Письма в ЖЭТФ, том 45, вып. 12, стр. 562 – 565 *25 июня 1987 г.*

РАСШИРЕНИЕ ГОЛОГРАФИИ НА МНОГОЧАСТОТНЫЕ ПОЛЯ

Н.Б.Баранова, Б.Я.Зельдович

Предлагается обобщение голографических процессов на случаи: а) записи картины интерференции взаимно-когерентных полей нескольких разных частот и б) записи в виде возмущений оптических восприимчивостей высших порядков; обсуждается связь с генерацией второй гармоники в световодах.

В работе [1] излучение пикосекундного неодимового лазера в частотном режиме вводилось в одномодовый световод. По прошествии 2 – 3 часов облучения падающий свет ($\lambda = 1{,}06$ мкм) начинал преобразовываться во вторую гармонику ($\lambda = 0{,}53$ мкм) с эффективностью $\sim 10\,\%$, почти не зависящей от длины световода (от 0,5 до 10 м). Одна из целей настоящей статьи – предложить механизм этого процесса. Гипотеза состоит в том, что флуктуационно возникшая на входе вторая гармоника $E_{2\omega}(\mathbf{R})$ записывала голограмму квадратичной поляризуемости $\delta\chi^{(2)}(\mathbf{R}) \propto E_{2\omega}(\mathbf{R})\ E^*_{\omega}(\mathbf{R})E^*_{\omega}(\mathbf{R})$, смотри ниже, а потом само падающее поле E_{ω}

двухквантово считывало эту голограмму, преобразуясь в усиленную вторую гармонику,
$\delta E_{2\omega}(\mathbf{R}) \propto \delta\chi^{(2)} E^2_{\omega}(\mathbf{R}) \propto |E_{\omega}(\mathbf{R})|^4 E_{2\omega}(\mathbf{R})$. Замечательно, что условие синхронизма при этом выполняется автоматически.

В классических схемах голографии [2-4] при обычном, т. е. однофотонном, поглощении света, записывается информация об интерференционной картине интенсивности $A(\mathbf{R})B^*(\mathbf{R})$ двух волн $A(\mathbf{R})\exp[-i\omega_A t + i\varphi_A(t)]$ и $B(\mathbf{R})\exp[-i\omega_B t + i\varphi_B(t)]$. Чтобы картина не замазалась за время экспозиции, обычно требуется совпадение частот, $\omega_A = \omega_B$, и взаимная когерентность волн, $\varphi_A(t) = \varphi_B(t)$. В настоящей работе обсуждаются возможности расширения голографии на многочастотные поля.

1. Сначала рассмотрим многочастотность при считывании. Предположим, что картина интерференции двух плоских волн $AB^*\exp[i(\mathbf{k}_A - \mathbf{k}_B)\mathbf{R}]$, записываемая при обычном однофотонном поглощении, возбуждает в среде не только модуляцию $\delta\epsilon(\mathbf{R})$, но и модуляцию квадратичной оптической поляризуемости среды $\delta\chi^{(2)}(\mathbf{R}) \propto A(\mathbf{R})B^*(\mathbf{R})$ + к. с. Укажем возможные физические механизмы, ответственные за $\delta\chi^{(2)}(\mathbf{R})$. При поглощении света могут меняться локальные значения температуры T, химического состава c, заселенности тех или иных электронных и колебательных термов N_i. Если в исходной среде было $\chi^{(2)} \neq 0$ (например, нецентросимметричный кристалл), то в силу зависимостей $\chi^{(2)}(T, c, N_i)$ возникнет и $\delta\chi^{(2)} \propto AB^*$ + к. с.

Кроме того, при поглощении света в диэлектриках с примесными центрами могут происходить процессы ионизации последних с последующим пространственным разделением и накоплением зарядов – см., например, [5-7]. Для того, чтобы возникающие при этом довольно сильные ($\sim 10^4$ В/см) статические электрические поля $E_{\text{ст}}(\mathbf{R}) \propto A(\mathbf{R})B^*(\mathbf{R})$ + к. с. проявили себя в виде "обычной" модуляции $\delta\epsilon_{ik} \propto rE_{\text{ст}}$, т. е. в виде фоторефрактивного эффекта, нужно, чтобы электрооптический коэффициент r был отличен от нуля. Однако возникновение $\delta\chi^{(2)} \propto \gamma E_{\text{ст}}$ допускается в любой среде; например, в аморфном стекле или кварце. Особенно привлекательными могут быть сегнетоэлектрические кристаллы чуть выше точки Кюри, где γ аномально велико, а опалесценция среды выражена слабо.

Сам процесс считывания может состоять, например, в генерации второй световой гармоники восстанавливающей волны $D\exp(-i\omega_D t + i\mathbf{k}_D\mathbf{R})$, которая наводит в среде дипольный момент единицы объема

$$P_i(\mathbf{R}) = \delta\chi^{(2)}_{ijm}(\mathbf{R}) D_j D_m \exp(-2i\omega_D t + 2i\mathbf{k}_D\mathbf{R}), \tag{1}$$

причем для объемных сред эффективное возбуждение второй гармоники требует выполнения условия синхронизма

$$(2\omega_D/c)^2\epsilon(2\omega_D) = (2\mathbf{k}_D + \mathbf{k}_A - \mathbf{k}_B)^2 \ . \tag{2}$$

Условию (2) оказывается возможным удовлетворить, даже при наличии частотной дисперсии $\epsilon(2\omega_D) > \epsilon(\omega_D)$, благодаря добавке $\mathbf{k}_A - \mathbf{k}_B$. Возможно также считывание в процессе генерации суммарной ($P \propto \delta\chi^{(2)}(\mathbf{R})CD\exp[i(\mathbf{k}_D + \mathbf{k}_C)\mathbf{R} - i(\omega_C + \omega_D)t]$) или разностной ($P \propto \delta\chi^{(2)}(\mathbf{R})C^*D\exp[i(\mathbf{k}_D - \mathbf{k}_C)\mathbf{R} - i(\omega_D - \omega_C)t]$) частоты. Частным случаем могла бы явиться управляемая квазистатическим электрическим полем $C(t)$ дифракция считывающей волны $D\exp(-i\omega_D t + i\mathbf{k}_D\mathbf{R})$ на решетке $\delta\chi^{(2)}(\mathbf{R}) \propto AB^*\exp[i(\mathbf{k}_A - \mathbf{k}_B)\mathbf{R}]$. Еще один пример использования пространственно-периодического распределения $\chi^{(2)}$ – обращение волнового фронта при брэгговском трехволновом смешении [8], § 8.6.2 в книге [9].

2. Рассмотрим теперь запись голограмм с учетом многофотонного поглощения при освещении среды полями трех частот:

$$D(\mathbf{R})\exp(-i\omega_D t), \quad A(\mathbf{R})\exp(-i\omega_A t) \ \text{и} \ B(\mathbf{R})\exp(-i\omega_B t).$$

Если среда (или данный ее микроскопический участок, молекула и т. п.) не обладают центром симметрии, то на одном и том же переходе $1 \to 2$ при $\omega_{21} = \omega_D = \omega_A + \omega_B$ может осуществляться как однофотонное поглощение поля D, так и двухфотонное поглощение пары полей A и B. Более того, при одновременном воздействии всех трех полей локальная вероятность перехода пропорциональна величине

$$|d_{12}D(\mathbf{R})\exp\,[i\varphi_D(t) - i\omega_D t] + m_{12}A(\mathbf{R})B(\mathbf{R})\exp[i\varphi_A(t) + i\varphi_B(t) - i(\omega_A + \omega_B)t]\,|^2 ,$$

где d_{12} и m_{12} — матричный элемент однофотонного перехода и составной матричный элемент двухфотонного перехода, соответственно. Иначе говоря, при выполнении условия многочастотной когерентности $(\omega_D - \omega_A - \omega_B)t + \varphi_A(t) + \varphi_B(t) - \varphi_D(t) = \text{const}$, возможна запись картины интерференции трех полей разных частот. Заметим, что указанное условие выполняется автоматически, если поле D получается в отдельном генераторе суммарной частоты из полей A и B, или если поля A и B получаются из D в параметрическом генераторе света. Возможен также процесс поглощения с участием двух квантов ω_A и ω_B при $\omega_{21} = \omega_A - \omega_B$ (по типу комбинационного рассеяния). Для нецентросимметричных сред или молекул здесь тоже может быть интерференция с одноквантовым переходом $\omega_{21} = \omega_D$. Последующие механизмы отклика среды на поглощенную энергию — примерно те же, что и при одноквантовых процессах записи.

3. Обсудим теперь случай записи голограммы $\delta\chi^{(2)}(\mathbf{R}) \propto A^*(\mathbf{R})B^*(\mathbf{R})D(\mathbf{R})$ при воздействии трех взаимно когерентных импульсных полей A, B, D с $\omega_D = \omega_A + \omega_B$. Пусть исходная среда центросимметрична (например, стекло), но состоит из очень мелких ($\ll \lambda$) агрегатов или молекул без центра симметрии. Возбуждение данной молекулы интерференцией полей пропорционально $d_{12}m_{12}A^*B^*D$. причем знак произведения $(d_{12}m_{12})$ противоположный для молекул с противоположными направлениями полярных осей. В центросимметричной среде распределение полярных осей молекул хаотично; поэтому усредненное по молекулам энерговыделение не содержит интерференционного члена, и $\delta\epsilon = 0$. Если, однако, возбуждение оставляет свой след на данной молекуле и ее окружении на продолжительное время, то изменится ее собственная квадратичная поляризуемость $\delta\beta^{(2)}$. По смыслу нецентросимметричности это изменение имеет, опять-таки, противоположные знаки для молекул с противоположной ориентацией полярных осей. В результате получаем, что возникнет именно

$$\delta\chi^{(2)} \propto < \delta\beta^{(2)}d_{12}m_{12} > \propto A^*(\mathbf{R})B^*(\mathbf{R})D(\mathbf{R}).$$

Замечательно, что если считывать полученную голограмму нелинейности теми же опорными волнами $A(\mathbf{R})\exp(-i\omega_A t)$ и $B(\mathbf{R})\exp(-i\omega_B t)$, то поляризация на частоте $\omega_D = \omega_A + \omega_B$ будет иметь структуру $P_D \propto |AB|^2 D(\mathbf{R})$. Эта структура автоматически удовлетворяет условию синхронизма для когерентного возбуждения волны D из всего объема, независимо от частотной дисперсии и возможных оптических неоднородностей среды. Более того, при наличии подходящего сдвига фазы процесс записи и считывания динамической голограммы $\omega + \omega \to 2\omega$ может идти в режиме экспоненциального нарастания слабого затравочного сигнала на частоте 2ω, по типу, похожему на вынужденное гиперрассеяние света [10]. Не исключено, что в этом состоит механизм обнаруженной недавно генерации второй гармоники света в волоконных световодах [1].

Отдельного упоминания заслуживает случай $\omega_A + \omega_B = \omega_D$, когда частота одного из полей (ω_A) — в радиодиапазоне. В этом случае пучок D получается за счет модуляции волны B полем радиочастоты ω_A, а в голограмме происходит демодуляция.

Авторы благодарят Ю.Е.Капицкого и В.В.Шкунова за полезные дискуссии, И.Б.Левинсона за обсуждение (в 1972 г) вопроса об интерференции разноквантовых процессов, Ю.Н.Денисюка и Г.В.Скроцкого за внимание и поддержку голографических работ авторов.

Литература

1. *Österberg U., Margulis W.* Optics Lett., 1987, **12**, 57.

2. *Gabor D.* Nature, 1948, **161**, 777.

3. *Денисюк Ю.Н.* Оптика и спектроскопия, 1963, **15**, 522.
4. *Leith E.N., Upatnieks J.* J. Opt. Soc. Am., 1964, **54**, 1295.
5. *Белиничер В.И., Стурман Б.И.* УФН, 1980, **130**, 415.
6. *Винецкий В.Л., Кухтарев Н.В., Одулов С.Г., Соскин М.С* УФН, 1979, **129**, 113.
7. *Gunter P.* Phys. Rep. (Phys. Lett., C) **93**, № 4, Doc. 1982.
8. *Баранова Н.Б., Зельдович Б.Я.* ДАН СССР, 1982, **263**, 325.
9. *Зельдович Б.Я., Пилипецкий Н.Ф., Шкунов В.В.* Обращение волнового фронта. М.: Наука, 1985.
10. *Келих С.* Молекулярная нелинейная оптика. М.: Наука, 1981.

Институт электрофизики
Уральского отделения Академии наук СССР

Поступила в редакцию
6 мая 1987 г.