

М. С. Барашков, И. Н. Матвеев, В. М. Петникова, А. Ф. Умнов,
Н. Д. Устинов, В. В. Шувалов

КОМПЕНСАЦИЯ ФАЗОВЫХ ИСКАЖЕНИЙ В ОДНОПРОХОДНОЙ СХЕМЕ ОВФ ПРИ ВЫРОЖДЕННОМ ЧЕТЫРЕХФОТОННОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ

Представлена схема компенсации фазовых искажений с ОВФ, в которой часть сигнального излучения проходит фильтр пространственных частот и при ОВФ играет роль накачки, а другая — сигнала. Показано, что при соответствующем выборе полосы пропускания фильтра такая схема обеспечивает компенсацию крупномасштабных фазовых неоднородностей и позволяет восстановить мелко-масштабную структуру объекта.

В предложенной ранее однопроходной схеме компенсации фазовых искажений при обращении волнового фронта (ОВФ) [1] пучок, несущий сигнальную информацию, как и пучок накачки, проходит неоднородную среду. Возможная модификация этой схемы состоит в использовании только искаженного сигнального пучка, который затем делится на два. Один из них при ОВФ играет роль сигнального, а другой, прошедший фильтр пространственных частот, — накачки.

Пусть плоская волна, пройдя искажающую среду 1 (см. рисунок), отражается от объекта 2 и пластиной 3 разделяется на два пучка. Предполагаем, что дифракцией можно пренебречь. Один из пучков проходит через фильтр 4 с коэффициентом пропускания $t(\kappa)$ ($\kappa = \kappa_x, \kappa_y$) — поперечная проекция волнового вектора). Оба пучка участвуют в процессе вырожденного четырехфотонного взаимодействия (5), при этом второй накачкой служит плоская волна. Обращенное поле имеет следующий спектральный состав:

$$F_{обр}(\kappa) = \varepsilon \int F_c(\kappa') F_c^*(\kappa' - \kappa) S(\kappa'' - \kappa) t(\kappa) d\kappa' d\kappa'' \quad (1)$$

где $F_c(\kappa)$ — спектр сигнального излучения, отраженного от объекта в отсутствие неоднородностей; $S(\kappa)$ — фурье-образ корреляционной функции коэффициента прозрачности неоднородной среды (предполагается, что этот коэффициент — случайная однородная функция); ε — коэффициент, зависящий от эффективности ОВФ. Ясно, что восстановление мелкомасштабной сигнальной структуры при наличии крупномасштабных неоднородностей возможно, если функция $F_c^*(\kappa' - \kappa)$ слабо меняется при изменении κ' в пределах

$$|\kappa'| < |\Delta\kappa_H| + |\Delta\kappa_\Phi|, \quad (2)$$

где $\Delta\kappa_H$ — ширина спектра неоднородностей; $\Delta\kappa_\Phi$ — полоса пропускания фильтра. Разлагая сигнальный спектр в ряд по κ_i , найдем восстановленное поле

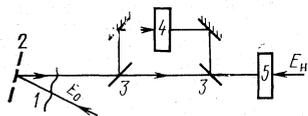
$$F_{обр}^B(\kappa) = \varepsilon F_c^*(-\kappa) \left\{ F_c(0) \int t(\kappa) d\kappa + \sum_n \int d\kappa' d\kappa'' t(\kappa'') S(\kappa'' - \kappa') \sum_{i=x,y} \frac{\kappa_i^n \partial^n F_c(0)}{n! \partial \kappa_i^n} \right\} \quad (3)$$

и невозстановленный фон

$$F_{обр}^\Phi(\kappa) = \varepsilon \int d\kappa' d\kappa'' S(\kappa'' - \kappa') t(\kappa'') \sum_{i=x,y} \left\{ \sum_m \frac{\kappa_i^{*m}}{m!} \frac{\partial E_c^*(\kappa')}{\partial \kappa_i^m} \times \right. \\ \left. \times \left[F_c(0) + \sum_n \sum_{j=x,y} \frac{\kappa_j'^n}{n!} \frac{\partial F_c(0)}{\partial \kappa_j'^n} \right] \right\}. \quad (4)$$

Конкретный критерий удовлетворительного восстановления позволяет с помощью (3), (4) найти оптимальную ширину полосы фильтрации.

Модифицированная однопроходная схема может быть также использована для исследования сразу на всей площади объекта мелкоструктурных деталей, расположенных на крупномасштабном рельефе. Продемонстрируем это на примере разномасштабных соприкасающихся одномерных решеток с коэффициентами отражения $E_p(x) = \exp(i\varphi \cos \alpha_x)$, $E_c(x) = \exp(iac \cos \alpha_x)$, (E_p, c — модуляция рельефа и сигнала соответственно). Для регулярных структур удобнее анализировать пространственное распределение обращенного поля



ния в основном, следствием чего является большое время жизни, малые k_f и σ_e . Несмотря на хорошие спектрально-люминесцентные характеристики (большой квантовый выход флуоресценции и широкий спектр флуоресценции), эксимеры и эксиплексы ароматических соединений являются малоперспективными объектами для получения лазерного излучения.

1. М. Г. Кузьмин. *ДАН СССР*, **151**, 1371 (1963).
2. F. P. Schäfer. *Angew Chem.*, **82**, 25 (1970).
3. Лазеры на красителях/Под ред. Ф. П. Шефера. — М.: Мир, 1976, с. 330.
4. C. V. Shank, A. Diens, A. M. Trozzolo, J. A. Meyer. *Appl. Phys. Letts*, **16**, 405 (1970).
5. Л. Д. Деркачева, В. А. Петухов. *Квантовая электроника*, № 2 (14), 89 (1973).
6. Л. М. Рубеко, И. В. Краснов, Н. А. Козлов, Л. К. Денисов, Б. М. Ужинов, *ДАН СССР*, **240**, 1157 (1978).
7. J. V. Birks. *Photophysics of Organic Molecules*. — N. Y.: Wiley, 1970.
8. J. V. Birks. *Rep. Progr. Phys.*, **38**, 903 (1975).
9. P. Froehlich, E. L. Wehry. In: *Modern Fluorescence Spectroscopy*. — N. Y.: Plenum Press, 1975, vol. 2, p. 319.
10. P. R. Hammond, R. S. Hughes. *Nature Phys. Sci.*, **231**, 59 (1971).
11. C. Rulliere, M. M. Denariez-Roberge. *Canad. J. Chem.*, **52**, 1339 (1974).
12. C. Rulliere, M. M. Denariez-Roberge. *Canad. J. Phys.*, **51**, 418 (1973).
13. M. F. M. Post, J. Langelaar, J. D. W. Van Voorst. *Chem. Phys. Letts*, **10**, 468 (1971).
14. C. R. Goldschmidt, M. Ottolenghi. *Chem. Phys. Letts*, **4**, 570 (1970).
15. E. J. Land, J. T. Richards, J. K. Thomas. *J. Phys. Chem.*, **76**, 3805 (1972).
16. N. Nakashima, M. Murakawa, N. Mataga. *Bull. Chem. Soc. Jap.*, **49**, 854 (1976).
17. Г. А. Абакумов, М. М. Местечкин, В. Н. Полтавец, А. П. Симонов. *Квантовая электроника*, **5**, 1975 (1978).
18. I. V. Berlman. *Handbook of Fluorescence Spectra of Aromatic Molecules*, — N. Y.: Acad. Press, 1971.
19. M. H. R. Hutchinson. *Appl. Phys.*, **21**, 95 (1980).
20. Л. Д. Деркачева, Г. В. Перегудов, А. И. Соколовская. *УФН*, **91**, 247 (1967).
21. S.—P. Van, G. S. Hammond. *J. Amer. Chem. Soc.*, **100**, 3895 (1978).
22. N. Nakashima, N. Mataga, C. Yamanaka. *Chem. Phys. Letts*, **18**, 386 (1973).
23. J. Langelaar. In: *Lasers in Physical Chemistry and Biophysics*, Ed. J. Jousot-Dubien. Amsterdam: Elsevier, 1975, p. 109.
24. J. V. Birks, D. J. Dyson, I. H. Munro. *Proc. Phys. Soc. London A*, **275**, 575 (1963).
25. B. K. Selinger. *Austr. J. Chem.*, **19**, 825 (1966).
26. J. V. Birks, L. G. Christophorou. *Proc. Roy. Soc. London A*, **274**, 552 (1963).
27. Л. М. Куцына, О. И. Андрищенко. *ЖПС*, **22**, 332 (1975).
28. N. Mataga, T. Okada, N. Yamamoto. *Chem. Phys. Letts*, **1**, 119 (1967).
29. Man-Him Hui, W. R. Ware, *J. Amer. Chem. Soc.*, **98**, 4718 (1976).
30. A. R. Watkins. *J. Phys. Chem.*, **83**, 1892 (1979).
31. K. A. Zachariasse, W. Kühnle, A. Weller. *Chem. Phys. Letts*, **59**, 375 (1978).
32. M. F. M. Post, J. Langelaar, J. D. W. Van Voorst. *Chem. Phys. Letts*, **32**, 59 (1975).
33. N.-C. Yang, S. B. Neoh, T. Naito, L.-K. Ng., D. A. Chernoff, D. B. McDonald. *J. Amer. Chem. Soc.*, **102**, 2806 (1980).
34. F. Pragst, H.-J. Hamann, K. Teuchner, S. Daehne. *J. Luminesc.*, **17**, 425 (1978).
35. M. Itoh, T. Mimura, T. Okamoto. *Bull. Chem. Soc. Jap.*, **47**, 1078 (1974).
36. T. Okada, T. Fujita, M. Mataga. *Z. Phys. Chem. N. F.*, **101**, 57 (1976).
37. W. Heinzelmann, H. Labhart. *Chem. Phys. Letts*, **4**, 20 (1969).
38. D. Beelaar. *Chem. Phys.*, **3**, 205 (1974).

Московский государственный университет
им. М. В. Ломоносова

Поступило в редакцию
2 октября 1981 г.;
после доработки
26 февраля 1982 г.

S. A. Krashakov, B. M. Uzhinov. On Feasibility of the Laser Emission of Excimers and Exciplexes of Aromatic Compounds.

Feasibility has been considered of the laser emission of excimers and exciplexes of aromatic compounds. The cross section of the stimulated emission of excited particles is regarded as the main criterion of the laser emission. The lower value of this limit for known lasing compounds is about $(3-5) \cdot 10^{-17} \text{ cm}^2$. This value for known excimers and exciplexes of aromatic compounds is one order of magnitude lower. The laser emission from typical inter- and intramolecular excimers and exciplexes of aromatic compounds seems to be problematic.

$$E_{\text{обр}}(x) = \varepsilon \exp(i\varphi \cos \gamma_x - ja \cos \alpha_x) \sum_{m, n} i^{m+n} J_m(a) J_n(\varphi) \exp[ix(n\gamma + m\alpha)],$$

$$x_0 - \Delta x_t/2 < n\gamma + m\alpha < x_0 + \Delta x_t/2, \quad (5)$$

где J_m — функция Бесселя. При получении этого выражения предполагалось, что

$$t(x) = \begin{cases} 1, & -\frac{\Delta x_t}{2} < x - x_0 < \frac{\Delta x_t}{2}, \\ 0, & (x - x_0) > \left| \frac{\Delta x_t}{2} \right|. \end{cases} \quad (6)$$

Как будет ясно ниже, x_0 целесообразно выбирать так, чтобы фильтр пропускал максимальную компоненту сигнала спектра пространственных частот, т. е.

$$x_0 = m_0 \alpha, \quad J_{m_0}(a) = \max J_m(a). \quad (7)$$

Если теперь все существенные компоненты спектра рельефа заключены в пределах $n \leq |n_0|$ и $n_0 \gamma < \Delta x_t/2$, то наблюдается восстановление сигнальной структуры:

$E_{\text{обр}}^B(x) = \varepsilon \exp(-ia \cos \alpha_x) i^{m_0} J_{m_0}(a) \exp(ix m_0 \beta)$. Фазовый множитель $\exp(ix m_0 \beta)$ может быть скомпенсирован наклоном плоскости наблюдения. При этом невозстановленный фон

$$E_{\text{обр}}^{\Phi}(x) = \varepsilon \exp(-i\varphi \cos \gamma_x - ja \cos \alpha_x) \left\{ \sum_{n > n_0} J_n(\varphi) J_m(a) \exp[ix(n\gamma + m\beta)] i^{m+n} + \sum_{m > -m_0} J_n(\varphi) J_m(a) \exp[ix(n\gamma + m\beta)] i^{m+n} \right\}, \quad n\gamma + (m - m_0)\alpha < |\Delta x_t/2|. \quad (8)$$

Первое слагаемое в (8) появляется за счет аппроксимации функции $\exp(i\varphi \cos \gamma)$ первыми n_0 спектральными компонентами. Второе слагаемое — вклад компонент с соседними значениями m , попадающими в полосу пропускания фильтра. Выражения (7), (8) позволяют оптимальным образом выбрать характеристики фильтра x_0 и Δx_t .

1. Е. В. Ивакин, И. П. Петрович, А. С. Рубанов. В кн.: Оптические методы обработки информации. — Минск: Высшая школа, 1978, с. 124.
2. В. В. Ивахник, В. М. Петникова, В. С. Соломатин, М. А. Харченко, В. В. Шувалов. «Квантовая электроника», 7, 439 (1980).

Поступило в редакцию
10 марта 1982 г.

M. S. Varashkov, I. N. Matveev, V. M. Petnikova, A. F. Um-pov, N. D. Ustinov, V. V. Shuvalov. Compensation for Phase Distortions in a Single-Pass Scheme of Wavefront Reversal Under Four-Photon Interaction.

A scheme is presented of compensation for phase distortions with WFR in which a portion of the signal radiation passes through a spatial frequency filter and under the WFR serves as a pump while the other portion serves as a signal. Under an adequate choice of the filter passband this scheme is shown to provide for compensation for large-scale phase inhomogeneities and to make it possible to reconstruct the small-scale structure of an object.

«Квантовая электроника», 9, № 11 (1982)

УДК 532.783

Г. А. Ляхов, Ю. П. Сvirко, И. М. Федотова

ЗАВИСИМОСТЬ ПАРАМЕТРОВ ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ УПОРЯДОЧЕННОСТИ ОТ МОЛЕКУЛЯРНОЙ ГИПЕРПОЛЯРИЗУЕМОСТИ

В ангармонической осцилляторной модели анизотропной молекулы рассчитаны изменения температуры нематического фазового перехода и шага холестерической спирали в функции кубической гиперполяризуемости. Полученные результаты использованы для объяснения немезогенности анизотропных молекул с внутри-молекулярным переносом заряда.

1. Способность органических молекул образовывать термотропную жидкокристаллическую (ЖК) фазу в основном определяется — на микроскопическом уровне — анизотропией линейной поляризуемости [1]. Из обширного уже списка мезогенных молекул с очевидностью следует необходимость этого свойства; его, однако,