

А. И. АКИМОВ, Г. И. КРОМСКИЙ, И. В. СКОКОВ

О ВЫБОРЕ КОЭФФИЦИЕНТА ОТРАЖЕНИЯ ЗЕРКАЛ МНОГОЛУЧЕВОГО ИНТЕРФЕРОМЕТРА

Обсуждается вопрос о выборе оптимальной величины коэффициента отражения зеркал многолучевого интерферометра, используемого для исследования газовых потоков, протекающих в пространстве между зеркалами.

Приводятся экспериментальные данные, полученные при использовании многолучевого интерферометра для исследования сверхзвуковых газовых течений.

При использовании многолучевого интерферометра для количественных исследований в аэрогазодинамике [1, 2] реализация его преимуществ как высокочувствительного прибора в значительной степени зависит от правильного выбора параметров интерферометра и в первую очередь коэффициента отражения R . Коэффициент отражения является важнейшей характеристикой многолучевого интерферометра, определяющей разрешающую силу, эффективное число интерферирующих лучей, коэффициент пропускания, контрастность интерференционных полос.

Рассмотрим связь коэффициента отражения с другими параметрами интерферометра. На рис. 1 показан общий случай расположения зеркал многолучевого интерферометра S_1 и S_2 , на которые падает монохроматический свет по направлению слева направо. Из рис. 1 следует, что

$$h = h_0 + \varphi x, \quad (1)$$

где φ — двугранный угол между зеркалами интерферометра.

Максимальное значение интенсивности в интерференционной полосе будет при условии

$$2(h_0 + \varphi x) = k\lambda, \quad (2)$$

где k — порядок интерференции, λ — длина волны света.

При малых φ можно считать, что $dh = \varphi x$.

Если длина волны света λ изменится, произойдет смещение максимума интерференционной полосы, определяемое выражением

$$(dx)_\lambda = k \frac{d\lambda}{2\varphi}. \quad (3)$$

Если изменится порядок интерференции (например, вследствие изменения расстояния), то вызванное этим смещение максимума равно

$$(dx)_k = dk \frac{\lambda}{2\varphi}. \quad (4)$$

При $dk = 1$ отношение величин $(dx)_\lambda / (dx)_k$ характеризует относительную ширину интерференционной полосы:

$$\mu = \frac{(dx)_\lambda}{(dx)_k}. \quad (5)$$

Относительная ширина интерференционной полосы показывает, какую долю расстояния между максимумами составляет полуширина полосы (ширина, измеренная в том месте, где интенсивность равна половине максимальной). Действительно, числитель выражения (5) устанавливает зависимость смещения максимума интерференции от длины волны, т. е. по существу характеризует ширину интерференционного контура, а знаменатель — зависимость положения максимумов от порядка интерференции.

Из (3) и (4) получим

$$\mu = 2h \frac{d\lambda}{\lambda^2}. \quad (6)$$

Для получения узких и контрастных полос следует, как известно, использовать зеркала с большим R ; однако с его возрастанием падает пропускание интерферометра и, следовательно, увеличивается время экспозиции при фотографической регистрации интерференционной картины. Последнее в ряде случаев весьма нежелательно, например, при работе в условиях сильных вибраций. В связи с этим необходимо выбрать оптимальное значение R .

Предположим, что $d\lambda_1$ — ширина линии, обусловленная конечной величиной монохроматичности света, $d\lambda_2$ — ширина линии, обусловленная характеристиками интерферометра в предположении освещения его «идеально» монохроматическим светом. В этом случае суммарная ширина полосы $d\lambda_\Sigma$ может быть записана в виде

$$d\lambda_\Sigma = d\lambda_1 + d\lambda_2. \quad (7)$$

Зная спектральную ширину используемого источника света и определяя величину $d\lambda_2$ [4], как

$$d\lambda_2 = \frac{\lambda^2(1-R)}{2h\pi\sqrt{R}}, \quad (8)$$

где h — расстояние между зеркалами, можно графически выразить зависимость μ_Σ (суммарная относительная ширина полосы) от расстояния между зеркалами h и коэффициента отражения R . Такой график приведен на рис. 2. Кривые 2, 4 рассчитаны соответственно для $h=40$ и 60 мм при $d\lambda_1=0,0075$ Å. Экспериментальные кривые 1, 3 получены для $h=40$ и 60 мм соответственно при $R=80, 82, 86, 95$ и 97% . Использовалась ртутная лампа низкого давления с водяным охлаждением [3]. Светофильтр имел максимум пропускания при $\lambda=5790$ Å. Обработка интерферограмм проводилась фотометрическим методом.

Сравнение расчетных и экспериментальных результатов показывает, что в реальных условиях значение относительной ширины несколько больше расчетной. Небольшое расхождение между экспериментальными и расчетными значениями для μ_Σ можно отнести за счет не-

совпадения в эксперименте спектральной ширины излучения ртутной лампы с той величиной $d\lambda_1$, которая использовалась для расчетов, а также за счет погрешностей изготовления зеркал и других отступлений параметров интерферометра от номинальных значений. Как видно из рис. 2, дальнейшее увеличение коэффициента отражения при $R > 90\%$ не приводит к существенному уменьшению относительной ширины интерференционной полосы (для данного расстояния h). Это объясняется тем, что при таких параметрах интерферометра преобладающий вклад в суммарную величину относительной ширины полосы μ_{Σ} вносит первый член суммы (7), определяемый недостаточной монохроматичностью

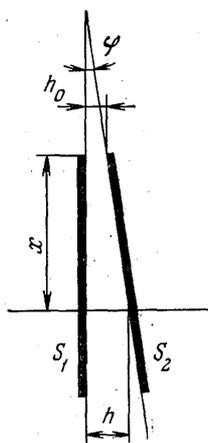


Рис. 1

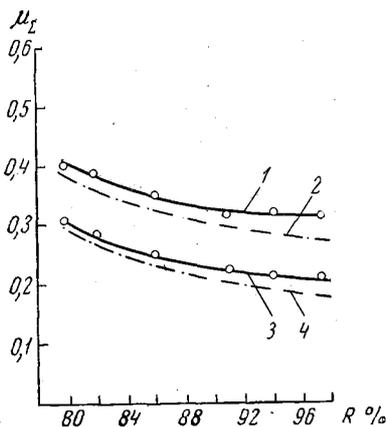


Рис. 2

источника света. Таким образом, для каждого конкретного случая (фиксированные значения h и $d\lambda_1$) не имеет смысла выбирать значение R больше, чем некоторое предельное, так как это приведет лишь к существенной потере светосилы системы. Приведенный график и зависимость (6) позволяют выбирать оптимальную величину коэффициента отражения зеркал для конкретных условий эксперимента.

Следует отметить, что полученный выше вывод, в существенной мере определяющий эффективность применения интерферометра при исследовании газообразных сред, заключенных между его зеркалами, имеет весьма важное практическое значение.

Авторами изучено влияние коэффициента отражения на чувствительность измерения малых вариаций плотности сверхзвукового газового потока, обтекающего модель, установленную в аэродинамической камере. Схема экспериментальной установки с интерферометром показана на рис. 3. Интерферометр 5 установлен в аэродинамической вакуумной камере. Между зеркалами проходит газовый поток, ускоряемый коническим соплом 6, обтекающий модель 7 сферической формы. Освещение интерферометра осуществляется лампой 1 и объективом 3, между которыми установлен узкополосный интерференционный светофильтр с полушириной 20 \AA и максимумом пропускания на длине 5790 \AA . С помощью камерного объектива 8 и фотоаппарата 10 (типа «Зенит») интерференционное поле изображается на фотопленке. Диафрагма 9 служит для выделения центральной части интерференционной картины. Вакуум в камере сохраняется при помощи фланцев с защитными стеклами 2 и 4.

После юстировки зеркал на параллельность и установки диафрагмы в центре системы колец в плоскости фотопленки наблюдается равномерно освещенное поле. При обтекании модели сверхзвуковым потоком газа образуется отошедшая ударная волна, которая визуализируется за счет резкого изменения плотности в ней по сравнению с невозмущенным потоком.

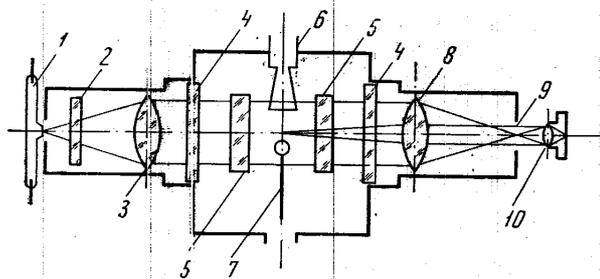


Рис. 3

На рис. 4 приведен ряд интерферограмм обтекания сферы $\varnothing 10$ мм, потоком с числом Маха ≈ 4 и статическим давлением $7 \cdot 10^{-2}$ тор. Интерферограмма, изображенная на рис. 4, а, получена с зеркалами, коэффициент отражения которых равен

80% (относительная ширина интерференционной полосы $\mu_s = 0,41$). Из фотографии видно, что контраст интерференционной картины невысок, поэтому ударный фронт перед моделью слабо выделяется на фоне набегающего потока. Очевидно, что точность количественной обработки такой интерферограммы будет невысокой.

При увеличении коэффициента отражения до величины 90% относительная ширина интерференционной полосы уменьшается до 0,32; интер-

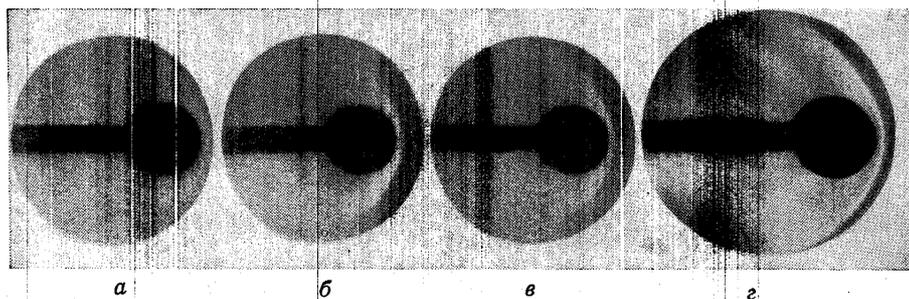


Рис. 4

ференционный контраст существенно возрастает, ударная волна наблюдается значительно более отчетливо. Дальнейшее повышение коэффициента отражения до величины 94% (рис. 4, в) несущественно уменьшает относительную ширину ($\mu_s = 0,31$); интерференционный контраст практически не увеличивается, вид картины обтекания не меняется. В то же время экспозиция, необходимая для получения той же оптической плотности почернения, что и на рис. 4, б, возрастает примерно в 2,5 раза. Таким образом, на примере этих интерферограмм, полученных при одних и тех же газодинамических параметрах, видно, что при данном типе источника света (ртутная лампа низкого давления) и при фиксированном расстоянии между зеркалами ($h = 40$ мм) увеличение R больше величины 90% не приводит к повышению чувствительности интерферометра, а вызывает лишь дополнительные световые потери.

Использование более монохроматических источников света дает возможность применять зеркала с существенно большей величиной ко-

эфициента отражения. В качестве примера на рис. 4, з приведена интерферограмма обтекания сферы (при тех же газодинамических параметрах), полученная с высокомонокроматичной одноизотопной ртутной лампой, охлаждаемой водой, и интерференционным светофильтром с полушириной 20 Å и максимумом пропускания на длине 5461 Å; коэффициент отражения зеркал равен 97%. На интерферограмме видна очень четкая ударная волна, а также промежуточные скачки уплотнения, которые на рис. 4, а, б, в не наблюдаются вследствие недостаточной чувствительности. Очевидно, что за счет малой относительной ширины интерференционной полосы точность обработки интерферограммы увеличивается.

На рис. 5 показано поле кривых равной плотности в области передней критической точки перед сферой, обтекаемой сверхзвуковым потоком с числом Маха $M=4,02$ и числом Рейнольдса $Re_2=230$ (рассчитанным по параметрам газа за скачком плотности). Начало координат совмещено с центром сферы; по оси абсцисс отложено расстояние вдоль оси потока z ; по оси ординат — расстояние вдоль радиуса потока r от линии торможения. Из кривых, представляющих собой

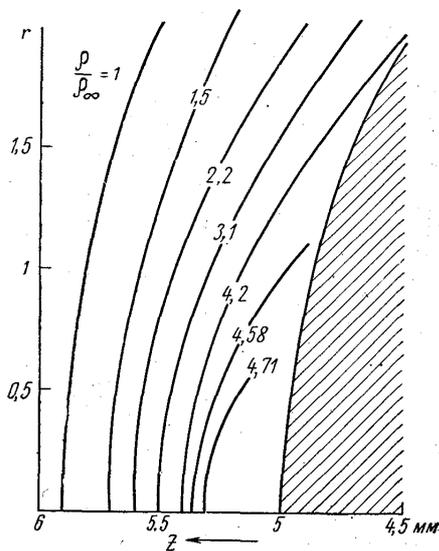


Рис. 5

линии равных плотностей ρ/ρ_∞ (ρ — текущее значение плотности, ρ_∞ — плотность набегающего потока), видно, что ударная волна размыта, ее толщина составляет несколько длин свободного пробега частиц набегающего потока. Наблюдается область, в которой плотность в ударном слое практически постоянна. Значение плотности, рассчитанное по соотношениям Гюнио в пределах точности измерений ($\approx 10\%$), совпадает с экспериментально полученными данными. Таким образом, при условии правильного выбора соотношений между величинами h , R и μ_Σ метод многолучевой интерферометрии может быть использован для количественных измерений параметров обтекания моделей сверхзвуковым газовым потоком.

ЛИТЕРАТУРА

1. Королев Ф. А., Кромский Г. И., Скоков И. В. «Изв. вузов», физика, № 5, 1963.
2. Королев Ф. А., Акимов А. И., Кромский Г. И., Скоков И. В. «Приборы и техника эксперимента», № 4, 1965.
3. Королев Ф. А. «Вестн. Моск. ун-та», сер. мат., мех., астроном., физ., химии, № 3, 1955.
4. Толанский С. Спектроскопия высокой разрешающей силы. М., ИЛ, 1955.

Поступила в редакцию
14. 12 1966 г.

Кафедра
оптики