

УДК 535.24 + 53.082.5

А. А. Павлов, Ал. А. Павлов, М. П. Голубев

*Новосибирский государственный университет
ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия*

*Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН
ул. Институтская, 4/1, Новосибирск, 630090, Россия*

pavalex@phys.nsu.ru; palex@itam.nsc.ru; emaxya@yandex.ru

ПРИМЕНЕНИЕ САМОНАВОДЯЩИХСЯ ФИЛЬТРОВ ЦЕРНИКЕ НА ОСНОВЕ ЭФФЕКТА НАСЫЩЕНИЯ ДЛЯ ТЕНЕВОЙ ДИАГНОСТИКИ ГАЗОВЫХ ПОТОКОВ *

Предложен новый вид самонаводящихся фильтров Цернике (адаптивных визуализирующих транспарантов) на основе эффекта насыщения поглощения. Транспаранты представляют собой тонкий слой вещества, поглощающего на длине волны зондирующего излучения и просветляющегося при большей мощности последнего. Слой размещен в фокальной плоскости приемного объектива шлирен-системы. Показана возможность создания транспарантов с временем наведения и релаксации на уровне 10^{-4} – 10^{-5} с. Это существенно снижает влияние вибраций на систему. Регистрируемые изображения аналогичны интерферограммам в бесконечной полосе, что позволяет получать количественную информацию. Даны примеры применения транспарантов на основе органических красителей в аэрофизическом эксперименте.

Ключевые слова: шлирен-методы, эффект просветления, насыщение поглощения, фильтр Цернике, адаптивный визуализирующий транспарант (АВТ).

Введение

Теневые методы являются оптическими методами исследования фазовых объектов, и широко используются в частности в аэрофизическом эксперименте для диагностики газовых потоков [1–3]. Они основаны на связи показателя преломления с плотностью газа $n = 1 + \xi\rho$, где ξ – постоянная для данного газа величина (постоянная Гладстона – Дейла), ρ – плотность газа. В статье рассматриваются теневые методы с использованием визуализирующих транспарантов. Наиболее распространенными названиями подобных методов являются: метод Фуко;

метод Теплера; шлирен-метод (шлирные методы).

Шлирен-методы основаны на Фурье-фильтрации зондирующего излучения, прошедшего через исследуемый объект. Одна из возможных схем представлена на рис. 1. Источник света 1 расположен в фокальной плоскости коллиматорного объектива 2, формирующего плоскопараллельный пучок зондирующего излучения. Пройдя исследуемый объект 3, излучение попадает в приемный объектив 4, в фокальной плоскости которого расположен визуализирующий транспарант 5, являющийся фильтром пространственных частот. Объективом 6 изображе-

* Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 12-02-31339 МОЛ_А_2012).

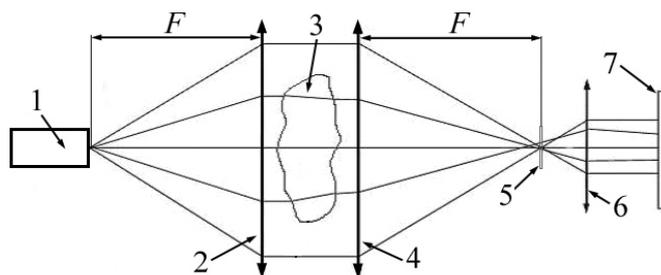


Рис. 1. Оптическая схема теневого метода

ние исследуемого объекта фокусируется в плоскости регистрации 7 (матрица телекамеры). Могут применяться источники света и транспаранты различных типов.

Одной из наиболее распространенных схем является схема с ножом Фуко. В качестве источника света при этом используется светящаяся щель. Визуализирующий транспарант выполнен в виде непрозрачной полуплоскости – так называемый нож Фуко. В отсутствие неоднородности в плоскости 5 формируется неискаженное изображение источника света, в данном случае щели. Нож Фуко с кромкой, параллельной большому размеру щели, устанавливается таким образом, чтобы перекрывать половину ее изображения. В результате на фотоприемник проходит половина мощности исходного излучения – полутоновый режим. Изображение равномерно освещено.

В приближении геометрической оптики шлирные методы чувствительны к первым производным от градиентов длины оптического пути зондирующего излучения в направлении, ортогональном его распространению. Это выражается в изменении углов распространения отдельных микропучков (лучей):

$$\Delta\theta_i = \int_0^S \frac{1}{n} \cdot \frac{\partial n}{\partial x_i} dz = \xi \int_0^S \frac{\partial \rho}{\partial x_i} dz.$$

В результате угловых отклонений изображения щели для отдельных лучей смещаются на $\delta = 1 + F\Delta\theta$. Смещения, ортогональные кромке ножа Фуко, приводят к изменению доли излучения, прошедшего к соответствующей точке изображения в плоскости 7. Интенсивность в точке (x, y) с параллельной оси $(0, x)$ кромкой ножа Фуко будет

$$I_{\Delta\theta} \approx \frac{I_0}{2} \left(1 + \frac{\delta_y}{d/2} \right) = \frac{I_0}{2} \left(1 + \frac{2F\Delta\theta_y}{d} \right). \quad (1)$$

Здесь I_0 – интенсивность при полностью открытом изображении источника, F – фокусное расстояние объектива, d – высота изображения щели. Соотношение (1) выполняется при $|\delta_y| \leq d/2$. При $\delta_y > d/2$ щель полностью открыта и интенсивность в соответствующей точке изображения максимально возможная $I_{\Delta\theta} = I_0$. При $\delta_y \leq d/2$ щель полностью перекрыта и интенсивность $I_{\Delta\theta} = 0$. Соответствующий диапазон углов определяет *рабочий диапазон прибора*:

$$|\Delta\theta_{\max}| \leq d/2F. \quad (2)$$

Наряду с рабочим диапазоном соотношение (1) позволяет оценить минимальный поддающийся регистрации угол отклонения $\Delta\theta_{\min}$, определяющий чувствительность прибора. Этот угол зависит от параметров схемы и от качества фотоприемника. Одним из определяющих параметров при этом является эффективное количество регистрируемых градаций серого N . Параметр N определяет минимальные поддающиеся надежной регистрации изменения интенсивности изображений. При этом

$$\Delta I_{\min} / I_0 \approx N^{-1}.$$

В результате с учетом (1) имеем

$$\Delta\theta_{\min} \approx d/FN. \quad (3)$$

Ограничения и недостатки шлирных методов

Несмотря на эффективность шлирных методов, их применение имеет ряд ограничений. Одним из ограничивающих факторов является недостаточная чувствительность при исследовании потоков с изменениями плотности на уровне $\Delta\rho < 10^{-2}\rho_0$, где ρ_0 – плотность нормальной атмосферы. Подобные вариации плотности реализуются, например, в дозвуковых потоках без теп-

лообмена с характерными изменениями скорости на уровне нескольких метров в секунду и в потоках на гиперзвуковых аэродинамических установках. Следовательно, вопрос повышения чувствительности является важным при исследовании подобных течений.

Из соотношения (3) следует, что чувствительность схемы с ножом Фуко возрастает с увеличением фокусного расстояния F , количества градиаций серого N и с уменьшением размера источника света d . С некоторым приближением соотношение (3) верно и для схем с иными визуализирующими транспарантами и формами источника света. Для конкретного теневого прибора варьировать чувствительность и рабочий диапазон можно только изменением характерного размера источника света d . Однако на практике размер d не может быть выбран сколь угодно малым по следующим причинам.

1. Нелазерные источники света малых размеров не дают необходимой для регистрации изображений мощности излучения и их размер, как правило, выбирается не менее 0,1 мм.

2. Соотношение (3) получено в приближении геометрической оптики, и в качестве d выступает реальный геометрический размер источника. Однако при d , сравнимых с длиной волны зондирующего излучения λ , в качестве характерного размера необходимо брать размеры изображения источника с учетом дифракционных эффектов. Для одномодового лазерного источника, наиболее приближающегося к точечному, дифракционный диаметр сфокусированного пятна в фокальной плоскости приемного объектива определяется соотношением $d_F \approx \lambda / FD$, где D – диаметр входного зрачка объектива. В результате из соотношения (3), в дифракционном пределе имеем

$$\Delta\theta_{\min.d} \approx \lambda / DN. \quad (4)$$

Подставим в соотношения (3) и (4) характерные величины: $D = 150$ мм, $F = 1\,500$ мм, $N = 1\,000$, $d = 0,1$ мм, $\lambda = 0,5$ мкм. В результате получим

$$\Delta\theta_{\min} \approx 7 \cdot 10^{-8}, \quad \Delta\theta_{\min.d} \approx 3 \cdot 10^{-9},$$

что теоретически позволяет визуализировать возмущения плотности газа с характерными размерами 20 мм на уровне $\Delta\rho / \rho_0 \approx 2 \cdot 10^{-3}$ и $\Delta\rho / \rho_0 \approx 10^{-4}$. Подобные

вариации плотности реализуются, например, в дозвуковых потоках с характерными изменениями скорости на уровне около 20 и 3 м/с соответственно. (Оценка проведена с использованием газодинамической функции $\varepsilon = \rho / \rho_0$.)

Однако достичь подобной чувствительности, как правило, не удастся. Одной из причин является относительно низкое качество оптических элементов как самой установки (оптические окна, поворотные зеркала и др.), так и непосредственно теневого прибора. Например, на рис. 2, а приведено изображение фокального пятна лазерного источника света для прибора ИАБ-451 в сравнении с дифракционным пятном высококачественного объектива (рис. 2, б). Видно, что размер фокального пятна для качественного объектива практически совпадает с теоретическим и составляет $d_F \approx 7$ мкм. Использование подобного объектива позволяет на порядок повысить чувствительность метода по сравнению с прибором ИАБ-451, что согласуется с приведенными оценками.

Как следует из соотношений (2), (3), увеличение чувствительности путем уменьшения размера изображения источника света ведет к пропорциональному уменьшению рабочего диапазона. Это ограничивает эффективность метода при исследовании потоков, характеризующихся наличием слабых возмущений на фоне более сильных или одновременным присутствием в потоке областей со слабыми и сильными возмущениями. Данная ситуация характерна для сверхзвуковых потоков, в которых наряду с регистрацией сильных возмущений (скачки уплотнения, области отрыва и др.) необходимо регистрировать слабые возмущения (переходы в пограничных слоях, звуковые возмущения и др.).

Увеличение чувствительности ведет также к повышению критичности настройки прибора к вибрациям, сопутствующим работе многих аэродинамических труб. Иллюстрацией этому служат изображения источника для прибора, реализованного на сверхзвуковой аэродинамической трубе Т-325 ИТПМ СО РАН (рис. 2, б, в). Изображение на рис. 2, б получено при не работающей трубе. На рис. 2, в приведено четыре изображения при включенном потоке, наложенных на один кадр. Крепежные эле-

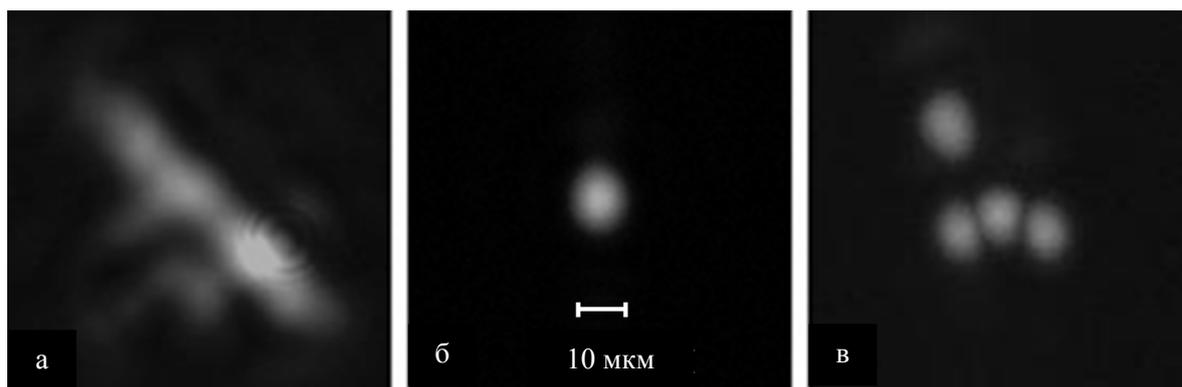


Рис. 2. Изображения фокального пятна

менты теневого прибора на данной установке не обеспечивают виброустойчивости оптических элементов. Это приводит к хаотическим смещениям изображения источника относительно кромки ножа, и не позволяет надежно регистрировать картины визуализации.

Следующей проблемой при повышении чувствительности является относительный рост интенсивности паразитных артефактов, не связанных с особенностями потока. К ним, в частности, относятся шумы на изображении, обусловленные относительно низким качеством оптических элементов установки, паразитными засветками и др., особенно сильно проявляющиеся при использовании когерентных источников света. Относительный уровень подобных шумов в случае их стационарности можно существенно снизить. Для этого используются достаточно простые алгоритмы, основанные на вычитании из рабочих изображений базового кадра, полученного до включения основного потока, на делении рабочего или промежуточного изображения, полученного с использованием первого алгоритма, на базовый кадр и другие¹.

Более важной проблемой является возможность проявления принципиально неустранимых артефактов. Их наличие связано с физическими особенностями метода, выражающимися в нелокальности преобразования волны зондирующего излучения на визуализирующем транспаранте относительно координат по полю изображения.

¹ В данной работе этот вопрос подробно не рассматривается, однако отметим, что изображения на рис. 3 а, б, а также на рис. 7, 8 получены с использованием подобной обработки.

Рассмотрим этот вопрос более подробно на примере схемы, представленной на рис. 1. Комплексную амплитуду монохроматической волны зондирующего излучения за исследуемой неоднородностью в фокальной плоскости 8 приемного объектива 4 можно представить в виде

$$A_1(x, y) = a_0 e^{i\varphi(x, y)},$$

где $\varphi(x, y)$ – набег фазы, характеризующий неоднородность. Как известно, тонкая идеальная линза формирует в своей задней фокальной плоскости Фурье-образ комплексной амплитуды в передней фокальной плоскости. Таким образом, амплитуда в плоскости 5

$$A_2(\xi, \eta) = F_1[A_1(x, y)],$$

где F_1 – оператор Фурье-преобразования на объективе 4. (Здесь и далее постоянные фазовые множители не учитываются.) Пусть плоскость 5 совпадает с передней фокальной плоскостью объектива 6. При этом в плоскости 7 формируется Фурье-образ комплексной амплитуды $A_2(\xi, \eta)$:

$$A_3(x', y') = F_2[A_2(\xi, \eta)] = F_2\{F_1[A_1(x, y)]\}.$$

Операторы F_1 и F_2 содержат масштабные коэффициенты, зависящие от фокусного расстояния линз. Можно показать, что

$$A_3(x', y') = A_1(-x, -y) \cdot s,$$

где $s = F/f$ – коэффициент увеличения, $sx' = x$, $sy' = y$ (см., например, [4]). Для идентичных линз $F = f$, $s = 1$ и $F_1 = F_2 = F$. При этом

$$\begin{aligned} A_3(x', y') &= F[A_2(\xi, \eta)] = \\ &= F\{F[A_1(x, y)]\} = A_1(-x, -y). \end{aligned} \quad (5)$$

Система из двух положительных линз с совпадающими фокальными плоскостями

называется телескопической или афокальной оптической системой Кеплера и широко используется в различных приложениях, особенно в задачах, связанных с Фурье-фильтрацией (фильтрацией пространственных частот). Иногда данную систему называют также $2F-2f$ или $4F$ (при $F=f$) схемой. Если плоскость исследуемого объекта расположена на расстоянии d_1 от первой линзы $2F-2f$ схемы, то сопряженная плоскость (плоскость изображения) 10 , расположена на расстоянии d_2 от второй линзы. При этом выполняется условие

$$d_1 s^{-1} + d_2 s = F + f.$$

(Положительные значения d_1 отсчитываются влево от линзы 4 , а d_2 – вправо от линзы 6) При

$$d_1 < F(1 + F/f)$$

плоскость изображения расположена всегда справа от линзы 10 , т. е. $d_2 > 0$. Масштаб изображения (коэффициент увеличения s) не зависит от значения d_1 .

Важным свойством $2F-2f$ схемы является неизменность расположения плоскости спектра пространственных частот 5 . Значение разности фаз в любых двух точках плоскости исследуемого объекта сохраняется для соответствующих им точек в плоскости изображения. Это означает, что результат фильтрации пространственных частот не меняется при вариации d_1 . Поэтому без нарушения общности можно рассматривать случай $F=f$ (соотношение 5), что мы в дальнейшем и будем использовать.

При наличии в Фурье-плоскости визуализирующего транспаранта комплексную амплитуду волны $A_2(\xi, \eta)$ необходимо умножить на амплитудное пропускание транспаранта $T(\xi, \eta)$, в общем случае комплексное. В итоге с учетом (5) для амплитуды в плоскости регистрации имеем

$$\begin{aligned} A_3(x', y') &= \mathbf{F}[T(\xi, \eta) \cdot A_2(\xi, \eta)] = \\ &= \mathbf{F}\{T(\xi, \eta) \cdot \mathbf{F}[A_1(x, y)]\}. \end{aligned}$$

Учитывая, что

$$\begin{aligned} \mathbf{F}[A_2(\xi, \eta)] &= \\ &= \mathbf{F}\{\mathbf{F}[A_1(x, y)]\} = A_1(-x, -y), \end{aligned}$$

и используя теорему о Фурье-образе произведения двух функций (теорему свертки), получим

$$\begin{aligned} A_3(x', y') &= \\ &= \frac{1}{2\pi} A_1(-x, -y) \otimes \mathbf{F}[T(\xi, \eta)]. \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь \otimes – символ операции свертки.

В отсутствие визуализирующего транспаранта $T(\xi, \eta)=1$. Для транспаранта с постоянным по полю пропусканием (например, обычный ослабляющий фильтр)

$$T(\xi, \eta) = \text{const} = T.$$

Фурье-образ от константы

$$\mathbf{F}[T] = T \cdot 2\pi\delta(x, y),$$

где $\delta(x, y)$ – дельта-функция Дирака. В результате из соотношения (6) получим

$$\begin{aligned} A_3(x', y') &= \\ &= T \cdot A_1(-x, -y) \otimes \delta(x, y) = T \cdot A_1(-x, -y). \end{aligned}$$

Как и следовало ожидать, в плоскости регистрации формируется обычное изображение с комплексной амплитудой, пропорциональной T . Преобразование является локальным (взаимно однозначным). Изменение комплексной амплитуды в некоторой точке плоскости регистрации зависит только от изменения комплексной амплитуды в соответствующей точке на выходе из исследуемого объекта.

Однако использование любого транспаранта с неоднородным по координатам (ξ, η) амплитудным пропусканием, приводит к нелокальности преобразования. При $|A_1(x, y)| = \text{const}$ соотношение (6) можно преобразовать к виду

$$\begin{aligned} A_3(x', y') &= \\ &= A_1(-x, -y) \int_{-\infty}^{\infty} \exp[i\Delta\varphi(x^*, y^*)] \times \\ &\times \mathbf{F}[T(\xi, \eta)](x^*, y^*) dx^* dy^*, \end{aligned}$$

где x^*, y^* – координаты, а

$$\begin{aligned} \Delta\varphi(x^*, y^*) &= \\ &= \varphi(x^* - x', y^* - y') - \varphi(x', y') \end{aligned}$$

есть изменение фазы вдоль осей $(0x', 0y')$ относительно точки (x', y') . При этом $\Delta\varphi(0, 0) = 0$.

Из соотношения (6) следует, что использование любого транспаранта с неоднородным по пространственным координатам пропусканием формально приводит к эффекту визуализации. Это выражается в интегральной зависимости модуля комплексной амплитуды в точке (x', y') , от при-

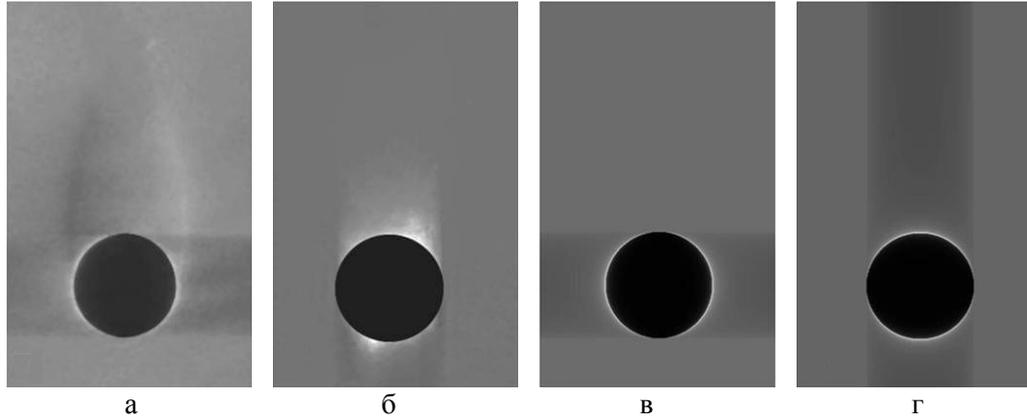


Рис. 3. Демонстрация нелокальности преобразования:
a, б – визуализация обтекания шара диаметром 20 мм, $V = 2,6$ м/с; *в, г* – численное моделирование.
 Положение кромки ножа Фуко: *a, в* – вертикальное; *б, г* – горизонтальное

ращения фазы в ее окрестности. Таким образом, нелокальность является необходимым условием визуализации. Однако наряду с этим нелокальность ведет к зависимости интенсивности в конкретной точке изображения (x', y') не только от изменения комплексной амплитуды в точке (x, y) , но и от изменения комплексной амплитуды в ее окрестности (а в общем случае – по всему полю изображения). Соотношение (6) может использоваться для описания работы практически всех теневых методов, в том числе и прямотеневых. В частности, можно показать, что для схемы с ножом Фуко изменение интенсивности в первом приближении пропорционально производной

$$\partial\varphi(x, y) / \partial y,$$

где y – координата, ортогональная кромке ножа Фуко.

На рис. 3 *a, б* приведены изображения, иллюстрирующие нелокальность преобразования для схемы с ножом Фуко. Показаны результаты визуализации свободно падающего шара с вертикальным и горизонтальным положениями кромки ножа. Отчетливо наблюдаются артефакты в виде широкой полосы, проходящей через изображение шара ортогонально кромке ножа. При визуализации горизонтальных градиентов плотности (см. рис. 3, *a*), несмотря на наличие подобных артефактов, можно получить информацию о структуре потока. Иная ситуация на рис. 3, *б*: визуализируются вертикальные градиенты плотности, которые для данного типа течения существенно меньше

горизонтальных. При этом паразитное изменение яркости расположено в области значимых изменений плотности потока и практически полностью заглушает полезный сигнал.

Метод фазового контраста

Большинство из упомянутых ограничений удастся преодолеть в схемах с визуализирующими транспарантами с амплитудным пропусканием в виде

$$T(\xi, \eta) = C_1 + C_2 \delta(\xi, \eta). \quad (7)$$

где C_1 и C_2 – константы, в общем случае комплексные. Второе слагаемое в соотношении (7) равносильно добавлению к исходной волне плоской волны в плоскости регистрации. В результате наблюдается интерференция двух волн. Изображения аналогичны интерферограммам в бесконечной полосе. Снимается проблема снижения рабочего диапазона. Амплитуды предметной и опорной волн в плоскости регистрации задаются соотношениями

$$A_{ob}(x', y') = C_1 a_0 e^{i\varphi(x, y)} = a_{ob} e^{i\varphi(x, y)},$$

$$A_{ref}(x', y') = a_{ref} e^{i\Psi},$$

а интенсивность

$$I(x', y') = |A_{ob}(x', y') + A_{ref}(x', y')|^2 =$$

$$= I_{ob} + I_{ref} + 2(I_{ob} I_{ref})^{1/2} \cos[\Psi - \varphi(x, y)].$$

Несмотря на то, что амплитуда A_{ref} и фаза Ψ интегральным образом зависят от фазы предметной волны по всему полю изображения, т. е. преобразование на транс-

паранте формально нелокальное, это не приводит к появлению нежелательных артефактов. Изменение интенсивности A_{ref} приводит лишь к изменению контраста интерференционных полос, а изменение фазы Ψ – к их фазовому сдвигу, постоянному по всему полю.

Невозможно физически изготовить транспарант с пропусканием, идентичным соотношению (7), из-за фигурирующей в нем дельта-функции. Кроме того, использование подобного транспаранта бессмысленно из-за нулевой энергии, проходящей через математическую точку. Однако суть подхода не изменится, если пропускание будет вида

$$T(\xi, \eta) = C_1 + C_2 \text{circ}(r). \quad (8)$$

Подобные транспаранты широко известны. Это не что иное, как разновидность фильтра Цернике, использующегося в методе фазового контраста [5]. Значение аргумента r круговой функции выбирается равным радиусу изображения источника света.

Несмотря на эффективность, метод фазового контраста редко применяется в аэрофизических экспериментах. Как и в обычных теневых методах, при малых размерах источника света необходима тщательная юстировка прибора. Случайные смещения и вибрации затрудняют, а иногда делают невозможным использование метода. Проблему в некоторой степени удастся решить применением самонаводящихся фильтров Цернике [3; 6–10]. В качестве подобных фильтров используется слой фототропного вещества, изменяющего свои оптические свойства (цвет, коэффициент пропускания и / или коэффициент преломления) под действием излучения. Для объектов с малыми изменениями плотности основная доля энергии излучения локализована в области нулевой пространственной частоты. Это позволяет регулировкой мощности источника света добиться значимых изменений оптических свойств фототропного слоя только в данной области. В результате образуется самонаведенный амплитудный и / или фазовый фильтр пространственных частот.

В работах [3; 6; 7] в качестве фильтра использовались затемняющиеся слои фототропного силикатного стекла. В [8] фильтр Цернике выполнен в виде кюветы с жидкой средой и работает на тепловой нелинейности. В работе [9] в качестве самонаводящегося фильтра Цернике использовалась плен-

ка бактериородопсина толщиной 50 мкм. В работе [10] показана возможность использования в качестве подобных фильтров пространственных модуляторов излучения с оптической адресацией на основе жидких кристаллов.

Самонаводящиеся фильтры позволяют существенно повысить чувствительность и упростить процесс юстировки и эксплуатации теневого прибора. Однако общим недостатком для упомянутых устройств является относительно большое (от нескольких миллисекунд до нескольких секунд) время наведения и релаксации фильтра. Это при наличии вибраций приводит к увеличению эффективных размеров визуализирующего пятна до величин, сравнимых с амплитудой вибрационных смещений изображения источника света, и, как следствие, к уменьшению чувствительности метода. К увеличению размеров визуализирующего пятна в работах [3; 6–8] приводит и довольно большая толщина рабочего слоя (более 1 мм), существенно превышающая размеры перетяжки сфокусированного излучения, а в работе [8] также и растекание тепловой линзы.

Самонаводящиеся фильтры Цернике на эффекте насыщения поглощения

Указанные недостатки удалось практически полностью устранить в разработанных в ИТПМ СО РАН самонаводящихся фильтрах Цернике с временем релаксации $\tau \sim 10^{-5} \div 10^{-4}$ с. Фильтр выполнен в виде слоя толщиной, не превышающей длину перетяжки приемного объектива, из твердого или жидкого поглощающего вещества, обладающего свойством просветления (эффект просветления, насыщение поглощения), т. е. уменьшением коэффициента поглощения, при увеличении интенсивности падающего на среду излучения.

Известно несколько механизмов эффекта просветления. Наиболее распространенный из них обусловлен насыщением поглощения и объясняется выравниванием населенностей двух уровней энергии квантовой системы под действием резонансного излучения. При увеличении интенсивности падающего излучения растет скорость индуцированных квантовых переходов с нижнего уровня на верхний (поглощение). Скорость распада возбужденного уровня определяется безызлучательными релаксационными процессами.

ми и вынужденным излучением. Вероятность безызлучательных переходов определяется свойствами вещества и не зависит от интенсивности излучения. Вероятность вынужденных переходов пропорциональна интенсивности падающего излучения.

В результате с увеличением интенсивности излучения доля поглощаемой в среде энергии уменьшается – переход насыщается. Степень насыщения определяется соотношением скоростей индуцированных переходов и релаксационных процессов. В стационарном режиме коэффициент поглощения α определяется соотношением

$$\alpha = \frac{\alpha_0}{1 + I / I_n},$$

где α_0 – начальный коэффициент поглощения (в слабом поле), I – интенсивность падающего излучения, $I_n = Nh\nu / 2\tau\alpha_0$ – интенсивность насыщения, N – полная плотность активных атомов (молекул), ν – частота падающего излучения, τ – время релаксации в однородно уширенной системе. Может наблюдаться изменение и показателя преломления, связанное с уменьшением добавки, обусловленной поглощением.

Эффект просветления в той или иной степени наблюдается для любых прозрачных веществ, имеющих область резонансного поглощения на длине волны падающего излучения. Значение насыщающей интенсивности I_N определяется типом перехода, его однородной шириной и временем релаксации и может составлять величины от долей ватт до сотен киловатт на квадратный сантиметр [11]. Возможны и другие механизмы, приводящие к эффекту просветления, такие как опустошение уровней энергии вблизи потолка валентной зоны и заполнение уровней вблизи дна зоны проводимости (внутренний фотоэффект), штарковский сдвиг частоты квантового перехода в поле электромагнитной волны и др.

При выполнении работ по созданию фильтров на эффекте просветления проведена визуализация тестовых объектов (пламя свечи, микроскопное покровное стекло) с использованием различных твердых и жидких веществ. Апробировались окрашенные стекла и полимерные пленки, поляроидные пленки, водные, глицериновые и спиртовые растворы красителей и других веществ (бриллиантовый зеленый, родамин 6Ж, метиловый фиолетовый, йод, чернила

для струйных принтеров и др.). Во всех случаях удавалось осуществить эффективную визуализацию. Характерные мощности излучения, падающего на фильтр, в зависимости от используемого вещества и загромождения сцены составляли 3-10 мВт. Регулировкой толщины фильтра и мощности излучения возможна вариация коэффициента C_2 в соотношении (8) для обеспечения оптимального режима работы прибора. Возможно изготовление фильтров для любой длины волны видимого излучения. По аналогии с термином, принятым в работах [3; 6; 7], подобные фильтры названы нами НП АВТ (адаптивные визуализирующие транспаранты на эффекте насыщения поглощения).

Измерение параметров НП АВТ

Для самонаводящихся фильтров важными параметрами являются время включения (наведения) t_{on} и время выключения (релаксации) t_{off} . Были проведены измерения этих параметров с использованием полупроводникового лазера с длиной волны излучения $\lambda \approx 0,65$ мкм для некоторых веществ, имеющих линии поглощения в данном спектральном диапазоне. Схема принципиально не отличается от обычной теневой схемы (см. рис. 1). Использовались объективы 2, 4 с отношением диаметра входного зрачка объектива к фокусному расстоянию $D/F \approx 0,1$. Длина перетяжки сфокусированного излучения в фокальной плоскости объектива 4, определяющая допустимую толщину рабочего слоя НП АВТ, составляла $l \approx 100$ мкм. Для определения t_{on} в некоторый момент времени включалось излучение лазера (рис. 4, а). Мощность излучения P регулировалась амплитудой управляющего импульса U . Через время t_{d1} включался затвор телекамеры на время экспозиции t_e . Регистрировались изображения тестового объекта (микроскопное покровное стекло 18×18 мм толщиной 0,17 мм), модулированные интерференционными полосами. С увеличением времени задержки контраст полос $K(t_{d1})$ асимптотически стремился к своему максимальному значению, зависящему от мощности излучения $K_{max}(P)$. За время включения t_{on} принималось время t_{d1} , необходимое для дости-

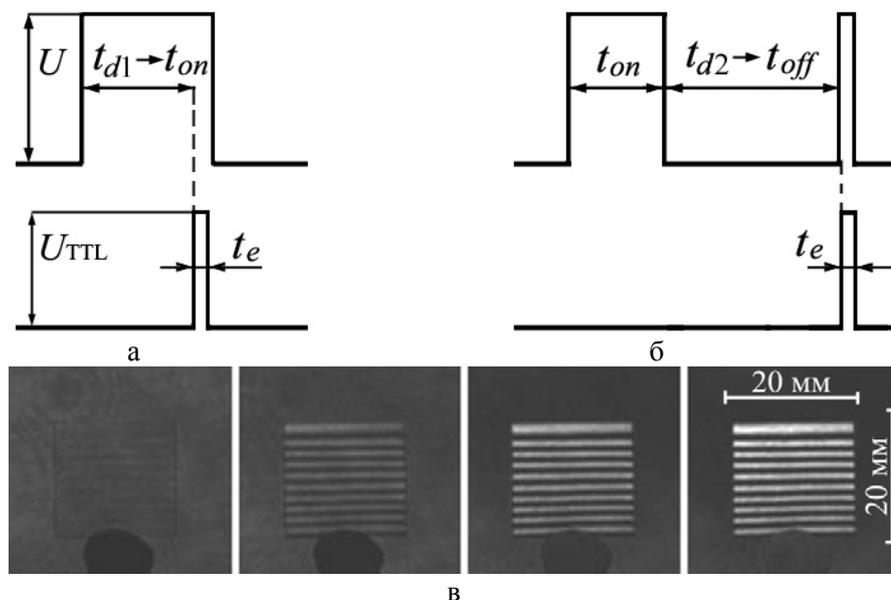


Рис. 4. Временная диаграмма включения лазерного излучения и затвора телекамеры: а – измерение t_{on} ; б – измерение t_{off} ; в – изображения тестового объекта при $t_{d1} = 10, 50, 100, 300$ мкс

жения контраста интерференционных полос $K(t_{d1} \approx t_{on}) \approx 0,8$.

Для определения времени выключения t_{off} генерировалось два лазерных импульса (рис. 4, б). Длительность первого импульса устанавливалась равной времени включения t_{on} . С задержкой t_{d2} генерировался второй импульс излучения длительностью t_e , необходимой для регистрации изображения. В это же время производилась регистрация кадра. При увеличении t_{d2} контраст интерференционных полос снижался. За время выключения t_{off} принималось время t_{d2} , необходимое для достижения контраста интерференционных полос $K(t_{d2} \approx t_{off}) < 0,2$.

На рис. 4, в приведены характерные изображения тестового объекта, модулированные интерференционными полосами, полученные при определении t_{on} для поляризационного светофильтра при некоторых значениях t_{d1} . Мощность лазерного излучения на АВТ $P \approx 17$ мВт. Аналогичные изображения, но с обратной зависимостью от времени регистрировались и при определении t_{off} . На рис. 5 приведены графики зависимости контраста интерференционных полос от времен t_{d1} и t_{d2} для НП АВТ, на основе

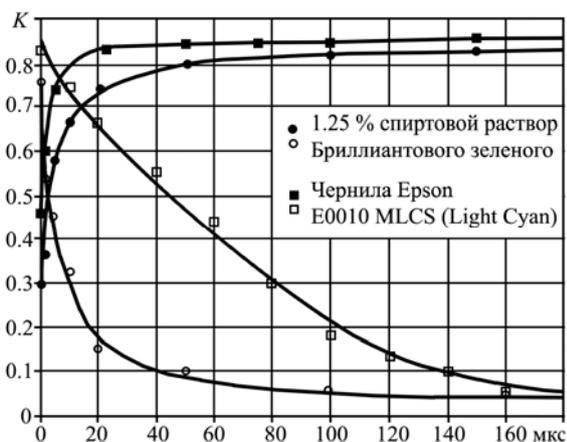


Рис. 5. Зависимость контраста от времени задержки t_{d1} (темные маркеры) t_{d2} (светлые маркеры)

1,25 % спиртового раствора бриллиантового зеленого и чернил для струйных принтеров Epson E0010 MLCS (Light Cyan).

Значения t_{on} и t_{off} при мощности излучения, падающего на НП АВТ $P \approx 5$ мВт, составили:

- поляроидная пленка – $d \approx 100$ мкм, $t_{on} \approx 100$ мкс, $t_{off} \approx 1000$ мкс;
- 1,25 % спиртовой раствор бриллиантового зеленого – $d \approx 50$ мкм, $t_{on} \approx 20$ мкс, $t_{off} \approx 15$ мкс;

- чернила Epson E0010 MLCS (Light Cyan) – $d \approx 50$ мкм, $t_{on} \approx 10$ мкс, $t_{off} \approx 100$ мкс.

В используемой нами конфигурации схемы для всех веществ мощность излучения, позволяющая регистрировать интерферограммы с контрастом $K \approx 0,7$, составляла около 5 мВт. Увеличение мощности ведет к росту контраста и уменьшению времени наведения фильтра t_{on} . С уменьшением мощности t_{on} возрастает, а максимально достижимый контраст снижается. Цикл включения-выключения для некоторых веществ может составлять около 50 мкс. Это практически полностью исключает влияние вибраций на качество регистрируемых изображений.

НП АВТ позволяют работать как с непрерывными, так и с импульсными (импульсно-периодическими) лазерами. Была показана их работоспособность с использованием импульсного лазера (YAG Nd laser) с модулированной добротностью, с удвоением частоты ($\lambda = 0,53$ мкм) с длительностью импульса 10 нс и непрерывных лазеров с длиной волны излучения $\lambda = 0,53$ мкм (Nd DPSS laser) и $\lambda = 0,65$ мкм (laser diode). Как показали тестовые эксперименты, наиболее эффективными в аэрофизическом эксперименте в большинстве случаев являются

НП АВТ на основе растворов красителей, с управляемыми по мощности и длительности импульса полупроводниковыми лазерами. Это связано с достаточно малыми временами наведения и релаксации фильтра на их основе.

Интенсивность излучения, необходимая для наведения фильтра, достаточно высока, и в результате поглощения может проявляться эффект образования тепловой линзы. Это снижает чувствительность метода и увеличивает время выключения фильтра, что нежелательно при исследовании слабых неоднородностей и не позволяет эффективно использовать метод на установках с высоким уровнем вибрации. Использование импульсных лазеров позволяет снизить лучевую нагрузку на активный слой и вероятность его деградации, а также исключает образование тепловой линзы. При этом используется схема, аналогичная схеме, применяемой для определения t_{on} . Импульс излучения включают с опережением начала времени экспозиции регистрирующего устройства (телекамеры) на время t_{on} , необходимое для просветления фильтра и выключают после окончания времени экспозиции.

На рис. 6, *a–в* приведены изображения пламени свечи, частично перекрытого покровным стеклом, демонстрирующие воз-

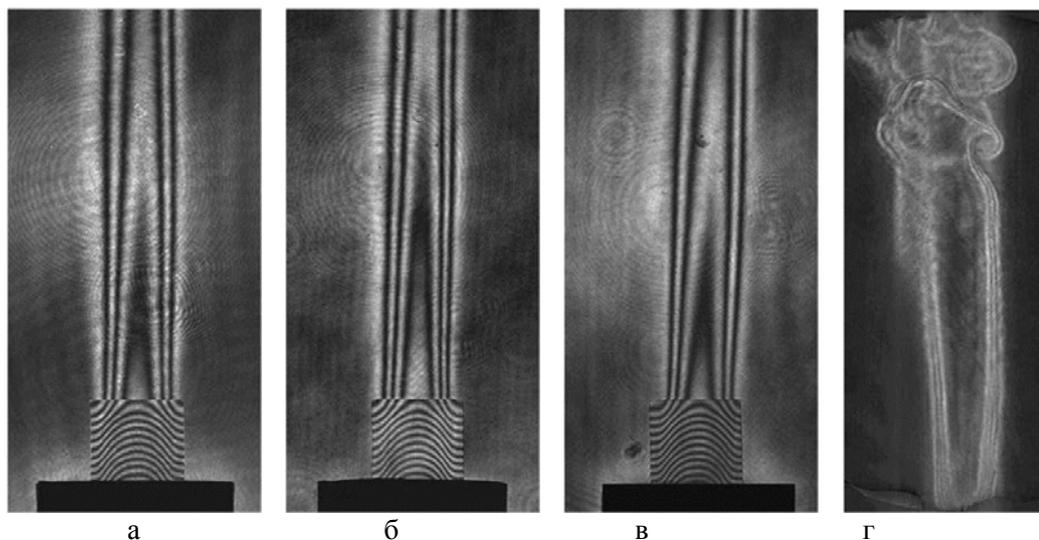
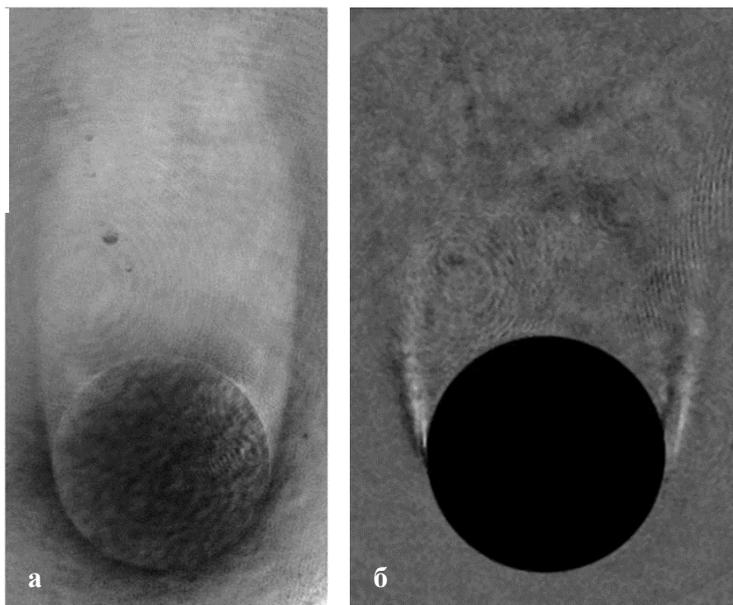


Рис. 6. Пламя свечи, частично перекрытое покровным стеклом 18×18 мм ($\lambda = 0,65$ мкм, $P \approx 5$ мВт): *a* – поляроидная пленка ($d = 100$ мкм, $t_{on} = 400$ мкс); *б* – 0,125 % спиртовой раствор бриллиантового зеленого ($d \approx 50$ мкм, $t_{on} = 20$ мкс); *в* – чернила Epson E0010 MCS (CYAN) ($d \approx 50$ мкм, $t_{on} = 30$ мкс); *г* – АВТ на основе фототропного силикатного стекла [3]

Рис. 7. Визуализация дозвуковых потоков:

a – обтекание падающего шара
($V = 4,2$ м/с, $R = 15$ мм);

б – обтекание поперечного цилиндра
($V = 10$ м/с, $R = 40$ мм, $L = 1$ м)



возможность использования различных веществ для реализации самонаводящихся фильтров на основе эффекта насыщения поглощения (НП АВТ). На всех изображениях регистрируются четкие контрастные интерференционные полосы. Использование клиновидных объектов, подобных покровному стеклу, позволяет регистрировать интерференционные полосы конечной ширины в выделенной области. Это может быть полезно при получении количественной информации о сдвиге интерференционных полос, особенно с неизвестным или изменяющимся по полю изображения направлением градиента оптического пути. На рис. 6, *г* для сравнения приведено изображение пламени свечи полученное ранее с АВТ на основе фототропного силикатного стекла [3]. Визуализация существенно хуже, интерференционные полосы практически не проявляются.

Примеры использования НП АВТ

На рис. 7, *a* приведено изображение, полученное при визуализации обтекания свободно падающего шара радиусом $R = 19$ мм. Скорость падения в момент регистрации составляла $V = 4,2$ м/с. Использовался НП АВТ на основе спиртового раствора родамина 6G толщиной около 50 мкм и непрерывный лазер $P \approx 5$ мВт, $\lambda = 0,53$ мкм. На рис. 7, *б* – пример визуализации обтекания поперечного цилиндра длиной $L = 1$ м, радиусом $R = 40$ мм с АВТ на основе силикатных стекол [3]. Изображение получено на дозвуковой аэродинамической трубе Т-324

ИТПМ СО РАН. Сравнение изображений с учетом геометрических параметров и скоростей потока подтверждает более высокую чувствительность НП АВТ метода.

На рис. 8, *a* приведен пример визуализации сверхзвукового потока, реализуемого при обтекании плоской треугольной пластины l с затупленными кромками в сверхзвуковой аэродинамической трубе Т-325 ИТПМ СО РАН. Данная установка характерна тем, что коллиматоры теневого прибора, входящего в состав штатного оборудования, подвержены относительно большим вибрациям. Это не позволяло надежно и стабильно регистрировать изображения теневой визуализации даже при относительно больших размерах источника света ($d \approx 0,5$ мм). Применение НП АВТ наряду с использованием коллиматоров дифракционного качества позволило полностью снять проблему вибраций и повысить чувствительность метода с сохранением широкого рабочего диапазона. На рис. 8, *б* представлен фрагмент изображения, полученного для выделенной на рис. 8, *a* области при том же режиме работы аэродинамической трубы, но с увеличением в 2,5 раза.

На изображениях отчетливо наблюдаются характерные особенности потока. Возмущения в виде наклонных волн 2, 3 распространяются от полос тонкой пленки 4 толщиной 0,1 мм и шириной 15 мм, наклеенных на верхнюю стенку рабочей части трубы и на поверхность пластины ортогонально направлению основного потока.

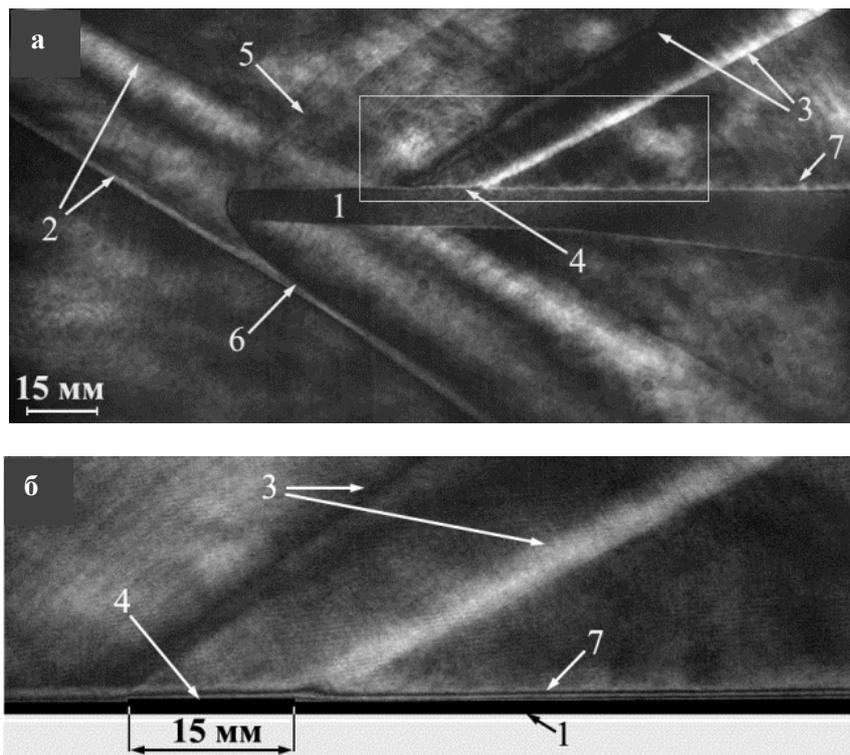


Рис. 8. Обтекание треугольной пластины $M = 2$, $Re = 10^7 \text{ м}^{-1}$. Поток слева

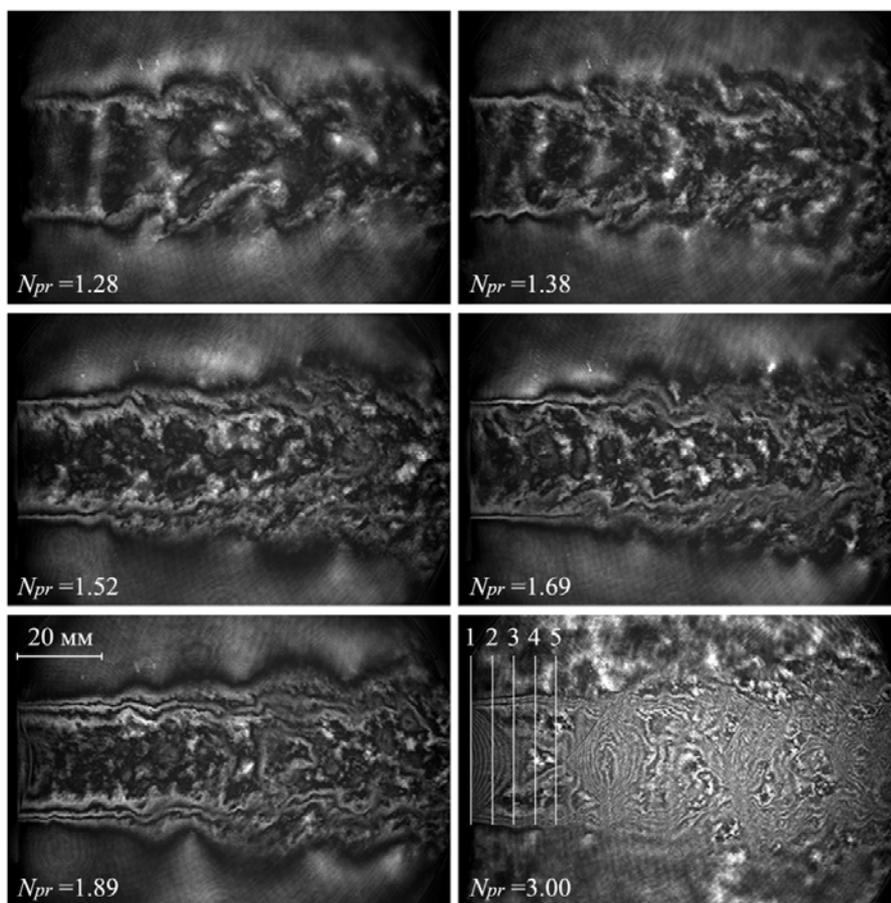
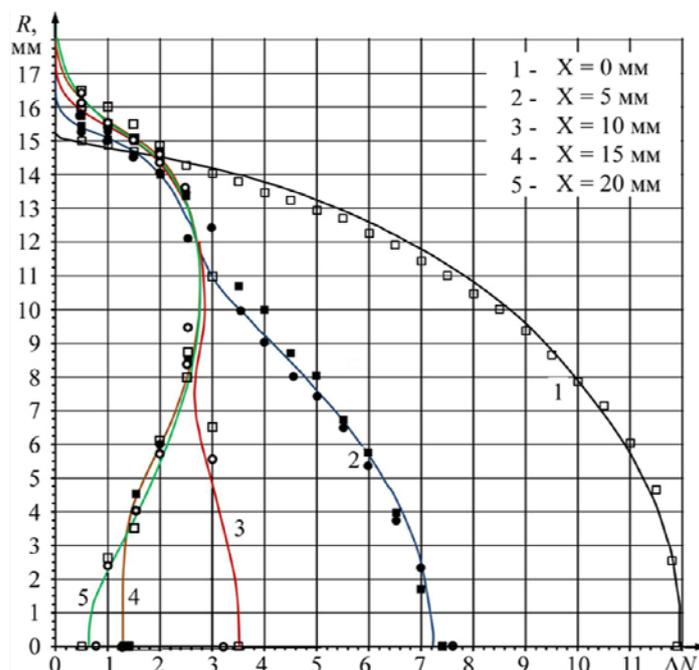


Рис. 9. Типичные интерферограммы струй при различных значениях N_{pr} .
Позиции 1–5 соответствуют сечениям X_1 – X_5

Рис. 10. Расчетные и экспериментальные сдвиги полос для $N_{pr.} = 3$



Волны 5, 6 – головной скачок уплотнения. Нижнее изображение показывает область течения вблизи пленки, наклеенной на поверхность пластины. Отчетливо визуализируются отрывы на краях пленки, интерференционные полосы в пограничном слое 7 и слабые возмущения на его периферии. Хаотичные, изменяющиеся во времени (движущиеся вдоль основного потока) возмущения по всему полю изображения, скорее всего, связаны с турбулентными возмущениями в пограничных слоях на вертикальных стенках рабочей части аэродинамической трубы. Использование схемы с ножом Фуко не позволяло визуализировать подобные возмущения.

Метод использовался при исследовании истечения струй из конвергентного профилированного сопла (рис. 9) при различных значениях параметра

$$N_{pr} = p_0/p_c$$

(p_0 и p_c – давление в форкамере и в камере Эйфеля). Радиус сопла на выходе $R = 15$ мм, число Маха $M = 1$. На всех режимах отчетливо регистрируется структура струи. На границе возникает тангенциальный разрыв. В связи с его неустойчивостью формируются вихри, движущиеся вдоль и поперек потока.

На рис. 10 приведены графики экспериментально полученных сдвигов интерференционных полос для режима $N_{pr} = 3$

(маркеры) для сечения на срезе сопла $X_1 = 0$ и для сечений $X_2 = 5$, $X_3 = 10$, $X_4 = 15$, $X_5 = 20$ мм, а также сдвиги полос, полученные из расчетных профилей плотности (сплошные линии) [10]. Сравнение экспериментальных и расчетных данных о сдвиге полос позволило исключить необходимость решения обратной, условно некорректной задачи определения поля плотности. В силу взаимной однозначности прямого и обратного преобразований Абеля и иных преобразований, используемых для решения подобных задач, это сравнение является вполне корректным. На срезе сопла, где реализуется стационарное течение, наблюдается хорошее совпадение экспериментальных и расчетных данных. Ниже по потоку наблюдается расхождение данных, обусловленное нестационарностью потока и трудностями определения положения нерегулярных полос.

Выводы

Разработан новый вид самонаводящихся фильтров Цернике на основе эффекта просветления (НП АВТ), обладающих рядом преимуществ по сравнению с ранее известными. НП АВТ позволяют получать изображения, аналогичные интерферограммам в бесконечной полосе, практически полностью исключают влияние вибраций оптических элементов, повышают чувствитель-

ность метода без уменьшения рабочего диапазона.

Список литературы

1. *Toepler A.* Beobachtungen nach einer neuen optischen Methode – Ein Beitrag zur Experimentalphysik. Bonn: M. Cohen & Son, 1864.
2. *Васильев Л. А.* Теневые методы. М., 1968.
3. *Бойко В. М., Оришич А. М., Павлов А. А., Пикалов В. В.* Методы оптической диагностики в аэрофизическом эксперименте. Новосибирск, 2009. 450 с.
4. *Арбузов В. А., Дубнищев Ю. Н.* Методы Гильбер-оптики в измерительных технологиях. Новосибирск, 2007. 316 с.
5. *Zernike F.* Das Phasenkontrastverfahren bei der mikroskopischen Beobachtung // *Zs. Techn. Phys.* 1935. Bd. 16.
6. *Pavlov A. A., Pavlov Al. A., Golubev M. P.* Use of AVT for Gas Flow Visualization // XIV Int. Conference on the Methods of Aerophysical Research ICMAR-2008. June 30 - July 6, Novosibirsk, Russia, 2008. Section I, Paper 29, p. 8 (on CCD). Abstracts, Part 1, Section I, p. 92–93.
7. *Golubev M. P., Pavlov A. A.* Development of Schlieren Technique // XIV International Symposium on Flow Visualization. Daegu, Korea: EXCO, 2010.
8. *Бубис Е. Л., Каменский В. А., Матвеев А. З.* Фазоконтрастное устройство для визуализации прозрачных объектов // Патент на изобретение № 2353961.
9. *Gastillo M. D. I., Sanchez-de-la-liave D., Garsia R. R., Olivos-Perez L. I., Gonzales L. A., Rodriguez-Ortiz M.* Real-Time Self-Induced Nonlinear Optical Zernike-Type Filter in a Bacteriorhodopsin Film // *Opt. Eng.* 2001. Vol. 40. No. 11. P. 2367–2368.
10. *Komorowska K., Miniewicz A., Parka J., Kajzar F.* Self-Induced Nonlinear Zernike Filter Realized with Optically Addressed Liquid Crystal Spatial Light Modulator // *Journal of Applied Physics.* 2002. No. 92. P. 5635–5641.
11. *Гиббс Х.* Оптическая бистабильность. Управление светом с помощью света. М.: Мир, 1988. 520 с.

Материал поступил в редколлегию 16.12.2013

A. A. Pavlov, Al. A. Pavlov, M. P. Golubev

USE OF SELF-INDUCED ZERNIKE FILTERS BASED ON SATURATION EFFECT IN GAS FLOW SCHLIEREN DIAGNOSTICS

New self-induced Zernike filters (adaptive visualizing transparencies) based on the saturable absorption effect are suggested. The transparencies are thin layers made of translucent absorbing substance, and are placed in the focal plane of the receiving lens of a schlieren system. A possibility to create the transparencies having low response time (10^{-4} – 10^{-5} s), which significantly reduces liability of the system to vibrations, is demonstrated. Obtainable images are equal to infinite-fringe interference patterns allow getting a quantitative data. Examples of application of the organic dyes transparencies in aerophysic experiments are presented.

Keywords: schlieren methods, bleaching effect, saturable absorption, Zernike filter, adaptive visualizing transparency (AVT).