

СТИМУЛИРОВАННАЯ КОНВЕРСИЯ ФОТОНОВ В ПСЕВДОСКАЛЯРНЫЕ БОЗОНЫ

В. С. Горелик, Г. Н. Измайлов

Установлена аналогия между процессами комбинационного рассеяния света в кристаллах и конверсией фотонов в аксионы и аксионов в фотоны. Анализируются условия наблюдения светового излучения в экспериментах типа “Light Shining Through Wall”, выполняемых в последние годы. Показано, что интенсивность вторичного светового излучения, возникающего в результате процесса “конверсии-реконверсии” может быть существенно увеличена при переходе от режима спонтанного излучения к стимулированному при использовании в качестве источников возбуждающего излучения интенсивных ($\sim 10^{12}$ Вт/см²) сверхкоротких (~ 100 пс) лазерных импульсов видимого (0.5 мкм) диапазона.

Ключевые слова: конверсия, аксионы, парафотоны, лазер, резонатор, импульс, генерация, стимулированный процесс, спонтанное излучение.

1. Введение. В современной литературе обсуждается возможность существования в физическом вакууме низкоэнергетических скалярных и псевдоскалярных бозонов: парафотонов – “hidden photons” [1–3] и аксионов [4, 5], следующая из теории элементарных частиц высоких энергий и астрофизических наблюдений. Низкоэнергетические бозоны слабо взаимодействуют с материальными средами и рассматриваются как частицы “тёмной материи”. В последние годы выполняются экспериментальные работы по созданию установок для обнаружения парафотонов и аксионов в лаборатории [6–9]. В создаваемых установках предлагается использовать эффект конверсии интенсивного лазерного излучения в аксионы в том случае, когда в области распространения интенсивного лазерного излучения присутствует сильное статическое магнитное поле с индукцией \vec{B}_0 , перпендикулярной к направлению распространения лазерного луча. Об-

Учреждение Российской академии наук Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991, Москва, Ленинский пр-т, 53; e-mail: gorelik@sci.lebedev.ru.

наружение генерированных таким образом аксионов предполагается осуществлять с использованием обратного процесса – реконверсии аксионов в фотоны в сильном статическом магнитном поле.

В данной работе рассматривается возможность повышения эффективности процессов фотон-аксионной и аксион-фотонной конверсии в лабораторных условиях за счёт перехода от режима спонтанной конверсии к стимулированному конверсионному излучению, аналогичного процессу вынужденного комбинационного рассеяния в материальных средах. Для осуществления процессов стимулированного конверсионного излучения предлагается использовать в качестве источника возбуждающего излучения ультракороткие и сверхкороткие лазерные импульсы, характеризующиеся высокой пиковой мощностью.

2. К теории процессов фотон-аксионной и аксион-фотонной конверсии при использовании сверхкоротких лазерных импульсов в качестве источников возбуждающего излучения. Рассмотрим процессы комбинационного рассеяния (КР) света в кристаллах [10] как аналог процессов фотон-аксионной конверсии. На рис. 1 представлены диаграммы элементарных процессов стоксова (а) и антистоксова (б) КР.

В первом случае в каждом элементарном процессе КР происходит распад кванта света (фотона) с энергией $\hbar\omega_0$ на другой фотон и квазичастицу кристалла – оптический фонон. При этом энергия фотона, возникающего в результате акта неупругого рассеяния, уменьшается. Во втором случае происходит неупругое “столкновение” фотона с фононом, в результате которого возникает фотон с большей энергией. В элементарных процессах стоксова и антистоксова КР выполняются законы сохранения энергии и импульса (квазиимпульса). В частности, для стоксова КР имеет место:

$$\begin{aligned}\hbar\omega_0 &= \hbar\omega' + \hbar\omega, \\ \hbar\vec{k}_0 &= \hbar\vec{k}' + \hbar\vec{k}.\end{aligned}\tag{1}$$

Здесь $\hbar\omega_0$, $\hbar\omega'$, $\hbar\omega$ – энергии фотонов возбуждающего излучения, рассеянного излучения и оптических фононов кристалла соответственно, а $\hbar\vec{k}_0$, $\hbar\vec{k}'$, $\hbar\vec{k}$ – соответствующие импульсы (квазиимпульсы). В случае антистоксова КР (рис. 1(б)) законы сохранения для элементарного акта рассеяния принимают вид:

$$\begin{aligned}\hbar\omega_0 + \hbar\omega &= \hbar\omega', \\ \hbar\vec{k}_0 + \hbar\vec{k} &= \hbar\vec{k}'.\end{aligned}\tag{2}$$

При конверсии фотонов в аксионы во внешнем переменном магнитном поле в элементарном процессе (см. рис. 2(a)) возможен стоксов процесс распада фотона возбуждающего излучения на аксион и квант внешнего магнитного поля, а также антистоксов процесс. При этом происходит “столкновение” фотона возбуждающего излучения с квантом внешнего магнитного поля, в результате чего возникает аксион – низкоэнергетический псевдоскалярный бозон (см. рис. 1(a),(b)).

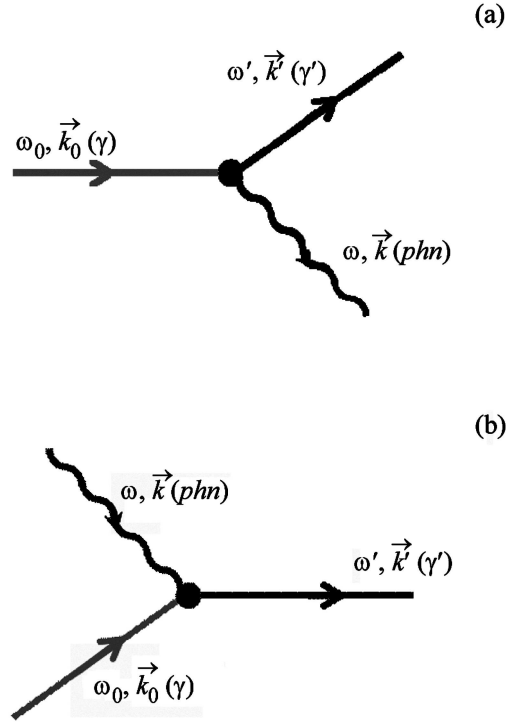


Рис. 1: Элементарные процессы КР; (a) стоксов процесс, (b) антистоксов процесс.

Для стоксова и антистоксова процессов фотон-аксионной конверсии законы сохранения соответственно принимают вид:

$$\begin{aligned} \hbar\omega_0 &= \hbar\omega' + \hbar\omega, \\ \hbar\vec{k}_0(\gamma) &= \hbar\vec{k}'(b) + \hbar\vec{k}(m). \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \hbar\omega_0 + \hbar\omega &= \hbar\omega', \\ \hbar\vec{k}_0(\gamma) + \hbar\vec{k}(m) &= \hbar\vec{k}'(b). \end{aligned} \quad (4)$$

Если внешнее магнитное поле является постоянным, то соотношения (3), (4) упрощаются и соответственно имеет место:

$$\hbar\omega_0 = \hbar\omega',$$

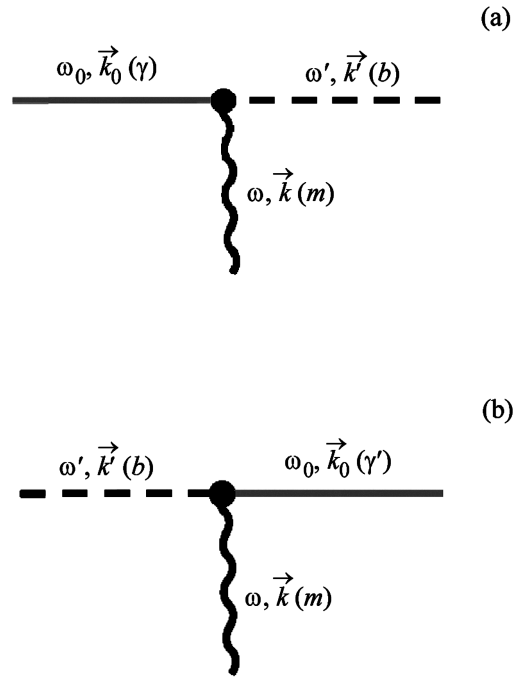


Рис. 2: Диаграммы процессов конверсии (а) фотонов в аксионы и реконверсии (б) аксионов в фотоны.

$$\hbar\vec{k}_0(\gamma) = \hbar\vec{k}'(b). \quad (5)$$

Возможен также обратный процесс – реконверсия аксионов в фотоны, иллюстрируемый рис. 2(б). При этом также возможны стоксовы и антистоксовы процессы, для которых верны соотношения:

$$\begin{aligned} \hbar\omega' &= \hbar\omega_0 + \hbar\omega, \\ \hbar\vec{k}'(b) &= \hbar\vec{k}_0(\gamma) + \hbar\vec{k}(m). \end{aligned} \quad (6)$$

Если внешнее магнитное поле является постоянным, получаем:

$$\begin{aligned} \hbar\omega' &= \hbar\omega_0, \\ \hbar\vec{k}'(b) &= \hbar\vec{k}_0(\gamma). \end{aligned} \quad (7)$$

Таким образом, мы приходим к выводу о том, что процессы фотон-аксионной конверсии и обратные процессы (реконверсии) в магнитном поле являются аналогичными процессам стоксова и антистоксова КР в кристаллах, сопровождающимся рождением или уничтожением оптических фононов.

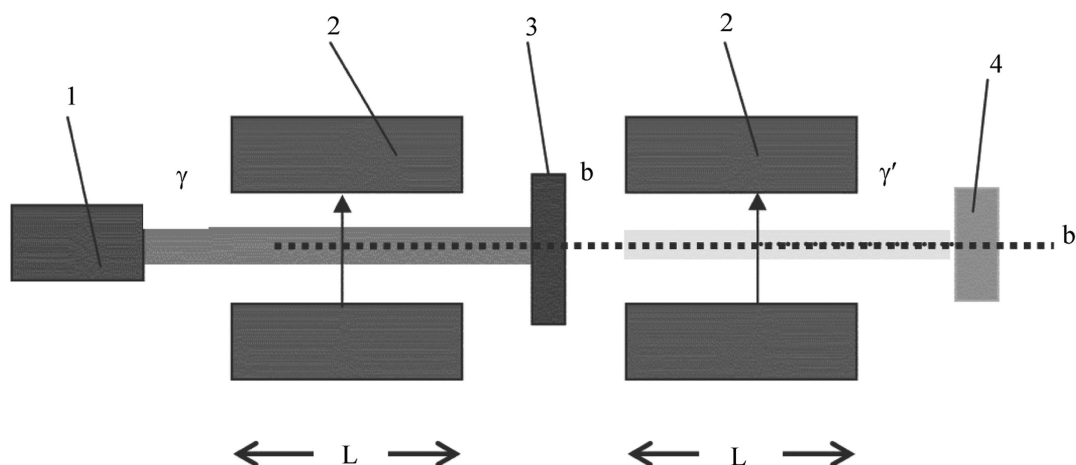


Рис. 3: Принципиальная схема установки для наблюдения эффекта конверсии фотонов лазерного излучения в псевдоскалярные бозоны “ $\gamma \rightarrow b$ ” (аксионы) и обратного процесса – реконверсии – “ $b \rightarrow \gamma'$ ” без использования резонаторов; 1 – источник лазерного излучения; 2 – соленоиды; 3 – непрозрачная стенка; 4 – приёмник вторичного излучения.

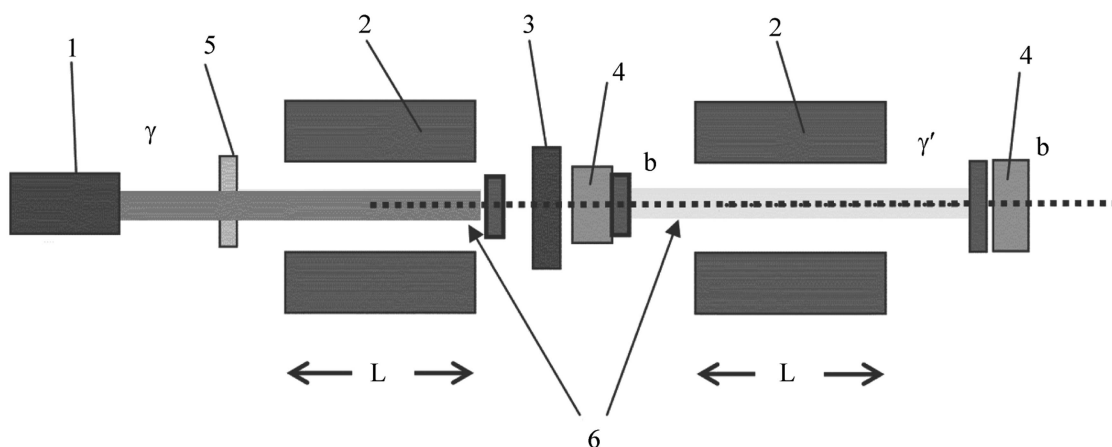


Рис. 4: Принципиальная схема установки для наблюдения эффекта конверсии фотонов лазерного излучения в псевдоскалярные бозоны “ $\gamma \rightarrow b$ ” (аксионы) и обратного процесса – реконверсии – “ $b \rightarrow \gamma'$ ” с использованием резонаторов; 1 – источник лазерного излучения; 2 – соленоиды; 3 – непрозрачная стенка; 4 – приёмники вторичного излучения; 5 – полупрозрачное зеркало резонатора; 6 – интерферометры Фабри-Перо.

Принципиальные схемы установок для осуществления генерации и детектирования псевдоскалярных частиц представлены на рис. 3 и 4. В установках излучение от мощного лазера, с поляризацией вдоль оси “Y” и с длиной волны генерации 1.06 или 0.53 мкм

(средняя мощность генерации составляла ~ 10 Вт), направлялось в вакуумную трубу, помещённую в сильное магнитное поле с индукцией $B_0 \sim 10$ Тл, направление (ось “Y”) вектора которой было перпендикулярно направлению лазерного луча (ось “Z”) [5–9]. Схема, представленная на рис. 4 отличается от схемы рис. 3 тем, что здесь устанавливаются два резонатора б, повышающие эффективность рассматриваемых процессов. На пути светового пучка устанавливалась непрозрачная стенка в виде металлической пластины. В соответствии с развитой к настоящему времени теорией [4–9] полагается, что в сильном магнитном поле должны происходить процессы конверсии квантов света (γ) исходного электромагнитного поля в псевдоскалярные бозоны – аксионы (b). Аксионы, как слабовзаимодействующие с материальной средой частицы, могут проникать сквозь непрозрачную стенку. При попадании аксионов в сильное магнитное поле после стенки могут происходить процессы реконверсии, в результате которых аксионы преобразуются в фотоны вторичного излучения (γ'), характеризующиеся той же частотой, что и возбуждающие фотоны (γ).

Эффективность процесса конверсии аксионов должна возрасти при использовании резонатора типа Фабри-Перо (см. рис. 4) за счёт многократного отражения лазерного луча от зеркал резонатора. Для регистрации возникающих в результате процесса реконверсии фотонов использовались высокочувствительные детекторы на выходах второго резонатора. При этом регистрируемый сигнал находился на пределе чувствительности современных фотоприёмников. В литературе эффект конверсии фотонов в аксионы, прохождения аксионов через непрозрачную стенку и обратный процесс – реконверсии аксионов в фотоны – получил название: “Light Shining Through Wall” [6–9].

Если в поле рассеянного излучения в кристалле, активном для КР, присутствует n_s квантов света КР на одну моду электромагнитного поля и m_i оптических фононов, разрешённых правилами отбора для КР, на одну моду фононного поля, то полная вероятность $W_{n_s+1; m_i+1}^{(s)}$ стоксова КР в таком кристалле (скорость протекания процесса, измеряемая в 1/с) может быть записана в виде [11–13]:

$$W_{n_s+1; m_i+1}^{(s)} = (n_s + 1)(m_i + 1)W_i^{(s)} = (n_s + 1)W_{sp}^{(s)}. \quad (8)$$

Здесь вводится величина $W_{sp}^{(s)} = (m_i + 1)W_i^{(s)}$, характеризующая вероятность спонтанного КР. При возрастании интенсивности накачки одна из оптических мод кристалла, активных для КР (как правило, соответствующая наиболее интенсивной линии спонтанного КР), характеризуется переходом от режима спонтанного к стимулированному (вынужденному) КР – ВКР. Соотношение между вероятностями (в 1/с) для ВКР $W_{st}^{(s)}$

и спонтанного КР $W_{sp}^{(s)}$, согласно (1), имеет вид:

$$W_{st}^{(s)} = n_s W_{sp}^{(s)}. \quad (9)$$

В итоге, для интенсивности $I_{st}^{(s)}$ ВКР получаем:

$$I_{st}^{(s)} = n_s I_{sp}^s, \quad (10)$$

где I_{sp}^s – интенсивность спонтанного стока процесса КР. При достаточно высокой интенсивности накачки, превосходящей порог возникновения ВКР, для интенсивности ВКР имеет место соотношение:

$$dI_{st}^{(s)} = I_{sp}^{(s)}(0) \exp(gI_0 z). \quad (11)$$

Характерные значения коэффициента g в ВКР-кристаллах составляют ~ 0.01 см/МВт. При этом на длине кристалла ~ 1 см при плотности мощности накачки $I_0 \sim 10^8$ Вт/см² для интенсивности ВКР имеет место:

$$I_{st}^{(s)} = (0.1 - 0.01)I_0. \quad (12)$$

Таким образом, на выходе из кристалла интенсивность ВКР аномально возрастает и становится сравнимой с интенсивностью накачки. При этом величина n_s становится сравнимой с величиной n_0 – числом квантов света на одну моду поля возбуждающего излучения – и составляет, например, для сверхкоротких (10^{-10} с) интенсивных ($I = 10^{12}$ Вт/см²) импульсов твердотельного лазера видимого диапазона (0.5 мкм) $n_0 \sim 10^{14}$.

Перейдём теперь к описанию фотон-аксионной конверсии в физическом вакууме. На первом этапе остановимся на рассмотрении спонтанных процессов. В соответствии с известной теорией [6–9], представим плотность лагранжиана рассматриваемой системы в виде суммы плотности лагранжиана электромагнитного поля, плотности лагранжиана поля ϕ_b аксионов, а также слагаемого, учитывающего взаимодействие этих полей.

Плотность лагранжиана поля, записанная с учётом взаимодействия электромагнитного поля с полем псевдоскалярных бозонов имеет вид:

$$\mathfrak{L} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + \frac{1}{2}(\partial_\mu\phi_b\partial^\mu\phi_b - m_b^2\phi_b^2) - \frac{1}{2}g\phi_b F_{\mu\nu}\tilde{F}^{\mu\nu}. \quad (13)$$

Здесь $F_{\mu\nu}, F^{\mu\nu}$ – тензоры электромагнитного поля; $\tilde{F}^{\mu\nu} = \frac{1}{2}\varepsilon_{\mu\nu\lambda\rho}F^{\lambda\rho}$; ϕ_b – волновая функция псевдоскалярного поля, g – соответствующая константа взаимодействия полей. В дальнейшем мы будем использовать систему единиц, для которой фундаментальные постоянные c и \hbar равны единице.

Исходя из выражения для плотности лагранжиана в форме (13), уравнения движения для соответствующих полей получаем в виде:

$$\partial_\mu F_{\mu\nu} = g\partial_\mu(\phi_b \tilde{F}^{\mu\nu}); \quad (\partial_\mu \partial^\mu + m_b)\phi_b = gB_0 E. \quad (14)$$

Решение (14) для псевдоскалярного поля ϕ_b имеет вид:

$$\phi_b^\pm(\vec{r}, t) = e^{-i\omega t} \int d^3 r' \frac{1}{4\pi} \frac{\exp(\pm i\vec{k}_b(\vec{r} - \vec{r}'))}{|\vec{r} - \vec{r}'|} g\vec{B}_0 \vec{E}. \quad (15)$$

В одномерном случае это решение можно записать следующим образом:

$$\phi_b^\pm(r, t) = iE_0(gB_0 l/2k_b)F(q)e^{i(k_b x - \omega t)}. \quad (16)$$

Здесь $q = (\omega - k_b)$ – импульс, передаваемый магнитному полю, и имеет место: $F(q) = \frac{\sin ql/2}{ql/2}$, т.е. $F(0) = 1$.

Вероятность возникновения N_b псевдоскалярных бозонов, возникающих в результате конверсии N_γ квантов (фотонов) возбуждающего излучения в псевдоскалярные бозоны задаётся выражением:

$$P_{\gamma \rightarrow b} = \frac{N_b}{N_\gamma} = \frac{1}{4} \left(\frac{\omega}{k_b} \right) (gB_0 l)^2 F^2(q). \quad (17)$$

Если исходить из следующих значений параметров [4–6]: $g \sim 10^{-9}$ ГэВ⁻¹, $B = 10$ Тл, $l = 1$ м, получаем:

$$P_{\gamma \rightarrow b} \sim 10^{-16}. \quad (18)$$

С целью повышения вероятности конверсии в работе [6] было предложено использовать согласованные интерферометры Фабри-Перо (см. рис. 2). Если добротность резонатора равна $Q \sim 10^4$, то вероятность процесса конверсии возрастает следующим образом:

$$P_{\gamma \rightarrow b} = \frac{1}{4} \left(\frac{Q}{\pi} \right) \left(\frac{\omega}{k_b} \right) (gB_0 l)^2 F^2(q) \sim 10^{-12}. \quad (19)$$

При этом полная вероятность процесса “конверсии-реконверсии” составит:

$$P_{\gamma \rightarrow \gamma'} = (P_{\gamma \rightarrow b})(P_{b \rightarrow \gamma'}) \sim 10^{-24}. \quad (20)$$

Остановимся сначала на анализе спонтанных процессов “конверсии-реконверсии”. При мощности возбуждающего излучения аргонового лазера ~ 10 Вт, работающего в непрерывном или квазинепрерывном режиме генерации видимого излучения (0.5 мкм),

число возбуждающих квантов света, попадающих в первый резонатор в течение одной секунды, составляет $N_\gamma \sim 10^{20}$. Соответственно на выходе второго резонатора (см. рис. 3), согласно соотношению (20), число фотонов, возникающих в результате всего процесса “конверсии-реконверсии”, есть: $N_\gamma \sim 0.0001$. Это соответствует уровню шумовых сигналов и находится ниже предела чувствительности современных приёмников светового излучения. Повышение интенсивности конвертированного излучения может быть осуществлено лишь при возрастании на три-четыре порядка мощности возбуждающего излучения или увеличении времени регистрации вторичного излучения, что существенным образом усложняет экспериментальную установку. Таким образом, наблюдение обсуждаемого эффекта в режиме спонтанных процессов “конверсии-реконверсии” на данном этапе техники эксперимента представляется затруднительным.

Для стимулированного процесса конверсии по аналогии с процессом ВКР (см. соотношения (9), (10)) получаем:

$$P_{\gamma \rightarrow b} = \frac{1}{4} n_b \left(\frac{Q}{4\pi} \right) \left(\frac{\omega}{k_b} \right) (gB_0 l)^2 F^2(q). \quad (21)$$

Переход от режима спонтанного излучения к вынужденному соответствует условию:

$$n_b > 1. \quad (22)$$

Для оценки величины n_b используем соотношение:

$$n_b = \frac{1}{4} \left(\frac{Q}{\pi} \right) \left(\frac{\omega}{k_b} \right) (gB_0 l)^2 F^2(q) n_0. \quad (23)$$

Здесь n_0 – число квантов на моду поля возбуждающего излучения. Для возбуждения стимулированных процессов рассеяния света необходимо использовать [11–13] ультракороткие (10^{-8} с) или сверхкороткие (10^{-10} с) импульсы возбуждающего излучения. Рассмотрим случай, когда плотность мощности возбуждающего импульса составляет 10^{12} Вт/см², а его длительность – 100 пс. Такой режим работы, в частности, может быть реализован для второй оптической гармоники твердотельного YAG:Nd³⁺-лазера. При этом число квантов на одну моду поля возбуждающего излучения составляет $n_0 \sim 10^{14}$. Согласно (23), получаем: $n_b \sim 1$, то есть в таких условиях можно ожидать реализации порогового режима вынужденного излучения для процессов конверсии.

При условии перехода от режима спонтанного излучения к вынужденному число аксионов n_b приближается к n_γ , т.е. число квантов на осциллятор аксионного излучения приближается к числу квантов на осциллятор возбуждающего электромагнитного

излучения. Если в процессе реконверсии также выполняются условия для перехода к вынужденному излучению, то интенсивность светового излучения на выходе второго резонатора должна быть достаточно велика для регистрации современными приёмниками.

Таким образом, в данной работе установлены условия перехода в экспериментах по наблюдению эффекта “Light Shining Through Wall” от режима спонтанной фотон-аксионной конверсии к режиму стимулированного излучения, аналогичного процессу вынужденного комбинационного рассеяния света в материальных средах. Ожидается, что режим стимулированной фотон-аксионной конверсии может быть реализован при использовании в качестве источников возбуждающего излучения сверхкоротких (10^{-10} с) лазерных импульсов видимого (0.5 мкм) диапазона, характеризующихся высокой интенсивностью излучения (10^{12} Вт/см²). При этом должно происходить существенное возрастание интенсивности вторичного излучения фотонов, возникающих во втором резонаторе в результате обратного процесса: реконверсии аксионов в фотоны.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] L. B. Okun, Sov. Phys. JETP **56**, 502 (1982); ЖЭТФ **83**(3), 892 (1982).
- [2] S. Hoffmann, Phys. Lett. B **193**, 117 (1986).
- [3] J. Jaeckel, J. Redondo and A. Ringwald, EPL **87**, 10010 (2009).
- [4] K. van Bibber, N. R. Dagdeviren, S. E. Koonin, A. K. Kerman, and H. N. Nelson, Phys. Rev. Lett. **59**, 759 (1987).
- [5] L. D. Duffy, P. Sikivie, D. B. Tanner, et al., Physical Review D **74**, 012006 (2006).
- [6] D. D. Stancil, Physical Review D **76**, 111701(R) (2007).
- [7] P. Sikivie, D. B. Tanner, and K. van Bibber, Phys. Rev. Lett. **98**, 172002 (2007).
- [8] A. Afanasev, O. K. Baker, K. B. Beard, et al., Phys. Rev. Lett. **101**, 120401 (2008).
- [9] Guido Mueller, Pierre Sikivie, D. B. Tanner, and K. van Bibber, Physical Review D **80**, 072004 (2009).
- [10] В. С. Горелик, М. М. Сущинский, Успехи физических наук **98**(2), 237 (1969).
- [11] V. S. Gorelik, A. D. Kudryavtseva, and N. V. Tchernega, Journal of Russian Laser Research **27**(2), 81 (2006).

[12] V. S. Gorelik, A. D. Kudryavtseva, and N. V. Tchernega, *Journal of Russian Laser Research* **29**(6), 551 (2008).

[13] V. S. Gorelik, *Eur. Phys. J. Appl. Phys.* **49**, 33007 (2010).

Поступила в редакцию 13 апреля 2011 г.