

В. И. САМАРИН

(Новосибирск)

## ПОЛУЧЕНИЕ КОНТУРНОГО ИЗОБРАЖЕНИЯ ДВУМЕРНЫХ ОБЪЕКТОВ МЕТОДАМИ НЕЛИНЕЙНОЙ ОПТИКИ

Для целей автоматизированной обработки оптических изображений с помощью ЭВМ, в частности для распознавания образов, контроля формы, размеров и качества серийной продукции по эталону, скоростного определения проекции профиля объекта и т. д., важным промежуточным процессом является получение контурных изображений с минимальной шириной контура.

В работе [1] проведен анализ методов получения контурных изображений с помощью апертурно-спектральных фильтров. При этом показано, что в процессе обработки происходит увеличение эффективной ширины теневого контура, затрудняющее визуальное и автоматизированное сравнение изображений. Одновременно с этим центр контура изображения смещается относительно геометрического положения границы исследуемого объекта (с различными знаками для выпуклой и вогнутой частей границы).

Контурные изображения двумерных объектов (как излучающих, так и тeneвых на интенсивном световом фоне) можно получить и методами нелинейной оптики. Изменение распределения светового поля по плоскости объекта должно оказывать влияние на эффективность процесса квадрупольного нелинейного преобразования оптической частоты, что следует из вида соответствующего члена нелинейной поляризации среды [2—7]. Причем поскольку реальная ширина изображения границы объекта определяется в первую очередь дифракционными (т. е. геометрическими параметрами и длиной волны излучения) и абберационными эффектами, то повышением уровня интенсивности излучения можно достичь весьма значительного градиента напряженности электромагнитного поля.

Покажем возможность оконтуривания изображения при использовании изотропных нелинейных сред. Фазовый синхронизм взаимодействующих волн в этом случае может реализоваться в средах с аномальной дисперсией, т. е. при разделении соответствующих частот сигнала ( $\omega$ ) и гармоники ( $2\omega$ ) достаточно интенсивной полосой поглощения. Фазовое согласование для второй гармоники рубинового лазера возможно, например, в тех же растворах, которые были использованы в [8, 9] для возбуждения третьей гармоники излучения лазера на стекле с неодимом. Управляемая аномальная дисперсия реализуется также в парах щелочных металлов в смеси с инертными газами [10].

В изотропных средах нет дипольного механизма возбуждения второй гармоники, и, следовательно, при отсутствии внешних полей она может возбуждаться за счет квадрупольного механизма. Для плоской волны основного излучения в отличие от анизотропных сред с центросимметричной структурой (например, кальцит), где из-за эффекта двулучепреломления происходит излучение соответствующей компоненты объемной поляризации [3, 4], в изотропной среде вторая гармоника наблюдается только в отраженном свете (в объеме источник поляризован в направлении распространения волны) [2, 5]. Однако должно возникать объемное излучение на частоте  $2\omega$  для ограниченных по апертуре пучков или для излучения с явно выраженной структурой.

Проведем расчет для преобразования в нелинейной среде изображения однородно освещаемой полуплоскости.

Волновое уравнение в нелинейной изотропной среде для поля второй

гармоники имеет вид

$$\Delta \mathbf{E} + k^2 \mathbf{E} = -4\pi (2\omega)^2 \mathbf{P}^{\text{нл}}/c^2, \quad (1)$$

где  $k$  — волновое число гармоники,  $\mathbf{P}^{\text{нл}}$  — нелинейная поляризация среды. Для квадрупольного преобразования частоты в гармонику [6, 7]

$$P_i^{\text{нл}} = (\chi_{ijkl} - \chi_{jlik}) \epsilon_j \nabla_k \epsilon_l, \quad (2)$$

где  $\epsilon_j$  — компоненты поля на частоте  $\omega$ ;  $\chi$  — компоненты тензора диэлектрической восприимчивости четвертого ранга, симметричного по второй паре индексов.

Определим направление распространения линейно-поляризованного излучения с сигнальной информацией вдоль оси  $z$ , и пусть поляризация поля имеет равные  $x$  и  $y$  компоненты, плоскость  $z=0$  соответствует границе нелинейной среды. Для изотропных сред в выбранной системе координат с учетом отличных от нуля значений компонент тензора  $\chi$  [7] составляющие нелинейной поляризации (2) будут иметь вид

$$\begin{aligned} P_x^{\text{нл}} &= (\chi_{12} - \chi_{66}) (\epsilon_x \nabla_y \epsilon_y - \epsilon_y \nabla_x \epsilon_y), \\ P_y^{\text{нл}} &= (\chi_{12} - \chi_{66}) (\epsilon_y \nabla_x \epsilon_x - \epsilon_x \nabla_y \epsilon_x), \end{aligned} \quad (3)$$

где  $\chi_{66} = (\chi_{11} - \chi_{12})/2$ .

В приближении заданного поля на частоте  $\omega$  дифракционную расходимость соответствующего излучения можно учесть, задавая распределение амплитуды поля  $\epsilon$  в области взаимодействия (граница изображения однородно освещаемой полуплоскости) аппроксимационной линейной функцией

$$A = A_0 (1 - x/a)/2, \quad (4)$$

где  $-a \leq x \leq a$  для всех  $0 \leq z \leq L$ , т. е. глубина резкости изображения полагается совпадающей с длиной нелинейной среды  $L$  или превышающей ее. При  $x \leq -a$   $A = A_0$ , а при  $x \geq a$   $A = 0$ .

Дифракционный член для второй гармоники в (1) следует оставить в силу возможного малого объема сосредоточения нелинейных источников излучения гармоники. В предположении медленно меняющейся амплитуды поля гармоники  $E = G(x, z) \exp(i2\omega t - ik\mathbf{r})$  для рассматриваемой геометрии эксперимента с учетом выполнения фазового синхронизма (1) принимает вид

$$\frac{\partial G_{x,y}}{\partial z} + \frac{i}{2k} \frac{\partial^2 G_{x,y}}{\partial x^2} = \pm icf(x) \quad (5)$$

с граничными значениями  $G_{x,y}(x, z=0) = 0$ . Согласно (3) и (4) коэффициент нелинейной связи  $\sigma = 4\pi\omega(\chi_{12} - \chi_{66})/nc$ , где  $n$  — показатель преломления среды;

$$\begin{aligned} f(x) &= A_0^2 (1 - x/a)/8a \quad \text{при } |x| \leq a; \\ f(x) &= 0 \quad \text{при } |x| > a. \end{aligned}$$

Решая (5) и учитывая  $G = \sqrt{G_x^2 + G_y^2}$ , находим

$$\begin{aligned} G(x, z) &= \frac{\sqrt{2} i \sigma A_0^2}{8a^2} \left[ z \tau_2 \operatorname{rect}\left(\frac{x}{2a}\right) + \frac{1}{2} (\Phi_1 - 1) \left( z \tau_2 + \frac{ik}{3} \tau_1^2 \tau_2 + \frac{4iak}{3} \tau_1^2 \right) \operatorname{sgn}(\tau_1) + \right. \\ &\quad \left. + \frac{|\tau_2|}{2} (\Phi_2 - 1) \left( z + \frac{ik}{3} \tau_2^2 \right) + \frac{e_1}{3} \sqrt{\frac{z}{2i\pi k}} (ik\tau_1 \tau_2 + 4iak\tau_1 - 2z) + \right. \\ &\quad \left. + \frac{e_2}{3} \sqrt{\frac{z}{2i\pi k}} (ik\tau_2^2 + 2z) \right], \end{aligned} \quad (6)$$

где  $\tau_1 = a + x$ ;  $\tau_2 = a - x$ ,  $e_1 = \exp(-ik\tau_1^2/2z)$ ,  $e_2 = \exp(-ik\tau_2^2/2z)$ ,  $\Phi_1 = \Phi(\sqrt{ik/2z}|\tau_1|)$ ,  $\Phi_2 = \Phi(\sqrt{ik/2z}|\tau_2|)$ ,  $\Phi$  — интеграл вероятности,

$$\operatorname{sgn}(x) = \begin{cases} 1 & \text{при } x > 0, \\ 0 & \text{при } x = 0, \\ -1 & \text{при } x < 0; \end{cases} \quad \operatorname{rect}(x) = \begin{cases} 1 & \text{при } |x| \leq 1/2, \\ 0 & \text{при } |x| > 1/2. \end{cases}$$

Интенсивность гармоники в первом приближении (квадрупольным вкладом [2, 4, 7] можно пренебречь, так как в решаемой задаче он квадратичен по нелинейному квадрупольному моменту поляризации) определяется как

$$I(x, z) = (cn / (8\pi)) |G|^2. \quad (7)$$

При оценке коэффициента преобразования пренебрежем влиянием дифракционной расходимости гармоники, тогда в (6) остается только первое слагаемое. При этом амплитуда поля гармоники по поперечной координате функционально повторяет распределение амплитуды в контуре изображения основного излучения. Коэффициент преобразования в точке  $x=0, z=L$  (в области  $x=0$  градиент поля на частоте  $\omega$  в нашей аппроксимации наиболее адекватен соответствующему значению в реальном распределении излучения):

$$\eta(x=0) \approx \pi \sigma^2 J L^2 / (cna^2), \quad (8)$$

где  $J$  — интенсивность излучения с сигнальной информацией в соответствующей точке граничной зоны изображения.

При оценке величины  $\sigma$  в случае изотропных и кубических сред с центром инверсии можно воспользоваться низкочастотным пределом значения квадрупольной восприимчивости:  $\chi \approx (3/(4Ne))\chi_0$ , где  $\chi_0$  — линейная восприимчивость среды,  $e$  — заряд электрона,  $N$  — плотность валентных электронов [6]. Значение  $L$  ограничивается глубиной резкости изображения (безабберационная глубина резкости  $\delta z \sim 2\lambda F^2/D^2$ ). Ширина граничной зоны изображения объекта в плоскости изображения  $2a \sim \lambda F/D$  ( $F$  — фокусное расстояние,  $D$  — диаметр входного зрачка объектива). Пусть  $J = 1$  ГВт/см<sup>2</sup>,  $\lambda = 0,69$  мкм,  $n \approx 1,5$ . Тогда при  $2a \sim 10$  мкм  $\eta \sim 10^{-12}$ , а при  $2a \sim 1$  мм  $\eta \sim 10^{-8}$ .

Малый коэффициент преобразования — недостаток метода. Однако в настоящее время имеются детально разработанные способы усиления когерентного сигнала в квантовых системах [11] и повышения эффективности нелинейного процесса при внутривибронаторном возбуждении гармоник [12], что существенно для практической реализации метода. В случае слабого информационного сигнала для повышения интенсивности выходного контурного излучения на преобразованной частоте можно использовать мощную однородную подсветку на частоте, отличной от сигнальной; тогда осуществляется квадрупольный процесс сложения оптических частот в нелинейной среде, при этом в области малых коэффициентов преобразования интенсивность выходного излучения пропорциональна интенсивности подсветки. С целью повышения интенсивности сигнала могут быть использованы также лазеры в режиме сверхкоротких импульсов, при котором существенно возрастает радиационная стойкость нелинейной среды и обеспечивается высокое быстродействие предлагаемого метода.

Согласно (3) одним из условий эффективного преобразования частоты является наличие компонент поляризации поля как вдоль нормали, так и по касательной к границе изображения. Следовательно, для получения однородного контура изображения объекта сложной конфигурации излучение с сигнальной информацией должно быть не поляризовано.

В заключение автор выражает признательность Г. В. Кривошекову за постоянное внимание к работе.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Кривенков Б. Е., Чугуй Ю. В. Качественное оконтуривание двумерных теневых изображений. — Автометрия, 1979, № 1.
2. Бломберген Н. Нелинейная оптика. — М.: Мир, 1966.

3. Terhune R. W., Maker P. D., Savage C. M. Optical harmonic generation in calcite.— Phys. Rev. Lett., 1962, v. 8, N 10, p. 404.
4. Bjorkholm J. E., Siegman A. E. Accurate CW measurements of optical second-harmonic generation in ammonium dihydrogen phosphate and calcite.— Phys. Rev., 1967, v. 154, N 3, p. 851.
5. Строганов В. И. Нелинейная металлооптика.— Новосибирск: Наука, 1977.
6. Бломберген Н., Ченг Р., Юха С., Ли Ч. Генерация второй гармоники в оптической области при отражении от среды с центром инверсии.— В кн.: Нелинейные свойства твердых тел. Сер. Новости физики твердого тела. Вып. 1. М.: Мир, 1972, с. 118—142.
7. Pershan P. S. Nonlinear optical properties of solids.— Phys. Rev., 1963, v. 130, N 3, p. 919.
8. Bey P. P., Giuliani J. F., Rabin H.— Phys. Rev. Lett., 1967, v. 19, N 15, p. 819.
9. Chang R. K., Galbraith L. K.— Phys. Rev., 1968, v. 171, N 3, p. 993.
10. Miles R. B., Harris S. E.— IEEE J. of Quant. Electron., 1973, v. QE-9, N 4, p. 470.
11. Кузнецова Т. И., Кузнецов Д. Ю. Взаимодействие пространственно-модулированной волны сложной структуры с плоской волной в квантовом усилителе.— Квант. электроника, 1981, т. 8, № 8.
12. Кривошеков Г. В., Самарин В. И. Внутррезонаторное возбуждение второй гармоники при воздействии внешнего сигнала на кольцевой твердотельный лазер с модуляцией добротности.— Квант. электроника, 1982, т. 9, № 11.

*Поступила в редакцию 17 октября 1983 г.*

УДК 621.378.9 : 535.82

**А. Г. ВЕРХОГЛЯД, Ю. П. КУЛЕШОВ, П. Ф. КУРБАТОВ**

*(Новосибирск)*

### **УСИЛИТЕЛЬ ЯРКОСТИ ИК-ИЗОБРАЖЕНИЯ НА ЛИНИИ НЕЙТРАЛЬНОГО КСЕНОНА**

**$\lambda = 3,51 \text{ мкм}$**

Квантовые усилители яркости изображения находятся на начальной стадии своей практической реализации, и, поэтому возможности таких систем недостаточно изучены. Они могут найти широкое применение при решении различных научных и технических задач. В частности, необходимость в таких усилителях возникает при обработке изображений, при построении «оптических» вычислительных машин из-за наличия потерь в оптических трактах. Упомянутые системы обладают уникальными возможностями, так как позволяют вести параллельную обработку двумерных массивов данных. Однако дальнейший прогресс в развитии рассматриваемых методов и систем, по-видимому, невозможен из-за отсутствия подходящих компактных усилителей яркости, не вносящих заметных искажений, с достаточно высоким коэффициентом усиления ( $\sim 0,1 \div 1 \text{ см}^{-1}$ ).

Использование усилителей в видимом диапазоне спектра с активным элементом на парах меди [1] дает возможность не только решить проблему эффективного контроля и выбраковки заготовок микросхем, но и автоматизировать данный технологический процесс в будущем. Применение усилителей в ИК-области, где основные материалы микроэлектроники (Ge, Si и др.) прозрачны, позволило бы контролировать не только поверхностную топологию микросхем, но и внутреннюю структуру изделий. Некоторые трудности, возникающие на пути развития оптических систем с усилителями яркости, и возможные применения этих усилителей изложены в обзорной статье [1]. Для ИК-диапазона нет усилителей с достаточно большими коэффициентами усиления и малой потребляемой мощностью.