поскольку у этих групп отсутствуют π-электроны. Поэтому сумма сил осцилляторов Σf у катиона № 3 меньше, чем у катиона № 2, и занимает промежуточное значение между катионами № 1 и 2.

У следующих трех катионов № 4, 5, 6 в замещающие группы R входит атом кислорода. Влияние сильно электроотрицательного атома кислорода у них проявляется в заметном изменении длин волн спектра поглощения и сил осцилляторов по сравнению с катионом 2,6-дифенилпирилия. Атомы кислорода стягивают часть электронного облака с фенильных колец на замещающие группы, увеличивая тем самым область делокализации π-электронов. По своему действию на спектры кислородсодержащие заместители у катионов № 4, 5, 6 в некоторой степени похожи на фенильные группы у катиона № 2. И длины волн соответствующих полос поглощения, и суммы сил осцилляторов Σf у этих катионов близки между собой.

Таким образом, исследования показали, что присоединение к катиону 2,6-дифенилпирилия различных радикалов влияет на длительность возбужденного состояния и силу осцилляторов, относящихся к различным полосам поглощения. Наибольшее увеличение суммы сил осцилляторов всех полос поглощения наблюдается, когда к катиону присоединяются фенильные или оксалкильные радикалы. Активное воздействие этих радикалов, по-видимому, связано с увеличением степени делокализации π-электронов у исследованных катионов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Ельяшевич М. А. Атомная и молекулярная спектроскопия. М.: Физматгиз, 1962, с. 81, 98. [2] Собельман И. И. Введение в теорию атомных спектров. М.: Физматгиз, 1963, с. 368, 452. [3] Bigelow R. W. J. Chem. Phys., 1977, 67, p. 4498. [4] Непорент Б. С., Бахшиев Н. Г. Опт. и спектр., 1958, 5, с. 634. [5] Бахшиев Н. Г. Опт. и спектр., 1958, 5, с. 646. [6] Бахшиев Н. Г. Спектроскопия молекулярных взаимодействий. Л.: Наука, 1972, с. 58.

Поступила в редакцию
29.02.84

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1985, Т. 26, № 2

УДК 621.378.325

ДИНАМИЧЕСКАЯ АВТОФОКУСИРОВКА ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

А. П. Сухоруков, В. А. Трофимов

(кафедра общей физики и волновых процессов)

До настоящего времени в задачах компенсации самовоздействия световых пучков рассматривалось улучшение их амплитудно-фазовых характеристик на неподвижном приемнике [1—3]. Однако для проблемы транспортировки световой энергии большой интерес представляет рассмотрение управления параметрами светового пучка с целью повышения его концентрации мощности на перемещающемся приемнике. Существует также целый класс практически важных задач, в которых необходимо создавать на мишени требуемую форму импульса или поддерживать заданный уровень мощности, а также изменять начальную ширину светового пучка. Все перечисленные выше проблемы приводят к необходимости динамического формирования оптимальных амплитудно-фазовых характеристик световых пучков и импульсов.

В настоящей работе анализируется одна из наиболее важных задач динамического управления — автофокусировка пучка на перемещающийся приемник, получены законы отработки оптимальной фокусировки и наклона волнового фронта.

Рассчитать нелинейные искажения световых пучков можно, используя квазиоптическое уравнение, которое в безразмерных переменных имеет вид

$$\cos\theta_n(t)\frac{\partial A}{\partial z}+\sin\theta_n(t)\frac{\partial A}{\partial x}+\frac{i}{4}\Delta_\perp A+i\alpha_{\text{нл}}\varepsilon_{\text{нл}}A=0 \tag{1}$$

с начальным условием

$$A(z=0,x,y)=f(x,y)\,e^{i(\theta^{(x)}x+\theta x^2+\ldots)}. \tag{2}$$

Здесь $\theta_n(t)$ — угол, под которым виден приемник из точки $z=x=y=0$; t — время; A — комплексная амплитуда пучка, нормированная на ее пиковое значение; z — продольная координата, измеряемая в единицах дифракционной длины $l_д=ka^2/2$; k — волновое число; a — начальный радиус пучка; $\Delta_\perp$ — поперечный оператор Лапласа; $\alpha_{\text{нл}}$ — превышение начальной мощности пучка над критической мощностью самовоздействия; $\varepsilon_{\text{нл}}$ — нелинейная добавка к диэлектрической проницаемости; x, y — поперечные координаты, нормированные на a; θ, $\theta^{(x)}$ — начальные фокусировка и наклон волнового фронта. Для наглядности изложения будем считать, что приемник всегда находится в плоскости $\{z, x\}$.

Рассмотрим сначала отдельно два случая: движение мишени перпендикулярно оси z $(V\perp z)$ и движение вдоль оси $z(V\|z)$. Как было показано в [1], многие характерные особенности адаптивных систем можно выявить, используя приближенное безаберрационное описание распространения светового пучка в нелинейной среде [4]. При этом следует иметь в виду, что происходит изменение расстояния до мишени $L(t)=L_0\varphi(t)$ $(\varphi(0)=1)$ при продольном смещении и $L(t)=L_0/\cos\theta_n$ при поперечном смещении, V — скорость движения приемника, L_0 — начальное сечение его расположения, а изменение параметров $\theta=\{\theta, \theta^{(x)}\}$ в процессе управления происходит по закону

$$\frac{d\theta}{dt}=-\gamma\,\mathrm{grad}_\theta J,$$

где γ — константа управления, J — выбранный критерий качества компенсации нелинейных искажений.

1. **Фокусировка в кубичной дефокусирующей среде.** При настройке адаптивной системы по положению центра тяжести пучка относительно приемника, $J_ц=L^2(\theta^{(x)}-\theta_n)^2$, перемещающегося перпендикулярно оси z, отработка начального наклона волнового фронта в случае непрерывного алгоритма управления осуществляется по закону

$$\frac{d\theta^{(x)}}{dt}=-2\gamma L^2(t)\,(\theta^{(x)}-\theta_n). \tag{3}$$

В этом случае установление оптимального наклона волнового фронта $\theta_{\text{опт}}^{(x)}$ происходит следующим образом:

$$\theta^{(x)}=\theta_n(t)+(\theta^{(x)}_{\text{нач}}-\theta_n(0))\exp\left\{-\frac{1}{\tau_a}\int_0^t\frac{d\eta}{\cos^2\theta_n}\right\}-$$

$$-\int_0^t\frac{\partial\theta_n}{\partial\eta}\exp\left\{-\frac{1}{\tau_a}\int_\eta^t\frac{d\xi}{\cos^2\theta_n(\xi)}\right\}d\eta, \tag{4}$$

$\theta_{\text{нач}}^{(x)}$, $\theta_n(0)$ — соответственно начальные значения $\theta^{(x)}$, θ_n, $\tau_a = 1/(2\gamma L^2_0)$ — постоянная времени установления для неподвижной мишени, находящейся в точке $x = L_0 \operatorname{tg} \theta_n \sim L_0\theta_n$, $z = L_0$.

При продольном смещении приемника возникает необходимость динамического управления фокусировкой оптического излучения θ. Ее отработка при настройке системы по минимуму эффективной ширины пучка на мишени $J_a = f^2(L) = (1 - L\theta)^2 + L^2(1 + \alpha_{\text{нл}})$ описывается уравнением

$$\frac{d\theta}{dt} = 2\gamma L(t)(1 - L(t)\theta). \tag{5}$$

Из (5) легко получить

$$\theta(t) = (\theta_{\text{нач}} - 1/L_0)\exp\left\{-\frac{1}{\tau_a}\int_0^t \varphi^2(\eta)\,d\eta\right\} + 1/L(t) -$$

$$-\int_0^t \frac{\partial}{\partial\eta}\frac{1}{L(\eta)}\exp\left\{-\frac{1}{\tau_a}\int_\eta^t \varphi^2(\xi)\right\}d\eta. \tag{6}$$

Отметим, что при увеличении расстояния до приемника в процессе управления повышается быстродействие адаптивной системы, а при приближении его — уменьшается.

В результате установления оптимальных значений θ и $\theta^{(x)}$

$$\theta^{(x)}_{\text{опт}} = \theta_n(t), \quad \theta_{\text{опт}} = \frac{1}{L_0}\begin{cases}\cos\theta_n, & V \perp z,\\ 1/\varphi(t), & V \parallel z,\end{cases} \tag{7}$$

интенсивность на мишени увеличивается по сравнению со значением, достигаемым при плоском фазовом фронте, в следующее число раз:

$$\eta_0(x) = e^{L_0^2\theta_n^2/\cos^2\theta_n} \tag{8}$$

при компенсации смещения центра тяжести пучка относительно приемника,

$$\eta_\theta = 1 + \frac{1}{L_0^2(1+\alpha_{\text{нл}})}\begin{cases}\cos\theta_n, & V \perp z\\ 1/\varphi(t), & V \parallel z,\end{cases} \tag{9}$$

при оптимизации его фокусировки.

Следует отметить, что для достаточно малой постоянной времени установления ($\tau_a \ll 1$) имеет место квазистатическое управление фокусировкой и начальным наклоном волнового фронта:

$$\theta^{(x)}_{\text{кв.ст}} = \theta_n - \tau_a\,\partial\theta_n/\partial t,$$

$$\theta_{\text{кв.ст}} = \frac{1}{L_0\varphi(t)}\left\{1 + \frac{1}{\varphi(t)}\frac{\partial\varphi}{\partial t}\right\}. \tag{10}$$

Таким образом, качество компенсации нелинейных искажений определяется скоростью перемещения приемника и постоянной времени установления. Из (10) видно, что угловое смещение приемника компенсируется лишь частично: центр пучка удален на расстояние $L_0\tau_a\partial\theta_n/\partial t$ от мишени. При продольном перемещении приемника в случае его удаления фокус оптического излучения находится до него, а при его приближении — за ним. Подчеркнем, что так как для удаляющегося приемника $\varphi(t) > 1$, а для приближающегося $\varphi(t) < 1$, то при равной скорости движения качество фокусировки в первом случае будет выше, чем во втором.

2. **Компенсация тепловой дефокусировки.** Аналогичные зависимости имеют место при фокусировке светового пучка на мишень в тепловой дефокусирующей среде. Однако из-за нелокальности отклика нелинейность среды будет меньше влиять на работу адаптивной системы.

На практике часто встречается случай, когда оптическое излучение проходит тонкий слой толщиной l_0 нелинейной среды, а затем распространяется в линейной среде. В этом случае оно приобретает дополнительную расходимость $\theta_{нл} = -2l_0\alpha_{нл}/(ka^2)$ и наклон волнового фронта θ_α в случае движущегося слоя. Следовательно, при прохождении световым пучком неподвижного слоя нелинейной среды отработка наклона $\theta^{(x)}$ при компенсации смещения приемника относительно пучка осуществляется по закону (4), а в уравнении для фокусировки (5) и его решении (6) необходимо θ и $\theta_{нач}$ заменить соответственно на $\theta - \theta_{нл}$ и $\theta_{нач} - \theta_{нл}$. Тогда минимальная ширина пучка достигается при фокусировке

$$\theta_{опт} = \theta_{нл} + \frac{1}{L_0}\begin{cases}\cos\theta_r, & V \perp z,\\ 1/\varphi(t), & V \parallel z,\end{cases} \tag{11}$$

а увеличение интенсивности на мишени определяется выражением

$$\eta = 1 + \frac{1}{L_0^2(1+\alpha_{нл})}\begin{cases}\dfrac{(1+\theta_{нл}L_0\varphi(t))^2}{\varphi^2(t)}, & V \parallel z,\\ (1+\theta_{нл}L_0/\cos\theta_n), & V \perp z.\end{cases} \tag{12}$$

При распространении импульсного излучения дополнительная расходимость становится переменной во времени $\theta_{нл}(t)$. При этом динамическое управление при работе адаптивной системы по минимуму ширины описывается уравнением

$$\frac{d\theta}{dt} = 2\gamma L(t)(1 - L(t)(\theta - \theta_{нл}(t))), \tag{13}$$

решение которого имеет вид

$$\theta = (\theta_{нач} - 1/L_0)\exp\left\{-\frac{1}{\tau_a}\int_0^t \varphi^2(\eta)\,d\eta\right\} + 1/L(t) +$$

$$+\int_0^t \exp\left\{-\frac{1}{\tau_a}\int_\eta^t \varphi^2(\xi)\,d\xi\right\}\left(-\frac{\partial}{\partial\eta}\frac{1}{L_0\varphi(\eta)} + \frac{\theta_{нл}(\eta)}{\tau_a}\varphi^2(\eta)\right)d\eta. \tag{14}$$

Из (14) следует, что для достаточно малой постоянной времени τ_a имеет место квазистатическое управление фокусировкой (10); в правой части выражения (10) необходимо добавить $\theta_{нл}(t)$.

3. **Эффективность управления при оценке качества компенсации по критериям интенсивности.** Кратко проанализируем работу адаптивной системы по другим критериям качества, в частности отработку фокусировки системой по критерию пиковой интенсивности $J_p = 1/f^2$. В этом случае уравнение (5) преобразуется к виду

$$\frac{d\theta}{dt} = \frac{2\gamma L(1 - L\theta)}{[(1 - L\theta)^2 + L^2(1+\alpha_{нл})]^2}. \tag{15}$$

Вблизи значения $\theta_{опт}$ (7) отработка θ происходит по закону, аналогичному (6). При этом φ^2 заменяется на φ^{-2}, а время установления τ_a — на $\tau_p = L_0^2(1+\alpha_{нл})^2/2\gamma$. Таким образом, при увеличении расстояния до приемника и постоянстве константы управления быстродействие адаптивной системы уменьшается, а в случае приближения приемника — увеличивается. Отметим также, что с ростом превышения начальной мощности над критической постоянная времени увеличивается по квадратичному закону, а квазистатическое управление имеет место, если $\tau_p \ll 1$ и фокус располагается вблизи мишени.

Отработка оптимального наклона волнового фронта при настройке по критерию интенсивности на мишени

$$J_I = \frac{1}{f^2}\, e^{-L^2(\theta^{(x)} - \theta_n)^2/d^2}$$

осуществляется по закону

$$\frac{d\theta^{(x)}}{dt} = -\frac{f\,2\gamma L^2}{d^4}(\theta^{(x)} - \theta_n) e^{-L^2(\theta^{(x)} - \theta_n)^2/d^2}, \qquad (16)$$

где $d^2 = (1 - L\theta)^2 + L^2(t)(1+\alpha_{нл})$. Анализ (16) показывает, что так же, как для неподвижной мишени, существуют два этапа работы адаптивной системы — полиномиальный и экспоненциальный. На последнем этапе изменение наклона волнового фронта происходит следующим образом:

$$\theta^{(x)} = \theta_n + \theta^{(x)}_{нач} \exp\left\{-\int_0^t 2\gamma L^2(\eta)/d^4 \cdot d\eta\right\} - \int_0^t \frac{\partial\theta_n}{\partial\eta} \exp\left\{-2\gamma\int_\eta^t L^2(\xi)/d^4 \cdot d\xi\right\} d\eta. \qquad (17)$$

Если отработка $\theta^{(x)}$ осуществляется при оптимальной фокусировке, то $d^2 = L^2(1+\alpha_{нл})$ и компенсация смещения приемника происходит с постоянной времени τ_p.

Следует подчеркнуть, что полученные в данном пункте результаты легко обобщить на случай компенсации нелинейных искажений световых импульсов в толстом и тонком нелинейных слоях. В первом случае необходимо учесть зависимость $\alpha_{нл}$ от времени. Тогда из (17) и аналогичного выражения для фокусировки следует, что для повышения быстродействия системы необходимо к концу импульса увеличивать константу управления пропорционально $\alpha^2_{нл}$.

4. **Компенсация искажений световых пучков гибкими зеркалами с ограничениями.** При практическом использовании гибких зеркал может возникнуть необходимость введения ограничений на отклонение профиля гибкого зеркала от положения равновесия, в частности плоского профиля, которое можно характеризовать интегралом от распределения волнового фронта S, взятого по апертуре пучка:

$$J_S = \int_0^a |S(x)|^2 dx.$$

В этом случае оптимизация волнового фронта светового пучка при минимальном значении функционала J_S эквивалентна достижению экстремального значения следующего критерия качества: $J_\lambda = J + \lambda J_S$, где λ^{-1} характеризует максимально возможную деформацию зеркала. При этом уравнения (3), (5) преобразуются к виду

$$\frac{d\theta^{(x)}}{dt} = -2\gamma L^2(t)(\theta^{(x)} - \theta_n) - 2\gamma\lambda\theta^{(x)},$$

$$\frac{d\theta}{dt} = -2\gamma L(t)(1 - L(t)\theta) - 2\gamma\lambda\theta.$$

Тогда отработка оптимального наклона волнового фронта $\theta^{(x)}$ при настройке адаптивной системы по смещению приемника относительно центра тяжести пучка $J_{ц}$ и фокусировки θ при достижении минимальной ширины J_a происходит по закону

$$\theta^{(x)} = \frac{\theta_n}{1+\lambda/L^2} + \left(\theta^{(x)}_{нач} - \frac{\theta_n(0)}{1+\lambda/L^2}\right) e^{-\tau(t,0)} - \int_0^t \frac{\partial\theta_n}{\partial\eta} e^{-\tau(t,\eta)} (1+\lambda/L^2)^{-1}\, d\eta,$$

где $\tau(t,\xi) = \int\limits_{\xi}^{t} 2\gamma L^2(\eta)\, d\eta + 2\gamma\lambda(t-\xi)$,

и, следовательно, имеют место закономерности, аналогичные получаемым при фокусировке оптического излучения на неподвижную мишень, а именно: увеличивается быстродействие системы, изменяются оптимальные условия транспортировки энергии

$$\theta^{(x)}_{опт,\lambda} = \frac{\theta_n(t)}{(1+\lambda/L^2(t))},$$

$$\theta_{опт,\lambda} = \frac{1}{L(t)(1+\lambda/L^2(t))}.$$

При этом центр пучка будет находиться от мишени на расстоянии $L(t)\theta_n(t)/(1+\lambda/L^2)$, а интенсивность в этой точке уменьшается в следующее число раз:

$$\eta = 1 + \frac{\lambda}{L^4(1+\alpha_{нл})(1+\lambda/L^2)}.$$

Изменится также квазистатическое управление (10): значения $\theta^{(x)}{}_{кв.ст}$ и $\theta_{кв.ст}$ уменьшаются в $1+\lambda/L^2$ раз.

Подчеркнем, что в отличие от фокусировки светового пучка на неподвижную мишень при динамическом управлении влияние ограничения на качество компенсации при увеличении расстояния до приемника уменьшается, а при приближении приемника увеличивается. Аналогичные зависимости имеют место при настройке адаптивных систем по другим критериям качества.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Сухоруков А. П., Трофимов В. А. Изв. АН СССР, сер. физ., 1982, **46**, с. 1933. [2] Карамзин Ю. Н., Сухоруков А. П. Изв. АН СССР, сер. физ., 1978, **42**, с. 2547. [3] Трофимов В. А. Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон., 1984, **25**, № 1, с. 48. [4] Ахманов С. А., Сухоруков А. П., Хохлов Р. В. УФН, 1967, **93**, № 1, с. 19.

Поступила в редакцию
14.03.84