большой интенсивности. Экспериментально получен ход инвертированной кривой показателя преломления на усиливающем переходе неона $\lambda=632.8$ нм, обусловленный влиянием сильного поля.

Литература

[1] Бутылкин В. С., Венкин Г. В., Кулюк Л. Л. — Письма в ЖЭТФ, 1974, т. 19, с. 474.
[2] Ануфрик С. С., Зейликович И. С., Кукушкин В. Г., Пулькин С. А. — Квант. электрон., 1983, т. 10, с. 2053.
[3] Бутылкин В. С., Каплан А. Е., Хронопуло Ю. Г., Якубович Е. И. Резонансное взаимодействие света с веществом. М., 1977.
[4] Зейликович И. С., Пулькин С. А. — Опт. и спектр., 1982, т. 53, в. 4, с. 588.
[5] Мэйтланд А., Данн М. Введение в физику лазеров. М., 1978.
[6] Касабов Г. А., Елисеев В. В. Спектроскопические таблицы для низкотемпературной плазмы. М., 1973.
[7] Рапопорт Л. П., Зон Б. А., Манаков Н. Л. Теория многофотонных процессов в атомах. М., 1978.

Поступило в Редакцию 25 октября 1985 г.

УДК 535.417 *Опт. и спектр., т. 61, в. 5, 1986*

ДИФРАКЦИОННОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ В ТОМОГРАФИИ ПОГЛОЩАЮЩИХ ОБЪЕКТОВ

Петров П. Г., Лопатин В. В.

В теневых и интерферометрических методах исследования реальных фазовых объектов, таких как плазма, ударные волны и т. п., зондирующая электромагнитная волна испытывает амплитудные и фазовые искажения не только из-за наличия изменения показателя преломления среды под воздействием внешних факторов (электрические и магнитные поля, температура, давление), но и из-за изменения показателя поглощения света средой, вызванного вышеуказанными факторами. В литературе, посвященной оптической томографии, разработаны методики обработки экспериментальных данных при учете либо только поглощения света, либо только преломления [1, 2]. Как указано в [3], дальнейший прогресс в этом направлении возможен только при учете дифракции. В настоящей работе показано, что учет дифракции в рамках метода плавных возмущений позволяет не только скорректировать расфокусировку изображающей системы при изучении объектов с нулевым поглощением, как это сделано в [4], но и получить соотношения, связывающие распределение фазы с распределением коэффициента поглощения, т. е. такой подход дает возможность количественно изучать поглощающие объекты с помощью хорошо освоенных интерференционных методов.

Пусть объект исследований обладает комплексной диэлектрической проницаемостью $\varepsilon=\varepsilon'+\varepsilon''$, мнимая часть которой ε'', как известно, описывает поглощение света и связана с электропроводностью наблюдаемой оптической неоднородности $\sigma(\omega)$ соотношением $\varepsilon''=4\pi\sigma(\omega)/\omega$, где ω — частота зондирующей электромагнитной волны.

Предположим для простоты выкладок, что фазовый объект обладает осью симметрии OX, так что $\varepsilon(x, y, z)=\varepsilon(y^2+z^2)=\varepsilon(r)$, а зондирующая электромагнитная волна $U(x, y, z)=U(y, z)$ распространяется вдоль оси OZ. Пусть далее

$$\tilde{\varepsilon}(r)=\frac{\varepsilon(r)-\varepsilon_0}{\varepsilon_0}=\begin{cases}\neq 0 & r<R,\\ 0 & r\geqslant R,\end{cases}$$

причем $\operatorname{Im}\varepsilon \ll \varepsilon_0$, где ε_0 — проницаемость невозмущенной среды,

$$U(y,\ z) = A(y,\ z)\exp(iS(y,\ z) + ikz) = A_0\exp(\Phi(y,\ z) + ikz),$$

где $A_0 = A(y,\ -R)$ — амплитуда волны, $\Phi(y,\ z) = \chi + iS$ — комплексная фаза, $k = 2\pi\varepsilon_0/\lambda$ — волновое число. Тогда для Фурье-спектров Φ и $\tilde{\varepsilon}$ можно, как и в [4, 5], получить следующие соотношения:

$$\hat{F}[\Phi] = ik\exp\left(\frac{i\varkappa^2(z+R)}{2k}\right)\theta\left(\varkappa,\ -\frac{\varkappa^2}{2k}\right),\quad \theta\left(\varkappa,\ -\frac{\varkappa^2}{2k}\right) = \int_0^R \cos\frac{\varkappa^2 z'}{2k}\hat{F}[\tilde{\varepsilon}]\,dz'. \qquad (1)$$

Пусть $\hat{F}$ оператор преобразования Фурье по поперечной координате

$$\varphi(\varkappa,\ z) = \hat{F}[\Phi] = \int \Phi(y,\ z)\exp i\varkappa y dy,\quad \tilde{\varepsilon}(y,\ z) = \frac{1}{2\pi}\int \hat{F}[\tilde{\varepsilon}]\exp(-i\varkappa y)\,d\varkappa.$$

При записи (1) мы пренебрегли рефракцией. Полученное решение будет соответствовать точному решению уравнения Гельмгольца при выполнении условий применимости приближения параболического уравнения [5]

$$\frac{\varkappa_m^2 z}{2k} \ll \left|\frac{k}{\varkappa_m}\right|^2,\quad \varkappa_m \ll k,$$

где $\varkappa_m$ — максимальная пространственная частота в спектре Φ. Кроме того, должна выполняться следующая группа неравенств, лимитирующих вклад рефракции:

$$2\left|\frac{\partial\chi}{\partial y}\frac{\partial S}{\partial y}\right| \ll 2k\left|\frac{\partial\chi}{\partial z}\right|,\quad k^2|\operatorname{Im}\tilde{\varepsilon}|,\quad \left|\frac{\partial^2 S}{\partial y^2}\right|,$$

$$\left|\left(\frac{\partial\chi}{\partial y}\right)^2 - \left(\frac{\partial S}{\partial y}\right)^2\right| \ll 2k\left|\frac{\partial S}{\partial z}\right|,\quad \left|\frac{\partial^2\chi}{\partial y^2}\right|,\quad k^2|\operatorname{Re}\tilde{\varepsilon}|.$$

Более подробно эффекты, связанные с рефракцией, обсуждены в [6, 7].

Будем, как и в [4], считать, что $\theta\left(\varkappa,\ -\frac{\varkappa^2}{2k}\right) \simeq \theta(\varkappa,\ 0)$. Из (1) с учетом комплексности спектра диэлектрической проницаемости $\theta = \theta' + i\theta''$ следует

$$\varphi(\varkappa,\ z) = k\left(\theta'\sin\frac{\varkappa^2(z+R)}{2k} - \theta''\cos\frac{\varkappa^2(z+R)}{2k}\right) +$$

$$+ ik\left(\theta'\cos\frac{\varkappa^2(z+R)}{2k} + \theta''\sin\frac{\varkappa^2(z+R)}{2k}\right).$$

Здесь $P = \operatorname{Re}\varphi(\varkappa,\ z)$, а $T = \operatorname{Im}\varphi(\varkappa,\ z)$. Используя тригонометрические преобразования, получим

$$\left.\begin{aligned} &\theta'(\varkappa,\ 0) = \frac{1}{k}\lambda(\varkappa,\ z),\quad \theta''(\varkappa,\ 0) = \frac{1}{k}q(\varkappa,\ z),\\ &\lambda(\varkappa,\ z) = P(\varkappa,\ z)\sin\frac{\varkappa^2(z+R)}{2k} + T(\varkappa,\ z)\cos\frac{\varkappa^2(z+R)}{2k}, \end{aligned}\right\} \qquad (2)$$

$$q(\varkappa,\ z) = -P(\varkappa,\ z)\cos\frac{\varkappa^2(z+R)}{2k} + T(\varkappa,\ z)\sin\frac{\varkappa^2(z+R)}{2k}. \qquad (3)$$

Из (2) непосредственно следует

$$\operatorname{Re}\tilde{\varepsilon}(r) = \frac{1}{\pi k}\int\lambda(\Omega,\ z)J_0(\Omega r)\,\Omega d\Omega;\quad \operatorname{Im}\tilde{\varepsilon}(r) = \frac{1}{\pi k}\int q(\Omega,\ z)J_0(\Omega r)\,\Omega d\Omega, \qquad (4)$$

где J_0 — функция Бесселя первого рода нулевого порядка.

Последние два соотношения позволяют находить действительную и мнимую части коэффициента диэлектрической проницаемости по измеренным в произвольной плоскости z распределениям фазы и интенсивности $I = A_0^2\exp 2\chi$.

В [8] показано, что в пространстве изображений плоскостью, в которой уровень χ в отсутствие поглощения равен нулю, является плоскость, оптически сопряженная с плоскостью $z=-R$. При наличии поглощения и регистрации распределения амплитуды и фазы именно в этой плоскости из (3) и (4) получим

$$\operatorname{Re} \varepsilon (r) = \frac{1}{\pi k} \int T (\Omega, \ -R) J_0 (\Omega r) \Omega d\Omega, \quad \operatorname{Im} \varepsilon (r) = \frac{1}{\pi k} \int P (\Omega, \ -R) J_0 (\Omega r) \Omega d\Omega. \qquad (5)$$

Следовательно, оба распределения $\operatorname{Re} \varepsilon$ и $\operatorname{Im} \varepsilon$ можно восстанавливать по формулам геометрической оптики (5), если удается соблюдать вышеуказанные условия. Если этого сделать по каким-то причинам невозможно, то следует пользоваться соотношениями (4), в которых учитываются дифракционные искажения, вносимые объектом в зондирующую электромагнитную волну.

Заметим, что, используя (4), можно измерять функцию распределения поглощения чисто поглощающих объектов с помощью интерферометра. С другой стороны, из (3) и (4) видно, что при фотографической регистрации амплитуды (фазы) объекта, когда продольная координата z объекта непредсказуема, например при исследовании нестационарной плазмы, гидродинамических явлений и других профиль ε, найденный с помощью соотношений геометрической оптики [1], не соответствует реальному распределению коэффициента диэлектрической проницаемости.

Полученные с учетом дифракции уравнения дают возможность строить вычислительные алгоритмы для более точных расчетов распределения коэффициента диэлектрической проницаемости реальных объектов.

Литература

[1] Гинзбург В. М., Степанов Б. М. Голографические измерения. М., 1981. 295 с.
[2] Пикалов В. В., Преображенский Н. Г. — Опт. и спектр., 1979, т. 46, в. 1, с. 209.
[3] Пикалов В. В., Преображенский Н. Г. — УФН, 1983, т. 141, в. 3, с. 469—498.
[4] Кухта В. Р., Лопатин В. В., Петров П. Г. — Опт. и спектр., 1984, т. 56, в. 1, с. 178—181.
[5] Рытов С. М., Кравцов Ю. А., Татарский В. И. Введение в статистическую радиофизику. М., 1978, ч. II. 463 с.
[6] Петров П. Г. — Опт. и спектр., 1985, т. 59, в. 5, с. 1148—1151.
[7] Дубовиков Е. А., Дубовикова Н. С. — Опт. и спектр., 1985, т. 85, в. 6, с. 1300.
[8] Петров П. Г., Лопатин В. В., Кухта В. Р. — Опт. и спектр., 1985, т. 59, в. 1, с. 141—147.

Поступило в Редакцию 29 октября 1985 г.

УДК 621.37 3: 535 — *Опт. и спектр., т. 61, в. 5, 1986*

НЕЛИНЕЙНАЯ КОРРЕКЦИЯ ВОЛНОВОГО ФРОНТА ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПОСЛЕ МНОГОМОДОВЫХ СВЕТОВОДОВ

Воляр А. В., Запорожец В. М., Кучикян Л. М., Марчевский Ф. Н., Савченко В. Н., Стрижевский В. Л.

При прохождении когерентного излучения через многомодовый волоконный световод (МВС) поле на выходе последнего обладает, как известно [1], спекл-неоднородной поперечной структурой. Существующий голографический метод коррекции такой структуры [2] обладает однако рядом недостатков: неприменимостью при высоких интенсивностях излучения вследствие разрушения корректирующих элементов, неустойчивостью относительно вибраций и другими, поэтому представляет интерес поиск новых способов коррекции. В частности, возникает вопрос о том, имеются ли возможности коррекции волнового фронта при нелинейно-оптическом преобразовании излучения, выходящего из МВС.