

- [5] Гуревич А. В. О температуре электронов в плазме в переменном электрическом поле. — ЖЭТФ, 1958, т. 35, № 2, с. 392—400.
- [6] Altshuler S. J. Geophys. Res., 1963, v. 8, N 16, p. 4707—4717.
- [7] Yau A. W., McEachram R. P., Stauffer A. D. J. Phys. B, 1980, v. 13, N 2, p. 377—384.
- [8] Голант В. Е., Жилинский А. П., Сахаров С. А. Основы физики плазмы. М.: Атомиздат, 1977. 384 с.
- [9] Бочкова О. П., Моритц А. П. Зависимость скоростей девозбуждения состояния 3P_2 ($6s[1^1/2]_2$) ксенона медленными электронами от энергии электронов в области 0.1—1 эВ. — Опт. и спектр., 1984, т. 56, № 1, с. 170—172.
- [10] Смирнов Б. М. Возбужденные атомы. М.: Энергоиздат, 1982. 231 с.
- [11] Колоколов Н. Б., Торонов О. Г. Исследование процессов с участием метастабильных атомов ксенона. — В сб.: VI Всес. конф. по физике низкотемпературной плазмы. Л., 1983, т. 1, с. 23—24.
- [12] Baille P., Chang J. S., Claude A. et al. J. Phys. B, 1981, v. 14, N 9, p. 1485—1495.
- [13] Хаксли Р., Кромpton П. Диффузия и дрейф электронов в газах. М.: Мир, 1977. 672 с.
- [14] Sin Fai Lam L. T. J. Phys. B, 1982, v. 15, N 1, p. 119—142.
- [15] Frost L. S., Phelps A. V. Phys. Rev., 1964, v. 136, N 6A, p. 1538—1545.

Ленинградский государственный университет
им. А. А. Жданова

Поступило в Редакцию
24 мая 1985 г.
В окончательной редакции
24 сентября 1985 г.

УДК:533.9.082.5

Журнал технической физики, т. 56, в. 10, 1986

ПРИМЕНЕНИЕ ОДНОДИННОВОЛНОВОЙ ИНТЕРФЕРОМЕТРИИ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ И ПЛОТНОСТИ КОМПОНЕНТ ЧАСТИЧНО ПОГЛОЩАЮЩИХ ПЛАЗМЕННЫХ ОБРАЗОВАНИЙ

А. П. Бурмаков, А. В. Колесник, В. Б. Михайлов

Применение однодлинноволновой интерферометрии оптического диапазона в диагностике плотной низкотемпературной плазмы ограничено неоднозначностью определения вклада электронов и тяжелых частиц в рефракцию плазмы, что в свою очередь не позволяет найти плотность компонент и ее температуру. Такое ограничение отсутствует при использовании двухдлинноволновой интерферометрии [1], а также в случае, когда одновременно с показателем преломления определяется или давление в локально равновесной плазме [2], или ее температура [3] каким-либо другим методом. Реализация этих методик встречается с дополнительными трудностями технического характера, особенно при регистрации временных разверток интерферограмм. На возможность определения температуры плазмы из однодлинноволновых интерферограмм путем измерения электронной плотности по сдвигу полос и коэффициента поглощения по их контрасту указывается в [4]. Эта методика может быть использована лишь для диагностики высокоионизированной плазмы, когда вклад тяжелых частиц в рефракцию пренебрежимо мал. Кроме того, применение методики [4] ограничено тем, что для равновесной плазмы многих химических элементов, например щелочных металлов, в широком диапазоне температур и давлений малость вклада тяжелых частиц в показатель преломления соответствует и малому значению коэффициента поглощения, находящемуся ниже чувствительности его измерения по контрасту интерференционных полос.

В настоящей работе предлагается методика обработки однодлинноволновых интерферограмм плотных плазменных образований, позволяющая определить температуру и плотность компонент независимо от величины вклада каждой из них в результирующую рефракцию, оцениваются границы применимости методики, требования к стационарности плазмы и величине фоновой засветки интерферограмм, а также рассмотрен пример использования методики для определения температуры и плотности плазмы электрического взрыва проводника. Методика [4] является частным случаем рассматриваемой в данной работе.

Предлагаемая методика основана на одновременном интерферометрическом измерении показателя преломления и коэффициента поглощения в сплошном спектре и последующем определении температуры и плотности компонент из системы уравнений, описывающих состояние плазмы в условиях локального термодинамического равновесия. Такая система

уравнений, например, для двукратно ионизированной плазмы, состоящей из атомов и ионов одного химического элемента, имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{N_e N_+}{N_a} &= f_1(T, N_e), \quad \frac{N_e N_{++}}{N_+} = f_2(T, N_e), \\ N_e &= N_+ + 2N_{++}, \quad p = kT(N_e + N_a + N_+ + N_{++}), \\ n - 1 &= \alpha_e N_e + 2\pi(\alpha_a N_a + \alpha_+ N_+ + \alpha_{++} N_{++}), \\ \kappa &= \kappa(T, N_e, N_a, \lambda), \end{aligned} \quad (1)$$

где N_e , N_a , N_+ и N_{++} — концентрации электронов, атомов, ионов первой и второй кратности ионизации; T и p — температура и давление; f_1 и f_2 — функции Саха; n — показатель преломления плазмы; $\alpha_e = -4.46 \cdot 10^{14} \lambda^2$ — поляризуемость свободного электрона; α_a , α_+ и α_{++} — поляризуемость атома, иона первой и второй кратности ионизации соответственно в предельном случае больших λ ; λ — длина волны, на которой регистрируются интерферограммы; κ — коэффициент поглощения плазмы.

Система (1) однозначно определяет температуру, давление и плотность компонент плазмы при известных $n-1$ и κ . Показатель преломления определяется величиной сдвига интерференционных полос, а коэффициент поглощения, подобно [4], можно найти по их видимости. В случае, когда плазма не изменяет когерентных и поляризационных характеристик прошедшего через нее лазерного излучения по сравнению с падающим, отношение видимости V_1 возмущенных плазмой и локализованных в ее плоскости интерференционных полос вблизи рассматриваемой точки к их видимости вне плазменного образования V_2 дается выражением

$$\frac{V_1}{V_2} = \frac{(R+1)\sqrt{e^{-\kappa L}}}{Re^{-\kappa L} + 1}, \quad (2)$$

где R — отношение интенсивности объектного луча интерферометра к интенсивности опорного, L — линейный размер области поглощения плазмы. Выражение (2) получено из связи между видимостью локализованной интерференционной картины с характеристиками излучения и отношением интенсивностей интерферирующих лучей [5].

Чувствительность рассматриваемой методики зависит от химического состава плазмы, длины волны зондирующего излучения, а также от отношения интенсивности объектного луча интерферометра к интенсивности опорного. При заданных этих условиях эксперимента чувствительность в большей степени определяется точностью измерения видимости, нежели точностью измерения сдвига интерференционных полос. Поскольку в общем случае оценить чувствительность не представляется возможным, рассмотрим результаты ее определения на примере плазмы меди при использовании в качестве зондирующего источника рубинового лазера. Необходимые для оценки зависимости коэффициента поглощения от параметров плазмы в диапазоне температур $(5 \div 25) \cdot 10^3$ К и давлений 10^5 — 10^7 Н/м² были рассчитаны с учетом вклада в κ как свободно-свободных, так и свободно-связанных переходов, ответственных за фотоэлектрическое поглощение возбужденными атомами и тормозное поглощение на ионах и атомах. Для практически несложно реализуемой точности измерения интенсивности, равной 3 % от максимальной, минимально измеримая величина κL составляет 0.63 при $R=1$. В интервале рассматриваемых температур и давлений минимально регистрируемая величина $N_e L$ и T изменяются от $1.4 \cdot 10^{18}$ до $7 \cdot 10^{17}$ см⁻² и от $12.5 \cdot 10^3$ до $6.8 \cdot 10^3$ К соответственно с ростом давления. Существенное влияние на чувствительность оказывает величина R . Например, при $R=10$ минимально измеримая κL достигает 0.28, что соответствует нижней границе измерения $N_e L$ и T плазмы меди $(1 \div 0.4) \cdot 10^{18}$ см⁻² и $(13 \div 5.3) \cdot 10^3$ К соответственно для указанного интервала давлений. Верхняя граница применимости методики определяется максимально измеримым значением κL , равным 7.7 и 10 при $R=1$ и 10 соответственно. Это дает для $N_e L$ величины $7 \cdot 10^{18}$ и 10^{19} см⁻² при $R=1$ и 10 соответственно.

В указанном диапазоне применимости предлагаемой методики вклад тяжелых частиц в рефракцию плазмы меди растет с повышением давления и составляет от 20 до 95 %, что свидетельствует о необходимости его учета при обработке интерферограмм и, следовательно, о неприменимости в данных условиях методики [4].

Следует отметить, что коэффициент поглощения можно определить путем измерения интенсивности падающего и прошедшего через плазму лазерных лучей. Однако, как следует из (2), точность определения κL по видимости интерференционных полос превышает точность определения этой величины указанным методом при больших оптических плотностях ($\kappa L \geq \sqrt{0.36 R + 9.5}$ для $1 \leq R \leq 20$). Например, для $R=1$ и $\kappa L=5.8$ ошибка измерения κL

по видности интерференционных полос на порядок меньше ошибки измерения κL по отношению интенсивностей падающего и прошедшего через плазму лучей.

Плотные плазменные образования часто являются нестационарными, поэтому применение рассматриваемой методики накладывает определенные ограничения на время регистрации интерферограммы. Выполненные нами расчеты показали, что в пределах применимости методики зависимость показателя преломления плазмы меди от температуры и плотности значительно сильнее зависимости коэффициента поглощения от этих параметров. Поэтому ограничение на время экспонирования интерферограммы определяется в большей степени стабильностью положения интерференционных полос, нежели стабильностью их видности. Оценки показывают, что для $R=1-10$ относительная ошибка измерения плотности почернения фотоэмульсии, внесенная нестабильностью положения интерференционных полос за время экспонирования, не будет превышать 3 % максимального почернения, если разность фаз интерферирующих лучей за это же время $\Delta\varphi \leq 0.2\pi$ у нижней границы применимости методики и $\Delta\varphi \leq 0.6\pi$ у верхней границы. Это накладывает ограничения на относительные изменения T и N_e плазмы меди за время экспонирования, равные $\Delta T/T \leq (1.5-8)\%$ и $\Delta N_e/N_e \leq (3.5-30)\%$ у нижней границы применимости методики, а также $\Delta T/T \leq (5-12)\%$ и $\Delta N_e/N_e \leq (10-25)\%$ у верхней. Меньшим значениям $\Delta T/T$ и $\Delta N_e/N_e$ указанных интервалов соответствуют меньшие величины давления в плазме. Количественная оценка допустимых $\Delta T/T$ и $\Delta N_e/N_e$ произведена на основании результатов расчета равновесного компонента состава плазмы меди и зависимостей $n-1$ и κ от ее параметров.

Собственное излучение плотной плазмы может привести к заметному снижению контраста интерференционных полос и тем самым к систематической ошибке измерений κL . Требования к допустимой фоновой засветке интерферограммы I_ϕ зависят как от величины κL , так и от соотношения интенсивностей объектного и опорного лучей. Оценки показывают, что при $R=1$ систематическая ошибка измерения отношения видностей V_1/V_2 , вызванная фоновой засветкой, не будет превышать ошибки измерения V_1/V_2 , определяемой из указанной выше 3 %-ой точности измерения интенсивности излучения, если $I_\phi/I_0 \leq 13\%$ у нижней границы применимости рассматриваемой методики и $I_\phi/I_0 \leq 51\%$ у верхней границы. Здесь I_0 — интенсивность объектного луча интерферометра. С ростом R требования к I_ϕ более жесткие. При $R=10$ $I_\phi/I_0 \leq 8\%$ и $I_\phi/I_0 \leq 45\%$ для κL , соответствующих нижней и верхней границам.

Рассмотренный метод был применен для исследования истекающего в вакуум плотного импульсного потока плазмы меди, источником которого являлся ускоритель на основе электрического взрыва фольги с характерным временем взрыва ≈ 100 мкс. Временные покадровые развертки интерферограмм получены с помощью голографического интерферометра, работающего в реальном времени и скоростного фоторегистратора [3]. Экспозиция отдельного кадра развертки составляла 0.1-0.5 мкс. С целью исключения фоновой засветки интерферограмм, основную долю которой составляли излучение плазмы и рассеяние лазерного излучения на голограмме, перед фоторегистратором помещались интерференционный и пространственный фильтры. Для определения видности интерференционных полос по их контрасту на пленку фоторегистратора снималось также изображение ступенчатого ослабителя. В результате обработки интерферограмм, соответствующих по времени максимальному значению температуры и плотности плазменного потока, для средних по зондирующему лучу N_e и T на выходе ускорителя получены $5 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$ и $16 \cdot 10^3$ К. Эти данные достаточно хорошо совпадают с полученным в аналогичных условиях результатом измерений температуры методом Бартельса и результатом определения электронной плотности по измерениям температуры и показателя преломления [3].

Литература

- [1] *Alpher R. A., White D. R.* Phys. Fluids, 1959, v. 2, N 2, p. 162-169.
- [2] *Бурмаков А. П., Новик Г. М.* Интерференционно-голографическое исследование сверхзвуковой плазменной струи импульсного разряда. — ЖТФ, 1981, т. 51, № 1, с. 68-72.
- [3] *Бурмаков А. П., Михайлов В. Б., Колесник А. В.* Взаимодействие плазмы электрического взрыва проводника с поверхностью твердого тела. — ТВТ, 1982, т. 20, № 5, с. 906-911.
- [4] *Бабин Л. В., Плис А. И.* К расчету прозрачности плазмы по контрасту интерференционной картины. — Опт. и спектр., 1969, т. 26, № 4, с. 1037-1041.
- [5] *Кольер Р., Беркхарт К., Линь Л.* Оптическая голография. М.: Мир, 1973. 672 с.

Научно-исследовательский институт
прикладных физических проблем им. А. Н. Севченко
при Белорусском государственном
университете им. В. И. Ленина

Поступило в Редакцию
29 мая 1985 г.
В окончательной редакции
10 ноября 1985 г.