

## КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 621.373 : 535

### СИНХРОНИЗАЦИЯ ПРОДОЛЬНЫХ МОД АРГОНОВОГО ЛАЗЕРА В ТРЕХЗЕРКАЛЬНОМ РЕЗОНАТОРЕ

Ф. А. Королев, В. М. Саликов и М. В. Щуршак

Получение устойчивого режима самосинхронизации продольных мод аргонового лазера, работающим на линии 4880 Å, усложнено тем, что этот режим можно получить только вблизи порога самовозбуждения [1]. В работе [2] сообщается об эксперименте с многозеркальными резонаторами для увеличения частоты следования импульсов излучения синхронизованного гелий-неонового лазера за счет разрешения супергетеродинных генерируемых мод. Однако авторы работы [2] проводили эксперименты в пределах области самосинхронизации мод и не преследовали цели получения устойчивого режима при удалении от порога генерации. Впервые о возможности получения устойчивой самосинхронизации мод аргонового лазера с помощью многозеркального резонатора при высоких уровнях относительного возбуждения сообщалось в работе [3]. В настоящей работе приводятся результаты исследований самосинхронизации продольных мод линии 4880 Å аргонового лазера в трехзеркальном резонаторе.

Известно [5], что величина затягивания мод при неоднородном поглощении среды определяется следующим выражением

$$\delta\nu = \frac{c}{4\pi} K_0 F(x, y, \eta), \quad (1)$$

где  $c$  — скорость света,  $K_0$  — неизменное усиление в центре линии в единицу длины,  $F(x, y, \eta)$  — функция, определяющая дисперсию поглощения в однородной среде с учетом насыщения коэффициента усиления.  $F(x, y, \eta)$  зависит от сжатия однослойной и неоднородной частей уширения линии  $\eta$  и величины относительного возбуждения  $\eta$ . Если  $F(x, y, \eta)$  при фиксированном  $\eta$  линейно зависит от расстройки частоты относительного центра контура усиления  $X$  в пределах области генерации, то затягивание мод не приводит к нарушению их взаимоувязки. В этом случае, несомненно, имеет место синхронизация мод, которая возможна и при некотором отклонении  $\delta\nu$  от линейности за счет захвата мод замыкающими тонами [6]. Как правило, это имеет место вблизи порога генерации.

Нами проделаны численные оценки величины отклонения линейности от линейности  $\Delta F$ , которая определяется соотношением

$$\Delta F = F(x, y, \eta) - \frac{x}{0.25} F(0.25, y, \eta). \quad (2)$$

Анализ результатов показал, что  $\Delta F$  заметно возрастает к краям области генерации для фиксированных значений  $\eta$ . Кроме того, с ростом  $\eta$  сначала наблюдается увеличение максимального в области генерации значения  $\Delta F$ , а затем оно монотонно убывает. Отсюда следует, что ограничение области генерации за счет зведения селективных потерь может привести к фазовой синхронизации мод.

Экспериментальные исследования проводились с различными газоразрядными трубками как при наличии продольного магнитного поля, так и без него. Питание трубок осуществлялось постоянным током. Для выделения моды  $TEM_{00}$  использовалась присовая диафрагма. Режим синхронизации регистрировался по спектру межмодовых биений [7]. С помощью интерферометра Фабри—Перо контролировался спектр генерируемых мод.

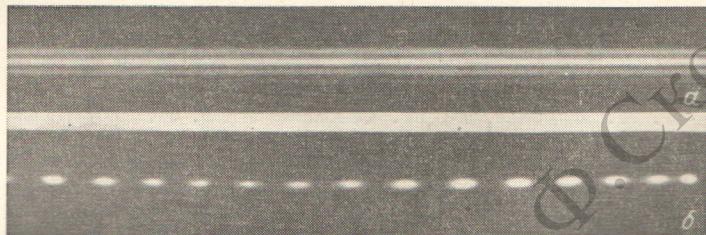
Для ограничения области генерации вместо плоского зеркала резонатора плоскость — сфера использовался эталон Фабри—Перо с областью дисперсии 6300 МГц. Он представлял собой плоскопараллельную стеклянную пластину, на обе стороны которой были нанесены зеркальные покрытия. Потери на пропускание, вносимые эталоном,

записываются в следующем виде:

$$k_{\text{эт.}} = -\frac{1}{2} \ln \frac{[\sqrt{r_1} - z \sqrt{r_2} (r_1 + \theta_1)]^2 + 4z \sqrt{r_1 r_2} (r_1 + \theta_1) \sin^2 \frac{\Phi}{2}}{(1 - z \sqrt{r_1 r_2})^2 + 4z \sqrt{r_1 r_2} \sin^2 \frac{\Phi}{2}}, \quad (3)$$

где  $r_1$  и  $r_2$  — коэффициенты отражения зеркальных покрытий,  $\theta_1$  — прозрачность зеркального покрытия, обращенного внутрь резонатора лазера,  $z$  — пропускание среды между зеркалами эталона,  $\Phi$  — разность фаз между интерферирующими лучами. Коэффициенты отражения и пропускания взяты для интенсивности.

Используемый в опытах эталон имел  $r_1=0.8$ ,  $r_2=0.13$  и  $z=0.989$ . При расчете потерь в выражении (3) полагалось, что  $r_1+\theta_1=1$ . Для получения режима синхронизации мод требовалась настройка минимума потерь, внесимых эталоном, на центр контура усиления. В этом случае синхронизация мод была устойчива вплоть до относи-



Спектр генерации в трехзеркальном резонаторе с разверткой во времени (масштаб  $2.5 \cdot 10^{-6}$  с на 1 см) (а) и выходная интенсивность с разверткой во времени в режиме синхронизации мод (период следования импульсов равен  $2.33 \cdot 10^{-9}$  с) (б).

тельного возбуждения  $\eta=3.6$ . Оптический спектр генерации состоял из трех или четырех мод. Частотное разделение между генерируемыми модами изменялось от 400 до 665 МГц.

Нами были получены развертки спектра генерации и выходной интенсивности во времени при синхронизации мод в трехзеркальном резонаторе (см. рисунок). Спектр генерации с разверткой во времени получен на установке, описанной в работе [8]. Временная развертка выходной интенсивности лазера получена с использованием фотоэлектронного регистратора ФЭР2-1, имеющего разрешение 70 пс. Приведенные фотографии иллюстрируют высокую стабильность полученного режима синхронизации продольных мод.

Достижение режима синхронизации мод в трехзеркальном резонаторе, по всей видимости, обусловлено ограничением области генерации. Так, при  $\eta=3.6$  область превышения усиления над потерями в обычном резонаторе составляет 5030 МГц, а с использованием отражающего эталона — примерно 3700 МГц. Это устраниет возможность генерации мод, затягивание которых имеет наибольшее отклонение от линейности.

Следует отметить, что отражающий эталон Фабри—Перо является не только амплитудным, но и фазовым дискриминатором [9]. Фазовый набег  $\varphi$ , появляющийся при отражении световой волны от эталона, равен

$$\varphi = \arctg \frac{z \sqrt{r_2} (1 - r_1) \sin \Phi}{\sqrt{r_1} (1 + z^2 r_2) - z \sqrt{r_2} (r_1 + 1) \cos \Phi}. \quad (4)$$

Численный анализ фазового набега  $\varphi$ , проведенный для используемого в нашем эксперименте эталона, показал, что фазовый набег не является решающим фактором при линеаризации затягивания мод в пределах области генерации.

Учет дисперсии активной среды, ограничения области генерации, фазового набега в эталоне, амплитуды комбинационных тонов и области захвата генерируемых мод на положение комбинационного тона, несомненно, даст возможность путем проведения численных расчетов выбирать параметры эталона Фабри—Перо для получения режима фазовой синхронизации мод при наперед заданных величинах относительного возбуждения. Таким образом, описанный метод фазировки мод может с успехом применяться для создания источника периодической последовательности световых импульсов наносекундной длительности.

#### Литература

- [1] O. L. Gaddy, E. M. Schaefer. Appl. Phys. Lett., 9, 281, 1966.
- [2] J. Hirano, T. Kimura. IEEE J. Quant. El., 5, 219, 1969.
- [3] Ф. А. Королев, В. М. Салимов. Тез. «Ломоносовских чтений». 27. МГУ, 1972.

- [4] Ю. В. Троицкий. Письма ЖТФ, 1, 200, 1975.  
 [5] B. K. Garside. IEEE J. Quant. El., 5, 97, 1969.  
 [6] W. E. Lamb. Phys. Rev., 134, A1429, 1964.  
 [7] Ф. А. Королев, В. М. Салимов, А. И. Одинцов. Радиотех. и  
электрон., 18, 209, 1973.  
 [8] В. Лебедева, А. И. Одинцов, В. М. Салимов. ЖТФ, 38,  
1373, 1968.  
 [9] F. Gires, P. Tournois, C. R. Acad. Sc. Paris, 258, 6112, 1964.

Поступило в Редакцию 17 января 1977 г.

УДК 535.411

## СЛУЧАЙНЫЕ ДЕФЕКТЫ СРЕДЫ И ЗЕРКАЛ В ИНТЕРФЕРОМЕТРЕ ФАБРИ-ПЕРО

Т. Н. Сирас, А. Д. Эрина и П. Ш. Эцин

Распределение интенсивности в интерферометре Фабри-Перо выражается как<sup>[1]</sup>

$$I = I_0 \frac{T^2}{1 - (\tau R)^2} \left\{ 1 + 2 \sum_{k=1}^{\infty} G_k \cos 2\pi km \right\}, \quad (1)$$

где  $I_0$  — интенсивность падающего на интерферометр света;  $T$  — коэффициент пропускания и отражения полупрозрачных зеркал;  $\tau$  — коэффициент пропускания среды;  $k$  — целое число;  $m = 2nh/k$  — порядок интерференции;  $n$  — показатель преломления среды;  $h$  — расстояние между зеркалами;  $\lambda$  — длина волны света. Функция  $G_k$  зависит от формы контура спектральной линии и имеет следующее распределение имеет вид

$$G_k = (\tau R)^k \exp \left( \frac{-\pi^2 \mu^2 k^2}{4 \ln 2} \right),$$

где  $\mu = 2h\Delta n$  — доля порядка, занимаемая линией с порядком  $2n$  (в единицах длины). Это распределение можно наблюдать в специализированных установках, когда измеряют длину пути луча  $nh$  можно считать постоянной для рабочего участка зеркал. В реальных устройствах имеются отклонения поверхности зеркал от плоскости (кондукторы, точки, параболы), связанные с недостатками технологии их изготовления, а прозрачная среда между зеркалами может содержать микроразличия. При этом  $\mu$ , а следовательно, и  $m$  меняются при переходе от одной линии зеркала к другой. Рассмотрим случай, когда оптическая длина пути луча изменяется случайным образом. Предположим, что распределение гауссовское,  $m_0$  — среднее значение порядка интерференции, а среднее квадратическое отклонение  $m$  равно  $a_m \ll m_0$ . Тогда вероятность того, что значение порядка интерференции находится в интервале  $(m_0 - a_m, m_0 + a_m)$ , определяется как  $(1/\sqrt{\pi})c \exp(-m_1/c)^2 dm$ , где  $c = \sqrt{2}a_m$ . Усреднение по всей площади светового пучка значение  $I$  можно получить заменой в (1)  $m$  на сумму  $m_0 + a_m$  и последующим вычислением математического ожидания полученной функции

$$I = I_0 \frac{T^2}{1 - (\tau R)^2} \left\{ 1 + 2 \int_{-\infty}^{+\infty} \sum_{k=1}^{\infty} (\tau R)^k \exp \left( -\frac{\pi^2 \mu^2 k^2}{4 \ln 2} \right) \cos 2\pi k(m_0 + a_m) \times \right. \\ \left. \times \frac{1}{\sqrt{\pi}} \exp \left( -\frac{m_1^2}{c^2} \right) da_m \right\}.$$

Отсюда, используя стандартный интеграл<sup>[2]</sup>

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \exp(-g^2 y^2) \cos [p(y + a)] dy = \frac{\sqrt{\pi}}{g} \exp \left( -\frac{p^2}{4g^2} \right) \cos pa$$

и разложение в ряд для экспоненты, получаем

$$I = I_0 \frac{T^2}{1 - (\tau R)^2} \left\{ 1 + 2 \sum_{k=1}^{\infty} (\tau R)^k \exp \left( -\frac{\pi^2 \mu^2 k^2}{4 \ln 2} \right) \cos 2\pi k m_0 \exp(-\pi^2 k^2 c^2) \right\}, \quad (2)$$