

УДК 533.9.032.5

БЕЗАБЕРРАЦИОННЫЙ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННО-ГОЛОГРАФИЧЕСКИЙ МЕТОД ДИАГНОСТИКИ ПЛАЗМЫ НИЗКОЙ ПЛОТНОСТИ

*Д. Апостол, Д. Барбулеску, И. И. Комиссарова, Г. В. Островская,
Ю. И. Островский, В. Н. Филиппов, Е. Н. Шедова*

Описан метод, позволяющий практически полностью компенсировать aberrации голографической схемы и дефекты оптических элементов и таким образом реализовать возможность метода увеличивать чувствительность голографической интерферометрии, использующей интерференцию волн высших порядков, восстановленных нелинейно зарегистрированными голограммами.

Введение

В нашей предыдущей работе [1] для увеличения чувствительности интерференционно-голографической диагностики плазмы одновременно использовались два метода: 1) переход в инфракрасный (ИК) диапазон, являющийся селективным способом увеличения чувствительности к измерению электронной концентрации [2]; 2) использование для получения интерферограмм волн высших порядков, восстановленных нелинейно зарегистрированными голограммами [3].

Последний способ, так же как и различные варианты многоходовых методов [4-6], является способом общего увеличения чувствительности и приводит к одновременному (пропорциональному номеру порядка) усилению фазового рельефа, как связанного с введением исследуемого объекта, так и обусловленного aberrациями голографической системы и дефектами оптических элементов, что ограничивает возможность достижения предельных значений чувствительности. В частности, при использовании голографической схемы, предназначенной для диагностики плазмы низкой плотности на установках типа токамак [7], именно aberrации оптической схемы лимитируют возможности снижения предельных значений $(N_e l)_{\min}$ (N_e — электронная концентрация, l — толщина просвечиваемого слоя).

Для того чтобы в полной мере реализовать возможности способов общего увеличения чувствительности, необходимо применять их одновременно с голографическими методами исключения aberrаций. Однако существующие методы [8, 9] не обеспечивают полной компенсации aberrаций.

В настоящей работе описан предложенный нами метод [10] увеличения чувствительности (за счет перехода в ИК диапазон и использования волн высших порядков), обеспечивающий практически полную компенсацию как aberrаций голографической схемы, так и дефектов оптических деталей, и приведены результаты лабораторных испытаний этого метода.

1. Голографические методы увеличения чувствительности при одновременном исключении aberrаций

Известны следующие методы исключения aberrаций при использовании для получения голографических интерферограмм волн высших порядков: метод голограммы-компенсатора [8] и метод вторичных голограмм [9].

В первом из этих методов волны высших порядков, восстановленные голограммой-компенсатором (полученной в отсутствие объекта), служат для освещения голограммы исследуемого объекта. Этот метод требует очень тщательной юстировки и не обеспечивает компенсации aberrаций, вносимых схемой восстановления.

Во втором методе регистрируется первичная двухэкспозиционная голограмма, причем угол между предметным и опорным пучками существенно изменяется между экспозициями. Восстановленные с помощью такой голограммы высокочастотные безабберационные интерференционные картины играют роль вторичных голограмм. Волны высших порядков, восстановленные такими

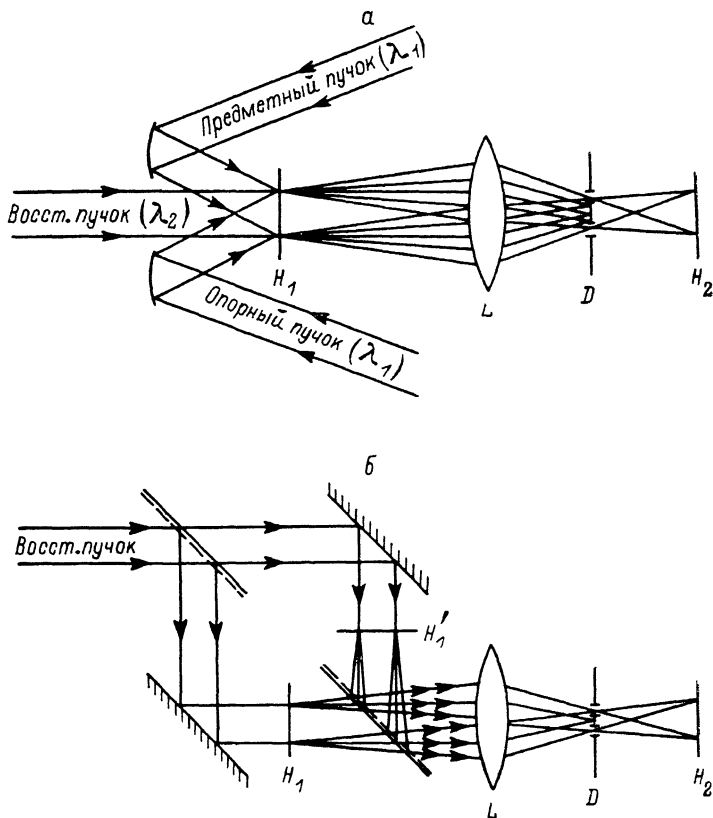


Рис. 1.

вторичными голограммами служат для получения интерферограмм повышенной чувствительности. Неполнота компенсации aberrаций в этом случае обусловлена значительным изменением угла наклона опорного пучка и его смещением между двумя экспозициями первичной голограммы.

Предложенный нами метод обеспечивает более полную компенсацию aberrационных искажений по сравнению с методами [8, 9] (рис. 1, а). Первичная голограмма H_1 исследуемого объекта регистрируется излучением ИК диапазона (λ_1). При освещении этой голограммы излучением видимого диапазона (λ_2) восстанавливаются волны высших порядков. Волны нужных ($\pm m$) порядков выделяются с помощью экрана с двумя отверстиями D , расположенного в Фурье-плоскости объектива L , фокусирующего плоскость голограммы H_1 на фотопленку, на которой экспонируется вторичная голограмма H_2 . Затем голограмма H_1 убирается, в ту же плоскость вводится новый регистрирующий материал и с помощью ИК излучения λ_1 регистрируется вторая первичная голограмма H'_1 в отсутствие исследуемого объекта. Восстановленные этой голограммой волны служат для повторного экспонирования голограммы H_2 .

Поскольку все световые пучки, служащие для записи обеих первичных голограмм и для обеих экспозиций вторичной голограммы, идут по одному и тому же пути, то происходит практически полная компенсация искажений волновых фронтов, обусловленных несовершенством оптических элементов и абберациями голографической установки. Как показано в работе [1], фазовые искажения, связанные с непостоянством толщины регистрирующего материала и неоднородным по фронту распределением интенсивности ИК излучения при записи голограмм H_1 и H_1' , одинаковы для волн симметричных порядков, поэтому они компенсируются при точной фокусировке плоскости H_1 на H_2 . Таким образом, сдвиги полос на интерферограмме, восстановленной по голограмме H_2 , обусловлены только присутствием исследуемого объекта в предметном пучке во время одной из двух экспозиций.

Чувствительность измерения электронной плотности в плазме при этом в $2m\lambda_1/\lambda_2$ раза больше, чем при традиционной двухэкспозиционной голографической интерферометрии, использующей излучение с длиной волны λ_2 .

Другой вариант схемы получения вторичных голограмм представлен на рис. 1, б. Первичные ИК голограммы H_1 и H_1' размещаются в двух плечах интерферометра Маха—Цандера в плоскостях, сопряженных с плоскостью фотопленки, на которую методом двух экспозиций регистрируется вторичная голограмма H_2 . При первой экспозиции голограмма H_2 освещается сопряженными волновыми фронтами $\pm m$ порядков, восстановленными голограммой H_1 , при второй экспозиции — соответствующими волновыми фронтами, восстановленными голограммой H_1' . Между двумя экспозициями вторичная голограмма H_2 поворачивается на малый угол вокруг оптической оси, чем обеспечивается появление несущих полос на восстановленных с ее помощью интерферограммах. Эта же схема позволяет при одновременном освещении голограмм H_1 и H_1' получать также и интерферограммы в результате интерференции восстановленных волн высших порядков, выделяемых одним из отверстий диафрагмы D (другое отверстие диафрагмы перекрывается). Следует, однако, заметить, что в этом случае не происходит полной компенсации искажений: исключаются только абберации ИК установки, но вносятся дополнительные искажения волновых фронтов, обусловленные неравномерностью толщины голограмм H_1 и H_1' . При поочередном же освещении голограмм H_1 и H_1' и записи вторичной голограммы H_2 эти дополнительные искажения исключаются, поскольку они одинаковы для симметричных волновых фронтов $\pm m$ порядков [1].

2. Эксперимент

Первичные голограммы H_1 и H_1' получались по схеме сфокусированных изображений с помощью ИК голографической установки, предназначенной для диагностики плазмы токамака [7]. В этой установке предусмотрено двукратное прохождение излучения через плазменную камеру, причем все точки центрального сечения плазменного шнура при прямом и обратном ходе предметного пучка проецируются сами на себя, что обеспечивает дополнительное двукратное увеличение чувствительности без потери пространственного разрешения.

Первичные голограммы регистрировались в свете импульсного ТЕА CO_2 лазера ($\lambda_1=10.6$ мкм) на пленках триацитатцеллюлозы. Фазовый характер записи и пороговые свойства материала обеспечивали при освещении голограммы излучением гелий-неонового лазера ($\lambda_2=0.63$ мкм) восстановление интенсивных волн высших порядков, которые и использовались для записи двухэкспозиционных вторичных голограмм.

Вторичные голограммы регистрировались на пленке «Микрат 300» либо по схеме рис. 1, а, которая являлась частью основной голографической установки [7], либо по схеме рис. 1, б, собранной отдельно. Первая схема более проста в обращении, так как совмещение волновых фронтов при первом и втором экспонировании голограммы H_2 достигается автоматически при помещении материала для записи голограмм H_1 и H_1' в одну и ту же плоскость. Однако в этой схеме с помощью одной пары голограмм H_1 и H_1' можно полу-

чить только одну вторичную голограмму, соответствующую заданной чувствительности, определяемой номерами порядков волн, выделяемых диафрагмой D .

Вторая схема (рис. 1, б) несколько сложнее в юстировке, поскольку она требует тщательного совмещения изображений голограмм H_1 и H'_1 в плоскости H_2 , однако она позволяет с помощью одной пары голограмм получать ряд вторичных голограмм, соответствующих различной чувствительности, и,

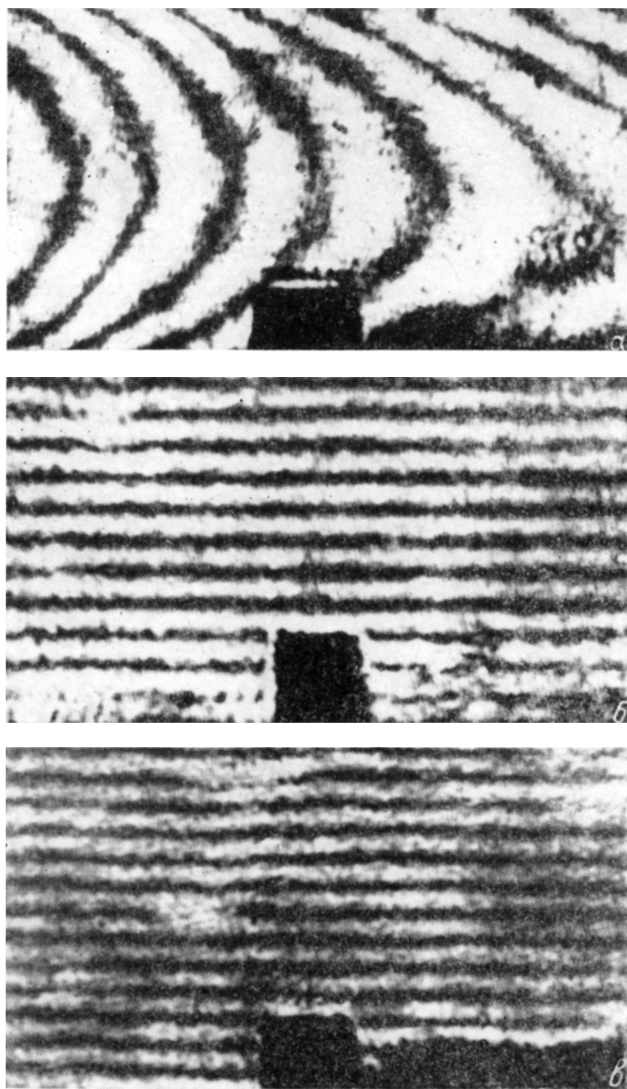


Рис. 2.

варьируя угол поворота вторичной голограммы между экспозициями, менять частоту и ориентацию полос на интерферограммах.

На рис. 2 представлен ряд интерферограмм, иллюстрирующих возможности исключения aberrаций при использовании волн высших порядков. При этом обе первичные голограммы H_1 и H'_1 регистрировались без объекта. Рис. 2, а соответствует интерференции волн ± 5 -х порядков, восстановленных голограммой H_1 (без исключения aberrаций). На рис. 2, б, в приведены безaberrационные интерферограммы, полученные предлагаемым методом, и соответствующие интерференции ± 1 -х и ± 5 -х порядков. Достаточно высокое качество и отсутствие искривления полос на безaberrационных интерферограммах

позволяет при визуальных отсчетах измерять сдвиги интерференционных полос с точностью до 0.1 полосы.

На той же установке были получены голограммы лазерного факела, образующегося при фокусировке излучения импульсного рубинового лазера ОГМ-20 на торец угольного электрода. Необходимая задержка между импульсами ОГМ-20 и CO_2 лазера устанавливалась с помощью таймера ГЗИ-6 и варьиро-

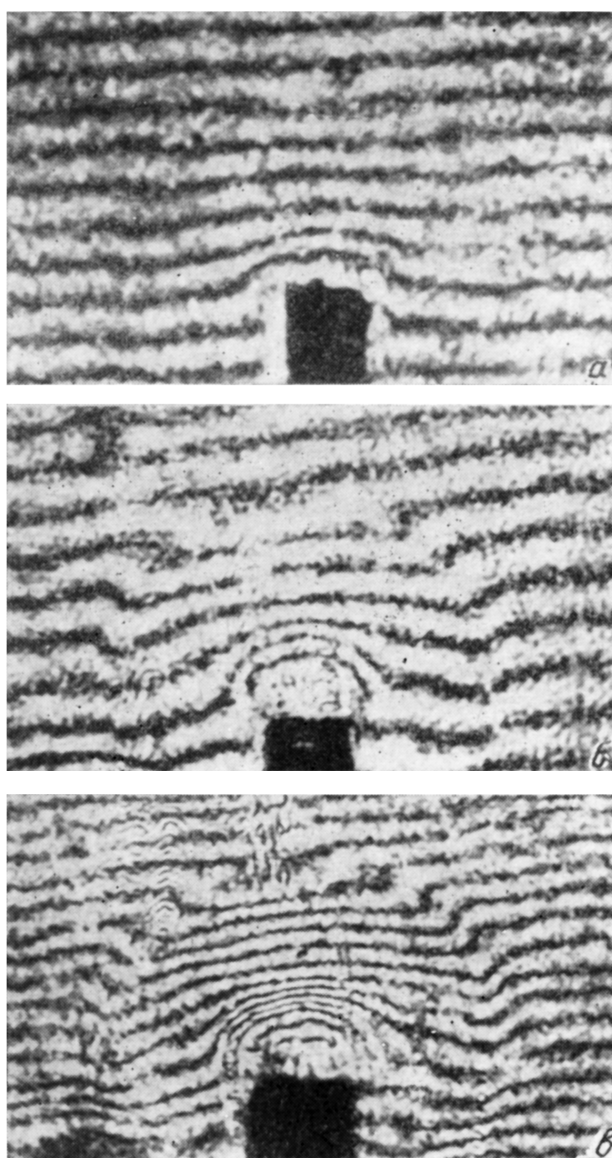


Рис. 3.

валась в пределах от 10 до 100 мкс. В качестве примера на рис. 3 показана серия интерферограмм лазерного факела для момента времени 20 мкс после импульса рубинового лазера. Интерферограммы соответствуют интерференции волн ± 1 (рис. 3, а), ± 2 (рис. 3, б) и ± 4 -х порядков (рис. 3, в). По таким интерферограммам в предположении осевой симметрии плазменного образования были рассчитаны радиальные профили плотности воздуха (ρ) для разных моментов времени. Один из таких профилей для момента времени 40 мкс приведен на рис. 4. В центральной области значения плотности близки к нулю, что свидетельствует о практически полном вытеснении газа из этой области

в ударную волну, характерно для точечного взрыва. Теоретическая зависимость $\rho(r)$, рассчитанная по данным [11] для точечного взрыва с учетом противодействия, приведена на рис. 4 (сплошная кривая). Принятое при расчете значение энергии взрыва 0.2 Дж.

Хотя на исследованных (поздних) стадиях развития лазерного факела сдвиги полос на интерферограммах обусловлены не наличием электронов, а перераспределением плотности воздуха в зоне лазерного факела, тем не менее мы можем оценить предельную чувствительность измерений $(N_e l)_{\min}$, достижимую

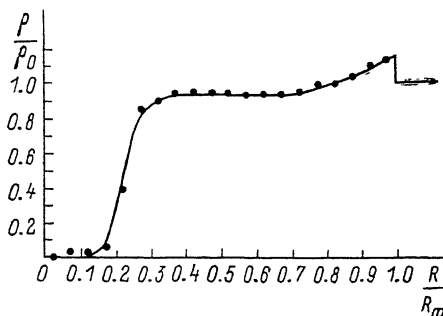


Рис. 4. Радиальное распределение плотности воздуха в лазерном факеле.

Точки — результат обработки интерферограммы $t = 40$ нс, $R_\phi = 2.06$ см, сплошная кривая — расчет по теории точечного взрыва с противодействием [11] для $\tau = t/\tau_0 = 0.92$, где динамическое время $\tau_0 = 43.5$ мкс, что соответствует энергии взрыва $E_0 = 0.2$ Дж. Расчетное значение $R_\phi = 2.04$ см.

при использовании описанного выше метода. Учитывая двукратное прохождение излучения через плазму, сдвиги полос на интерферограмме, соответствующей интерференции волн $\pm m$ порядков, равны

$$K = \frac{4m\Delta n l}{\lambda_1}, \quad (1)$$

где Δn — изменение показателя преломления.

Подставив в (1) вместо Δn значение рефракции электронного газа

$$\Delta n = |n_e - 1| = 4.49 \cdot 10^{-14} \lambda_1^2 N_e, \quad (2)$$

получим следующую формулу для расчета $N_e l$:

$$N_e l = 5.6 \cdot 10^{12} \frac{K}{m \lambda_1}. \quad (3)$$

Положив в (3) $K = K_{\min} = 0.1$, $m = 5$ и $\lambda_1 = 10.6$ мкм, найдем предельное обнаружимое значение $(N_e l)_{\min} = 10^{14}$ см⁻², что достаточно для использования разработанной методики для исследования плазмы на установках типа токамак.

Литература

- [1] Комиссарова И. И., Островская Г. В., Филиппов В. Н., Шедова Е. Н. ЖТФ, 1983, т. 53, № 2, с. 251—257.
- [2] Урсу И., Апостол Д. и др. ЖТФ, 1982, т. 52, № 7, с. 1432—1434.
- [3] Bringdol O., Lohmann A. W. J. Opt. Soc. Am., 1968, v. 58, N 1, p. 141—143; Мустафин К. С., Селезнев В. А., Штырков Е. И. Опт. и спектр., 1970, т. 28, № 6, с. 1186—1189.
- [4] Friedrich O., Weigl F., Dougal A. IEEE J. Quant. Electron., 1969, v. QE-5, N 6, p. 360—361.
- [5] Белозеров А. Ф., Березкин А. Н., Мустафина Л. Т., Разумовская А. И. Письма ЖТФ, 1978, т. 4, № 9, с. 522—523.
- [6] Комиссарова И. И., Островская Г. В., Филиппов В. Н., Шедова Е. Н. ЖТФ, 1987, т. 57, № 2, с. 377—380.
- [7] Komissarova I. I., Ostrovskaya G. V., Ostrovsky Y. I. et al. XVII Intern. Conf. on Phenomena in Ionised Gases. Budapest, 1985, v. 2, с. 1099—1101.
- [8] Белозеров А. Ф., Бывальцев А. И., Мустафина Л. Т., Спорник Н. М. А. с. № 396540 — Опул. в Б. И., 1973, № 36.
- [9] Афанасьева В. Л., Мустафина Л. Т., Селезнев В. А. Опт. и спектр., 1974, т. 37, № 4, с. 788—791.
- [10] Апостол Д., Барбулеску Д., Комиссарова И. И. и др. А. с. № 1229567. — Опул. в Б. И., 1986, № 17.
- [11] Коробейников В. П., Мельников Н. С., Рязанов Е. В. Теория точечного взрыва. М. Физматгиз, 1961.