

03:04:09

## Использование многомодового лазерного источника для интерферометрии сверхмалых фазовых неоднородностей

© К.Ф. Бурдонов, А.А. Соловьев, М.В. Стародубцев

Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород  
E-mail: kfb.iap@gmail.com

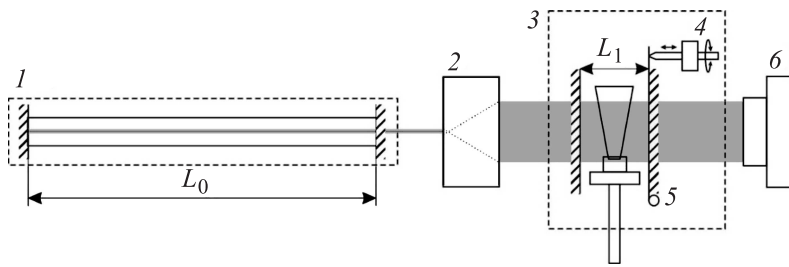
Поступило в Редакцию 4 ноября 2015 г.

Рассмотрен метод измерения концентрации низкоплотных газовых струй при помощи многолучевого оптического интерферометра. Экспериментально реализована чувствительность к искажениям оптической толщины на уровне порядка  $\lambda/600$ . Метод хорошо подходит для калибровки газовых мишеней, применяемых в экспериментах по лазерно-плазменному взаимодействию.

В связи с активностью, наблюдающейся последние годы в исследованиях взаимодействия сверхмощных лазерных импульсов с плазмой, актуальной стала разработка подходов к созданию и измерению пространственных профилей концентрации, необходимых для тех или иных задач лазерно-плазменного взаимодействия. Высокие концентрации порядка  $10^{21} - 10^{22} \text{ см}^{-3}$  необходимы для ускорения ионов [1] и генерации аттосекундных импульсов [2], низкие концентрации  $10^{18} - 10^{19} \text{ см}^{-3}$  востребованы для экспериментов по ускорению электронов [3–6], генерации мягкого рентгена [7] и т.п. При лазерно-плазменном взаимодействии удобно использовать динамические распределения концентрации с большими градиентами. Для низких концентраций такие градиенты удобно создавать импульсными газовыми соплами различного сечения [8,9] в вакууме.

Задача данной работы состоит в исследовании возможности применения многолучевого интерферометрического метода, основанного на использовании многомодового лазерного источника, для измерения малых фазовых искажений, вызванных газовой струей низкой плотности ( $\sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ).

В результате экспериментов мы обнаружили, что для измерения малых фазовых искажений, вызванных газовой струей низкой плотности



**Рис. 1.** Схема метода: 1 — лазерный резонатор, 2 — телескоп, 3 — вакуумная камера, 4 — моторизованный актуатор, 5 — ось вращения, 6 — CCD-камера.

( $\sim 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ), можно использовать многолучевой интерферометрический метод, основанный на использовании многомодового лазерного источника.

Рассмотрим He–Ne-лазер с генерацией в районе  $\lambda_0 = 632.7 \text{ nm}$ . Лазер представляет собой резонатор Фабри–Перо с длиной  $L_0$ , заполненный активной средой (рис. 1). Продольным модам такого резонатора соответствуют длины волн, для которых выполняется условие фазового синхронизма на выходном зеркале

$$\lambda_0 n = 2L_0, \quad n = 1, 2, 3 \dots \quad (1)$$

Если спектр рабочего перехода уширен на величину порядка или более расстояния между соседними продольными модами лазерного резонатора, то генерация происходит на нескольких длинах волн (рис. 2, *a*). Рассмотрим генерацию на двух длинах волн  $\lambda_0$  и  $\lambda_0 + \Delta\lambda$  с номерами мод  $n_0$  и  $n_0 - 1$ , для которых выполняется условие

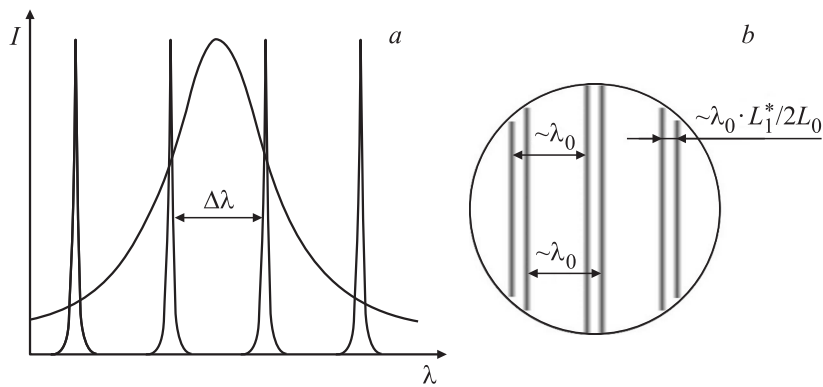
$$\lambda_0 n_0 = 2L_0, \quad (2)$$

$$(\lambda_0 + \Delta\lambda)(n_0 - 1) = 2L_0, \quad (3)$$

откуда

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda_0}{(n_0 - 1)} \approx \frac{\lambda_0^2}{2L_0}. \quad (4)$$

Излучение на длинах волн  $\lambda_0$  и  $\lambda_0 + \Delta\lambda$  падает на многолучевой интерферометр длины  $L_1$  (рис. 1), состоящий из двух одинаковых



**Рис. 2.** Спектр резонатора и рабочего перехода He–Ne-лазера (а) и соответствующая топология интерференционной картины на выходе многолучевого интерферометра (b).

полупрозрачных зеркал с коэффициентом отражения  $R_1$ , которые ниже будем называть эталонными поверхностями. Резкость интерферометра  $F_1$  определяется как [10]

$$F_1 = \pi \frac{\sqrt{R_1}}{(1 - R_1)}. \quad (5)$$

Излучение будет проходить через интерферометр, в случае если длина  $L_1$  удовлетворяет условиям фазового синхронизма хотя бы для одной из длин волн генерации He–Ne-лазера:

$$\lambda_0 m_1 = 2L_1, \quad (6)$$

$$(\lambda_0 + \Delta\lambda)m_2 = 2L_1. \quad (7)$$

При монотонном изменении длины резонатора  $L_1$  условия синхронизма будут выполняться попеременно то для длины волны  $\lambda_0$ , то для  $\lambda_0 + \Delta\lambda$ .

В случае умеренной непараллельности идеально плоских эталонных поверхностей в результате многолучевой интерференции на выходе из интерферометра можно наблюдать картину полос (рис. 2, b), ширина которых в  $F_1$  раз меньше, чем в случае интерференции двух волн. Поскольку генерация источника происходит на двух длинах волн, то

интерференционные полосы будут состоять из двух групп эквидистантных полос. Расстояние между полосами в группе будет соответствовать изменению на единицу порядка интерференции  $\Delta m = 1$ , что с хорошей точностью соответствует изменению оптического пути между эталонными пластинами на  $\lambda_0/2$ .

Рассмотрим  $L_1^*$  такое, что  $L_1^* < L_0/2$  и удовлетворяет условиям синхронизма для  $\lambda_0$ . Тогда величина  $\Delta L_1$ , на которую надо увеличить длину интерферометра, чтобы перейти в соседний максимум яркости, соответствующий синхронизму для  $\lambda_0 + \Delta\lambda$ , определяется как

$$L_1^* \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = \Delta L_1, \quad (8)$$

откуда с учетом (4) получаем

$$\frac{L_1^* \lambda_0}{2L_0 - \lambda_0} = \Delta L_1 \approx \lambda_0 \frac{L_1^*}{2L_0}. \quad (9)$$

Таким образом, относительное положение групп интерференционных полос зависит от отношения длин интерферометра  $L_1$  и лазерного резонатора  $L_0$  (рис. 2, *b*).

Поскольку характер полос полностью соответствует таковому в интерферометре Физо, методика измерения фазовых искажений также может быть аналогичной — по отклонению интерференционных полос [10]. Фазовые искажения  $\Delta h$ , вызванные газовой струей, вызывают смещение полос на  $\Delta m$  порядков. Так как

$$\Delta h = \frac{\lambda}{2} \Delta m, \quad (10)$$

то можно определить  $\Delta h$ , если известно  $\Delta m$ . Величина  $\Delta m$  приблизительно равна отношению смещения данной полосы к расстоянию между соседними полосами в группе, а при смещении на расстояние, равное относительному смещению групп полос,

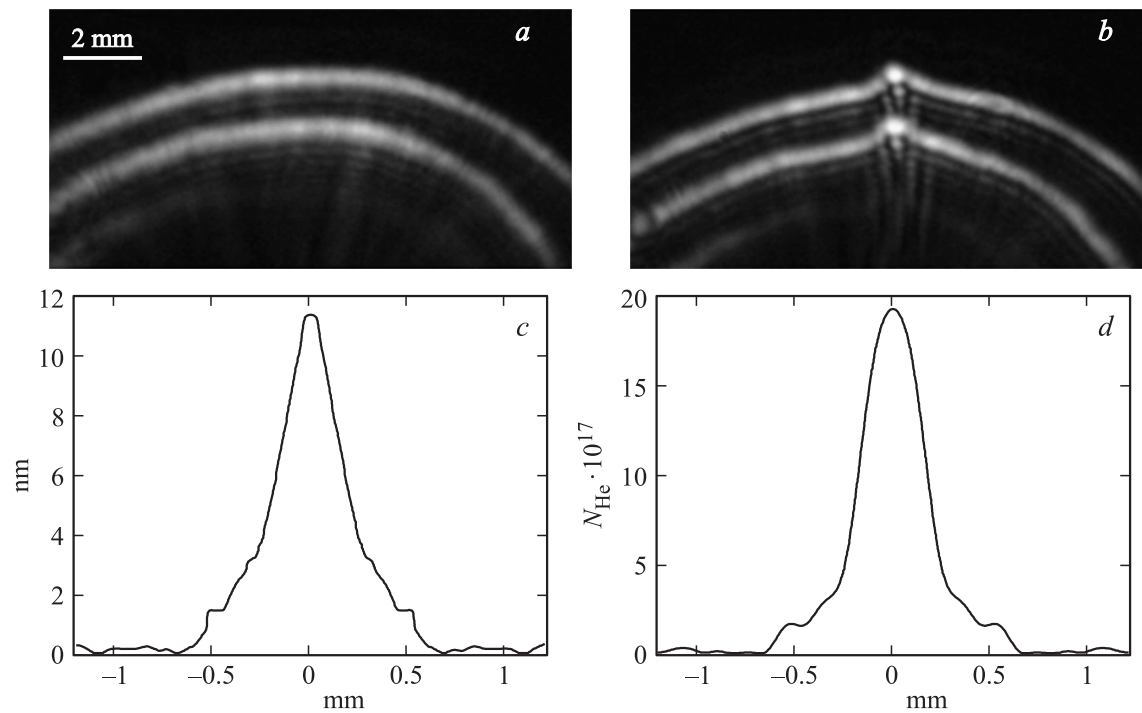
$$\Delta h = \frac{\lambda}{2} \frac{L_1}{L_0}. \quad (11)$$

Для оценки чувствительности в [10] используется яркостный подход. Например, если фиксирующая аппаратура способна регистрировать

изменение яркости проходящего света в 1/10 от разности между максимумом полосы и фоновой засветкой, то такое изменение яркости соответствует чувствительности  $\sim 4 \text{ \AA}$  для длины волны 632.7 nm и резкости 40. Естественно, что такая чувствительность имеет место только в области пролегания максимального пространственного градиента интенсивности интерференционной полосы. Для измерения всего пространственного поля фазовых искажений необходимо варьировать либо частоту зондирующего излучения, либо длину  $L_1$ . Технически это легко осуществить, микроскопически перемещая зеркала лазерного резонатора либо интерферометра.

Для проведения модельных экспериментов в вакуумной мишенной камере был создан многолучевой интерферометр, состоящий из двух стеклянных клиновых пластин, поверхности которых ориентированы фактически параллельно на расстоянии  $L_1 = 25 \text{ mm}$ . На эталонные поверхности было нанесено интерференционное отражающее покрытие с коэффициентом пропускания  $\sim 8\%$  на длине волны 632.7 nm. В промежуток между пластинами помещалось газовое сопло выходного диаметра 2 mm с быстрым клапаном. Использовалось коническое сопло с осевой симметрией, создающее осесимметричную гелиевую струю. В качестве зондирующего использовалось коллимированное излучение He–Ne-лазера апертурой 30 mm. Лазер находился в режиме генерации 2–3 продольных мод своего резонатора. Отличие генерируемых длин волн определяется длиной лазерного резонатора  $L_0 = 350 \text{ mm}$  и составляет  $\sim 0.57 \cdot 10^{-2} \text{ \AA}$ , что в большинстве двулучевых интерферометрических приложений несущественно, однако приводило в нашем случае к „мультиплетной“ системе полос. Соотношение длин составляет  $L_0/L_1 \approx 14$ , таким образом, смещение интерференционной полосы на расстояние, равное расстоянию между соседними полосами мультиплета, соответствует фазовым искажениям  $\lambda/2/14 \approx 23 \text{ nm}$ .

Интерференционная картина, полученная в эксперименте, представляет собой фрагмент набора концентрических колец (рис. 3, *a*). В геометрии рисунка газовая струя направлена сверху вниз. Фазовые искажения, вызванные струей, приведены на рис. 3, *b*. Искривление интерференционных полос направлено к соплу и максимально вдоль оси симметрии струи, где концентрация испускаемого газа максимальна. Соответствующая форма фазовой неоднородности приведена на рис. 3, *c*. Восстановленный с учетом симметрии газовой струи посредством обратных преобразований Абеля профиль концентрации газовой струи



**Рис. 3.** Интерференционные картины без газовой струи (*a*) и с газовой струей (*b*), профиль оптической толщины газовой струи (*c*) и соответствующая концентрация молекул гелия (*d*).

приведен на рис. 3, *d*. Отметим, что временное разрешение в случае использования непрерывного лазера определяется временем экспозиции камеры и без особых ухищрений может составлять микросекунды.

Таким образом в работе представлена сверхчувствительная методика измерения профиля концентрации в газовой струе по создаваемым ей фазовым искажениям, основанная на использовании многолучевого интерферометра. Экспериментально продемонстрирована возможность измерения концентрации газа в низкоплотной гелиевой струе с пространственным масштабом порядка 1 мм. Причем измеряемая таким образом концентрация на порядок ниже предельной концентрации, для которой возможно использование традиционных интерференционных методов измерения типа интерферометров Майкельсона, Маха–Зандера и т.п. Чувствительность метода к фазовым искажениям составляет величину порядка  $\lambda/600$  ( $\sim 1$  нм). Методика использовалась при калибровке газовых сопел в экспериментах по лазерному ускорению электронов [11].

## Список литературы

- [1] *Daido H., Nishiuchi M., Pirozhkov A.S.* // Rep. Prog. Phys. 2012. V. 75. P. 056 401.
- [2] *Nomura Y., Horlein R., Tzallas P.* et al. // Nat. Phys. 2009. V. 5. P. 124.
- [3] *Kneip S., Nagel S.R., Martins S.F.* et al. // Phys. Rev. Lett. 2009. V. 103. P. 035 002.
- [4] *Froula D., Clayton C.E., Doppner T.* et al. // Phys. Rev. Lett. 2009. V. 103. P. 215 006.
- [5] *Wang X., Zgadzaj R., Fazeli N.* et al. // Nat. Commun. 2013. V. 4. P. 1988.
- [6] *Leemans W.P., Gonsalves A.J., Mao H.S.* et al. // Phys. Rev. Lett. 2014. V. 113. P. 245 002.
- [7] *Pirozhkov A.S., Kando M., Esirkepov T.Z.* et al. // Phys. Rev. Lett. 2012. V. 108. P. 135 004.
- [8] *Malka V., Coulaud C., Geindre J.P.* et al. // Rev. Sci. Instr. 2000. V. 71. P. 2329.
- [9] *Semushin S., Malka V.* // Rev. Sci. Instr. 2001. V. 72. P. 2961.
- [10] *Born M., Wolf E.* // Moscow. Science. 1970.
- [11] *Soloviev A.A., Burdonov K.F., Ginzburg V.N.* et al. // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A. 2011. V. 653. P. 35.