

07

© 1993

ИЗМЕРЕНИЕ ФАЗЫ  $\chi^{(2)}$  ГОЛОГРАММЫ,  
ЗАПИСАННОЙ В СТЕКЛЕМ.А. Болштянский, Б.Я. Зельдович,  
А.Ю. Савченко, В.М. Чуриков

Эффективная генерация второй гармоники (ГВГ) в оптическом волокне впервые наблюдалась Остербергом и Маргулисом [1]. Столен и Том [2] использовали затравку ВГ при приготовлении волокна и предложили модель записи решетки квадратичной поляризуемости  $\chi^{(2)}$ . В работе [3] было показано, что такие  $\chi^{(2)}$  решетки являются голограммами, записанными разночастотными полями:

$$\chi^{(2)} = \beta (E_{\omega}^*)^2 E_{2\omega} \exp(i\Delta kz) + \text{к.с.}, \quad (1)$$

где  $\beta = \beta_1 + i\beta_2$  — коэффициент, зависящий от времени записи. В настоящее время многочисленные эксперименты [4–7] позволили сделать вывод, что наиболее вероятным механизмом записи  $\chi^{(2)}$  решетки является оптическое наведение в волокне или в объемном стекле пространственно-периодического статического электрического поля  $\vec{E}_{ст}(z)$ , которое, действуя на  $\chi^{(3)}$  изотропной среды, создает эффективную восприимчивость  $\chi^{(2)}$ . Ранее [7] мы экспериментально показали для объемного стекла, что это поле описывается следующим образом:

$$\vec{E}_{ст} = \alpha \langle \vec{E}(\vec{E}\vec{E}) \rangle, \quad (2)$$

где  $\vec{E} = 0.5(\vec{E}_{\omega}^* e^{i\omega t} + \vec{E}_{2\omega} e^{i2\omega t} + \text{к.с.})$  — сумма вещественных записывающих полей,  $\alpha$  — вещественная скалярная константа.

Важным следствием гипотезы (2) является то, что в случае записи голограммы ИК и ВГ волнами с некоторым азимутальным углом  $\alpha$  между их поляризациями ( $0 < \alpha < 90^\circ$ ) сигнал и затравка ВГ должны иметь неколлинеарные линейные поляризации. В случаях  $\alpha = 0^\circ$  и  $\alpha = 90^\circ$  поляризации сигнала и затравки совпадают, что и наблюдали авторы работы [8]. Другое важное следствие (2) — синфазность  $\chi^{(2)}$  голограммы и „интерференционной картины“  $(E_{\omega}^*)^2 E_{2\omega} \exp(i\Delta kz) + \text{к.с.}$  записывающих полей  $\vec{E}_{\omega}^2$  и  $\vec{E}_{2\omega}$ . В этом случае сдвиг между фазами сигнала и затравки составляет  $90^\circ$  [2]. Маргулис и др. [9] измерили этот сдвиг и нашли его близким к  $90^\circ$ . В своем эксперименте они записывали голограмму в волокне, используя сильную затравку. Затем затравка ослаблялась дихроичным зеркалом, и наблюдалась интерферен-

ция между сигналом ВГ, считанным с голограммы, и ослабленной затравкой. Главной проблемой эксперимента [9] было ослабление затравки без внесения дополнительного сдвига между фазами входных волн. Авторы [10] сдвигали решетку, охлаждая волокно. Тем самым они добились кратковременного двукратного увеличения сигнала ВГ и заключили, что начальный сдвиг между голограммой и „интерференционной картиной“ составляет  $3/4\pi$ , и отметили несоответствие результату работы [9]. Следует отметить, что в работе [10] голограмма записывалась с помощью слабой затравки, т.е. полный сигнал ВГ на выходе многократно усиливался во время экспозиции. Эти эксперименты не дали ответа на вопрос, остается ли сдвиг постоянным в случаях записи  $\chi^{(2)}$  голограмм волнами, имеющими различные углы между поляризациями. Несколько моделей наведенной ГВГ, предложенных к настоящему времени, по-разному отвечают на этот вопрос. Ранняя гипотеза оптического выпрямления на  $\chi^{(3)}$  механизме [2] и ее модификации предполагают в любом случае нулевой сдвиг между решеткой и „интерференционной картиной“, в то время как более поздние модели направленной фотоионизации [4, 11, 12] предсказывают сложную зависимость этого сдвига от поляризаций записывающих волн.

В настоящей работе мы предложили и реализовали новый способ измерения фазы  $\chi^{(2)}$  голограммы, основанный на неколлинеарности поляризаций затравки и сигнала ВГ, который, по нашему мнению, позволил избежать трудностей работы [9] и одновременно ответить на вопрос, поставленный выше. Во-первых, очевидно, что интенсивности сигнала и затравки можно уравнивать без внесения дополнительного неизвестного сдвига между фазами, установив на выходе из волокна анализатор линейной поляризации. Мы можем так ориентировать этот анализатор, что интенсивности прошедших через него пучков будут одинаковыми, если сигнал не слишком слабый по отношению к затравке (рис. 1). Во-вторых, чтобы избежать деполаризующего влияния волокна, мы использовали вместо волокна объемное стекло ЖС-4 с высоким коэффициентом преобразования во ВГ [6]. Источником излучения в нашем эксперименте служил  $Nd:YAG$  лазер с непрерывной накачкой, активной модуляцией добротности и активной синхронизацией мод. Длительность импульса была 100 пикосекунд, 30 импульсов в пучке, частота следования пучков 6 кГц. Излучение лазера частично удваивалось в кристалле КТР, проходило через систему поляризаторов для получения различных соотношений между поляризациями  $\omega$  и  $2\omega$ , затем через кювету со сжатым воздухом и, наконец, фокусировалось в образец стекла линзой с фокусным расстоянием 9 мм. Средняя мощность  $\omega$ -накачки была 260 мВт, затравки  $2\omega$  - 0.08 мВт. Один и тот же инфракрасный пучок использовался как для записи, так и для считывания голограммы. Запись длилась 15 мин, затем воздух из кюветы постепенно выпускался и мы наблюдали периодическое изменение интенсивности полного сигнала ВГ в зависимости от давления в кювете (сдвиг между

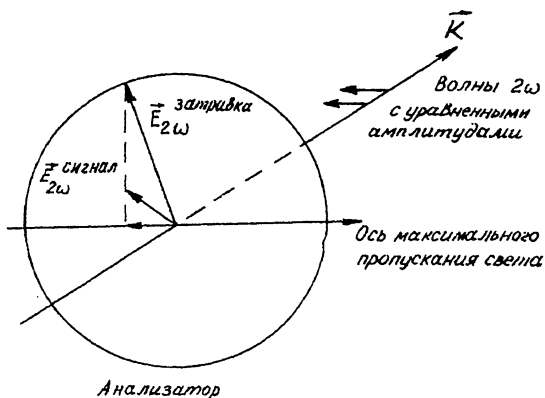


Рис. 1. Иллюстрация метода измерения фазы  $\chi^{(2)}$  голограммы, записанной в стекле волнами накачки ( $\omega$ ) и затравки ( $2\omega$ ) с неколлинеарными поляризациями.

фазами  $E_{\omega}^2$  и  $E_{2\omega}$  был  $2\pi$  при изменении давления на 1 атм). Интенсивность в точке, соответствующей первоначальному давлению, показывает искомый фазовый сдвиг между считанным сигналом и затравкой; например, если интенсивность минимальна, то они находятся в противофазе.

Мы исследовали записанные волнами решетки, углы между поляризациями которых были  $\alpha_1 = 22^\circ$ ,  $\alpha_2 = 45^\circ$  и  $\alpha_3 = 65^\circ$ . Выбор этих значений обусловлен тем, что при  $\alpha$ , больших  $70^\circ$  и меньших  $20^\circ$ , практически невозможно получить контрастную интерференцию из-за малого угла между поляризациями сигнала и затравки. Рис. 2 иллюстрирует наш результат. Сплошные линии являются синусоидальным приближением экспериментальных точек. Легко видеть, что во всех трех случаях фазовый сдвиг между сигналом и затравкой близок к  $90^\circ$ . Вычисленные из полученных кривых значения сдвига составили  $\Delta\phi_1 = 91^\circ \pm 4^\circ$ ,  $\Delta\phi_2 = 85^\circ \pm 7^\circ$  и  $\Delta\phi_3 = 87^\circ \pm 4^\circ$  соответственно. Таким образом голограмма все время находилась в фазе с „интерференционной картиной“ с экспериментальной точностью при изменении угла  $\alpha$  в пределах  $\sim 45^\circ$ . Погрешность измерения была обусловлена, главным образом, подписыванием во время измерения новой голограммы не в фазе с первоначальной, поэтому мы старались снимать точки по возможности быстрее и ограничились одним периодом осцилляций.

Итак, по нашему мнению, выполненный эксперимент свидетельствует о том, что  $\chi^{(2)}$  голограмма, записанная в стекле с сильной затравкой, находится в фазе с „интерференционной картиной“ записывающих оптических полей. Кроме того, по-видимому, не существует поляризационной зависимости сдвига фазы голограммы относительно „интерференционной картины“.

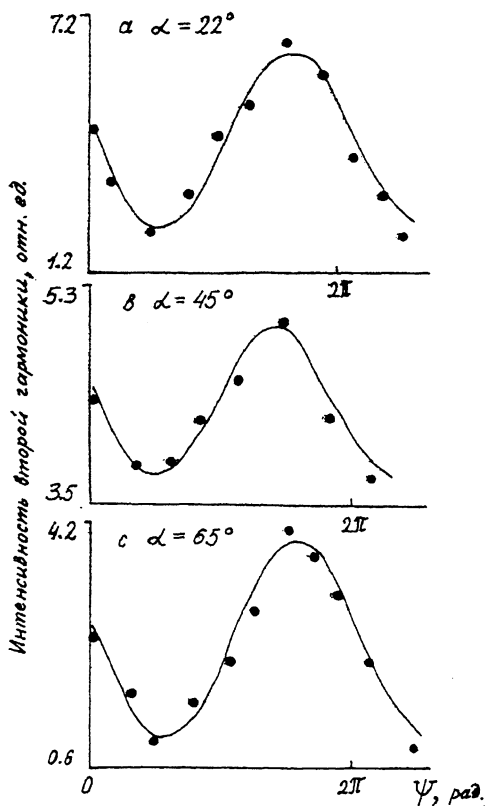


Рис. 2. Полный сигнал  $2\omega$  в зависимости от сдвига фаз  $\psi$ , вносимого кюветой. Величина сигнала в начальной точке  $\psi = 0$  показывает фазовый сдвиг между светом, считанным с голограммы, и заправкой.

Авторы благодарны Ю.Е. Капицкому и А.Н. Чудинову за полезные обсуждения.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Osterberg U., Margulis W. // Opt. Lett. 1986. V. 11. P. 516.
- [2] Stolten R.H., Tom H.W.K. // Opt. Lett. 1987. V. 12. P. 585.
- [3] Баранова Н.Б., Зельдович Б.Я. // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 45. С. 562.
- [4] Дианов Е.М., Казанский П.Г., Степанов Д.Ю. // Квантовая электроника. 1989. Т. 6. С. 887.

- [5] Mizrahi V., Hibino Y., Stegeman G. // Opt. Commun. 1990. V. 78. P. 283.
- [6] Dianov E.M., Kazanskyy P.G., Starodubov D.S., Stepanov D.Yu. // Sov. Lightwave Commun. 1992. V. 2 (1). P. 83-88.
- [7] Болштянский М.А., Чуриков В.М., Каплицкий Ю.Е., Савченко А.Ю., Зельдович Б.Я. // Квантовая электроника. 1992. Т. 19. С. 1136.
- [8] Fermann M.E., Farries M.C., Russell P.St.J., Poyntz-Wright L. // Opt. Lett. 1988. V. 13. P. 282.
- [9] Margulis W., Carvalho I.C.S., von der Weid J.P. // Opt. Lett. 1989. V. 14. P. 700.
- [10] Dianov E.M., Kazanskyy P.G., Starodubov D.S., Stepanov D.Yu. // Sov. Lightwave Commun. 1991. V. 1. P. 395.
- [11] Баранова Н.Б., Зельдович Б.Я., Чудиннов А.Н., Шульгинов А.А. // ЖЭТФ. 1990. Т. 98. С. 1857.
- [12] Anderson D.Z., Mizrahi V., Sipe J.E. // Optics Lett. 1991. V. 16. P. 796.

Челябинский государственный  
технический университет

Поступило в Редакцию  
26 марта 1993 г.