

# ЛАЗЕРНОЕ ДЕТЕКТИРОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ

*В. П. Быков\**

*Институт общей физики Российской академии наук  
119991, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 14 октября 2002 г.

Предложена схема детектирования оптических сигналов, в которой чувствительным элементом являются не свободные электроны, как в обычных детекторах (фотоэлементах, фотоумножителях и т. д.), но электроны, связанные в атомах, молекулах или ионах. Показано, что подобные схемы обладают высокой чувствительностью и пониженным уровнем дробовых шумов.

PACS: 42.79.P

Проблема детектирования оптических сигналов оптическими же средствами впервые была поставлена, по-видимому, Бломбергом [1]. Однако серьезного развития эта идея не получила. В работе [2] было показано, что отношение сигнал–шум может быть улучшено при использовании нелинейных детекторов излучения, в которых преобразование сигнала начинается с поглощательного перехода. В работах [3–5] было показано, что в традиционных приемниках излучения причиной фотоотсчетов является сильная кулоновская неустойчивость слабого электронного потока, возникающего в приемнике под действием детектируемого сигнала. Это наводит на мысль использовать в детекторах не свободные электроны, а связанные, в атомах, ионах или молекулах, где они хорошо стабилизированы сильным кулоновским полем ядер.

В данной работе описана возможная схема детектирования слабых оптических сигналов лазерными средствами. К настоящему времени созданы и применяются микрорезонаторы; их использование в схеме Бломберга позволяет перейти от спонтанного эффекта к индуцированному и таким образом значительно усовершенствовать эту схему.

Основу рассматриваемой нами схемы составляет система трехуровневых атомов (рис. 1). Предполагается, что эти атомы находятся в специально сконструированном оптическом (микро)резонаторе, в котором имеется резонансная сигнальная мода на частоте  $\omega$  перехода  $|0\rangle \leftrightarrow |1\rangle$ , а также две резонансные

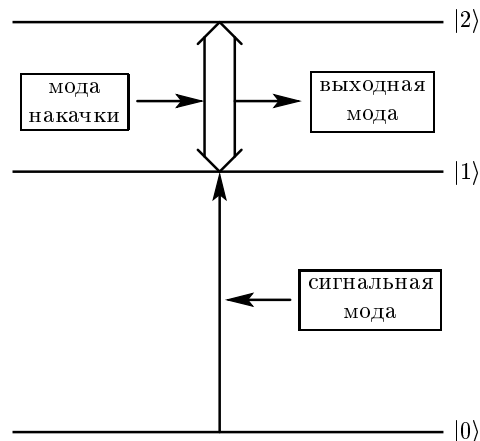


Рис. 1. Принципиальная схема детектирования

моды на частоте  $\Omega$  перехода  $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ . В отсутствие населенности на уровнях  $|1\rangle$  и  $|2\rangle$  две последние моды вырождены по частоте и не связаны друг с другом. При этом одна из этих двух мод (мода накачки) возбуждена, т. е. содержит сильное монохроматическое поле накачки, задаваемое внешним источником. Вторая мода предназначена для возбуждения выходного сигнала — далее она называется выходной. В начальном состоянии, т. е. до прихода сигнала, она не возбуждена и никаких полей не содержит.

Принцип действия детектора заключается в следующем. До прихода сигнала, возбуждающего сигнальную моду, атом, не будучи в резонансе с полем накачки и практически с ним не взаимодействуя,

\*E-mail: v.p.bykov@mtu-net.ru

остается в состоянии  $|0\rangle$ . После прихода сигнала частоты  $\omega$  на уровне  $|1\rangle$  появляется некоторая населенность. При этом под действием сильного поля накачки происходят переходы между уровнями  $|1\rangle$  и  $|2\rangle$  и возникает осциллирующий дипольный момент на частоте  $\Omega$ , который возбуждает поле в выходной моде. Задача состоит в том, чтобы показать, что выходной сигнал может быть существенно больше входного. Кроме того, необходимо определить характерное время нарастания выходного сигнала. Исследование проводится в так называемом полуклассическом приближении, когда процессы в атомах исследуются в рамках квантовой механики, в то время как все поля считаются классическими.

Рассмотрим случай, когда время нарастания выходного сигнала меньше времени фазовой (поперечной) релаксации активных атомов в среде. Состояние трехуровневого атома изменяется под действием трех полей: сигнального поля, поля накачки и исходно неизвестного поля выходной моды. Поле выходной моды возбуждается поляризационным током системы атомов. Учет эволюции атомов и возбуждения выходной моды приводит к самосогласованной задаче. Ее решение позволяет найти поле в выходном резонаторе и определить время нарастания выходного сигнала.

Возбуждение поля в выходной моде резонатора описывается уравнением

$$\ddot{U}(t) + \Omega^2 U(t) = -4\pi \frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t}, \quad (1)$$

где

$$j(t) = \int d\mathbf{r} \mathbf{v}_o(\mathbf{r}) \mathbf{j}(\mathbf{r}, t) \quad (2)$$

— проекция тока  $\mathbf{j}(t)$  на нормированное распределение поля моды  $\mathbf{v}_o(\mathbf{r})$  ( $\int dV |\mathbf{v}_o(\mathbf{r})|^2 = 1$ ) собственной частоты  $\Omega$ ,  $U(t)$  — величина поля этой моды.

Далее амплитуду поля  $U(t)$  будем считать медленно меняющейся функцией времени. Выделим в ней отрицательно-частотную часть

$$U^{(-)}(t) = u(t)e^{-i\Omega t}.$$

Тогда, пренебрегая второй производной амплитуды  $u(t)$  по времени, приводим уравнение возбуждения выходной моды к следующему виду:

$$\dot{u}(t) = -2\pi j'(t), \quad (3)$$

где  $j'(t)$  — амплитуда отрицательно-частотной части тока  $j(t)$ ,

$$j^{(-)}(t) = j'(t)e^{-i\Omega t}, \quad (4)$$

также медленно меняющаяся функция времени.

Возбуждающий выходную моду ток складывается из элементарных токов отдельных атомов, взаимодействующих с тремя полями. Эволюция трехуровневого атома в полях трех мод в представлении взаимодействия описывается уравнением Шредингера

$$i \frac{\partial |\psi(t)\rangle}{\partial t} = W(t) |\psi(t)\rangle, \quad (5)$$

где

$$W(t) = [\alpha|2\rangle\langle 1| + \alpha^*|1\rangle\langle 2|] + [\beta|1\rangle\langle 0| + \beta^*|0\rangle\langle 1|] + [\gamma(t)|2\rangle\langle 1| + \gamma^*(t)|1\rangle\langle 2|] \quad (6)$$

и

$$\alpha = -\frac{erU}{\hbar}, \quad \beta = -\frac{er_i U_i}{\hbar}, \quad \gamma(t) = -\frac{er_o U_o(t)}{\hbar} \quad (7)$$

— величины, описывающие взаимодействие атома с модами поля;  $U$ ,  $U_i$ ,  $U_o(t)$  — отрицательно-частотные амплитуды полей, соответственно, мод накачки, сигнала и выходной;

$$r = \mathbf{v} \cdot \mathbf{r}_{21}, \quad r_i = \mathbf{v}_i \cdot \mathbf{r}_{10}, \quad r_o = \mathbf{v}_o \cdot \mathbf{r}_{21} \quad (8)$$

— проекции матричных элементов координаты электрона  $\mathbf{r}$  на амплитуды  $\mathbf{v}$ ,  $\mathbf{v}_i$ ,  $\mathbf{v}_o$  нормированных мод накачки, сигнала и выходной в месте расположения атома (в дальнейшем при оценках предполагается, что среднее значение амплитуды нормированной моды равно  $\bar{v} \approx \sqrt{V^2}$ , где  $V$  — объем моды). Величины, относящиеся к моде накачки, записаны без индекса, величины же, относящиеся к сигнальной и выходной модам, отмечены индексами  $i$  (in) и  $o$  (out).

Первый член в выражении для  $W(t)$  описывает взаимодействие атома с модой накачки, при этом учтено, что частота накачки  $\Omega$  совпадает с частотой  $\Omega_0$  перехода  $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ . Второй член описывает взаимодействие атома с выходной модой. Поскольку амплитуда поля выходной моды, пропорциональная  $\gamma(t)$ , медленно меняется со временем, это поле не является монохроматическим. Его средняя частота фиксирована равной  $\Omega$ . Третий член в выражении для  $W(t)$  описывает взаимодействие атома с сигнальным (детектируемым) полем на частоте  $\omega_0$ , равной резонансной частоте  $\omega$  перехода  $|0\rangle \rightarrow |1\rangle$ .

В результате действия полей атом оказывается в состоянии

$$|\psi(t)\rangle = \psi_0|0\rangle + \psi_1|1\rangle + \psi_2|2\rangle, \quad (9)$$

где, в соответствии с теорией возмущений,

$$\begin{aligned} \psi_0 &\approx 1 - |\beta|^2 t^2, \quad \psi_1 \approx -i\beta t, \\ \psi_2 &= -\beta t \int_0^t dt_1 t_1 (\alpha + \gamma(t)). \end{aligned} \quad (10)$$

Так как оператор плотности тока атома равен

$$\mathbf{J}(\mathbf{r}, \mathbf{q}) = \frac{e}{m} \mathbf{p} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{q}), \quad (11)$$

для тока перехода  $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$  в представлении взаимодействия имеем выражение

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}, t) = \frac{e}{m} (\langle 2 | \mathbf{p} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{q}) | 1 \rangle | 2 \rangle \langle 1 | + \text{H.c.}) \quad (12)$$

Поляризационный ток  $j(t)$ , возбуждающий выходную моду, в дипольном приближении имеет вид

$$\begin{aligned} j(t) &= n \int d\mathbf{r} \mathbf{v}_o(\mathbf{r}) \mathbf{j}(\mathbf{r}, t) \approx \frac{e}{m} n \mathbf{v}_o (\langle 2 | \mathbf{p} | 1 \rangle) \times \\ &\times | 2 \rangle \langle 1 | + \text{H.c.} = ien\Omega r_0 | 2 \rangle \langle 1 | + \text{H.c.}, \end{aligned} \quad (13)$$

где  $n$  — число активных атомов,  $r_0 = \mathbf{v}_o(0) \mathbf{r}_{21}$ ,  $\mathbf{r}_{21}$  — матричный элемент координаты электрона перехода  $|2\rangle \rightarrow |1\rangle$ . Усредняя это выражение по состоянию (9), можно убедиться, что ток, возбуждающий выходную моду резонатора, равен

$$j(t) = -en\Omega r_0 |\beta|^2 t \int_0^t dt_1 t_1 (\alpha + \gamma(t_1)). \quad (14)$$

Следовательно, согласно (3) и (14), поле выходной моды определяется уравнением

$$\dot{u}(t) = -2\pi i e c n r_0^* |\beta|^2 t \int_0^t dt_1 t_1 (\alpha + \gamma(t_1)). \quad (15)$$

Для того чтобы от  $u(t)$  перейти к  $\gamma(t)$ , умножим это уравнение, согласно (7), на  $-er_o/\hbar$ . Получим

$$\dot{\gamma} = -\xi^2 t \int_0^t dt_1 t_1 (\alpha + \gamma(t_1)), \quad (16)$$

где

$$\xi^2 = \frac{2\pi \varepsilon^2 \Omega \omega^2 n |r_o|^2 |r_i|^2 |u_i|^2}{\hbar c}. \quad (17)$$

Учитывая, что

$$|u_i|^2 = \frac{2\pi \hbar c^2 N}{\omega}, \quad (18)$$

где  $N$  — число фотонов в сигнальной моде, получаем для  $\xi^2$  выражение

$$\xi^2 = (2\pi)^2 \varepsilon^2 v_o^2 v_i^2 |r_{21}|^2 |r_{10}|^2 \omega \Omega c^2 n N. \quad (19)$$

Поделив уравнение (16) на  $t$  и продифференцировав полученное равенство по  $t$ , приходим к уравнению

$$t\ddot{\gamma} - \dot{\gamma} + \xi^2 t^3 \gamma + \xi^2 t^3 \alpha = 0. \quad (20)$$

Общее решение этого уравнения имеет следующий вид

$$\gamma(t) = -\alpha + A \sin \frac{\xi t^2}{2} + B \cos \frac{\xi t^2}{2}, \quad (21)$$

в чем можно убедиться прямой подстановкой этого выражения в уравнение (20). Так как в момент прихода сигнала  $\gamma(0) = 0$  и  $\dot{\gamma}(t)/t|_{t=0} = 0$ , что видно, например, из уравнения (16), то  $A = 0$  и  $B = \alpha$ . Следовательно, реакция системы на приходящий сигнал описывается соотношением

$$\gamma(t) = -\alpha \left( 1 - \cos \frac{\xi t^2}{2} \right). \quad (22)$$

Таким образом, после прихода внешнего сигнала, т. е. поля  $u_i$ , в выходной моде за время  $\tau = \sqrt{2\pi/\xi}$  нарастает поле, приближенно равное полю накачки, много большему, чем сигнальное поле. Это характерное время  $\tau$  реагирования детектора должно быть меньше или равно времени фазовой релаксации  $\tau_0$ . Величину  $\xi^2$  можно записать в следующем виде

$$\xi^2 = \left( \frac{e^2}{\hbar c} \right)^2 \frac{(2\pi c)^4 |r_o|^2 |r_i|^2 N n}{V_i \lambda_i V_o \lambda_o}, \quad (23)$$

где  $n$  — число атомов, взаимодействующих с модами,  $N$  — число фотонов в сигнальной моде,  $V_i, V_o$  — объемы сигнальной и выходной мод,  $\lambda_i, \lambda_o$  — длины волн сигнала и выходного излучения. При  $\tau \approx \tau_0$  эта формула определяет минимальное число фотонов, которое должно присутствовать в сигнальной моде, чтобы за время приема порядка  $\tau_0$  амплитуда поля в выходной моде могла дорасти до своего максимального значения. Таким образом, этим параметром определяется чувствительность рассматриваемой схемы к величине принимаемого сигнала. Далее мы полагаем, что время фазовой релаксации составляет  $\tau \approx 10^{-8}$  с. Такого времени поперечной релаксации можно, по-видимому, добиться, охлаждая активную среду до азотной температуры.

Полагая  $\xi^2 = (2\pi)^2/\tau_0^4$ , находим, что при числе фотонов в сигнальной моде, равном

$$N = \frac{V_o \lambda_o V_i \lambda_i}{(2\pi)^2 \varepsilon^2 c^4 |r_{12}|^2 |r_{01}|^2 n \tau_0^4}, \quad (24)$$

где  $\varepsilon$  — постоянная тонкой структуры, поле в выходной моде за время  $\tau_0$  увеличится до своего максимального значения. Для оценок примем, что поперечные размеры моды порядка длины волны  $\lambda$ , а

ее продольный размер порядка  $10^2\lambda$ . Размеры обеих мод предполагаются примерно одинаковыми. Как уже сказано, время  $\tau_0 \approx 10^{-8}$  с. Концентрация активных атомов  $n_0 \approx 5 \cdot 10^{19}$  ат./см<sup>3</sup>, а их полное число равно  $n = n_0V$ . Матричные элементы  $|r|^2 \approx 2 \cdot 10^{-19}$  см<sup>2</sup> [6]. Тогда, согласно (21), при числе фотонов в сигнальной моде равном  $N \approx 10^{-8}$  поле в выходной моде увеличится до своего максимального значения за время  $\tau_0 \approx 10^{-8}$  с. Как отмечено выше, максимальное значение поля в выходной моде примерно равно полю в моде накачки. Если в моде накачки иметь, например, сто фотонов, то энергетический коэффициент усиления сигнала может достигать значительных величин. Разумеется, реализация подобных чувствительностей потребует серьезных экспериментальных усилий и теоретического учета квантовой природы детектируемого сигнала. Изложенное выше рассмотрение касалось лишь случая сигналов малой продолжительности по сравнению с временем фазовой релаксации. Однако дополнительное исследование, проведенное нами, показало, что фазовая релаксация не меняет кардинально картины детектирования, но лишь несколько увеличивает время отклика детектора на внешний сигнал.

Оценка показывает, что число паразитных фотонов в сигнальной моде на частоте  $\omega$ , возникших, например, в результате нерезонансного рэлеевского рассеяния или в результате нерезонансного комбинационного рассеяния, по крайней мере на два порядка меньше приведенного выше значения  $N$ .

Отметим одно важное обстоятельство. В соотношении (13) неявно предполагалось, что все активные ионы расположены в одном и том же месте резонатора. Однако моды в оптических резонаторах пространственно распределены и, в частности, их фаза меняется от точки к точке. При этом выходная мода и мода накачки могут быть в одних точках синфазными, в других — противофазными. При однородном пространственном распределении в резонаторе активные ионы, следуя при своей эволюции за фазой моды накачки, могут в одних областях возбуждать выходную моду, в других — подавлять уже имеющееся возбуждение, делая суммарное взаимодействие между модами крайне слабым. Поэтому распределение активных ионов не должно быть однородным. Активные ионы должны находиться только в тех областях резонатора, где выходная мода и мода накачки синфазны.

Поясним сказанное на простом примере. Рассмотрим диэлектрический цилиндрический резонатор (рис. 2). В качестве выходной моды и моды накачки

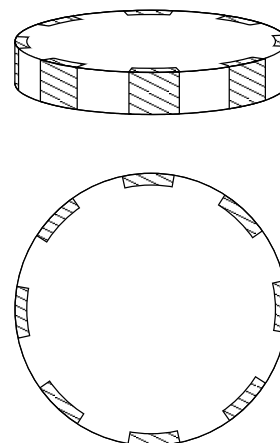


Рис. 2. Цилиндрический резонатор (8 секторов). Активные ионы расположены в заштрихованных областях

качки примем так называемые моды «шепчущей галереи», т. е. моды, скользящие по окружности вдоль цилиндрической поверхности резонатора. Поля таких мод описываются функциями Бесселя высокого порядка.

Пусть для определенности выходная мода описывается распределением ( $\varphi$  — угловая координата точки поля)

$$E_{mn}(r, \varphi) = J_m(\alpha_{mn}r) \sin(m\varphi).$$

При этом вследствие граничного условия на цилиндрической поверхности должно выполняться условие

$$\alpha_{mn}r_c = \rho_{mn},$$

где  $\rho_{mn}$  —  $n$ -й корень производной функции Бесселя  $J'_m(\rho_{mn}) = 0$ . Понятно, что фаза этого поля зависит от угловой координаты. Аналогично, пусть мода накачки описывается подобным распределением с другими значениями  $m$  и  $n$ . Резонансные частоты этих мод могут совпадать при некоторых избранных значениях  $m$  и  $n$ .

Если для определенности принять диаметр резонатора равным 0.01 см (100 мкм), а его высоту равной 0.001 см (10 мкм), то нетрудно показать, что выходная мода с индексами  $m = 314$ ,  $n = 1$  и мода накачки с индексами  $m' = 325$ ,  $n' = 0$  вырождены, т. е. имеют одинаковые резонансные частоты (соответствующие длине волны порядка 1 мкм).

В этом случае объем резонатора, прилегающий к его цилиндрической поверхности, разделится на  $\Delta m = m' - m$  ( $11 = 325 - 314$ ) секторов (рис. 2). При этом моды в одной половине каждого такого сектора

будут в фазе, в другой — в противофазе. Активные ионы должны быть распределены только там, где выходная мода и мода накачки синфазны, т.е. так, как показано на рис. 2. Следует также учитывать, что выходная мода меняет знак в зависимости от радиуса, поэтому глубина распределения ионов не должна превышать величины

$$\Delta = r_c - \frac{\rho_{m0}}{\alpha_{m1}} = r_c \left( 1 - \frac{\rho_{m0}}{\rho_{m1}} \right).$$

При заданных выше параметрах резонатора эта величина равна примерно 1.7 мкм; на большей глубине выходная мода меняет знак и оказывается в противофазе с модой накачки. Показанное на рис. 2 распределение активных ионов позволяет сделать взаимодействие между модами эффективным. Разумеется, это лишь один из возможных вариантов резонатора для лазерного детектирования слабых оптических сигналов.

В заключение подведем итоги. В статье показано, что детектирование оптических сигналов возможно лазерными средствами. Как показали приведенные оценки, подобные схемы обладают высокой чувствительностью.

Самая поразительная особенность рассмотренных схем лазерного детектирования заключается в их способности фиксировать порции энергии, составляющие малые доли кванта принимаемого излучения. Если такая их особенность будет реализована практически, ситуация в квантовой теории измерений может кардинально измениться.

Важной особенностью лазерных детекторов слабых оптических сигналов является их способность работать без фотоотсчетов, поскольку электронное

возбуждение в них распределено по многим активным атомам, причем электронные системы в этих атомах хорошо стабилизированы сильным кулоновским полем ядер. Это означает, что дробовые шумы в лазерных детекторах сильно подавлены. Физическая природа шумов в лазерных детекторах совершенно иная, нежели в обычных приемниках излучения, и требует дальнейшего изучения.

Автор признателен А. М. Прохорову, Ф. В. Бункину, Е. М. Дианову, Ю. В. Копаеву, В. И. Конову, Ж. Лошаку, М. В. Федорову, А. Н. Ораевскому, В. С. Зуеву, Б. А. Векленко, М. А. Анаяну, В. В. Савранскому и др. за обсуждение результатов.

Работа поддержана РФФИ (проект 98-02-16671).

## ЛИТЕРАТУРА

1. N. Bloembergen, Phys. Rev. Lett. **2**, 84 (1959).
2. В. П. Быков, В. К. Дубрович, Краткие сообщения по физике № 9, 11 (1989).
3. В. П. Быков, А. В. Герасимов, ДАН **38**, 50 (1993).
4. В. П. Быков, А. В. Герасимов, В. О. Турин, УФН **165**, 955 (1995).
5. V. P. Bykov, A. V. Gerasimov, and V. O. Turin, Ann. Fond. Louis de Broglie **20**, 331 (1995).
6. Г. М. Зверев, Ю. Д. Голяев, *Лазеры на кристаллах и их применение*, Радио и связь, Москва (1994).