

Б. В. БОКУТЬ, Е. С. РОМАНЕНКО, Н. А. ХИЛО

РАСЧЕТ СХЕМ ОПТИЧЕСКОЙ КОРРЕЛЯЦИИ
ПРИ СЛОЖЕНИИ ЧАСТОТ

Корреляционная функция изображений может быть получена оптическим методом в реальном масштабе времени, в частности, при трех- или четырехволновом смещении [1—3]. При этом схемы корреляторов в принципе не отличаются от известных голографических [4] с заменой согласованного фильтра нелинейным элементом (НЛЭ). НЛЭ в силу ограниченности его угловой апертуры может вносить искажения в корреляционную функцию [5]. Они возрастают с увеличением толщины кристалла, что в общем случае ограничивает чувствительность схемы коррелятора.

При сложении частот может быть получена свертка изображений, а также при некоторых условиях и корреляционная функция. Действительно, из определения корреляционной функции изображений

$$K(r) = \int a_1^\omega(r') a_2^{\omega*}(r+r') d^2r', \quad (1)$$

где $a_{1,2}^\omega(r)$ — пространственно-модулированные комплексные амплитуды, следует, что для ее получения при сложении частот $\omega + \omega = 2\omega$ необходимо, чтобы модуляция носила амплитудный характер. В противном случае дополнительно требуется обращение волнового фронта одной из волн.

Приведем более детальный анализ коррелятора на примере схемы с ГВГ (см. рисунок) для выяснения возможностей получения в ней неискаженной корреляционной функции.

Из схемы коррелятора следует, что амплитудное распределение поля на входе в нелинейный кристалл имеет вид

$$a^\omega(r, z_1) = \mathcal{F}^\omega[\bar{a}_1^\omega(r, 0)] + \mathcal{F}^\omega[a_2^\omega(r, 0)],$$

где \mathcal{F}^ω — оператор фурье-преобразования, совершаемого линзой L_1 , $\bar{a}_1^\omega(r, 0) = a_1^\omega(-r, 0)$. Примем для определенности, что волны с амплитудами a_1^ω , a_2^ω поляризованы как обыкновенная и необыкновенная соответственно. Тогда нелинейная поляризация на удвоенной частоте при $oe-e$ взаимодействии имеет вид

$$P^{2\omega}(r, z) = \frac{1}{4} \chi e_0^\omega e_e^\omega \bar{a}_1^\omega(r, z) a_2^\omega(r, z) e^{i[k_0(n_0 + n_e^\omega(\theta_c))z - 2\omega t]} + \text{к. с.} \quad (2)$$

Здесь χ — тензор квадратичной нелинейной восприимчивости; e_0^ω , e_e^ω — орты поляризации обыкновенной и необыкновенной волн; n_0^ω , n_e^ω — их показатели преломления; θ_c — угол синхронизма. Для расчета амплитуды второй гармоники $a^{2\omega}(r, z)$ перейдем к спектральным компонентам $A(k_\perp, z)$:

$$a^{2\omega}(r, z) = (2\pi)^{-2} \int A^{2\omega}(k_\perp^{2\omega}, z) e^{i(k_\perp^{2\omega} r + \delta k_z^{2\omega} z)} d^2k_\perp^{2\omega}, \quad (3)$$

где

$$\delta k_z^{2\omega} \approx 2k_0[n_e^{2\omega}(\theta) - n_e^{2\omega}(\theta_c)] - \frac{(k_\perp^{2\omega})^2}{4k_0 n_e^{2\omega}(\theta_c)}. \quad (4)$$

Для амплитуды a_2^ω имеют место формулы, аналогичные (3), (4), с заменой $2\omega \rightarrow \omega$, а для a_1^ω выражение (4) примет вид

$$\delta k_{1z}^\omega = -\frac{(\mathbf{k}_\perp^\omega)^2}{2k_0 n_0^\omega}.$$

Отметим, что фурье-компоненты поля на основной частоте не зависят от z в силу принимаемого здесь приближения заданного поля.

Решая укороченные уравнения, находим

$$A^{2\omega}(\mathbf{k}_\perp^{2\omega}, L) = i\sigma_2 L (2\pi)^{-2} \int \bar{A}_1^\omega(\mathbf{k}_\perp^\omega) A_2^\omega(\mathbf{k}_\perp^{2\omega} - \mathbf{k}_\perp^\omega) e^{i\tilde{\Delta}k_z L/2} \text{sinc}\left(\frac{\tilde{\Delta}k_z L}{2}\right) d^2k_\perp^\omega, \quad (5)$$

где $\sigma_2 = \frac{\pi k_e^{2\omega}(\theta_c) e_e^{2\omega} \chi e_0^\omega e_e^\omega}{[n_e^{2\omega}(\theta_c)]^2}$ — коэффициент нелинейной связи; L —

толщина кристалла; $\tilde{\Delta}k_z = \delta k_{1z}^\omega + \delta k_{2z}^\omega - \delta k_z^{2\omega}$; $A_{1,2}^\omega$ — фурье-компоненты полей частоты ω на входе в нелинейный кристалл. Выходящее из нелинейного кристалла излучение удвоенной частоты подвергается далее фурье-преобразованию линзой L_2 . При этом поле в плоскости 3 равно

$$a^{2\omega}(\mathbf{r}, z_3) = -\frac{2\sigma_2 L}{\lambda F} \int a_1(\mathbf{r}', 0) a_2(\mathbf{r}' - 2\mathbf{r}, 0) e^{i\Delta k_z L/2} \text{sinc}\left(\frac{\Delta k_z L}{2}\right) d^2r', \quad (6)$$

где

$$\begin{aligned} \Delta k_z = & \frac{k_0}{F} (2b^{2\omega} x - b^\omega x') + \frac{k_0 r^2}{F^2} \left(\frac{1}{n_e^{2\omega}} - \frac{2}{n_e^\omega} \right) - \\ & - \frac{k_0 r'^2}{2F^2} \left(\frac{1}{n_0^\omega} + \frac{1}{n_e^\omega} \right) + \frac{2k_0 \mathbf{r} \mathbf{r}'}{n_e^\omega F^2}, \end{aligned} \quad (7)$$

F — фокусное расстояние линз; коэффициенты $b^{\omega, 2\omega} = \frac{\sin 2\theta_c \Delta \varepsilon^{\omega, 2\omega}}{2(\varepsilon_0^{\omega, 2\omega} - \Delta \varepsilon^{\omega, 2\omega} \cos^2 \theta_c)}$ описывают угловую дисперсию волновой

расстройки; $r' = (x', y')$; $\Delta \varepsilon^{\omega, 2\omega} = \varepsilon_0^{\omega, 2\omega} - \varepsilon_e^{\omega, 2\omega}$. Из (6) видно, что выходной сигнал в общем случае не является функцией корреляции, а содержит искажающие фазовый и амплитудный множители, существенно зависящие от толщины кристалла. Определим максимально допустимую толщину кристалла L_m из условия $\Delta k_z L_m / 2 = \pi / 10$. Тогда для KDP при $\lambda = 1,06 \cdot 10^{-6}$ м., $F = 0,5$ м., $x'_{\max} = y'_{\max} = \frac{a}{2} = 5 \cdot 10^{-3}$ м, где a — размер входных изображений, $x, y = 0$ (центр корреляционной плоскости), пользуясь формулой (7), находим $L_m = 1,5 \cdot 10^{-3}$ м. Для $oo-e$ взаимодействия формулы (6), (7) остаются в силе с учетом замены $n_e^\omega \rightarrow n_0^\omega$,

$e^\omega \rightarrow e_0^\omega$, $b^\omega \rightarrow 0$. При этом $L_m = \frac{\lambda n_0^\omega}{5} \left(\frac{F}{a} \right)^2$. При тех же численных

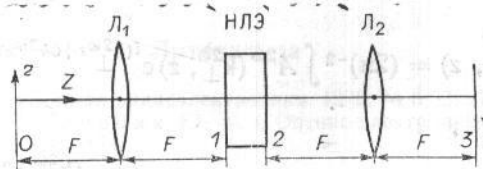


Схема оптического коррелятора

значениях параметров находим $L_m = 0,8$ мм, а при $a = 4 \cdot 10^{-3}$ м, $L_m = 5 \cdot 10^{-3}$ м. Из приведенных формул видно, что для ослабления влияния ограниченности угловой апертуры НЛЭ можно уменьшить входные изображения. Это, однако, требует увеличения мощности взаимодействующих волн для сохранения уровня выходного сигнала.

Рассмотрим вариант схемы коррелятора, отличающийся от приведенного на рисунке смещениями фокальных плоскостей линз L_1 и L_2 по отношению к граням нелинейного кристалла (плоскостям $z = z_1$ и $z = z_2$ соответственно). Обозначим эти смещения через Δ_0^ω , Δ_e^ω , $\Delta_e^{2\omega}$ для взаимодействия $oo-e$. Для обеспечения двух значений Δ^ω в данном случае необходимы две линзы L_1 и L_1' на входе. Расчет схемы коррелятора аналогичен предыдущему. Сдвиг входных линз приводит к замене

$$a_1(r, 0) \rightarrow a_1'(r, 0) = a_1(r, 0) \exp(ik_0 r^2 \Delta_0^\omega / 2F^2),$$

$$a_2(r, 0) \rightarrow a_2'(r, 0) = a_2(r, 0) \exp(ik_0 r^2 \Delta_e^\omega / 2F^2),$$

а сдвиг линзы L_2 — к умножению конечного выражения на квадратичный фазовый множитель $\exp(2ik_0 r^2 \Delta_e^{2\omega} / 2F^2)$. Формула (6) при этом остается в силе при учете замены

$$\begin{aligned} \Delta k_z \frac{L}{2} \rightarrow \Delta k_z' \frac{L}{2} &= \Delta k_z \frac{L}{2} + \frac{k_0 r'^2 \Delta_0^\omega}{2F^2} + \\ &+ \frac{k_0 (-2r + r')^2 \Delta_e^\omega}{2F^2} + \frac{2k_0 r^2 \Delta_e^{2\omega}}{2F^2}. \end{aligned} \quad (8)$$

При выполнении соотношений

$$\Delta_0^\omega = \frac{L}{2n_0^\omega}, \quad \Delta_e^\omega = \frac{L}{2n_e^\omega}, \quad \Delta_e^{2\omega} = -\frac{L}{2n_e^{2\omega}}$$

из (7), (8) находим

$$\Delta k_z' \frac{L}{2} = \frac{k_0 L}{2F} (b^{2\omega} 2x - b^\omega x'). \quad (9)$$

Сравнение (7) с (9) показывает, что величина $\Delta k_z' \frac{L}{2}$, определяющая степень искажения корреляционной функции, во втором случае не содержит дифракционных слагаемых. Для центра корреляционной плоскости и при использованных ранее численных значениях параметров $L_m = 0,5 \cdot 10^{-3}$ м, что меньше соответствующего значения L_m в первоначальной схеме. Для $oo-e$ взаимодействия $\Delta k_z' \frac{L}{2} = k_0 L x b^{2\omega} / F$, и поле на выходе равно (опущен несущественный постоянный множитель)

$$a^{2\omega}(r, z_3) = e^{\frac{ik_0 L x b^{2\omega}}{F}} \operatorname{sinc} \left(k_0 L x \frac{b^{2\omega}}{F} \right) K(r), \quad (10)$$

где $K(r)$ — корреляционная функция.

Фазовый множитель в (10) исчезает при переходе к интенсивности, а влияние амплитудного множителя оценим по ширине $2\Delta x_m$ центрального максимума функции $\operatorname{sinc}(px)$. Из условия $\frac{k_0 L \Delta x_m b^{2\omega}}{F} = \frac{\pi}{2}$ на-

ходим $\Delta x_m = \lambda F / 4Lb^2 \omega$. Для KDP при $L = 3 \cdot 10^{-3}$ м $\Delta x_m = 1,8 \cdot 10^{-3}$ м. Искажение корреляционной функции в (10) можно не учитывать, когда измеряется ее интенсивность в максимуме, и необходимо принимать во внимание при измерениях ориентации или размеров корреляционного пятна. Отметим также, что в схеме $oo-e$ взаимодействия получение взаимно корреляционной функции затруднено искажающим влиянием автосверток обоих изображений.

Таким образом, в работе определено влияние ограниченности угловой ширины синхронизма нелинейного кристалла на выходной сигнал коррелятора со сложением частот.

Summary

The output signal of the usage non-linear-optical correlator has been investigated, with the non-linear crystal angle aperture limitation being taken into consideration.

Литература

1. Еремеева Р. А., Кудряшов В. А., Матвеев И. Н., и др. // Квантовая электроника. 1975. Т. 2, № 12. С. 2616—2617.
2. Устинов Н. Д., Матвеев И. Н. // Квантовая электроника. 1977. Т. 4, № 12. С. 2595—2602.
3. Валужис А., Игнатавичюс М., Пискаркас А. и др. // Литовский физический сборник. 1980. Т. 20, № 1. С. 81—90.
4. Кейсасент Д. Распознавание образов и знаков. Оптическая голография / Под ред. Г. Колфилда. М., 1982. Т. 2. С. 550—594.
5. Бокуть Б. В., Хило Н. А., Хило П. А. // Нелинейно-оптический коррелятор на основе генерации разностной частоты: Тез. докл. XII Всесоюз. конф. по когерентной и нелинейной оптике. М., 1985. С. 88—89.

Гомельский государственный
университет

Поступила в редакцию
23.02.87

УДК 621.382:539.1.04

Ф. П. КОРШУНОВ, Н. А. СОБОЛЕВ, В. А. СОЛОДУХА,
В. А. ВАРХАПОВИЧ

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ИМПУЛЬСНОГО ОТЖИГА ДЛЯ УЛУЧШЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ РАДИАЦИОННО ОБРАБОТАННОГО КРЕМНИЯ И СТРУКТУР НА ЕГО ОСНОВЕ

Отжиг полупроводников импульсами излучения известен уже более 10 лет [1]. По сравнению с традиционным отжигом в печи он обладает рядом несомненных преимуществ. По-видимому, наиболее распространенной сегодня является термообработка с помощью некогерентного света, поскольку соответствующие установки дешевы, экономичны, просты в эксплуатации и позволяют за один импульс обрабатывать большие площади [2]. Традиционно наибольшее внимание уделялось импульсной рекристаллизации тонких поверхностных аморфных слоев (см., например, [3, 4]). Гораздо меньше известно об импульсном отжиге точечных дефектов и разупорядоченных областей, создаваемых облучением электронами, гамма-квантами, нейтронами. Изучение этого вопроса, однако, представляется чрезвычайно важным в связи с широким распространением ядерного легирования полупроводников [5] и с применением ионизирующих излучений в технологии изготовления полупроводниковых приборов [6, 7].