

6. Томсонс Я. Я. и др. Комплекс аппаратных и программных средств для оценивания характеристик доплеровского сигнала.— *Автометрия*, 1981, № 4.
7. Ishizu J., Ohta K., Okada T. Changes in the Particle Size and Concentration of Cigarette Smoke through the Column of a Cigarette.— *J. Aerosol Sci.*, 1978, vol. 9, p. 25—29.
8. Ruedy R. Absorption of Light Heat Radiation by Small Spherical Particles.— *Can. J. of Research. Ser. A*, 1942, vol. 20, N 3.
9. Соу С. Гидродинамика многофазных систем.— М.: Мир, 1971.
10. Гроздовский Г. Л. О движении мелких частиц в газовом потоке.— *Ученые записки ЦАГИ*, 1974, т. 5, № 2.
11. Сэфмен П. Г. Подъемная сила малой сферы при медленном течении сдвига.— *Механика*, 1966, № 1.
12. Багрянцев В. И., Кислых В. И. Нарушение разделения мелких частиц в вихревой камере.— *Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук*, 1980, вып. 1.
13. Сухович Е. П. Аэродинамика вихревой камеры.— *Изв. АН ЛатвССР. Сер. физ. и техн. наук*, 1969, № 4.
14. Уормли. Аналитическая модель несжимаемого потока в коротких вихревых камерах.— *Теор. основы инж. расчетов*, 1969, № 2, с. 145.
15. Розенцвейг, Левеллен, Росс. Ограниченные вихревые течения при взаимодействии с пограничным слоем.— *Ракетная техника и космонавтика*, 1964, с. 94—103.
16. Деветерякова М. И., Михайлов П. М. О влиянии геометрии вихревой камеры на торцевые перетечки.— *Труды ЛПИ. Сер. Энергомашиностроение*, 1960, вып. 310.
17. Kotas T. J. Turbulent Boundary Layer Flow on the End Wall of Cylindrical Vortex Chamber.— *Heat and Fluid Flow*, 1975, vol. 5, N 2.

*Поступила в редакцию 26 января 1981 г.;
окончательный вариант — 4 октября 1981 г.*

УДК 535.338.334 : 538.4

А. Н. КОРОТКОВ, С. И. КРУГЛЫЙ, А. П. НЕФЕДОВ
(Москва)

ЛАЗЕРНЫЙ ДОПЛЕРОВСКИЙ АНЕМОМЕТР ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ ПОТОКА ПЛАЗМЫ ПРОМЫШЛЕННОЙ МГД-УСТАНОВКИ

Работы по МГД-преобразованию энергии потребовали создания методов и средств диагностики высокотемпературных высокоскоростных потоков плазмы в присутствии электрических и магнитных полей. Важными параметрами потока рабочего тела МГД-генератора являются температура, электропроводность, концентрация заряженных частиц и скорость потока. Удельная электрическая мощность, снимаемая с генератора, пропорциональна скорости среды, поэтому необходимо знание распределений скорости и интенсивности турбулентности потока по сечению канала. Экспериментальное определение указанных физических параметров особенно актуально на этапе разработки МГД-генераторов промышленного типа, так как это позволяет проверить существующие теоретические и расчетные модели.

Методы лазерной анемометрии для диагностики потока в МГД-генераторах малых размеров успешно применялись в Стэнфордском университете [1—3]. Для измерений в приэлектродном пограничном слое использовался однолучевой анемометр с обратным рассеянием [4], а исследование пограничного слоя около изоляционной стенки проводилось лазерным анемометром, построенным по дифференциальной схеме с рассеянием вперед [2].

Лазерный анемометр для диагностики потока плазмы в больших МГД-установках (типа установки У-25 [4]) должен удовлетворять следующим требованиям: диапазон измеряемых скоростей до 1000 м/с; работа в условиях большой фоновой засветки, так как температура плазмы

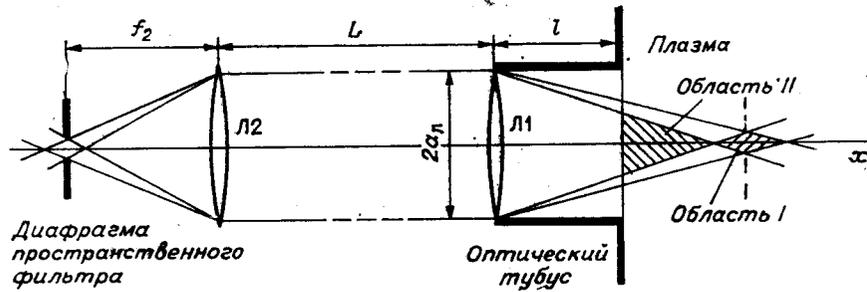


Рис. 1.

достигает 3000 К и имеются светящиеся частицы; зондирование на большую глубину потока (более 1 м); регистрация рассеянного излучения малой мощности, так как концентрация рассеивающих частиц низка; работа в условиях вибрации и в присутствии магнитного поля; необходимость дистанционного сбора информации, контроля и управления системой. Отметим также сложность доступа к потоку и введения в него рассеивающих частиц.

Предлагаемая нами система лазерного доплеровского анемометра (ЛДА) была разработана с учетом названных выше требований. Для анализа условий работы системы регистрации лазерного анемометра оценим мощность фоновой засветки и полезного сигнала. Пусть зондирование потока осуществляется на длине волны 488 нм. Как показали спектроскопические измерения, вблизи этой длины волны отсутствуют спектральные линии в плазме продуктов сгорания, а тормозное излучение пренебрежимо мало по сравнению с излучением частиц. Поэтому мощность фонового излучения (P_ϕ) высокотемпературного потока, содержащего частицы, можно определить по следующей формуле:

$$P_\phi = \varepsilon(\lambda) E(\lambda, T) S \Delta \lambda \Omega, \quad (1)$$

где $E(\lambda, T)$ — спектральная плотность абсолютно черного тела, S — площадь излучающей поверхности, Ω — телесный угол, $\Delta \lambda$ — интервал длин волн, в которых регистрируется фоновое излучение. Монохроматическая степень черноты облака частиц

$$\varepsilon(\lambda) = 1 - e^{-\alpha V x}. \quad (2)$$

Здесь $\alpha = 0,57/\lambda$ — монохроматический коэффициент поглощения, V — объемная доля частиц, x — эффективная толщина облака частиц.

Запишем уравнение (1) в дифференциальной форме для облака частиц толщиной dx и площадью dS , находящегося на расстоянии x от границы плазмы:

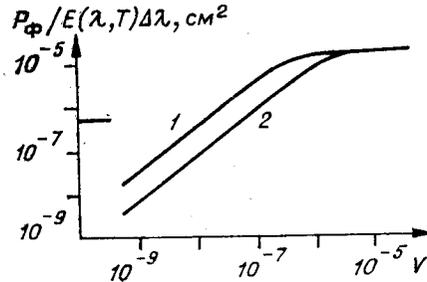
$$dP_\phi = \alpha E(\lambda, T) \Delta \lambda e^{-\alpha x} \Omega(x) dS dx. \quad (3)$$

Телесный угол $\Omega(x)$, в котором собирается фоновое излучение частиц, определим с учетом наличия пространственного фильтра в оптической схеме лазерного анемометра. Оптическая схема, показана на рис. 1.

В приближении геометрической оптики пространство перед собирающей линзой Л1 с фокусным расстоянием f_1 можно разбить на две области. В области I (область наблюдаемого объема) излучение частиц собирается в телесном угле, определяемом апертурой линзы Л1:

$$\Omega_1(x) = \pi a_n^2 f_1^2 / [L f_1 + (f_1 - L) x]^2, \quad (4)$$

a_n — радиус линзы, L — расстояние между линзами. В области II $\Omega(x)$



есть угол, под которым из излучающего элемента видна область I:

$$\Omega_2(x) = \pi(a_n f_1 / f_2)^2 (1 / (f_1 - x)^2), \quad (5)$$

где a_n — радиус диафрагмы пространственного фильтра, f_2 — фокусное расстояние линзы Л2.

Здесь пренебрегаем зависимостью $\Omega_1(x)$ и $\Omega_2(x)$ от расстояния между точечным источником и оптической осью системы, а также излучением вне областей I и II. Это допущение не приведет к заметной ошибке, если апертура собирающей линзы Л1 мала, т. е. $\pi a_n^2 / f_1^2 \ll 1$. Отсюда регистрируемое фоновое излучение от самосветящихся частиц равно

$$P_\Phi = \int_{\text{обл. I}} E(\lambda, T) \Delta \lambda \alpha e^{-\alpha x} \Omega_1(x) dv + \int_{\text{обл. II}} E(\lambda, T) \Delta \lambda \alpha e^{-\alpha x} \Omega_2(x) dv. \quad (6)$$

Вычисление интегралов в (6) проводилось на ЭВМ, так как аналитическое решение содержит ряды и малоприспособно для оценок. Из результатов расчетов следует, что при любых возможных концентрациях частиц фоновое излучение области I много меньше излучения области II, т. е. регистрируется фон от частиц, находящихся между измерительным объемом и границей высокотемпературного потока. На рис. 1 представлена зависимость от объемной концентрации частиц ($V = (4\pi/3) r_0^3 n$) мощности фонового излучения (P_Φ), приведенного к спектральной плотности излучения абсолютно черного тела и спектральному интервалу, в котором происходит регистрация (диаметр диафрагмы 0,1 мм, кривая 1 — $f_1 = 3$ м, 2 — $f_1 = 1$ м).

Насыщение P_Φ при объемной концентрации частиц, большей некоторого значения, объясняется тем, что вследствие переизлучения вклад в фоновое излучение от частиц, находящихся от границы дальше некоторого расстояния, становится пренебрежимо малым.

В установке У-25 рассеивающими частицами могут быть естественным образом присутствующие в потоке частицы сажи. Показатель преломления сажи (углерода) в видимом диапазоне длин волн имеет комплексное значение, причем его действительная и мнимая части сравнимы ($m = 1,6 - i0,66$) [5]. Теоретические расчеты и оценки коэффициента рассеяния в этом случае крайне затруднены. Положение усложняется условием рассеяния назад. Строгое решение задачи рассеяния в рамках теории Ми указывает на то, что коэффициент рассеяния является сильно осциллирующей функцией размеров частиц. Мощность излучения, рассеиваемая частицей, находящейся в центре измерительного объема, по порядку величины равна [6]

$$P_{\text{рас}} = (2P_0 / \pi a_0^2) (\Omega_1 / 4\pi) (10^{-2} \pi r_0^2). \quad (7)$$

Здесь r_0 — радиус частицы, a_0 — радиус перетяжки зондирующего пучка мощностью P_0 на уровне $1/e^2$, Ω_1 — телесный угол, в котором собирается излучение. Коэффициент 10^{-2} учитывает неравномерность индикатрисы при рассеянии назад. Например, для величин $a_0 = 10$ мкм, $r_0 = 2,5$ мкм, $\Omega_1 = 10^{-3}$ и $P_0 = 100$ мВт мощность рассеянного излучения составит $P_{\text{рас}} \sim 10^{-8}$ Вт. При этом для оптической схемы, показанной на рис. 1, с параметрами $f_1 = 1$ м, $L = l = 0,5$ м, $f_2 = 0,1$ м, $a_n = 25$ мм, $a_d = 50$ мкм и $\Delta \lambda = 2$ нм при температуре потока $T = 2800$ К и концентрации частиц $n = 10^3$ см $^{-3}$ мощность фонового излучения оказывается такого же порядка.

Схема анемометра показана на рис. 2. Излучение аргонового лазера, работающего в одночастотном режиме, через зеркала М1 и М2 передается на линзу Л1, фокусирующую зондирующий пучок в исследуемую точку потока. Угол между направлением зондирования и осью канала 60°. Рассеянное излучение собирается этой же линзой, проходит диафрагму пространственного фильтра и направляется в барокамеру с эталоном Фабри — Перо (БЭФП). Далее с помощью объектива (линзы Л3 и Л4) и по-

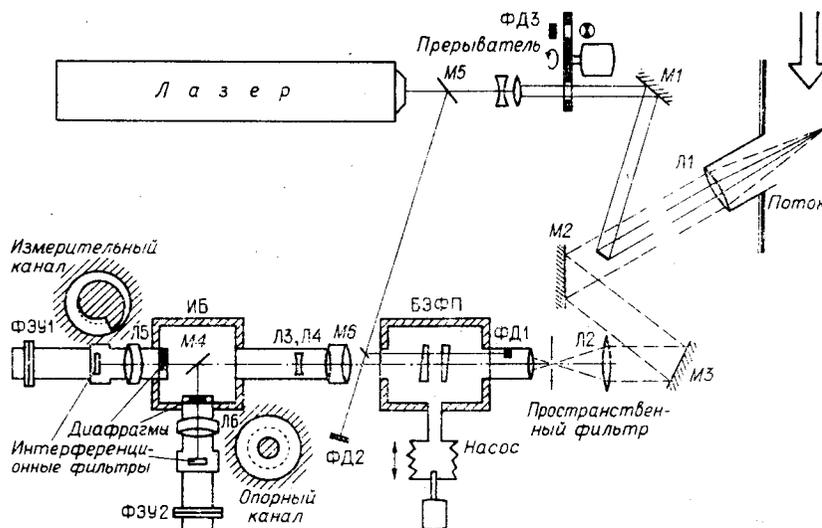


Рис. 2.

лупрозрачного зеркала M_4 формируются два изображения интерференционных колец. В плоскости изображений находятся специальные «маски». Излучение, прошедшее через эти «маски», линзами L_5 и L_6 фокусируется на фотокатоды фотоумножителей, работающих в режиме счета отдельных фотонов.

Конструктивно система регистрации состоит из двух блоков: барокамеры с насосом для стабилизации эталона Фабри — Перо и измерительного блока (ИБ). Первый блок позволяет путем изменения давления в барокамере подстраивать размеры интерференционных колец под размеры «масок». Насос изготовлен из нескольких медных сильфонов, длина которых изменяется с помощью реверсивного двигателя. Насос обеспечивает перестройку эталона более чем на два интерференционных порядка. Для контроля настройки эталона служит схема из полупрозрачных зеркал M_5 и M_6 и фотодиодов $\Phi Д 1$ и $\Phi Д 2$. Незначительная доля лазерного излучения, отводимая зеркалом M_5 , разделяется зеркалом M_6 на два луча. Первый направляется через эталон на фотодиод $\Phi Д 1$, второй попадает на фотодиод $\Phi Д 2$. После подстройки интерференционных колец под размеры «масок» отношение сигналов этих фотодиодов фиксируется и затем с помощью насоса поддерживается постоянным в течение всех измерений.

Внутри корпуса измерительного блока находятся рамки для крепления «масок» и полупрозрачного зеркала M_4 . Имеется возможность независимой юстировки каждой рамки. Фотоумножители (ФЭУ-79) помещены в специальные контейнеры с защитой от магнитного поля. В этих же контейнерах находятся импульсные усилители.

В измерительном устройстве используется эталон Фабри — Перо ИТ-51-30 с плоскопараллельными зеркалами. Расстояние между зеркалами выбирается из условия равенства максимального доплеровского сдвига и области свободной дисперсии. Контур «маски»-диафрагмы измерительного канала в полярной системе координат описывается уравнением

$$r = (\varphi r_1 / 4\pi) (1 - r_0^2 / r_1^2) + r_0 \sqrt{1 + (\varphi (r_1^2 - r_0^2) / 4\pi r_1 r_0)^2},$$

где r_0 и r_1 — радиусы первых двух колец, соответствующих несдвинутой лазерной частоте. Диафрагма опорного канала пропускает излучение измеряемого кольца полностью, и поэтому частное от деления сигналов двух каналов пропорционально доплеровскому сдвигу частоты и не зависит от флуктуаций мощности рассеянного излучения.

Регистрация оптических сигналов происходит в режиме счета фотонов, для обработки использован метод цифрового синхронного детектирования. Электрические импульсы, снимаемые с фотоумножителей при регистрации отдельных фотонов, после усиления подаются на два идентичных реверсивных счетчика (один — измерительный канал, другой — опорный). Зондирующий лазерный пучок модулируется прерывателем. Когда пучок открывается, по сигналу с фотодиода ФДЗ оба счетчика начинают накапливать информацию по каждому из каналов: регистрируется рассеянное излучение плюс фоновая засветка. Когда луч перекрыт, в счетчиках происходит вычитание фоновой засветки. При достижении наперед заданного числа импульсов в опорном канале и окончании интервала, когда пучок перекрыт, счет прекращается и результаты высвечиваются на двух световых табло.

Выход информации обеспечивается в цифровом виде, что дает возможность подключить ЛДА к ЭВМ. Контроль и управление лазерным доплеровским анемометром осуществляются дистанционно (расстояние от места установки прибора до места сбора информации ~ 100 м).

Описанная система регистрации была опробована в условиях действующей установки У-25. Измерялась мощность фонового излучения плазмы. Измеренная мощность, приведенная к плотности интенсивности абсолютно черного тела (см. рис. 1), оказалась равной $(1-6) \cdot 10^{-7}$ см². Согласно сделанным ранее оценкам, этому значению соответствует объемная концентрация частиц $\sim 10^{-7}$. Если диаметр частиц положить равным 5 мкм, то их концентрация составит 10^3 см⁻³.

ЛИТЕРАТУРА

1. Self S. A. Laser Doppler Anemometer for Boundary Layers.— Proc. 14-th Symp. on Engineering Aspects of Magnetohydrodynamics, Tullahoma. Tennessee, April, 1974, p. V 8.
2. Rankin R. R., Self S. A., Eustis R. H. A Study of the MHD-Insulating Wall Boundary Layer.— In: Proc. 16-th Symp. on Engineering Aspects of Magnetohydrodynamics, Pittsburg. Pennsylvania, May 16—18, 1977, p. VI 3.13.
3. Селф С. А., Крюгер К. Х. Методы диагностики течений продуктов сгорания в МГД-каналах.— РТК, 1978, № 5.
4. Кириллин В. А., Шейнцлин А. Е. Некоторые итоги исследования энергетической МГД-установки У-25.— ТВТ, 1974, т. 12, № 2.
5. Ван де Хюлст. Рассеяние света малыми частицами.— М.: ИЛ, 1961.
6. Кульбин В. М., Ринкевичюс Б. С. Применение аргонового лазера для исследования скорости в пламенах.— ТВТ, 1973, т. 11, № 3.

Поступила в редакцию 26 января 1981 г.

УДК 621.378.525.532.57

П. Я. БЕЛОУСОВ, Ю. Н. ДУБНИЦЕВ, А. Р. ЕВСЕЕВ

(Новосибирск)

ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ЛАМИНАРНО-ТУРБУЛЕНТНОГО ПЕРЕХОДА МНОГОКАНАЛЬНЫМ ЛАЗЕРНЫМ АНЕМОМЕТРОМ

Экспериментальные исследования структуры турбулентных потоков показали наличие флуктуаций скорости, которые не носят случайного (турбулентного) характера, а связаны с обтеканием и взаимодействием крупномасштабных вихревых структур, называемых когерентными [1—3]. Наиболее информативным методом исследования таких структур является регистрация в опытах мгновенного профиля скорости с последующим анализом на ЭВМ. В статье описывается метод измерения мгновенного