

скости P_3 ярче фона, а при появлении — бледнее фона. Если детали объекта темнее фона, то при исчезновении они будут видны темнее фона в выходной плоскости системы, а при появлении — ярче фона.

Результат экспериментального определения изменений в изображениях приведен на рис. 2, который представляет собой фотографию результирующей плоскости схемы сравнения P_3 (см. рис. 1). На фотографии видны: первое изображение (верхнее изображение), негатив второго изображения (нижнее изображение) и результат сравнения (среднее изображение). Из сравнения ясно, что исчез квадрат (темный на светлом фоне) и появился ромб (светлый на темном фоне), что подтверждает правильность аналитического рассмотрения метода. Для наглядности детали негатива (треугольник и круг) выбраны несколько меньше аналогичных деталей первого объекта.

Как видно из приведенных результатов, некоторым ограничением метода является требование априорной информации о соотношении между предметом и фоном. Однако для практических приложений, в которых это соотношение обычно известно (микросхемы, детали и т. п.), главную роль играют два основных достоинства метода — возможность определения, в каком из изображений произошли изменения, и возможность исключения фазовой пластинки, обычно применяемой в схемах оптического вычитания и требующей достаточно точной юстировки и компенсации.

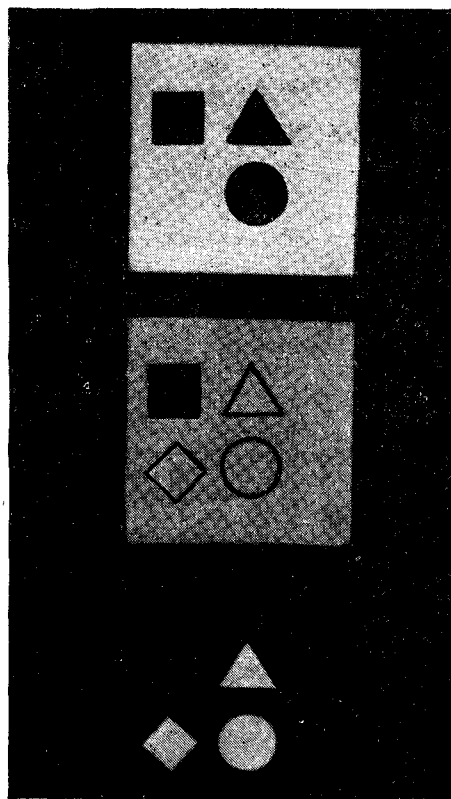


Рис. 2.

ЛИТЕРАТУРА

1. New Scientist and Science Journal. 1971, 18/III, № 743.
2. S. H. Lee et al. Optical Image Synthesis (Complex Amplitude Addition and Subtraction) in Real Time by a Diffraction — Grating Interferometric Method. — Journal of the Opt. Soc. of America, 1970, v. 60, № 8.

Поступило в редакцию 10 января 1973 г.

УДК 539.02-621.378

Б. Б. АВЕРБУХ, Г. В. КРИВОЩЕКОВ, Н. Г. НИКУЛИН
(Новосибирск)

ВОЗБУЖДЕНИЕ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ СЛУЧАЙНОЙ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТЬЮ СВЕРХКОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ СВЕТА

Как показано в [1], генерируемый в лазере с самосинхронизацией мод [2] сверхкороткий импульс (СКИ) света имеет субструктуру. При исследовании субструктуры СКИ часто изучают коэффициент преобразования излучения в импульсе во вторую гармонику [3]. Обычно для удвоения частоты используют достаточно тонкие нелинейные кристаллы (около 5 мм). Такая толщина кристаллов позволяет проводить удвоение частоты квазистатически лишь для «обогащающего» СКИ. Для каждого из субимпульсов процесс удвоения нестационарный [4]. Последнее может существенно влиять на измеряемую величину и приводить к неверной интерпретации.

В расположении субимпульсов закономерности не наблюдается, поэтому можно считать, что импульс генерации лазера представляет собой некую случайную последовательность субимпульсов сверхкороткой длительности порядка 10^{-12} — 10^{-13} с.

Рассмотрим задачу о возбуждении второй гармоники случайной последовательности СКИ.

В [5] показано, что при возбуждении второй гармоники периодической последовательностью СКИ происходит когерентное сложение импульсов гармоники, возбужденных соседними импульсами накачки. В результате наблюдается квадратичный с длиной кристалла рост интенсивности гармоники даже в несинхронизме.

В настоящем сообщении показывается, что подобное явление может наблюдаться и при возбуждении гармоники случайной последовательностью СКИ.

Ограничимся приближением заданного поля. При нормальном падении на кристалл амплитудно-модулированной волны накачки с плоским фазовым фронтом амплитуда второй гармоники находится, как в [4]:

$$A_2(z, t) = -i \frac{\gamma}{v} \int_{t-z/u_2}^{t-z/u_1} A_1^2(y) \exp[i\omega_p(t-z/u_2-y)] dy. \quad (1)$$

Здесь индексы 1 и 2 относятся к накачке и гармонике соответственно; $A_{1,2}(z, t)$ — медленные комплексные амплитуды; $u_{1,2} = (dk/d\omega)^{-1}|_{\omega_{1,2}}$ — групповые скорости; $\Delta k = 2k_1 - k_2$ — расстройка волновых векторов; γ — константа нелинейного взаимодействия; $v = u_2^{-1} - u_1^{-1}$ — параметр, характеризующих расстройку групповых скоростей взаимодействующих волн; $\omega_p = \Delta k v^{-1}$. Предположим теперь, что накачка описывается выражением

$$A_1(t) = \tau \sum_{n=0}^N A_{10n} \delta(t - nT_1 + \alpha_n), \quad (2)$$

где A_{10n} — случайные амплитуды импульсов; α_n — случайные отклонения от периода следования импульсов T_1 , а длительность импульсов $\tau \ll T_1$. Далее будем считать, что величины A_{10n} и α_n статистически независимы, т. е. их общая функция распределения имеет вид

$$\omega(A_{10n}, \alpha_n) = \omega_1(A_{10n}) \omega_2(\alpha_n). \quad (3)$$

Причем положим, что

$$\omega_2(\alpha_n) = 1/\tau_1, \quad (4)$$

где $\tau_1 < T_1/2$ (условие (4) означает, что соседние импульсы не перекрываются).

Подставляя (2) в (1), найдем амплитуду гармоники

$$A_2(z, t) = \frac{-i\gamma\tau}{v} \exp[i\omega_p(t - z/u_2)] \sum_{n=0}^{N_1} A_{10n}^2 \exp[-i\omega_p(nT_1 - \alpha_n)], \quad (5)$$

где $N_1 = vz/T_1$. Тогда средняя интенсивность I и дисперсия амплитуды второй гармоники σ могут быть представлены:

$$I = \overline{|A_2|^2} = \frac{\gamma^2\tau^2}{v^2} \overline{A_{10}^4} N_1 - \frac{\gamma^2\tau^2}{v^2} \overline{A_{10}^2} \frac{\sin^2 \omega_p \tau_1/2}{(\omega_p \tau_1/2)^2} N_1 + \frac{\gamma^2\tau^2}{v^2} \overline{A_{10}^2} \frac{\sin^2 \omega_p \tau_1/2}{(\omega_p \tau_1/2)^2} \frac{\sin^2 \omega_p T_1 (N_1 + 1)/2}{\sin^2 \omega_p T_1/2}; \quad (6)$$

$$\sigma = \overline{A_2^2} - \overline{A_2}^2 = \frac{\gamma^2\tau^2}{v^2} N_1 \left[\overline{A_{10}^4} - \overline{A_{10}^2} \frac{\sin^2 \pi\tau_1/T_2}{(\pi\tau_1/T_2)^2} \right]. \quad (7)$$

Здесь черта сверху означает усреднение, а $T_2 = 2\pi/\omega_p$. В выражении (6) члены, пропорциональные N_1 , определяют сумму независимых вкладов N_1 импульсов накачки в интенсивность гармоники. Оставшийся член — вклад интерференционного эффекта [5]. Из (6) видно, что гармоника имеет максимальную интенсивность при

$$\omega_p T_1 = 2\pi q, \quad \text{т. е. } T_1 = qT_2 \quad (q = 1, 2, \dots). \quad (8)$$

Экспериментально последовательность СКИ с $\tau_1/T_1 \ll 1$ можно получить, ставя на пути луча интерферометр Фабри — Перо с соответствующей базой. Дисперсия амплитуды гармоники в этом случае будет пропорциональна $(\tau_1/T_1)^2$:

$$\sigma = \frac{\gamma^2\tau^2}{v^2} N_1 \left(\overline{A_{10}^4} - \overline{A_{10}^2} \right) + \frac{\gamma^2\tau^2}{v^2} \overline{A_{10}^2} \frac{1}{3} \left(\frac{\pi\tau_1}{T_1} \right)^2. \quad (9)$$

При выполнении условия (8) интенсивность гармоники квадратично повышается с увеличением длины среды. Однако этот эффект критичен к статистике распределения интервалов следования импульсов. Так, квадратичный рост интенсивности гармоники пропадает, если интервалы следования импульсов имеют, например, пуассоновское распределение.

Влияние фазовой модуляции (ФМ) накачки можно оценить, если рассмотреть возбуждение гармоники одним из импульсов последовательности. Для простоты амплитуду импульса можно представить как

$$A_{10n}(t) = A_0(t) \exp(i\beta t^2/2), \quad (10)$$

где $A_0(t) = \begin{cases} 0, & \tau < t < 0; \\ 1, & 0 < t < \tau; \end{cases}$ β — параметр фазовой модуляции. Тогда из выражения (1) следует, что

$$A_{2n}(z, t) = -i \frac{\gamma}{v} \exp[i\omega_p(t - z/u_2)] \exp[-i(\omega_p/4\beta)] I_1. \quad (11)$$

Здесь

$$I_1 = \frac{\sqrt{\pi i}}{2} \begin{cases} \left[-\Phi\left(-\sqrt{\frac{\beta}{i}} \frac{\omega_p}{2\beta}\right) + \Phi\left(\sqrt{\frac{\beta}{i}} \left(t - z/u_1 - \omega_p/2\beta\right)\right) \right]; & z/u_1 < t < z/u_1 + \tau; \\ \left[-\Phi\left(-\sqrt{\frac{\beta}{i}} \frac{\omega_p}{2\beta}\right) + \Phi\left(\sqrt{\frac{\beta}{i}} \left(\tau - \frac{\omega_p}{2\beta}\right)\right) \right]; & z/u_1 + \tau < t < z/u_2; \\ \left[\Phi\left(\sqrt{\frac{\beta}{i}} \left(\tau - \frac{\omega_p}{2\beta}\right)\right) - \Phi\left(\sqrt{\frac{\beta}{i}} \left(t - \frac{z}{u_2} - \frac{\omega_p}{2\beta}\right)\right) \right]; & z/u_2 < t < z/u_2 + \tau. \end{cases}$$

Как видно из выражения (11), ФМ накачки приводит к дополнительной амплитудной модуляции (АМ) второй гармоники. Изменение частоты АМ, естественно, не позволяет выполнить условие (8) для больших длин нелинейных сред.

Таким образом, при возбуждении второй гармоники случайной последовательностью СКИ интенсивность гармоники может квадратично повышаться с увеличением длины нелинейной среды при любых Δk . Для этого, помимо выполнения условия (8), требуется соответствующая статистика распределения интервалов следования импульсов накачки. ФМ накачки ограничивает длину нелинейной среды, на которой происходит квадратичный рост интенсивности гармоники.

ЛИТЕРАТУРА

1. С. Д. Фанченко, Б. А. Фролов. Пикосекундная структура излучения лазера с нелинейным поглотителем.— ЖЭТФ, Письма, 1972, т. 16.
2. A. J. DeMaria, W. H. Glenn, Jr., M. J. Brienza, M. E. Mask. Picosecond Laser Pulses.—Proc. IEEE, 1969, v. 57.
3. П. Г. Крюков, Ю. А. Матвеев, С. В. Чекалин, О. Б. Шатберашвили. Формирование ультракоротких лазерных импульсов с помощью двухкомпонентной среды.— ЖЭТФ, Письма, 1972, т. 16.
4. С. А. Ахманов, Р. В. Хохлов. Проблемы нелинейной оптики. М., ВИНТИ, 1964.
5. Г. В. Кривошеков, Н. Г. Никулин, Р. И. Соколовский. Об одном синхронизме при возбуждении гармоники сверхкороткими импульсами света.— ИВУЗ, Радиопизика, 1972, т. 15.

Поступило в редакцию 9 февраля 1973 г.

УДК 621.378.325

А. И. ЛОХМАТОВ, Н. С. СЕРГЕЕВА, В. А. ШАТАЛОВ
(Новосибирск)

МАЛОГАБАРИТНЫЙ ГЕЛИЙ-НЕОНОВЫЙ ЛАЗЕР СО СРОКОМ СЛУЖБЫ СВЫШЕ 5000 ч

Малогабаритные активные элементы с холодным катодом ($\lambda=0,63$ мкм), разработанные для лазерных интерферометров, имели срок службы около 3000 ч [1]. При эксплуатации лазеров было установлено, что, если трубка не работает в течение месяца,