УДК 621.373 : 535

ФОТОСМЕШЕНИЕ ОСНОВНОГО И ОПОРНОГО ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ ПРИ АНАЛИЗЕ ЧАСТОТНОГО СОСТАВА ИЗЛУЧЕНИЯ ЛАЗЕРА МЕТОДОМ ОПТИЧЕСКОГО ГЕТЕРОДИНИРОВАНИЯ

В. И. Дубков и *Б. А. Киселев*

Выведена зависимость глубины модуляции сигнала биений при оптическом гетеродинировании с внешним гетеродином от степени различия радиусов кривизны волновых фронтов. Рассмотрен способ фотосмешения, обеспечивающий одновременный полный частотный анализ многомодового лазерного излучения.

Метод гетеродинирования как высокоизбирательный метод нашел применение в спектрометрии лазерного излучения [1-6], где для анализа модовой структуры подчас требуются разрешения, недоступные методу Фабри—Перо. До сих пор в экспериментах использовался в основном метод наблюдения межмодовых биений одного лазера. Кроме того, известно, что полный анализ частот удавалось осуществить только для случая генерации лазера в режиме колебаний, характеризуемых одинаковыми угловыми индексами. В случае анализа излучения многомодового лазера для однозначной интерпретации спектра биений необходимо использование внешнего одномодового источника опорного излучения — гетеродина, в связи с чем представляет интерес рассмотреть влияние на сигнал биений несовпадения радиусов кривизны смешиваемых фронтов и выявить пространственные условия фотосмешения, обеспечивающие полноту анализа.

Поле, создаваемое типом колебания TEM_{mnq} лазера с конфокальным резонатором с прямоугольными зеркалами в некоторой плоскости, перпендикулярной направлению распространения светового пучка, можно описать следующим выражением:

$$\mathbf{E}_{mn} = \mathbf{e} E H_m\left(\frac{x\sqrt{2}}{r}\right) H_n\left(\frac{y\sqrt{2}}{r}\right) e^{-\frac{x^2+y^2}{r^2}} e^{-j\frac{(x^2+y^2)\pi}{R\lambda}}. \tag{1}$$

Здесь $\mathbf{e}$ — единичный вектор поляризации, H_m, H_n — полиномы Эрмита степени m и n, r — радиус пятна осевой моды, R — радиус кривизны волнового фронта, λ — длина волны.

При гетеродинировании двух оптических колебаний происходит сложение амплитуд, квадратичное преобразование суммарного значения поля, выделение сигнала на разностной частоте в каждой точке фотокатода и затем сложение сигналов по всей поверхности фотосмешения. Поскольку, как видно из выражения (1), амплитудно-фазовое распределение поля лазера имеет сложный характер, а размеры площадки фотосмешения в оптическом диапазоне всегда больше длины волны, сигнал биений в общем случае будет определяться степенью согласованности пространственных параметров смешиваемых колебаний на всей поверхности, на которой происходит взаимодействие волн. Известно [7], что сигнал биений существенно зависит от степени совмещения плоскостей поляризации и волновых векторов интерферирующих волн, пренебрежимо мало выходной сигнал зависит от формы поверхности фотокатода.

При смешении излучений разных лазеров взаимодействующие волны могут отличаться по радиусу кривизны волновых фронтов — R. Рассмотрим гетеродинирование таких волн. Амплитуда фототока на разностной частоте в этом случае пропорциональна величине

$$I(\omega) \sim 2E_1E_2 \int\limits_{-\infty}^{\infty}\int\limits_{-\infty}^{\infty} H_m\left(\frac{x\sqrt{2}}{r_1}\right) H_n\left(\frac{y\sqrt{2}}{r_1}\right) H_i\left(\frac{x\sqrt{2}}{r_2}\right) H_k\left(\frac{y\sqrt{2}}{r_2}\right) \times$$

$$\times e^{-\left(\frac{1}{r_1^2}+\frac{1}{r_2^2}\right)(x^2+y^2)} \cos\left[\frac{\pi}{\lambda}\left(\frac{1}{R_1}-\frac{1}{R_2}\right)(x^2+y^2)\right] dx\,dy. \qquad (2)$$

Интеграл по поверхности взаимодействия волн взят в бесконечных пределах, поскольку здесь и в дальнейшем будем считать размеры фотокатода много большими размеров лазерных пятен. Характер влияния пространственного эффекта на величину выходного сигнала явно обнаруживается в характере изменения глубины модуляции — величины, определяемой как отношение сигналов на разностной и нулевой частоте. Положим $r_1 = r_2$, чтобы исключить изменение глубины модуляции вследствие неравенства площадей поперечного сечения пучков. Тогда для случая гетеродинирования колебаний типа TEM_{00} получим

$$M = \frac{4}{4+q^2}, \quad \text{где} \quad q = \pi \frac{r_1 r_2}{R_1 R_2} \frac{R_1 - R_2}{\lambda}.$$

Численная оценка полученной зависимости показывает, что для типичных значений r, R ($r \approx 3$ мм, $R \approx 1000$ мм) глубина модуляции может изменяться от 1 до 0.1 и ниже, так что в общем случае гетеродинирования излучений двух лазеров необходимо преобразовывать пучки с целью выравнивания радиусов кривизны. Преобразование можно осуществить с помощью согласующих линз.

Рассмотрим фотосмешение типов колебаний, характеризуемых разными угловыми индексами. Как видно из формулы (1), различные типы колебаний лазера описываются полиномами Эрмита соответствующей степени. Будем считать, что размеры лазерных пятен на фотокатоде равны, а фронты интерферирующих волн плоские. Плоский фронт можно получить в некоторой плоскости поля согласующей линзы, причем положение плоскости определяется следующими соотношениями [8]

$$d_2 - f = \frac{r''}{r'}\sqrt{f^2 - f_0^2}, \qquad d_1 - f = \frac{r'}{r''}\sqrt{f^2 - f_0^2}, \qquad f_0 = \frac{\pi}{\lambda} r' r''.$$

Здесь d_2 — расстояние от линзы до плоскости, в которой прошедшая волна имеет плоский фронт, d_1 — расстояние от линзы до плоскости, в которой радиус светового пучка минимален, r' и r'' — минимальные радиусы падающего лазерного пучка и прошедшего пучка соответственно, f — фокус линзы. Тогда формула (2) для фототока на разностной частоте представляет собой математическое выражение свойства ортогональности полиномов Эрмита. Следовательно, на частотах биений, возникших как комбинация типов колебаний с различными угловыми индексами, фототок равен нулю.

Ортогональность выражения для $I(\omega)$ нарушается, если оно описывает сигнал биений при гетеродинировании двух пучков, параллельно сдвинутых относительно друг друга в плоскости поперечного сечения. Действительно

$$I(\omega) = 2E_1E_2 \int\limits_{-\infty}^{\infty} H_m\left(\frac{x\sqrt{2}}{r}\right) H_i\left[\frac{(x+x_0)\sqrt{2}}{r}\right] e^{-\frac{x^2+(x+x_0)^2}{r^2}} \times$$

$$\times dx \int\limits_{-\infty}^{\infty} H_n\left(\frac{y\sqrt{2}}{r}\right) H_k\left[\frac{(y+y_0)\sqrt{2}}{r}\right] e^{-\frac{y^2+(y+y_0)^2}{r^2}} dy.$$

Пусть один из лазеров (гетеродин) является одномодовым, генерирующим на осевом типе колебаний TEM_{00} и $E_1 = E_{mn}$, $E_2 = 1$. E_{mn} будет определяться из соотношения, устанавливающего равенство световых потоков на каждой моде световому потоку гетеродинного пучка

$$\int\limits_{-\infty}^{\infty}\int\limits_{-\infty}^{\infty}\left[E_{mn}H_m(\alpha)\,H_n(\beta)\,e^{-\frac{\alpha^2+\beta^2}{2}}\right]^2 d\alpha d\beta = \int\limits_{-\infty}^{\infty}\int\limits_{-\infty}^{\infty}\left[e^{-\frac{\alpha^2+\beta^2}{2}}\right]^2 d\alpha d\beta,$$

где $\alpha x\sqrt{2}/r$, $\beta = y\sqrt{2}/r$. Тогда для глубины модуляции получим следующее выражение:

$$M = \frac{E_{mn}e^{-\frac{\alpha^2+\beta^2}{2}}\int\limits_{-\infty}^{\infty}H_n(\alpha)\,e^{-(\alpha^2+\alpha_0\alpha)}d\alpha\int\limits_{-\infty}^{\infty}H_n(\beta)\,e^{-(\beta^2+\beta_0\beta)}d\beta}{\int\limits_{-\infty}^{\infty}\int\limits_{-\infty}^{\infty}e^{-(\alpha^2+\beta^2)}d\alpha d\beta}.$$

Были рассчитаны значения глубины модуляции для $m, n \leqslant 3$. Каждому типу колебаний соответствует свое оптимальное значение сдвига, при котором M максимально, что иллюстрирует таблица. Если основной пучок многомодовый, то следует осуществить такой сдвиг, при котором глубина модуляции не ниже некоторого реализуемого значения на всех разностных частотах. В частности, в рассматриваемом примере реализуется $M_{\min} = 0.1$, причем не единственным способом. В таблице (3-й столбец) приведены точные значения M для одного из допустимых сдвигов: $|\alpha_0| = 1.6$, $|\beta_0| = 1.6$. Эти коэффициенты можно использовать для корректировки спектра биений в количественном спектральном анализе лазерного излучения описанным методом.

Глубина модуляции M при фотосмешении типов колебаний TEM_{00} и TEM_{mn}

Тип колебаний TEM_{mn}	Оптимальный сдвиг	M при оптимальном сдвиге	M при сдвиге $\lvert\alpha_0\rvert = 1.6$, $\lvert\beta_0\rvert = 1.6$
TEM_{00}	0, 0	1	0.28
TEM_{10}	$\pm\sqrt{2}$, 0	0.61	0.31
TEM_{11}	$\pm\sqrt{2}, \pm\sqrt{2}$	0.36	0.36
TEM_{20}	± 2, 0	0.52	0.25
TEM_{21}	$\pm 2, \pm\sqrt{2}$	0.32	0.29
TEM_{22}	$\pm 2, \pm 2$	0.27	0.23
TEM_{30}	$\pm\sqrt{6}$, 0	0.47	0.16
TEM_{31}	$\pm\sqrt{6}, \pm\sqrt{2}$	0.29	0.19
TEM_{32}	$\pm\sqrt{6}, \pm 2$	0.25	0.15
TEM_{33}	$\pm\sqrt{6}, \pm\sqrt{6}$	0.22	0.10

Таким образом, оказывается возможным методом оптического гетеродинирования с внешним гетеродином осуществить одновременный полный частотный анализ излучения лазера в режиме генерации многих мод. Падение значения глубины модуляции примерно на один порядок не вносит существенных трудностей в регистрацию спектра биений, поскольку достаточная мощность лазерных пучков и узкополосность приемно-регистрируеющего тракта обеспечивают высокое отношение сигнала к шуму, а прочие пространственные эффекты, влияющие на глубину модуляции, можно свести к минимуму путем юстировки интерферирующих пучков.

Литература

[1] D. R. Herriot. J. Opt. Soc. Am., *52*, 31, 1962.
[2] A. Javan, E. A. Balik, W. L. Bond. J. Opt. Soc. Am., *52*, 96, 1962.
[3] W. R. Bennet. Phys. Rev., *126*, 580, 1962.
[4] I. P. Goldslourough. Appl. Opt., *3*, 267, 1964.
[5] О. Б. Данилов, А. Л. Мельцин. ПТЭ, *5*, 209, 1967.
[6] И. М. Бетеров, В. Н. Лисицын, В. П. Чеботаев. Опт. и спектр., *30*, 939, 1971.
[7] В. С. Летохов. Радиотехника и электроника, *10*, 1143, 1965.
[8] H. Kogelnik. Bell Syst. Techn. J., *4*, 455, 1965.

Поступило в Редакцию 14 февраля 1972 г.