

## НЕЛИНЕЙНЫЙ ИНТЕРФЕРОМЕТР С НЕЗАВИСИМОЙ ОПТИЧЕСКОЙ ПОДКАЧКОЙ

*И.Н.Агишев, С.М.Карпук, А.С.Рубанов, А.Л.Толстик*

В связи с развитием элементной базы систем обработки оптической информации большое внимание уделяется рассмотрению взаимодействия с нелинейным интерферометром нескольких световых пучков. При этом появляется возможность реализации перестраиваемых оптических устройств, когда управляющий пучок способен перевести систему в состояние, соответствующее выполнению требуемой операции. С этой целью было предложено использовать световые поля, различающиеся по частоте <sup>[1,2]</sup> либо направляемые на вход интерферометра под разными углами <sup>[3]</sup>. В <sup>[1]</sup> в условиях абсорбционной нелинейности рассматривалось взаимодействие двух когерентных полей с трехуровневой резонансной средой, помещенной в кольцевой резонатор, и было показано, что включение дополнительной подкачки приводит к уменьшению области бистабильности и при определенных условиях может устранить оптический гистерезис.

В настоящей работе предлагается новый метод управления режимами работы интерферометра, основанный на изменении нелинейных свойств многоуровневых резонансных сред при поглощении независимой подкачки с возбужденного уровня. Отсутствие резонансной обратной связи для оптической подкачки позволяет использовать световые пучки с малой степенью когерентности и монохроматичности. Включение теплового механизма нелинейности при поглощении энергии в возбужденном канале приводит к изменению нелинейных свойств среды, оказывая влияние на характер взаимодействия сигнальной волны с нелинейным интерферометром. При этом появляется возможность усилить нелинейность среды, вызванную слабым сигнальным пучком.

Теоретический анализ проведем на примере интерферометра Фабри-Перо (ИФП) с резонансной средой, моделируемой трех- и четырехуровневыми схемами энергетических состояний молекул в предположении, что сигнальный световой пучок настроен в полосу поглощения основного канала  $S_0 - S_1$  и непосредственно не взаимодействует с возбужденным каналом  $S_1 - S_2$  ( $T_1 - T_2$ ). Частота оптической подкачки лежит в области смещенной полосы поглощения возбужденного синглетного  $S_1 - S_2$  либо триплетного  $T_1 - T_2$  канала.

Для сигнального светового пучка связь между интенсивностью поля в среде  $I$  с интенсивностью падающего на интерферометр светового потока  $J_0$  можно представить в виде

$$I = \frac{1 - \tau}{kL} \frac{J_0(1 - R)(1 + R\tau)}{(1 - R\tau)^2 + 4R\tau \sin^2 \Phi}. \quad (1)$$

Здесь  $\tau = e^{-kL}$  — пропускание слоя толщиной  $L$ ,  $R$  — коэффициент отражения зеркал,  $\Phi = 2\pi nL/\lambda - m\pi$  — фазовая отстройка интерферометра от резонанса,  $n$  — показатель преломления среды,  $\lambda$  — длина волны излучения,  $m$  — целое число.

Интенсивность светового потока, прошедшего через интерферометр, задается следующим образом:

$$J = \frac{kL}{1 - \tau} \frac{I(1 - R)\tau}{1 + R\tau}. \quad (2)$$

При расчете нелинейных свойств резонансной среды учтем, что комплексный показатель преломления в поле двух световых пучков интенсивности  $I$  (сигнальная волна) и  $I_p$  (оптическая подкачка) определяется соотношением [4]

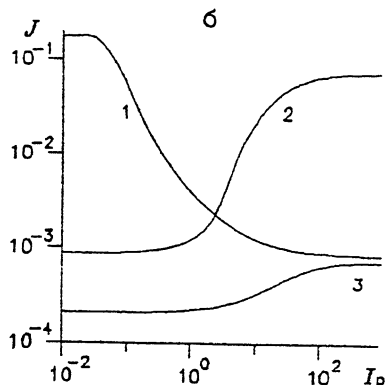
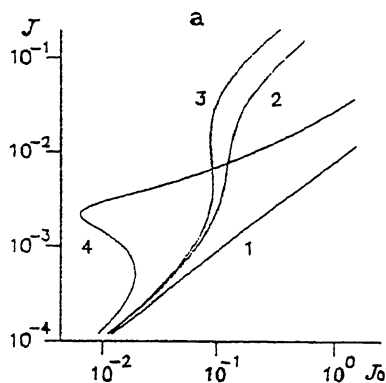
$$\hat{n} = n + i\kappa = n_0 + \kappa_0 \left( \frac{\hat{\theta}_{12}}{B_{12}} - \frac{\alpha I}{1 + \alpha I} \right), \quad (3)$$

где  $n_0$  — показатель преломления среды без учета рассматриваемых резонансных переходов,  $\kappa_0 = ck_0/2\omega$  — линейный коэффициент экстинкции,  $k_0$  — начальный коэффициент поглощения. Комплексный параметр нелинейности  $\hat{\alpha}$ , зависящий от спектральных характеристик среды, интенсивности подкачки и учитывающий термализацию поглощенной энергии в основном  $S_0 - S_1$  и возбужденном  $S_1 - S_2$  ( $T_1 - T_2$ ) каналах, определяется для трехуровневой системы выражением

$$\hat{\alpha} = a + i\alpha = \left( \hat{\theta}_{12} + \hat{\theta}_{21} \right) / vP_{21} - \sigma(1 - \mu_{21}) + B_{23}I_p \left( \hat{\theta}_{12}/vP_{32} - \sigma_p(1 - \mu_{32}) \right) / (1 + B_{32}I_p/vP_{32})vP_{21} \quad (4)$$

и для четырехуровневой системы выражением

$$\hat{\alpha} = \left( \hat{\theta}_{12}(1 + P_{23}/P_{31}) + \hat{\theta}_{21} \right) / v(P_{21} + P_{23}) - \sigma(1 - \mu_{21}) + B_{34}I_p \left( \hat{\theta}_{12}/vP_{43} - \sigma_p(1 - \mu_{43}) \right) P_{23}/P_{31} \times \times (1 + B_{43}I_p/vP_{43})v(P_{21} + P_{23}). \quad (5)$$



Зависимости интенсивности излучения на выходе интерферометра  $J$  от: а — входной интенсивности  $J_0$  при интенсивности подкачки  $I_p = 0$  (1), 0.7 (2), 0.8 (3), 3.0 (4) и  $\Phi_0 = 0.05$ ; б — интенсивности подкачки  $I_p$  при  $J_0 = 0.2$  и  $\Phi_0 = 0$  (1), 0.12 (2), 0.15 (3).

Комплексный параметр  $\hat{\theta}_{ij} = \theta_{ij} + iB_{ij}$  определяет спектральные характеристики резонансного перехода  $i-j$ ,  $\theta_{ij}(\omega)$  связаны дисперсионными соотношениями с коэффициентами Эйнштейна  $B_{ij}(\omega)$ . Коэффициенты Эйнштейна  $B_{12}$  и  $B_{21}$  определяются на частоте  $\omega$  сигнального светового пучка, а  $B_{23}$  ( $B_{34}$ ) и  $B_{32}$  ( $B_{43}$ ) на смещенной частоте  $\omega_p$  оптической подкачки  $I_p$ ,  $P_{ij}$  — суммарная вероятность спонтанных и безызлучательных переходов в канале  $i-j$ ,  $\mu_{ij}$  — квантовый выход люминесценции,  $\sigma_{(p)} = 2\omega_{(p)}(dn/dT)t/cC_p$ ,  $dn/dT$  — термооптический коэффициент,  $C_p$  — теплоемкость единицы объема,  $t$  — время,  $v = c/n_0$  — скорость света в среде.

Численное решение системы уравнений (1)–(3) получено при использовании суммарной интенсивности сигнальной волны внутри интерферометра  $I$  в качестве независимой переменной, что позволяет, зная величину  $I$ , по формуле (3) найти значения показателя преломления  $n$  и коэффициента поглощения  $k = 2\omega\kappa/c$ , а по формулам (1), (2) определить интенсивности на входе  $I_0$  и на выходе интерферометра  $I$ . На рисунке, а приведены зависимости  $J(J_0)$  при различных значениях оптической подкачки  $I_p$ . Расчеты проведены для трехуровневой модели в предположении возбуждения среды в центр полос поглощения  $S_0 - S_1$  и  $S_1 - S_2$  при стоксовом сдвиге зеркально-симметричных полос поглощения и люминесценции на одну полуширину контура. Зависимости получены при следующих параметрах среды и излучения:  $(dn/dT)C_p^{-1} = -2 \cdot 10^{-4} \text{ Дж}^{-1} \cdot \text{см}^3$ ,

Таблица истинности для условий взаимодействия, соответствующих рисунку, б.

$X_1$	$X_2$	$Y_1$	$Y_2$	$Y_3$
0	0	0	0	0
0	1	0	0	0
1	0	1	0	0
1	1	0	1	0

$\lambda_{23} = 2\lambda_{12} = 1$  мкм,  $n_0 = 1.36$ ,  $\Delta\lambda_{23} = 4\Delta\lambda_{12} = 100$  нм ( $\lambda_{ij}$  и  $\Delta\lambda_{ij}$  — центр и полуширина полосы поглощения в канале  $i - j$ ),  $t = 10^{-8}$  с,  $\mu_{21} = 0.5$ ,  $\mu_{32} = 0.0006$ ,  $k_0L = 0.02$ , коэффициент отражения зеркал  $R = 0.99$ , начальная отстройка интерферометра  $\Phi_0 = 2\pi n_0 L / \lambda - m\pi = 0.05$ . Интенсивности сигнальной волны  $J$ ,  $J_0$  и оптической подкачки  $I_p$  нормированы на интенсивности насыщения соответствующих резонансных переходов  $I_{S_1-S_2} = 100I_{S_0-S_1}$ . Как видно, при выбранных параметрах интерферометра без оптической подкачки имеет место практически линейная характеристика пропускания (см. рисунок, кривая 1). Включение оптической подкачки в возбужденном канале приводит к увеличению изменения показателя преломления, вызванного сигнальной волной, и обуславливает реализацию различных режимов работы интерферометра. В режиме дифференциального усиления (кривая 2) можно усилить малые изменения входной интенсивности. Оптический дискриминатор (кривая 3) пропускает импульсы с интенсивностью выше пороговой и подавляет те из них, интенсивность которых ниже порогового уровня ( $J_0 \approx 0.08$ ). При дальнейшем увеличении оптической подкачки возможна реализация оптической бистабильности и режима с практически постоянной выходной интенсивностью (оптический ограничитель, кривая 4). Аналогичные зависимости получены и для ИФП с резонансной средой, моделируемой четырехуровневой схемой, при подкачке на частоте полосы поглощения с триплетного уровня. Заметим, что в иллюстрируемом на рисунке, а случае оптическая бистабильность получена при значении параметра  $C = k_0L/2(1 - R) = 1$ , что меньше обычно требуемых для ИФП значений  $C > 4$  [5].

Возможность выполнения некоторых логических операций иллюстрируется на рисунке, б, где приведены зависимости интенсивности прошедшего через интерферометр излучения  $J$  от интенсивности оптической подкачки  $I_p$ , рассчитанные при различных значениях начальной отстройки интерферометра  $\Phi_0$ . Поставив в соответствие логическим

переменным  $X_1$  и  $X_2$  входные интенсивности  $J_0$  и  $J_p$ , примем за уровень логической единицы величины  $J_0 \approx 0.2$  и  $I_p \approx 2$ . В качестве уровня логической единицы на выходе ( $Y = 1$ ) определим значение  $J \approx 0.002$ . Тогда на основании рисунка можно составить таблицу, показывающую возможность выполнения логических операций: "запрет по  $X_2$ " (выходной сигнал  $Y_1$ ), конъюнкция ( $Y_2$ ) и константа нуль ( $Y_3$ ).

Таким образом, управление нелинейными свойствами резонансных сред с помощью оптической подкачки на частоте полосы поглощения с возбужденного синглетного (триплетного) уровня молекулы позволяет осуществить некогерентное управление пропусканием ИФП, расширить область параметров, для которых возможна реализация различных режимов работы (дифференциального усиления, дискриминатора, оптической бистабильности, ограничителя), и делает возможным осуществление логических операций.

Настоящая работа была частично поддержана Международной Соросовской программой образования в области точных наук и Фондом фундаментальных исследований Беларуси.

#### Список литературы

- [1] Lavandy N.M., Rabinovich W.S. // IEEE J. Quantum Electron. 1984. V. QE-20. N 5. P. 458-461.
- [2] Азишев И.Н., Карпук С.М., Рубанов А.С., Толстик А.Л. // Письма в ЖТФ. 1994. Т. 20. В. 15. С. 28-32.
- [3] Haelterman M., Mandel P., Danckaert J. et al. // Opt. Commun. 1989. V. 74. N 3,4. P. 238-244.
- [4] Ивакин Е.В., Карпук С.М., Рубанов А.С. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 1992. Т. 56. № 8. С. 41-46.
- [5] Gibbs H.M. Optical Bistability: Controlling Light with Light. Academic Press, Orlando, 1985.

Белорусский  
государственный  
университет  
Минск

Поступило в Редакцию  
22 мая 1995 г.