07;12

ЛАЗЕРНЫЙ АКТИВНЫЙ РЕЗОНАТОР КАК НОВЫЙ ВИД ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ С АВТОАДАПТИРУЮЩИМИ СВОЙСТВАМИ

В.В.Теселкин

Институт коллоидной химии и химии воды им. А.В.Думанского, 252630, Киев
(Поступило в Редакцию 15 сентября 1993 г.)

Основной проблемой измерения микронеоднородностей в твердых телах, жидкостях и газах являются повышение оптического разрешения и улучшение отношения сигнала к шуму. В стационарном состоянии анализируемой среды обычно используются элементы адаптивной оптики, с помощью которых осуществляют корректировку фазового фронта прошедшей волны. Для этого необходимо знать характер искажений фронта волны, который часто неизвестен. Определение закона трансформации фазы представляет трудоемкую задачу, особенно при изучении кинетических процессов с изменяющимся во времени и пространстве состоянием среды. Создание систем контроля, отслеживающих фазово-дисперсное состояние анализируемой среды, позволяет решать многие задачи, например экологии водной среды, которая с находящимися в ней примесными соединениями представляет сложную динамическую систему.

Использование лазеров открывает новые широкие возможности в контроле и регулировании физико-химических процессов, связанных с очисткой воды флокуляцией, коагуляцией, мембранными электродиализными методами и методами обратного осмоса. При этом анализируемая среда помещается внутрь оптического резонатора. Усиление активной лазерной среды должно быть достаточным для компенсации потерь, вносимых исследуемой жидкостью в резонатор. Это проще реализовать в терхзеркальном резонаторе, представляющем два связанных через среднее зеркало резонатора, в одном из которых помещена среда. В такой системе может быть осуществлена автоадаптация излучения при взаимодействии прямой и обратной волн.

Рассмотрим прохождение монохроматической волны через среду в свободном пространстве и внутри оптического резонатора.

В свободном пространстве прохождение волны описываются волновым уравнением вида

$$\nabla^2 U(r) + K^2[1 + 2n_1(r)]U(r) = 0, \tag{1}$$

где

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial x^2}; \quad K = 2\pi/\lambda$$

— волновое число; λ — длина волны; n_1 — меняющаяся часть показателя преломления; $U(r) = \varepsilon(z, \rho)\exp(iKz)$.

Пусть волна распространяется вдоль оси, а граничные условия выдаются в плоскости $z = 0$. Амплитуда электрического поля носит комплексный характер и имеет вид $\varepsilon(r) = a(r)\exp(i\Phi(r))$. Если неоднородности существенно больше длины волны и в пределах этой неоднородности амплитуда поля изменяется медленно, то уравнение (1) может быть приведено к виду

$$\nabla^2\varepsilon + 2iK(\partial\varepsilon/\partial z) + 2K^2 n_1\varepsilon = 0 \tag{2}$$

с граничным условием $\varepsilon(z = 0, \rho) = \varepsilon_0(\rho)$.

Решением уравнения (2) является следующая функция:

$$\varepsilon(z, \rho_2) = \frac{K}{2\pi iz}\int_{-\infty}^{\infty}\varepsilon_0(\rho)\exp\left[\frac{iK}{2z}(\rho_2 - \rho_1) + \theta(\rho_2, \rho_1)\right]d\rho_1, \tag{3}$$

где $\varepsilon_0(\rho_1) = a_0(\rho_1)\exp[i\Phi_0(\rho_1)]$ — комплексная амплитуда поля в плоскости $z = 0$; a_0 и Φ_0 — действительные значения амплитуды и фазы исходного поля; $\theta(\rho_2, \rho_1)$ — случайный забег фазы при распространении волны из точки $(0, \rho_1)$.

В уравнении (3) выражение

$$\frac{K}{2\pi iz}\exp\left[\frac{iK}{2z}(\rho_2 - \rho_1)^2\right] = \Gamma_0(\rho_2 - \rho_1)$$

есть функция Грина Γ_0 для свободного пространства.

Выражение для $\varepsilon(z, \rho_2)$ является обобщением принципа Гюйгенса–Френеля и оно может быть использовано для исследования оптически-неоднородных сред, так как позволяет представить случайный характер распространения волны через неоднородность в виде следующей линейной системы:

$$\varepsilon(\rho_2) = \varepsilon(z, \rho_2) = \int_{-\infty}^{\infty}\varepsilon_0\Gamma(\rho_2, \rho_1)d\rho_1, \tag{4}$$

где $\Gamma(\rho_2, \rho_1)$ — решение уравнения $\nabla^2\Gamma + 2iK(\partial\Gamma/\partial z) + 2K^2\pi_1\Gamma = \delta(\rho_2 - \rho_1)$, в котором $\delta(\rho_2 - \rho_1)$ есть дельта-функция,

$$\Gamma(\rho_2 - \rho_1) = \frac{K}{2\pi iz}\exp\left[\frac{iK}{2z}(\rho_2 - \rho_1)^2 + \theta(\rho_2, \rho_1)\right]. \tag{5}$$

Выразим эту функцию через функцию Грина для свободного пространства и оператор $\beta(\rho_2, \rho_1) = \exp[i\theta(\rho_2, \rho_1)]$, т.е.

$$\Gamma(\rho_2, \rho_1) = \Gamma_0(\rho_2 - \rho_1)\beta(\rho_2, \rho_1). \tag{6}$$

Комплексная фаза $\theta(\rho_2, \rho_1)$ состоит из двух слагаемых: логарифма относительной амплитуды $\gamma = l_n(a/a_0)$ и вещественной фазы α. Для слабо неоднородных сред $\theta(\rho_2, \rho_1) = i\alpha(\rho_1)$, тогда результирующее поле в точке приема сигнала имеет вид

$$\Gamma(\rho_2 - \rho_1) = \frac{K}{2\pi i z} \exp\left[\frac{iK}{2z}(\rho_2 - \rho_1)^2 + i\alpha(\rho_1)\right]. \tag{7}$$

Введем корректирующий волновой фронт $\varepsilon_u(\rho_1) = a_u \exp(-i\theta_k(\rho_1))$ с оператором коррекции $\beta_k(\rho_1) = \exp[-\theta_k(\rho_1)]$, тогда получим

$$\varepsilon(\rho_2) = \frac{a_u K \exp(iK\rho^2/2z)}{2\pi i z} \int\limits_{-\infty}^{\infty} \exp\left\{-\frac{iK\rho_2\rho_1}{z} + [\alpha(0,\rho_1) - \theta_k(\rho_1)]\right\} d\rho_1. \tag{8}$$

При $\theta_k(\rho_1) = \alpha(0, \rho_1)$ в плоскости объекта поле будет иметь следующий закон распределения:

$$\varepsilon(\rho_2) = \frac{K}{2\pi i z} \exp\left(\frac{iK}{2z}\rho_2^2\right) \int\limits_{-\infty}^{\infty} a_u \exp\left(-\frac{iK\rho_2\rho_1}{z}\right) d\rho_1, \tag{9}$$

представляющее предельно сфокусированное поле в дальней зоне.

Рассмотрим теперь поле внутри оптического резонатора лазерной системы. Если усиление достаточно для компенсации потерь на поглощение, дифракционные потери и потери на рассеяние света в веществе, то в такой системе возбуждается генерация и устанавливающееся в резонаторе поле на первом зеркале является сопряженным с полем на втором зеркале

$$\eta^{(1)}\varepsilon^{(1)}(\rho_1) = \int\limits_{-r_1}^{r_2} K(\rho_2, \rho_1)\varepsilon^{(2)}(\rho_2) d\rho_2, \tag{10}$$

где $K(\rho_2, \rho_1)$ — ядро системы, равное

$$K(\rho_2, \rho_1) = \left(\frac{i}{\lambda z}\right)^{1/2} \exp\left[-\frac{iK}{2z}\left(\zeta_1\rho_1^2 + \zeta_2\rho_2^2 - 2\rho_1\rho_2\right)\right], \tag{11}$$

где $\zeta_i = (1 - R_i/L)$, а R_i — радиусы кривизны соответствующих зеркал.

При помещении среды ядро должно быть дополнено поправкой на возмущение

$$K'(\rho_1, \rho_2) = K(\rho_2, \rho_1) + k_k(\rho_2, \rho_1). \tag{12}$$

Тогда результирующее поле в резонаторе примет вид

$$\eta_1^{(1)}\varepsilon_1^{(1)}(\rho_1) = \int\limits_{-r_1}^{r_2} K'(\rho_1, \rho_2)\varepsilon_1^{(2)}(\rho_2) d\rho_2. \tag{13}$$

При $h_k(\rho_1, \rho_2) = 1/L[\rho_2^2 R_2 - (L - R_1)\rho_1^2]$ это поле эквивалентно полю, прошедшему через анализируемую водную среду вне резонатора с амплитудно-разовой компенсацией всех, вызываемых средой возмущений, т.е. внутри оптического резонатора при возникновении генерации устанавливается адаптированное поле и в этом смысле лазер представляет собой фактически автоадаптирующую систему.

Таким образом, лазеры имеют полный выбор характеристик излучения, которые могут быть использованы для обнаружения и контроля примесей в воде, находящихся во взвешенном, коллоидном, молекулярном либо истинно растворенном состояниях. В сочетании с химическими методами воздействия на растворы с помощью реагентов частицы вещества можно переводить иза одной группы в другую, что открывает новые возможности исследования кинетики физико-химических процессов в экологии водной среды.

01;10 *Журнал технической физики, т. 64, в. 8, 1994*

ВЛИЯНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА НА КОЛЕБАНИЯ ПОТОКА ЧАСТИЦ

Н.Д.Наумов

(Поступило в Редакцию 5 декабря 1993 г.)

Изучение процесса движения потоков заряженных частиц в электромагнитных полях является важной для практических приложений задачей. Применительно к задаче формирования и транспортировки пучков заряженных частиц известные нестационарные решения относятся либо к движению отдельной частицы, либо к границе пучка [1–3]. Представляет интерес разработка динамических моделей потоков заряженных частиц в рамках гидродинамического или кинетического описаний. В работе [4] была сформулирована схема приближенного решения системы самосогласованных уравнений, согласно которой выбирается некоторый "пробный" закон движения частицы и вычисляются потенциалы создаваемого при этом поля. Закон движения частицы в совокупности внешнего и собственного полей позволяет уточнить функции распределения. В данной работе показано, что выбор в качестве "пробного" автомодельного движения частиц [5] позволяет построить приближенную модель холодного потока частиц в периодическом фокусирующем поле.

В параксиальном приближении неоднородное электростатическое поле имеет вид [3]

$$\mathbf{E}_{ext} = E_0 \left(-\frac{1}{2}kx\cos kz,\ -\frac{1}{2}ky\cos kz,\ \sin kz \right), \qquad (1)$$

где k, E_0 — постоянные, характеризующие фокусирующую систему.

Частицы будем считать нерелятивистскими и пренебрежем воздействием собственного магнитного поля потока. Как было показано в