Письма в ЖЭТФ, том 51, вып. 2, стр. 94 – 96 25 января 1990 г.

ВРЕМЕННАЯ ГОЛОГРАФИЯ НА ДВУХФОТОННЫХ ЭФФЕКТАХ

Т.И.Кузнецова

Показано, что регистрация двухфотонного эффекта, возбуждаемого спектрально-разложенным излучением, позволяет восстановить временные характеристики комплексного светового сигнала.

Электронно-оптическая регистрация световых сигналов малой длительности, как известно, не обеспечивает временного разрешения, соответствующего сегодняшним потребностям эксперимента. Значительно более высокое, чем в электронике, временное разрешение достигается на основе нелинейных эффектов в скрещенных или встречных световых пучках [1-4]. Наиболее распространенные из методов такого типа обеспечивают регистрацию автокорреляционной функции интенсивности сигнала и требуют привлечения дополнительной информации о сигнале для полного восстановления его характеристик. Проще всего обстоит дело, когда заранее известно, что излучение состоит из одного гладкого импульса, длительность которого и следует определить. В произвольном же случае данных об автокорреляции второго порядка недостаточно для однозначного восстановления сигнала. Более информативными оказываются кросс-корреляционные измерения: регистрация свертки исследуемого излучения и опорного короткого импульса [5]. Но область применения таких измерений ограничена из-за трудностей формирования опорного импульса, который должен быть существенно короче сигнала.

Цель данной заметки – изложить принцип измерений, для которого не нужен опорный импульс и не требуется привлечения априорной информации об излучении. Измерения основаны на том, что исследуемое излучение $E(t) = \mathrm{Re}\,\mathcal{E}_S(t)\exp(-i\omega_S t)$ разлагается в спектр и только после этого направляется в нелинейную среду (например, в среду, где генерируется вторая оптическая гармоника); в этом отношении имеется аналогия с работой [6]. В отличие от [6] здесь требуются точные измерения энергетических характеристик нелинейного эффекта, которые нужно выполнить при двух значениях спектрального разрешения: в плоскости резкого изображения спектра и в плоскости расфокусированного изображения. Метод базируется на том факте, что эффективность двухфотонного преобразования зависит от фазовых соотношений спектральных компонент возбуждающего излучения.

Рассмотрим поле $\mathcal{E}(\omega, t, \Gamma)$ в выходной плоскости спектрального прибора. Пусть его связь с фурье-спектром исследуемого сигнала, т.е. с $\tilde{\mathcal{E}}(\omega') = \int \mathcal{E}_S(t)\exp(-i\omega_S t + i\omega' t)dt$, имеет вид

$$\mathcal{E}(\omega, t, \Gamma) = \frac{1}{\sqrt{\pi}\Gamma} \int \tilde{\mathcal{E}}(\omega')\exp[-i\omega' t - (\omega' - \omega)^2/\Gamma^2]\,d\omega'. \tag{1}$$

Здесь ω – текущая частота, однозначно связанная с координатой в выходной плоскости спектрального прибора ($\omega = Dx$, D – дисперсия), $\Gamma = \gamma_0$, γ_0 – ширина аппаратной функции прибора. Будем считать, что в плоскости расфокусированного изображения спектра поле также выражается через исходный сигнал по формуле (1), только в формулу входит другая спектральная ширина: $\Gamma = \gamma$, $\gamma > \gamma_0$. Допустим, ширина аппаратной функции γ_0 удовлетворяет неравенству

$$\gamma_0 \ll 1/T, \tag{2}$$

где T – полная длительность сигнала, $1/T$ – характерный масштаб изменений спектра сигнала, а для величины γ выполняется условие

$$\gamma \lesssim 1/T, \tag{3}$$

Найдем для этих двух случаев величину энергии U, выделяемой при двухфотонном преобразовании

$$U(\omega, \Gamma) = \chi \int |\mathcal{E}(\omega, t, \Gamma)|^4 dt \qquad (4)$$

(здесь коэффициент χ включает все необходимые характеристики нелинейной среды). Обратимся к формуле (1) и положим в ней $\Gamma = \gamma$. Пользуясь (3), разложим комплексную амплитуду $\tilde{\mathcal{E}}(\omega')$ в ряд по частоте при $|\omega' - \omega| \lesssim \gamma$. Примем для простоты расчетов, что модуль функции $\tilde{\mathcal{E}}(\omega')$ изменяется значительно медленнее, чем ее фаза, и запишем

$$\tilde{\mathcal{E}}(\omega')\big|_{|\omega' - \omega| \sim \gamma} = \tilde{\mathcal{E}}(\omega)\exp[i\Phi(\omega')] = \tilde{\mathcal{E}}(\omega)\exp[ia(\omega' - \omega) + ib(\omega' - \omega)^2]. \qquad (5)$$

Подставляя (5) в (1), находим

$$\mathcal{E}(\omega, t, \gamma) = \tilde{\mathcal{E}}(\omega)\gamma^{1/2}(1 - ib\gamma^2)^{-1/2}\exp[-i\omega t - \frac{(t-a)^2\gamma^2}{4(1 - ib\gamma^2)}]. \qquad (6)$$

Из (6) и (4) получаем энергию выделяемую при двухфотонном эффекте

$$U(\omega, \gamma) = \pi^{1/2}\chi\gamma(1 + b^2\gamma^4)^{-1/2}|\tilde{\mathcal{E}}(\omega)|^4. \qquad (7)$$

Аналогичные выражения имеют место и при $\Gamma = \gamma_0$, однако теперь, учитывая неравенство (2), можно пренебречь величиной $b\gamma_0^2$ по сравнению с единицей и написать

$$U(\omega, \gamma_0) = \pi^{1/2}\chi\gamma_0|\tilde{\mathcal{E}}(\omega)|^4. \qquad (8)$$

Из выражения (7) видно, что величина двухфотонного эффекта зависит от изменения фазы на выделенном участке спектра, т.е. от $b(\omega) = \dfrac{d^2\Phi}{d\omega^2}(\omega)$. Из величин $U(\omega, \gamma)$ и $U(\omega, \gamma_0)$ ((7) и (8)) можно найти $|b(\omega)|$

$$|b(\omega)| = \gamma^{-2}\{(\gamma/\gamma_0)^2[U(\omega, \gamma_0)/U(\omega,\gamma)]^2 - 1\}^{1/2}. \qquad (9)$$

После того, как получена величина $|b(\omega)|$, а знак $b(\omega)$ найден из условия непрерывности высших производных фазы, фаза спектра определяется интегрированием

$$\Phi(\omega) = \int_{\omega_S}^{\omega} d\omega' \int_{\omega_S}^{\omega'} b(\omega'')d\omega''. \qquad (10)$$

Здесь мы положили $\dfrac{d\Phi}{d\omega}(\omega_S) = \Phi(\omega_S) = 0$ (эти константы не влияют на форму сигнала и могут выбираться произвольно). Таким образом, комплексная функция $\tilde{\mathcal{E}}(\omega)$ восстанавливается полностью, а значит полностью восстанавливается и сам комплексный сигнал, связанный с $\tilde{\mathcal{E}}(\omega)$ преобразованием Фурье.

Подчеркнем, что предлагаемый метод обеспечивает получение временного хода как интенсивности поля, так и его фазы, и в этом отношении он эквивалентен временной голографии [7,8]. Важно, что в отличие от известных методов временной голографии или от кросс-корреляционных измерений здесь не требуется использовать опорный короткий импульс. Наиболее серьезным требованием здесь является высокая точность измерения выхода двухфотонного эффекта, которая позволяла бы регистрировать отличия $\sqrt{1 + b^2\gamma^4}$ от 1 при $|b|\gamma^2 \sim 1/4 \div 1/2$. Обеспечение таких измерений, безусловно, послужило бы продвижению в изучении световых сигналов малой длительности.

Литература

1. *Armstrong J.A.* Appl. Phys. Lett., 1967, **10**, 16.
2. *Giordmaine J.A. et al.* Appl. Phys. Lett., 1967, **11**, 216.
3. *Giuzalian R.N. et al.* Opt. Comm., 1979, **29**, 239.
4. *Diels J.-C.M. et al.* Appl. Opt., 1985, **24**, 1270.
5. *Nakatsuka H. et al.* Phys. Rev. Lett., 1981, **47**, 910.
6. *Treacy E.B.* Appl. Phys. Lett., 1970, **17**, 14.
7. *Зубов В.А.* Письма в ЖЭТФ, 1971, **13**, 443.
8. *Ребане А.К. и др.* Письма в ЖЭТФ, 1983, **38**, 320.

Физический институт им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
2 января 1990 г.