \times \\ \times e_{\mu}^{\lambda_1}(k_1) e_{\nu}^{\lambda_2}(k_2) M_{\mu\nu}(k_1, k_2; q) (2\pi)^4 \delta(k_1 + k_2 - q) \quad (2)$$

Здесь $e^{\lambda_1}(k_1)$ и $e^{\lambda_2}(k_2)$ — 4-поляризации фотонов, e — элементарный заряд, δ — дельта-функция Дирака, а вид матрицы $M_{\mu\nu}(k_1, k_2; q)$ находится из анализа симметрии. Для этого рассмотрим коммутационное соотношение

$$[a_{\lambda_1}^+(k_1), a_{\lambda_2}^+(k_2)] = 0, \quad (3)$$

из которого сразу же следует

$$\langle q | S | k_1 \lambda_1, k_2 \lambda_2 \rangle = \langle q | S | k_2 \lambda_2, k_1 \lambda_1 \rangle, \quad (4)$$

означающее идентичность фотонов. Поэтому

$$M_{\mu\nu}(k_1, k_2; q) = M_{\nu\mu}(k_2, k_1; q). \quad (5)$$

Перестановочная симметрия (5), а также очевидные требования лоренц-инвариантности и инвариантности при инверсии означают, что $M_{\mu\nu}(k_1, k_2; q)$ есть псевдотензор второго ранга. На рис. 1 присутствуют три 4-вектора (k_1, k_2, q) , связанные законом сохранения энергии и импульса

$$k_1 + k_2 = q, \quad (6)$$

поэтому независимы только два из них (k_1, k_2) . Из этих двух векторов псевдотензор 2-го ранга можно получить только одним способом:

$$M_{\mu\nu}(k_1, k_2; q) = A \varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma} k_{1\rho} k_{2\sigma}. \quad (7)$$

Здесь ε — символ Леви-Чивиты, A — некоторая константа. Отметим, что скаляр A можно построить из двух 4-векторов k_1 и k_2 двумя путями: 1) $k_1^2 = k_2^2 = 0$, что является тривиальным, или 2) $k_1 k_2 = 1/2 q^2 = -1/2 m_a^2$, где (исходя из размерностей) m_a — некоторая масса. Поскольку на рис. 1 присутствует только одна массивная частица (a именно, аксион), m_a должна быть массой аксиона (по всей видимости, хамелеонной, то есть, нефиксированной).

Вернемся к (2). Суммирование по λ_1 и λ_2 в локально-инерциальной системе центра масс аксиона дает искомое дифференциальное сечение неупругого фотон-фотонного рассеяния

$$d\Gamma = \frac{1}{(2\pi)^2} \frac{1}{8m_a} e^4 \sum_{\lambda_1, \lambda_2=1,2} (e_{\mu}^{\lambda_1}(k_1) e_{\nu}^{\lambda_2}(k_2) M_{\mu\nu}) \times \\ \times (e_{\rho}^{\lambda_1}(k_1) e_{\sigma}^{\lambda_2}(k_2) M_{\rho\sigma})^* \delta(k_1 + k_2 - q) \frac{dk_1}{k_{10}} \frac{dk_2}{k_{20}} = \\ = \frac{1}{(2\pi)^2} \frac{1}{8m_a} e^4 \sum_{\mu, \nu} M_{\mu\nu} M_{\mu\nu}^* \eta_{\mu} \eta_{\nu} \delta(k_1 + k_2 - q) \frac{dk_1}{k_{10}} \frac{dk_2}{k_{20}}, \quad (8)$$

где $\eta_{\lambda} = (+1)$ для $\lambda = 1, 2, 3$, и (-1) для $\lambda = 4$.

Для упрощения (8) используем тождества:

$$\varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma} k_{1\rho}^* k_{2\sigma}^* \eta_{\mu} \eta_{\nu} = -\varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma} k_{1\rho} k_{2\sigma} \quad (9)$$

и

$$\varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma} \varepsilon_{\mu\nu\rho'\sigma'} = 2(\delta_{\rho\rho'} \delta_{\sigma\sigma'} - \delta_{\rho\sigma'} \delta_{\sigma\rho'}), \quad (10)$$

дающие

$$\sum_{\mu,\nu} M_{\mu\nu} M_{\mu\nu}^* \eta_\mu \eta_\nu = \frac{1}{2} m_a^4 |A|^2. \quad (11)$$

Остается проинтегрировать (8) по импульсам, используя идентичность фотонов: $d\Gamma(k_1, k_2) = d\Gamma(k_2, k_1)$. Это позволяет получить Γ интегрированием $d\Gamma$ по всем k_1 и k_2 , после чего полученный результат следует разделить на 2. Поэтому с учетом известного свойства δ -функции Дирака

$$\int \delta(k_1 + k_2 - q) \frac{dk_1}{k_{10}} \frac{dk_2}{k_{20}} = 2\pi \quad (12)$$

приходим к окончательному результату:

$$\Gamma = \frac{1}{4} \pi \alpha^2 m_a^3 |A|^2, \quad (13)$$

в котором $\alpha = e^2/4\pi = 1/137$ — постоянная тонкой структуры, m_a — масса покоя аксиона, A — некоторая постоянная, которая при отсутствии модельных допущений подлежит определению экспериментальным путем.

Поскольку получение аксионов предполагается в поляритонном конденсате Бозе–Эйнштейна, оценим возможный квантовый выход на основе модели [9] взаимодействия одинаковых (все частицы БЭК тождественны) «тяжелых» фотонов = поляритонов:

$$H = \sum_k E_k a_k^+ a_k + g_3 \sum_{k,q} a_k^+ a_k a_{k-q} + g_4 \sum_{k,p,q} a_{k+q}^+ a_{p-q}^+ a_p a_k + \dots \quad (14)$$

Здесь E_k — энергии поляритонов, g_3 и g_4 — константы взаимодействия. Нас интересует член с g_4 . Соответствующее уравнение Бете-Солпитера (рис. 2) дает следующую двухчастичную функцию Грина

$$D_2(k, \omega) = \frac{D_{02}(\omega, k)}{1 - g_4 D_{02}(\omega, k)} \quad (15)$$

в которой

$$D_{02}(\omega, k) = \lim_{\eta \rightarrow 0} \int \frac{\rho_{02}(\omega, k) dE}{\omega - E + i\eta}, \quad (16)$$

причем ρ_{02} — плотность свободных двухчастичных состояний, которая в случае БЭК резонансна

$$\rho_{02}(\omega, k) \sim \int \frac{dS_{\vec{k}}}{\nabla_{\vec{k}} \omega} = k^2 \frac{dk}{d\omega} \sim \frac{dk}{d\omega} = \frac{1}{V_{gr}} = (V_{gr} \rightarrow 0) = \infty \quad (17)$$

где $V_{gr} = d\omega/dk$ — групповая скорость поляритонов, а интегрирование ведется в обратном (3-импульсном) пространстве.

Окончательно, искомый спектр аксионоподобных биполяритонных состояний дается формулой

$$\rho_2(\omega, k) = -\frac{\text{Im} D_2(\omega, k)}{\pi}, \quad (18)$$

поэтому для малых g_4

$$\rho_2 \sim \text{Im} D_2 \sim \text{Im} D_{02} \sim \text{Im} \rho_{02} \sim \rho_{02}, \quad (19)$$

то есть количество аксионоподобных биполяритонов пропорционально количеству сконденсированных поляритонов и с учетом (17) может достигать значений, потенциально доступных для обнаружения в эксперименте.



Рис. 2. Диаграммное представление уравнения Бете-Солпитера для биполяритонного пропагатора D_2

2. ПРЕДЛАГАЕМАЯ СХЕМА ЭКСПЕРИМЕНТА

С учетом изложенного необходимо разработать удобный метод бозе-конденсации электромагнитного поля, позволяющий получать БЭК высокой плотности. В работе [10] была установлена возможность бозе-конденсации фотонов в резонансной оптической микроструктуре, поэтому в данной работе предлагается использовать искусственную металлическую резонансную микроструктуру — фотонную ловушку (ФЛ), в которой интерференция электромагнитных волн резонансной частоты создает стоячую световую волну, служащую основой поляритонного конденсата Бозе–Эйнштейна [11]. Взаимодействие фотонов с плазмонными ТО-модами металла стенок ловушки приводит к образованию поверхностных оптических плазмонных поляритонов с законом дисперсии $\omega(k) = \text{const}$. Групповая скорость плененных ловушкой световых волн $V_{gr} = d\omega/dk = 0$, поэтому модель тяжелых фотонов (14) реализуется в полной мере.

Для осуществления экспериментальной генерации аксионов по представленной методике предлагается использовать кольцеобразную фотонную ловушку, схематически изображенную на рис. 3. Ловушка представляет собой прямой круговой цилиндр малой высоты, открытый с обоих торцов, изготовленный из металлического материала с плазменной частотой, превосходящей частоту пленяемого излучения. В боковой стенке цилиндра присутствует небольшое отверстие для введения луча внешнего лазера, при этом диаметр цилиндра ФЛ согласуется с длиной волны лазерной генерации таким образом, чтобы интерференционный максимум находился на оси ловушки, а минимум распределялся по боковой стенке. Для поддержания резонансной добротности и подавления чернотельного излучения внешнюю стенку ловушки предлагается принудительно охлаждать, что позволит получить в фокусе ФЛ электромагнитное поле высокой интенсивности — БЭК.

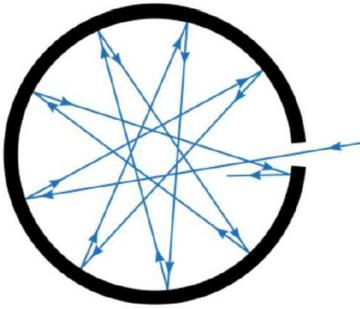


Рис. 3. Принципиальная схема кольцевой фотонной ловушки

Покажем, что представленная на рис. 3 ловушка способна сформировать в фокусе поляритонный бозе-конденсат сколь угодно высокой плотности при непрерывной экспозиции оптическим излучением внешнего монохроматического источника подходящей частоты. В качестве примера оценим условия формирования в ФЛ электромагнитного поля швингеровской напряженности $E \sim 10^{18}$ В/м, что заведомо превосходит все разумные требования, поскольку при таких напряженностях квантовая электродинамика сама по себе становится существенно нелинейной. Проведем расчет для коммерчески доступных сверхъярких лазерных диодов видимого диапазона с оптической мощностью $P = 100$ Вт. Если оптимальный диаметр цилиндра полунечетное ($1/2, 3/2$ т.д.) число раз кратен длине волны генерации, то при непрерывной экспозиции поступающее в ловушку излучение будет фокусироваться в центре ФЛ, позволяя достичь швингеровской интенсивности за время

$$\begin{aligned} \tau = W/P &= \left(\int w dV \right) / P = \left(\int \varepsilon_0 E^2 dV \right) / P = \\ &= (\varepsilon_0 E^2) \times (4/3) \pi R^3 / P \approx 10^5 \text{с}, \quad (20) \end{aligned}$$

что является вполне приемлемым с точки зрения расхода жидкого гелия при микронном (радиус ловушки $R \sim \lambda$) размере криостатируемой области. Микроскопическое рассмотрение процесса формирования БЭК в резонансной микрополости на основе численного моделирования динамики электромагнитного поля представлено в [12].

Таким образом, резонансное пленение фотонной ловушкой излучения непрерывного лазерного источника при условии постоянного гелиевого охлаждения стенок ФЛ способно за разумный срок сформировать

в фокусе ловушки БЭК достаточной плотности, чтобы получить аксионы в количествах, поддающихся детектированию. Характеризацию синтезируемых частиц предлагается осуществлять стандартным примаковским способом, при котором одна ловушка выступает источником частиц, а вторая — их детектором. Обе ловушки размещаются соосно, причем одна надежно изолируется от другой. В ловушке-детекторе формируется сильное локальное магнитное поле или от внешней катушки или же используется собственное магнитное поле БЭК. Первая возможность детально рассмотрена в [13] где приведены соответствующие расчеты, поэтому остановимся на второй. В силу (19) развитие БЭК в ловушке-источнике порождает возрастающий поток аксионов, которые обратно-примаковским способом способны распадаться на два фотона в ловушке-детекторе, причем импульсы возникших фотонов (в числе прочего) могут также оказаться направленными параллельно оптической оси системы. В этом случае обнаружение даже единственного фотона подходящей (ловушечной) частоты, летящего от межловушечной перегородки, означает реализацию схемы «Свет сквозь стенку», являющуюся стандартной в аксионных исследованиях. Заметим, что в эксперименте [14], по-видимому, был реализован именно второй сценарий, причем в качестве фотонных ловушек выступили резонансные микрополости различных фотонных кристаллов. В [15] был зарегистрирован оптический спектр свечения микрополостей использовавшихся фотонных кристаллов и обнаружен пик вторичного излучения, который, по-видимому, можно ассоциировать с двухчастичным пиком (18).

Другим, независимым способом регистрации потока ловушечных аксионов может выступить их детектирование по гравитационному полю. Так, наблюдение при включенной установке гравитационных волн оптической (удвоенной ловушечной) частоты будет прямо свидетельствовать о появлении скрытой массы — частиц темной материи.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Итак, поляритонный конденсат Бозе–Эйнштейна является перспективной оптической средой для генерации аксионных состояний. Ожидается, что ловушечная методика позволит получить в лаборатории не только сами аксионы $\gamma + \gamma \rightarrow a$, но также даст возможность исследовать многофотонные процессы $\gamma + \gamma + \gamma$, $\gamma + \gamma + \gamma + \gamma$, $\gamma + \gamma + \gamma + \gamma + \gamma \dots$ рождения аксион-подобных частиц, а также каскадные аксион-фотонные $a^+ \gamma$ и аксион-аксионные $a^+ a$ взаимодействия.

[1] Peccei R.D., Quinn H.R. // Phys. Rev. Lett. **38**, 1440 (1977).

[2] Peccei R.D., Quinn H.R. // Phys. Rev. **16**, 1791 (1977).

- [3] *Choi K., Kang K., Kim J.E.* // Phys. Rev. Lett. **62**, 849 (1989).
- [4] *Zioutas K.* // CERN Courier **48**(5), 19 (2008).
- [5] The ATLAS collaboration // Phys. Rev. Lett. **123**, 052001 (2019).
- [6] The T2K Collaboration // Nature **580**, 339 (2020).
- [7] *Биленький С.М.* Введение в диаграммную технику Фейнмана. М.: Атомиздат, 1971.
- [8] *Moiseeva V.A., Filatov V.V.* // *вихра:2305.0027* (пре-принт)
- [9] *Gorelik V.S.* // JRLR **27**(5), 437 (2006).
- [10] *Klaers J. et al.* // Nature **468**, 545 (2010).
- [11] *Волкова В.В., Филатов В.В.* // Сборник научных трудов XIII Международной конференции по фотонике и информационной оптике. М.: НИЯУ МИФИ, 2024. сс. 337–338.
- [12] *Пичкуренко С.В., Филатов В.В.* // Ядерная физика и инжиниринг **9**(6), 582 (2018).
- [13] *Van Bibber K. et al.* // Phys. Rev. Lett. **59**, 759 (1987).
- [14] *Tcherniega N.V., Kudryavtseva A.D.* // JRLR **27**(5), 450 (2006)..
- [15] *Горелик В.С. и др.* // Письма в ЖЭТФ **84**(9), 575 (2006).

The Bose-Einstein polariton condensate is a promising optical medium for generating axion states

V.V. Volkova

Bauman Moscow State Technical University (MGTU name N.E. Bauman)

Moscow, 105005, Russia

E-mail: volkovavv1@student.bmstu.ru

Axion is a hypothetical neutral pseudoscalar particle postulated in quantum chromodynamics to solve the problem of preserving combined parity in quark-gluon interactions (a strong CP problem). It is assumed that the axion has a very small mass and interacts extremely weakly with other particles, which makes it an ideal candidate for the role of a dark matter particle (the non-baryonic component of the hidden mass in cosmology). In this paper, the possibility of laboratory generation of axions in a two-photon channel using a polariton Bose-Einstein condensate formed in a resonant photon trap as an active medium is investigated. Supporting calculations are presented. The results open up the possibility of obtaining axions in a ground-based optical laboratory.

PACS: 14.80.Va

Keywords: Standard model, quantum chromodynamics, axial current, combined parity, Peccei–Quinn theory, spontaneous symmetry breaking, Nambu–Goldstone boson, axion, photon-photon scattering, Bose–Einstein condensate, bipolariton, axion-like particle, photon trap

Received 03 June 2024.

Сведения об авторе

Волкова Вероника Валерьевна — студентка; e-mail: volkovavv1@student.bmstu.ru