

Физическая аппаратура

УДК 621.396.6

Малоракурсная оптическая 3D-томография для исследования процессов воспламенения и горения

О. В. Филонин

Самарский государственный аэрокосмический университет, г. Самара, Россия

Рассмотрены возможности применения методов и средств малоракурсной оптической 3D-томографии для исследования процессов воспламенения и горения газовых смесей и потоков высокотемпературных газов. Приведено описание методов и алгоритмов МВТ-реконструкции параметров исследуемых объектов, схемы томографических систем диагностики.

Возможность получения достоверной, адекватной информации о пространственном распределении параметров температуры, концентрации ионных компонент, концентрации микрочастиц углерода и др. — одна из актуальных задач при исследованиях процессов горения и воспламенения газовых, двухфазных смесей, пламен, потоков высокотемпературных газов. Малоракурсная оптическая вычислительная томография (МОВТ) в настоящее время весьма успешно помогает решать достаточно широкий круг прикладных задач [1, 2] в этой области. В то же время огромное число задач, связанных с экспериментальными исследованиями газодинамических параметров высокотемпературных потоков [3], пространственной конфигурацией фронта воспламенения и характером его распространения, плотностей распределения твердотельных компонент в объеме факела требует своего развития и совершенствования.

Основные требования, которым должны удовлетворять современные методы и системы диагностики для такого рода процессов, прежде всего связаны с условиями высокого быстродействия, достаточного разрешения, возможностью анализировать рассмотренные процессы в максимально возможных объемах исследуемых объектов, получать информацию в удобном и наглядном виде. Необходимо заметить, что одной из особенностей физико-математического обеспечения методов и средств малоракурсной диагностики [4], например самосветящихся газовых объектов, является их "зависимость" от аппаратной реализации конкретного эксперимента. Таким образом, разработка новых методов, методик, систем для томографических исследований параметров самосветящихся газовых объектов (СГО) весьма актуальна.

Автором работы для решения подобного рода задач разработан ряд методов и алгоритмов, предложены конструкции томографических систем, позволяющих проводить 3D-анализ исследуемых параметров в пламенах, потоках высокотемпературных газов и т. д. Основная сложность при разработке систем МОВТ связана с получением исходных данных, удовлетворяющих обращению Радона [5]. Действительно, поток фотонов, регистрируемый с помощью линзовой системы, в предположении, что мы имеем дело с оптически прозрачным СГО, формируется в результате процессов возбуждения атомов, ионов, при этом фотоны, рожденные в одном элементарном объеме, рассеиваются или поглощаются в других объемах, кроме того, необходимо учесть искажения теневого поля излучения входной линзой и оптической системой, например спектрального прибора, и т. д. Некоторым компромиссом в данной ситуации можно считать оптические схемы регистрации, предложенные авторами работ [6, 7], однако для решения задач 3D-реконструкции они оказываются малоприменимыми. Следовательно, при разработке систем МВОТ теневые изображения, формируемые оптическими каналами, необходимо привести к виду, удовлетворяющему условию функции проекции в любом произвольном сечении, выбранном под углом Θ , например к оси исследуемого потока, т. е.

$$f_{\Theta_i}(r, \varphi) = \tilde{R}^{-1} f_{\Theta_i}(l, \theta) = \frac{1}{2\pi^2} \times \int_0^{\pi} d\theta \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial |R f_{\Theta_i}(l, \theta)| / dl}{r \cos(\theta - \varphi) - l} dl, \quad (1)$$

где $f_{\Theta_i}(r, \varphi)$ — "регистрируемая" функция проекции данного сечения;

\tilde{R}^{-1} — оператор обращения Радона;

$f_{\Theta_i}(l, \theta)$ — лучевые суммы, которые должны быть выбраны из потока фотонов в данной точке теневого изображения текущей проекции.

Геометрия формирования проекционных данных для рассматриваемых задач (вариант произвольно ориентированного сечения S_{Θ_i} , в котором искомая функция $f_{\Theta_i}(r, \varphi)$ представлена на рис. 1, а).

На первый взгляд количество основных ракурсов, которые реально можно реализовать в условиях малоракурсного оптического томографиче-

ского эксперимента, крайне мало и обычно составляет 6—24. Очевидно, что при таких объемах "входных" проекционных данных реконструированная функция, например сечения, соответствует фактически слегка подкорректированной процедуре обратного проецирования $\int_0^\pi d\theta$, если исполь-

зовать стандартные подходы многоракурсных методов реконструкции. Последняя мысль подразумевает построение алгоритма реконструкции "напрямую" в соответствии с выражением (1). Понятно, что для того чтобы реализовать такую процедуру, необходимо доопределить объемы исходных данных до значений, определяемых ожидаемым разрешением, для чего применяются различные методы интерполяции [8]. Такой подход

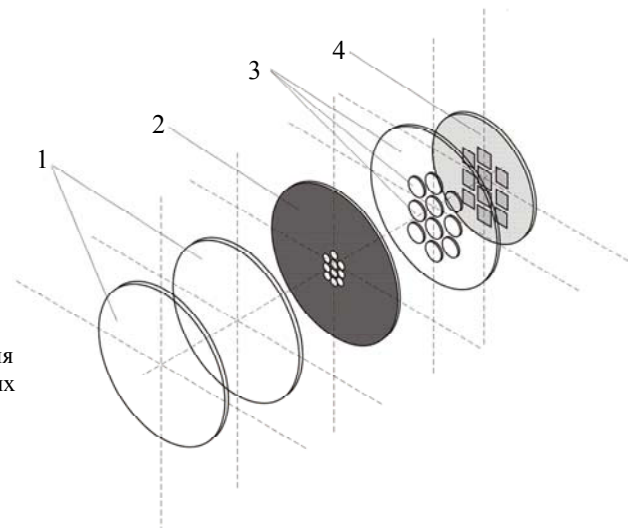
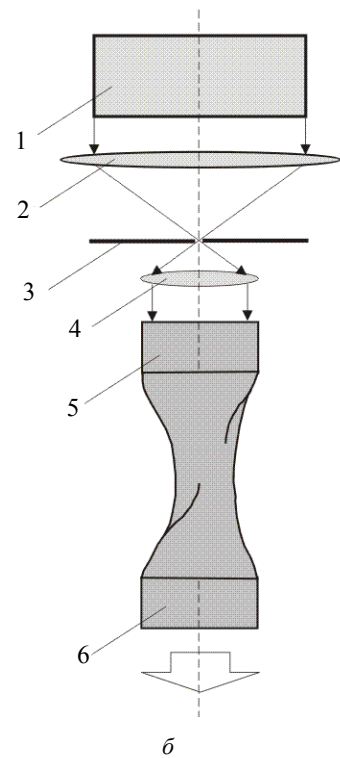
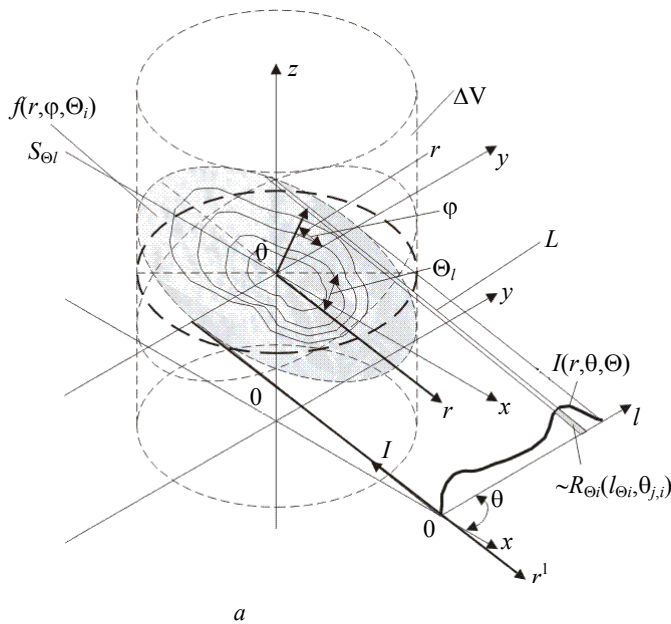


Рис. 1. Геометрия получения исходных данных, схемы каналов регистрации:

- а** — произвольное ориентированное сечение в искомой функции;
- б** — оптико-волоконная схема: 1 — коллиматор; 2, 4 — линзы; 3 — диафрагма; 5, 6 — входной и выходной торцы световода;
- в** — схема формирования проекционных двухмерных данных: 1 — линзы; 2 — диафрагмы; 3 — линзы, формирующие изображения главного и пободных ракурсов; 4 — обечайка для крепления входных торцов световодов

вполне разумен, если априори известно, что исследуемый объект, например газовая струя, обладает некоей "осевой" симметрией, что следует ожидать на срезе сопла. В этом случае можно получить достаточно адекватную информацию о конфигурации функции распределения интенсивности излучения, которая связана в свою очередь с функциями распределения газодинамических параметров. Такая косвенная информация весьма полезна при анализе, например, конструкторских решений. Однако если ставится задача детального исследования параметров горения, например процессов воспламенения и исследования конфигурации фронта горения и его динамики, то такой подход оказывается малопримлемым, опять же в силу малых объемов исходных данных. При этом совершенно очевидно, что необходимо решать задачу 3D-реконструкции, а малое число исходных ракурсов в этом случае фатально ограничивает возможности поиска решений (1).

Суть предлагаемых методов можно свести к следующим основным положениям:

- Выражение (1), как известно, справедливо для трансмиссионного и эмиссионного способов получения проекционных данных. Следовательно, для задач реконструкции функций распределения параметров пламен эти способы можно объединить, т. е. рассматривать излучение, рожденное в каждом элементарном объеме и регистрируемое в зоне проекционных данных, как собственное излучение (эмиссионный вариант). Для оценки вклада рассеянного излучения использовать внешнее монохроматическое излучение, регистрируемое одновременно с "собственным" потоком. Разделение регистрируемых потоков фотонов по частотам можно получить, используя спектрально-томографическую регистрацию проекционных данных [9]. Произведя нормировку вклада рассеянной компоненты в данную функцию проекции, ее вычитают из измеренных проекционных данных. При этом дополнительно уменьшить вклад "собственного" рассеянного излучения в некоторых случаях можно аппаратным образом, выполнив канал сбора дынных, например по оптико-волоконной схеме, представленной на рис. 1, б. В данном случае для этой цели используется коллиматор 1, а линзовая система содержит диафрагму 3.

- Приемлемые разрешение и погрешности в методах и алгоритмах "прямой" 3D-реконструкции параметров искомым функций распределений можно получить при достаточных объемах исходных проекционных данных. Этого можно достичь путем формирования двухмерных проекционных данных не только в соответствующих фокальных плоскостях главных оптических осей основных ракурсов, но и на побочных оптических осях. Для

каждого главного ракурса, таким образом, можно сформировать от 6 до 12 "вспомогательных" проекций. Естественно, что двухмерные проекционные данные, регистрируемые таким образом, подвержены нелинейным геометрическим искажениям. Их необходимо скорректировать при формировании исходных проекционных массивов. При этом ориентация главных и побочных осей выбираемых ракурсов в сканирующей системе должны максимально удовлетворять условию $\partial |R f_{\theta_i}|(l, \theta) / dl \rightarrow \max$ (см. (1)).

- Можно ожидать, что теневые поля излучения, регистрируемые в "плоскостях проекций" при условии, что схемы оптических каналов максимально удовлетворяют условиям формирования проекционных данных, содержат компоненту, соответствующую условиям обращения Радона. Следовательно, для получения действительно "истинных" проекционных массивов необходимы методы и алгоритмы, которые позволяли бы вычлнять радоновские образы их указанных теневых полей.

Рассмотрим более подробно наиболее важные этапы указанных положений. В приближении геометрии ортогонального проектирования величину интегрального показателя поглощения вдоль заданного направления L (см. рис. 1, а) с учетом разностного подхода можно определить в виде

$$U_{\lambda}(l_k, \theta_i) = \ln I_0 - \ln I = \int_L U_{\lambda}(x, y) dL. \quad (2)$$

Функцию $U_{\lambda}(l_k, \theta_i)$ можно считать лучевой суммой вдоль направления L , если выполняется условие $U_{\lambda}(l_k, \theta_i) = \tilde{R}f(l_k, \theta_i)$. В конечном итоге при формировании массивов исходных данных мы имеем дело с дискретным представлением функций проекций. Для выбранного сечения функция проекции может быть представлена как

$$U(r, \varphi) = \sum_{m=1}^M U_m b_m(r, \varphi),$$

где $b_m(r, \varphi)$ — базисная функция дискретизации;

U_m — вектор значений искомой функции в элементах дискретных данных.

С учетом того, что проекционная матрица R , устанавливающая зависимость между дискретными значениями искомой функции U_m и ее проекционными данными $[RU](l, \theta_i)$, то, очевидно, можно записать:

$$[RU](l_k, \theta_i) = \sum_m U_m R_k b_m(r, \varphi) = \sum_m R U_m. \quad (3)$$

Другими словами, задача по определению функции локального распределения показателя

поглощения в выбранном сечении при известных оценочных проекционных данных, полученных при зондировании внешним монохроматическим источником в заданном диапазоне длин волн, сводится к решению системы уравнений (3).

Рассмотрим некоторые возможности сведения к радоновскому образу теневые поля излучений, получаемые при эмиссионном способе регистрации. Заметим, что при регистрации собственного излучения, излучение из каждого конкретного микрообъема для других, рядом расположенных, объемов, будет излучением стороннего источника.

Таким образом, в приближении Бугера—Ламберта—Бера фотоны из данного объема ΔV_m будут поглощаться и рассеиваться "впереди лежащими" элементарными объемами по направлению L [10]. Не пренебрегая поглощением и рассеянием в направлении проектирования, для каждого "отсчета" проекции $[RI](l_k, \theta_i)$ (см. рис. 1, а)), для упрощения, опуская базисную функцию, при условии $D/2 \ll R$ можно записать

$$[RI](l_k, \theta_i) = I_m \exp\left[-\sum_m^{m+n} U_m \Delta L_m\right] + I_{m+1} \exp \times \left[-\sum_{m+1}^{m+n} U_{m+1} \Delta L_{m+1}\right] + \dots + I_{m+n} \exp\left[-U_{m+n} \Delta L_{m+n}\right]. \quad (4)$$

Совершенно очевидно, что (4) не соответствует понятию радоновского образа, более того, не выполняется также свойство равенства диаметрально противоположных проекций, т. е.

$$[Rf](l, \theta) = [Rf](-l, \theta + \pi) = [Rf](l, \theta + 2\pi);$$

$$[Rf](l, \theta) = 0, |l| \geq D.$$

Введем обозначение

$$J_m = I_m \exp\left[-\sum_m^{m+n} U_m \Delta L_m\right],$$

тогда с учетом соотношений (2), (3) выражение (4) можно записать в виде

$$[RJ](l_k, \theta_i) = \sum_{m=1}^M J_m R_k b_m(r, \varphi) = \sum_{m=1}^M RJ, \quad (5)$$

при этом предполагается, что $0 \leq \theta_i \leq \pi$.

Таким образом, выражение (5) удовлетворяет понятию радоновского образа, следовательно, используя (5), можно определить J_m , далее, учитывая соотношение (4), вычисляется I_m .

Приведенные выше примеры решений позволяют сделать вывод о том, что в каждом конкрет-

ном случае при использовании методики МВОТ необходимо корректно поставить и определить процедуру решения обратной задачи.

Алгоритмы реконструкции функций распределения исследуемых параметров для задач диагностики пламен, кроме рассмотренных выше требований, должны обеспечивать также возможность восстановления функций распределения локальных значений поглощения и "истинного излучения" для данной длины волны. С точки зрения процедуры реконструкции и удобства реализации на персональных компьютерах наиболее эффективны алгоритмы "свертки". С другой стороны, исследования процессов горения предполагают как исследование этих процессов в объектах небольшого размера — пламена форсунок, потоки газов в ракетных микродвигателях ориентации, в инжекторных устройствах, так и в диагностику полноразмерных авиационных и ракетных двигателей. В первом случае, который обычно реализуется в лабораторных условиях, для малоразмерных объектов при диаметре факелов 1—2 см удается построить оптические малоракурсные системы регистрации при числе исходных проекций до 24, регистрируемых в основных ракурсах.

Диагностика крупноразмерных самосветящихся газовых объектов выходит за рамки данной статьи, поэтому заметим, что возможности получения основных ракурсов более 6, 12 в таких системах ограничиваются чаще всего чисто техническими возможностями. Как уже было отмечено, эффективность методов 3D-реконструкции зависит от "полноты" наборов исходных данных. На рис. 1, в представлена схема формирования проекционных двумерных данных в одном главном и в девяти побочных ракурсах. Такая схема, с одной стороны, упрощает процедуры доопределения данных, которые целесообразно проводить в Фурье-пространстве, с другой стороны — позволяет увеличить точность реконструкции искомым функций распределения.

В ряде случаев, часто встречающихся в исследовательской практике, необходимо восстанавливать такие функции распределения как интегральная (по длинам волн), интенсивность излучения, "плотность" сконденсированных частиц углерода, при просвечивании внешним излучением, распределение концентраций привносимых примесей и т. д. Решение задач такого рода позволяет проанализировать основные характеристики исследуемых объектов, оценить их газодинамические параметры. Здесь требуются довольно быстродействующие алгоритмы реконструкции, а исходные данные могут быть получены при достаточно большом (в малоракурсном смысле) количестве проекций. Для решения такого рода задач можно

предложить алгоритмы реконструкции исходя из следующих рассуждений. Напомним, что функция проекции от некоторой искомой, например двухмерной функции распределения $f(\vec{x})$, должна удовлетворять условию

$$f_{\theta}(p) = \int dL f(\vec{x}) \delta(p - \vec{n}(\theta) \vec{x}). \quad (6)$$

Тогда, исходя из очевидного тождества

$$\begin{aligned} \iint f(\vec{x}) g(\vec{y} - \vec{x}) d\vec{x} d\vec{y} &= \\ &= \int_0^{\pi} d\theta \int_{-\infty}^{\infty} f_{\theta}(\vec{y} \vec{n}(\theta) - p) G(p) dp, \end{aligned} \quad (7)$$

устанавливающей связь между функцией проекций $f_{\theta}(p)$ и искомой функцией $f(\vec{x})$, здесь $\vec{n}(\theta) = \{\cos \theta \sin \theta\}$, нетрудно заметить, что функции $g(\vec{x})$ и $G(p)$ связаны соотношением

$$\int_0^{\pi} d\theta G(\vec{x} \vec{n}(\theta)) = g(\vec{x}). \quad (8)$$

Правая часть равенства (8) определяет процедуру восстановления искомой функции $f(\vec{x})$, по набору ее проекций $f_{\theta}(p)$. В то же время из соотношения (7) понятно, что "прямое" восстановление искомой функции методом свертки даже из неограниченного числа проекций все равно приводит к результату с некоторым искажением. Равенство (6) показывает, что восстановление может быть точным при условии

$$g(\vec{x}) = \delta(\vec{x}),$$

но тогда из равенства (8) следует, чтобы выполнялось условие

$$G(p) = \delta(p) + 1/|p|.$$

Использование такой функции для вычислений невозможно, поэтому при реконструкции "сверточными" алгоритмами, если $g(\vec{x}) \neq \delta(\vec{x})$, восстанавливаемая функция всегда будет отличаться от истины. Однако если искомая функция предположительно имеет один главный максимум, т. е. все ее проекции "одногогорбые", то можно получить достаточно высокую точность восстановления

$$f(\vec{y}) \approx f^*(\vec{y}) = \frac{\iint f(\vec{x}) g(\vec{y} - \vec{x}) dS}{\iint g(\vec{x}) dS}.$$

Следовательно, двухмерное интегральное уравнение (8) можно свести к известному одномерному уравнению Шлемильха. Довольно подробно эта процедура описана в работе [11], здесь же отметим, что предполагаемый подход позволяет синтезировать "ядра" процедуры свертки для

довольно широкого класса функций при весьма удовлетворительной точности реконструкции.

Для решения задач малоракурсной 3D-томографической реконструкции при ограниченном объеме исходных проекционных данных, например как в рассмотренной выше задаче, автором разработана методика 3D-восстановления параметров исследуемых объектов. Здесь уместно заметить, что задачи малоракурсной "прямой" 3D-реконструкции по сравнению с послойной 2D-реконструкцией характеризуются более разнообразными способами получения исходных двухмерных данных. Это в свою очередь значительно расширяет "номенклатуру" методов интерполяции и экстраполяции используемых для вычисления "недостающих" данных для удовлетворительного решения обратной задачи в каждом конкретном случае.

Поэтому в рамках данной работы целесообразно изложить общие положения методики малоракурсной 3D-реконструкции, оставляя выбор методов и алгоритмов реконструкции за исследователями, решающими конкретную техническую задачу 3D-диагностики. Такой подход оказывается обоснованным и с той точки зрения, что "прямые" алгоритмы 3D-реконструкции требуют для своей реализации значительной мощности вычислительных средств, что также накладывает известные ограничения на выбор конкретных методов интерполяции при вычислении "недостающих" данных при задаваемой точности реконструкции.

Суть предлагаемой методики малоракурсной 3D-реконструкции можно свести к следующим положениям.

- Условие удовлетворения обращению Радона предполагает, что при заданной точности восстановления число исходных двухмерных проекций должно обеспечить (согласно теореме о центральном сечении) полное заполнение Фурье-пространства $F(R, \Theta, \Phi)$, определенного в сферической системе координат.

- При малоракурсных способах диагностики, например в оптическом диапазоне, необходимое количество исходных двухмерных данных получить невозможно. Таким образом, как и в случае двухмерной реконструкции, возникает задача вычисления промежуточных двухмерных проекций недостающих данных. Для удобства и наглядности описания процедур реконструкции в условиях ограниченных наборов исходных данных целесообразно перенести рассуждения в область Фурье-пространства, опираясь на известную теорему о центральном сечении Фурье-спектра.

Заметим, что двухмерные функции проекции реально могут быть получены с помощью матрич-

ных фотодетекторов, в которых число элементов также оказывается ограниченным. Другими словами, в двухмерных регистрируемых проекциях мы также имеем дело с дискретным набором данных.

• В рассмотренном выше примере оптической диагностики процессов горения смесей (см. рис. 1, б), регистрация исходных данных производится с помощью оптико-электронных систем. Двухмерная проекция представляется в виде дискретного набора данных, которые могут опрашиваться построчно, но не только в формате $a_{11}, a_{1,2}, \dots, a_{1,n}, a_{2,1}, a_{2,2}, \dots, a_{m,1}, a_{m,2}, a_{m,n}$, но и при необходимости в диагональных направлениях считывающих фотоматричных приемников излучения. В простейшей геометрии регистрации данных одномерные выборки в каждой для данных значений $\vartheta_i; \varphi_{0-2\pi}$ дают возможность построить двухмерную Фурье-плоскость отсчетов на круге единичного радиуса. Эта плоскость оказывается образованной радиальными наборами дискретных данных — "дискретными Фурье-диаметрами", число отсчетов в которых равно числу выборки в матрице регистрации. Число "Фурье-диаметров", очевидно, равно числу проекций в зоне регистрации $\vartheta_i; \varphi_{0-2\pi}$. Понятно, что при всех возможных способах регистрации Фурье-плоскость оказывается незаполненной в силу ограниченности проекционных данных, более того, с уменьшением угла ϑ_i , число реальных проекций также уменьшается.

Таким образом, возникает задача дополнения данных в Фурье-плоскости до заданного числа отсчетов, которое в свою очередь задается желаемой точностью реконструкции и условиями, налагаемыми обращением Радона.

• Наборы Фурье-плоскостей, полученные при различных значениях углов $\vartheta_{i \rightarrow 0, \pi(2\pi)}; \varphi_{0-2\pi}$, частично заполняют шаровую Фурье-область (рис. 2), при этом максимальная плотность отсчетов оказывается сосредоточенной в телесных дискретных углах (см. рис. 2, а). Следовательно, возникает задача доопределения дискретных данных в "незаполненных" областях Фурье-пространства — Фурье-шара, определенного в сферической системе координат. Отметим, что при решении обратной (конкретной) задачи, например при оптической диагностике пламенных объектов, для удовлетворения условий (1) исходя из принятой модели процесса и условий формирования исходных данных можно показать, что для удовлетворительного восстановления необходимо производить процедуры обращения на дискретном формате $N \times N \times N$ элементов. В то же время из условий реального эксперимента можно получить формат из $n \times n \times n$ элементов, где $n < N$. В таких случаях возникает необходимость проведения дополнительных процедур интерполяции до заданного числа отсчетов $N \times N \times N$.

С точки зрения дополнения данных с помощью процедур интерполяции необходимо выполнять следующие процедуры: вычислить недостающие данные в Фурье-плоскостях на полярных сетках, "заполнить" пустые области 3D Фурье-пространства и, таким образом, получить минимальный набор Фурье-отсчетов в сферической системе координат.

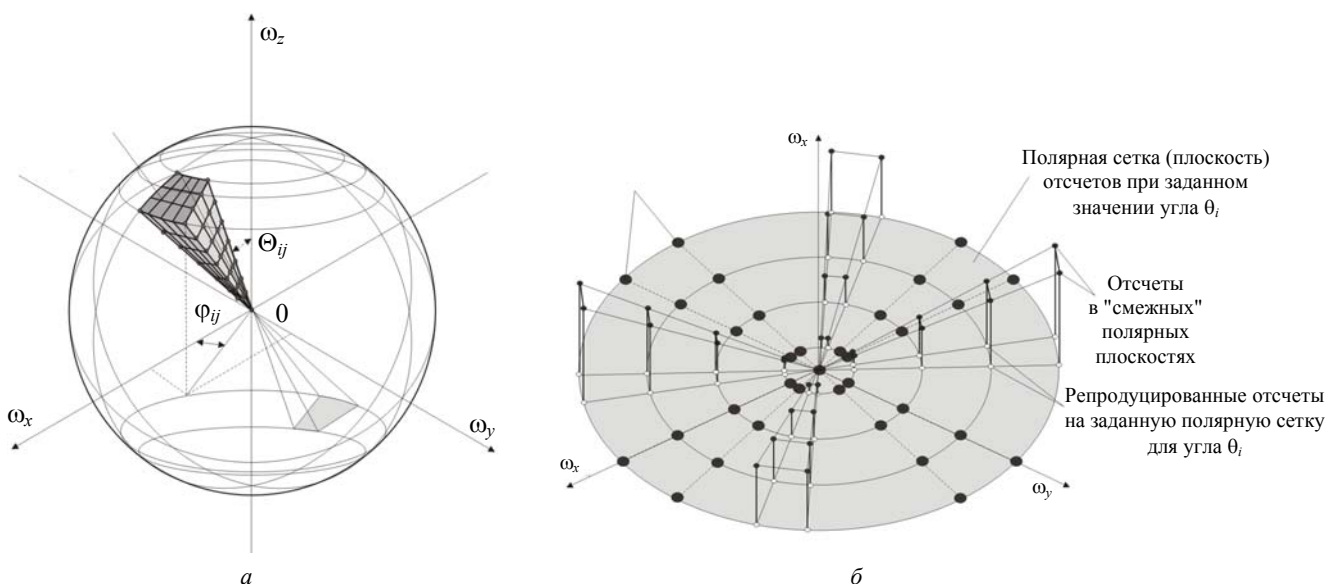


Рис. 2. Схема формирования отсчетов в Фурье-пространстве для задач интерполяции:

a — "пирамидальный" набор действительных Фурье-отсчетов в шаровой зоне пространства Фурье;
b — совокупность "собственных" отсчетов, получаемых в полярной плоскости (сетке)

Далее необходимо "расширить" полученный трехмерный набор до требуемого формата $N \times N \times N$. Рассмотренные задачи интерполяции, во-первых, тесно связаны между собой, во-вторых, сводятся в конечном итоге к одномерным процедурам интерполяции по кольцевым гармоникам, в-третьих, учитывая объемы вычислений, связанных с 3D-вычислениями, алгоритмы интерполяции необходимо выбирать достаточно простыми, но обеспечивать условие обращения Радона. Заметим, что для оптически прозрачных объектов в тех условиях, когда исходные двумерные данные получены в пределах "полусферы" $\vartheta = (0-\pi)$, в силу симметрии число 2D-проекций можно удвоить в пределах $\vartheta = (0-2\pi)$, соответственно увеличится и число "реальных" отсчетов в Фурье-пространстве (см. рис. 2, *a*).

Для доопределения отдельных Фурье-плоскостей целесообразно воспользоваться методами интерполяции с помощью полиномов Чебышева. Проще всего это сделать по кольцевым гармоникам, т. е. искомая функция исследуемого параметра $F_{\theta_i, \varphi}(\hat{f}_n(m \frac{\pi}{M}))$ ищется в виде

$$F_{\theta_i, \varphi}(\hat{f}_n(m \frac{\pi}{M})) = \sum_{j:(k)}^L k_j T_j(m \frac{\pi}{M}),$$

где T_j — полиномы Чебышева первого рода;

k_j — коэффициенты разложения.

Условие минимизации имеет вид

$$T^T T K = T^T M.$$

Здесь, как и в двумерном случае, $K = (k_0, \dots, k_L)^T$ — вектор коэффициентов разложения функции

$F_{\theta_i, \varphi}(\hat{f}_n(m \frac{\pi}{M}))$ по полиномам Чебышева

$$M_n = (F(\hat{f}_n(0)), \dots, (\hat{f}_n(m \frac{\pi}{M}))),$$

соответственно, вектор отсчетов функции

$F_{\theta_i, \varphi}(\hat{f}_n(m \frac{\pi}{M}))$ определяется матрицей отсчетов

$T_{\theta_i, \varphi}(T_j(m \frac{\pi}{M}))$ (полиномов Чебышева) в точках

$(m \frac{\pi}{M})$.

Таким образом, вычислив наборы коэффициентов разложения $K_{j:(\theta_i, \varphi)}$ для данной Фурье-плоскости, которые должны минимизировать средне-квадратичное отклонение, имеем

$$\xi_{\min}(\hat{f}_n(m \frac{\pi}{M}), \hat{f}_m(m \frac{\pi}{M})) = \frac{1}{M_{\Psi}} \sum_0^{M_{\Psi}} [F(\hat{f}_n(m \frac{\pi}{M})) - F(\hat{f}_m(m \frac{\pi}{M}))]^2.$$

Таким образом находятся значения $F(\hat{f}_n(m \frac{\pi}{M}))$ в ранее незаполненных участках

кольцевой гармоники (см. рис. 2, *b*). Аналогичная операция производится и для других кольцевых гармоник в выбранной Фурье-плоскости.

В Фурье-пространстве в рассматриваемом классе задач плоскости Фурье пересекаются по диаметральному направлению, образуя радиально симметричную периодическую структуру дискретных отсчетов, определяемую в сферической системе координат. Плотность отсчетов определяется геометрией считывания исходных двумерных данных, и после процедур интерполяции в соответствии с рассмотренным выше подходом доопределенные Фурье-плоскости образуют "пирамидальные" наборы "действительных" отсчетов. Другими словами, эти отсчеты оказываются сосредоточенными в телесных дискретных углах, определяемых параметрами $\Delta\vartheta_{i_{\max}}$; $\Delta\varphi_{j_{\max}}$. Соседние области пространства, которые также можно представить в виде пирамидальных структур с вершинами в точке $\omega_{\vartheta} = \omega_{\varphi} = \omega_R = 0$, оказываются либо совсем незаполненными, либо заполненными частично.

Для частично заполненных плоскостей недостающие отсчеты можно получить путем репродукции отсчетов на тех же частотах (кольцевых гармониках) со смежных плоскостей, используя простейшие методы линейной интерполяции (см. рис. 2, *b*). Однако после заполнения Фурье-плоскостей, соответствующих пространству получения двумерных исходных данных с помощью рассмотренных выше процедур, в Фурье-пространстве остаются совершенно незаполненные области. Они характеризуются радиальной симметрией и образуют периодическую структуру в виде телесных углов с "пустыми" отсчетами. Для нахождения данных в этих областях можно воспользоваться свойствами симметрии Фурье-спектров и рассмотреть сечения "шара" Фурье диаметральноми плоскостями, рассекающими заполненные и незаполненные зоны. Таким образом можно подобрать сечения, в которых будут представлены заполненные и незаполненные секторы.

При разработке алгоритмов 3D-ре-конструкции необходимо помнить, что двумерные Фурье-спектры регистрируемых проекций необходимо ограничивать по частоте в соответствии с выби-

раемым шагом дискретизации в Фурье-пространстве ожидаемой погрешностью реконструкции и числом исходных двухмерных проекций. Последнее обстоятельство позволяет упростить процедуры вычисления недостающих отсчетов, сгруппированных по кольцевым гармоникам, так как они содержат совокупности реальных отсчетов, сгруппированных по компактным зонам, содержащих равноотстоящие отсчеты в соответствии с геометрией получения проекционных данных.

Задача доопределения данных несколько упрощается при использовании так называемого мультималоракурсного метода получения исходных двухмерных проекционных данных. В этом случае проекционные данные для данного ракурса ϑ_i, φ_j формируются с помощью нескольких проекционных систем сгруппированных осе-симметрично относительно основного ракурса ϑ_i, φ_j . На рис. 3, а показаны примеры формирования проекционных данных при мультималоракурсном способе сканирования. В варианте 1 предполагается, что наряду с проекцией основного ракурса ϑ_i, φ_j (ее можно назвать центральной), считываются так называемые периферийные проекции, в данном случае их число 6, углы конвергенции $\Delta\vartheta_{ij}$ по отношению к центральному ракурсу выбираются исходя из геометрии конкретного эксперимента. Предложенную выше геометрию формирования данных целесообразно обозначить *1сбр* (*c* — *central*, *p* — *periph-*

ries). Более простой способ получения исходных данных при мультималоракурсной регистрации показан в варианте 2. Здесь относительно основного ракурса ϑ_i, φ_j имеются только три равноудаленных по углам конвергенции $\Delta\vartheta_{ij}$ "дополнительных" двухмерных проекций, что соответствует обозначению — *0с3р*. В любом из рассмотренных случаев плоскости проекций должны быть касательными по отношению к сфере, центр которой совпадает с "геометрическим" центром исследуемого объекта. Так как процедуры доопределения недостающих данных проще производить в Фурье-пространстве, как было рассмотрено выше, например используя методы интерполяции по кольцевым гармоникам, то в таких случаях считывание проекционных двухмерных данных целесообразно проводить в полярных системах координат, связанных с плоскостями проекций. Последнее условие достаточно просто реализовать, если организовать считывание в регистрирующем матричном фотодетекторе не построчно, как это обычно принято, а в виде линейных выборок, являющихся дискретно "вращающимися диаметрами" с заданным $\Delta\varphi_{i,p_j}$ -углом поворота. Величина этого угла определяется предполагаемым разрешением, погрешностью восстановления, выбираемым методом доопределения данных и т. д.

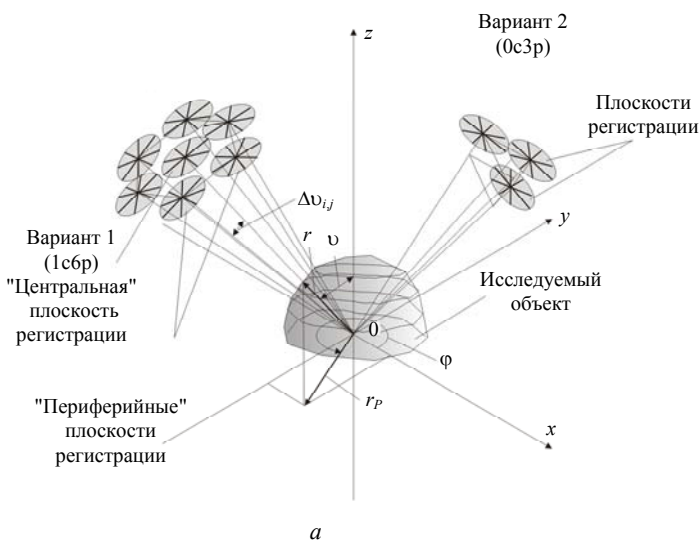
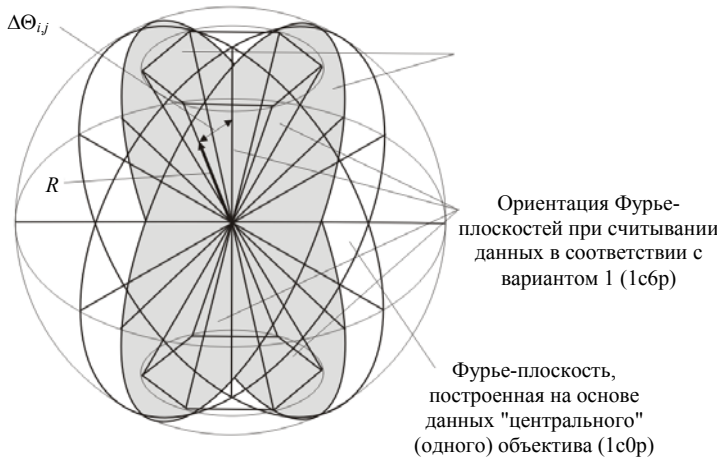


Рис. 3. Иллюстрация возможностей доопределения проекционных данных при мультималоракурсной геометрии:
а — мультиракурсная схема получения исходных данных; *б* — Фурье-плоскости, построенные на основе данных смежных "соседних" объективов для данного ракурса (показано 2 из 6)



б

Предложенный способ регистрации исходных данных значительно сокращает их объемы, упрощает процедуры подготовки данных для задач интерполяции, реконструкции и фильтрации. Если процедуры вычисления недостающих данных выполняются в Фурье-пространстве, то Фурье-образы основных и дополнительных (периферийных) прокций при рассмотренном выше способе регистрации представляют собой реперы одномерных Фурье-образов, расположенных на соответствующих плоскостях (см. рис. 3, б).

На рис. 3, б представлены только две Фурье-плоскости, содержащие отсчеты от дополнительных проекций, и показана область пересечения Фурье-плоскостей для одного ракурса Θ_i, ϕ_j , соответствующая геометрии 1с6р.

Применение мультималоракурсного способа формирования проекционных данных значительно расширяет возможности реконструкции за счет увеличения объемов Фурье-пространства, содержащих реальные данные проекций (пирамидальные области) (см. рис. 2, б). Несмотря на то, что радиальная и угловая плотности отсчетов уменьшаются с ростом параметров R, Θ_{ij} по сравнению с одноканальной схемой регистрации — 1с0р, плотности реально зарегистрированных в Фурье-пространстве значительно выше, что позволяет более эффективно вычислить недостающие данные, например, по кольцевым гармоникам, используя полиномы Чебышева. Процедуры интерполяции в таких случаях целесообразно проводить для кольцевых гармоник плоскости, которые выбираются ортогонально плоскостям (или их пересекают), содержащим максимальное число действительно зарегистрированных отсчетов. Несколько упрощается и сама процедура вычисления. Если при заданных значениях $(m \frac{\pi}{M})$ ортогональные многочлены Чебышева могут быть построены, то приближающий многочлен можно искать в виде

$$F_{\perp i}(\hat{f}_{\perp i n}(m \frac{\pi}{M})) = \sum_m A_m \Upsilon_m(m \frac{\pi}{M}). \quad (9)$$

Коэффициенты ряда A_m могут быть найдены по формуле [10]

$$A_m = \sum F_{\perp i} \Upsilon_i(m \frac{\pi}{M}) / \sum_m \left[\Upsilon_i(m \frac{\pi}{M}) \right]^2. \quad (10)$$

Вычисление знаменателя (10) не представляет сложности и подробно описано в монографии [12], числитель вычисляется по формуле

$$\begin{aligned} \sum F_{\perp i} \Upsilon_i(m \frac{\pi}{M}) &= \sum F_{\perp i} \Upsilon_i^r(m \frac{\pi}{M}) + \\ &+ A_i^{(1)} \sum F_{\perp i} \Upsilon_i^{r-1}(m \frac{\pi}{M}) + \dots \end{aligned}$$

Если приближение (9) уже построено, т. е. найдены многочлены и коэффициенты, но точность нас не удовлетворяет, необходимо найти лишь следующий член $A_{m+1} \Upsilon_{m+1}(m \frac{\pi}{M})$ согласно (10).

Заметим, что сумма квадратов отклонений может быть определена в соответствии с формулой

$$\begin{aligned} \sum_{i=0}^M \left[F_{\perp i} - \sum_{r=0}^m A_r \Upsilon_r(m \frac{\pi}{M}) \right]^2 &= \\ = \sum_{i=1}^M F_{\perp i}^2 - 2 \sum_{r=0}^m A_r \sum_{i=1}^M F_{\perp i} \Upsilon_r(m \frac{\pi}{M}) &+ \\ + \sum_{r=0}^m A_r^2 \sum_{i=1}^M (F_{\perp i} \Upsilon_r(m \frac{\pi}{M}))^2. \end{aligned}$$

Несмотря на громоздкость приведенных выше выражений, процедуры вычислений недостающих данных довольно просты и позволяют доопределить недостающие данные в Фурье-пространстве и оценить погрешность этого доопределения.

Таким образом, в Фурье-пространстве мы имеем дискретный набор Фурье-образов одномерных проекций с заданным шагом дискретизации по

углам и радиусу. В зависимости от вида решаемой задачи, типа исследуемого объекта, способа регистрации, методов дискретизации может потребоваться дополнительная фильтрация [13] проекционных данных. Несмотря на то, что в нашем распоряжении фактически 3D-Фурье образ искомой функции распределения, применять обратное 3D-преобразование Фурье нецелесообразно в силу громоздкости этой процедуры, требующей привлечения значительных вычислительных мощностей. Для задач такого рода можно предложить более эффективную процедуру, а именно, представления искомых функций распределений в виде проекционных изображений замкнутых изображений изоповерхностей данного параметра. Так как для наглядного представления изоповерхности в виде проекционной сетчатой структуры достаточно 20—40 изолиний, то, соответственно, в Фурье-пространстве оказывается достаточно выбрать соответствующие сечения, произвести необходимое количество обратных двухмерных преобразований, выделить изолинии [14], из которых сформировать проекционные изображения.

Таким образом, предложенные методы 3D-реконструкции опираются на одномерные процедуры, за исключением очень ограниченного количества вычислений $2D FT^{-1}$, упомянутых выше. Это дает возможность значительно ускорить процесс вычислений.

На рис. 4 изображена схема опико-электронного сканера малоракурсного оптического томографа, предназначенного для томографических исследований физико-химических процессов в малоракурсных самосветящихся газовых объектах (пламена, горение смесей в камерах сгорания малоракурсных РД и пр.). На плите 1 в фиксированных ракурсах, определяемых радиальными пазами 2, устанавливаются входные объективы 3, опико-волоконные светопроводы 4 и устройство формирования оптических изображений двухмерных пакетов проекционных данных 17.

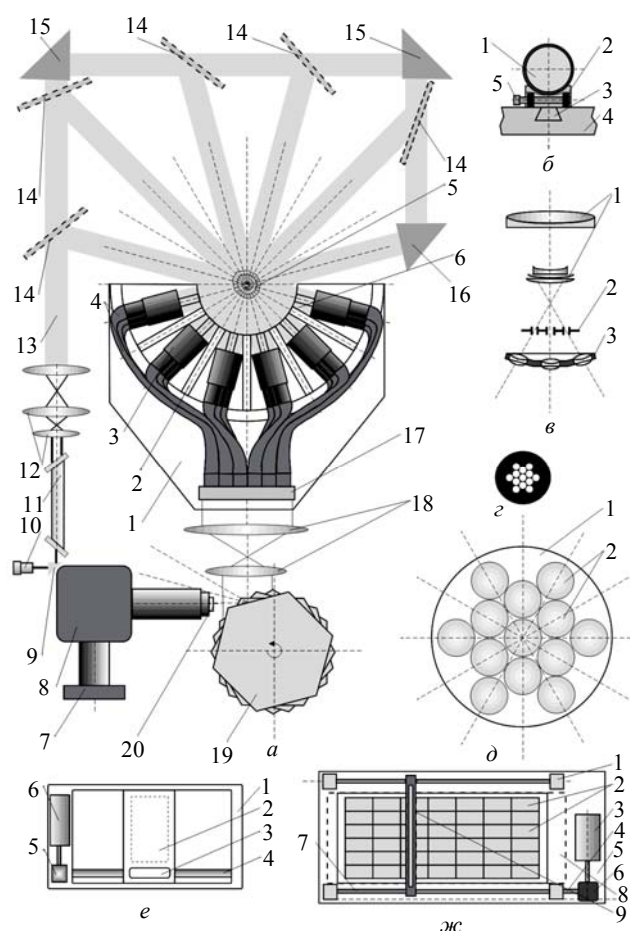


Рис. 4. Малоракурсный оптический томограф для исследования самосветящихся газовых объектов:
а — схема опико-волоконной сканирующей системы;
б — узел установки входного объектива на оптический стол сканера; *в* — схема входного объектива; *г* — схема расположения отверстий в диафрагме; *д* — фронтальный вид узла проектирующих линз; *е* — система привода двухмерных матриц фоторегистрации; *ж* — кинематическая схема устройства для перемещения диафрагмы относительно пакета изображений проекционных данных

Процесс сканирования исследуемого объекта 5 осуществляется следующим образом: собственное излучение объекта в заданных ракурсах попадает на широкоугольные светосильные входные объективы 3, которые проецируют двухмерные теневые изображения проекций на входные торцы светопроводов 4 и "передаются" на выходные торцы. Для увеличения информационной отдачи системы и реализации возможностей 3D-реконструкции входные объективы дают возможность получать проекционные изображения в основных и побочных ракурсах.

Таким образом, на выходе опико-волоконного сканера формируются 2D-проекционные изображения основных и побочных ракурсов. На рис. 4, б показан узел установки входного объектива на оптический стол сканера. Объектив и узел сопряжения с входными торцами светопроводов 1 закреп-

лены на опоре 2, устанавливаемой в положение заданного ракурса в радиальный паз в плите 4, имеющий сечение "ласточкин хвост" 3. Для коррекции фокусного расстояния узел содержит регулировочный механизм 5. Схема входного объектива показана на рис. 4, в. Объектив 1 состоит из входных просветленных линз, выполненных в виде дублета, предложенного Бутом [15], и заднего набора линз, схема которых аналогична схеме Бертеле, применяемая в объективах [16] "Панхром". В фокусной плоскости входной системы линз установлена диафрагма 2, позволяющая выбирать изображения проекций на главной оптической оси и побочных осях — дополнительные проекции. Схема расположения отверстий в диафрагме показана на рис. 4, г, из которого видно, что такой выбор конфигурации отверстий дает возможность использовать алгоритмы 3D-реконструкции, что оправдывает сложность конструкции.

За диафрагмой установлена система линз 3 (см. рис. 4, в), осуществляющих проецирование двухмерных проекционных изображений на входные торцы светопроводов для передачи изображений. На рис. 4, д показан фронтальный вид узла проектирующих линз, состоящего корпуса 1 и собственно линз 2. Как видно из этой схемы, количество дополнительных двухмерных проекций может быть выбрано равном 6 или 12. В рассматриваемом примере конструкции малоракурсного оптического томографа число дополнительных проекций составляет 6, такое число оказывается оптимальным для исследования пламен [9].

Для исследования газодинамических характеристик исследуемых объектов, анализа пространственного распределения углеродосодержащих частиц, образующихся в результате неполного сгорания смеси, привносимых в зону факела внешних примесей в виде мелкодисперсных порошков, целесообразно использовать внешнее зондирующее излучение. Для этих целей наиболее удобными оказались малогабаритные газовые лазеры. Для задач трансмиссионной малоракурсной томографии самосветящихся газовых объектов лазер для зондирующего излучения содержит собственно излучатель 11 (см. рис. 4, а), источником питания которого является высокостабильный блок питания с малым уровнем пульсаций выходного напряжения, систему линз 12, формирующую маломодовый поток зондирующего излучения 13. Фотодетектор 10 используется в системе автоматической регулировки выходного напряжения блока питания. Для формирования сигнала фотодетектора применяется оптическая схема с поворотной линзой 9. В целях просвечивания объекта в различных заданных ракурсах сформированный

плоскопараллельный пучок с помощью системы полупрозрачных зеркал 14 и поворотных призм 15, 16 расщепляется на зондирующие пучки (см. рис. 4, а).

Таким образом, в общем случае в зоне формирования изображений двухмерных проекций 17 (см. рис. 4, а) каждая из них на самом деле состоит из двух проекционных изображений: эмиссионной проекции, сформированной собственным излучением объекта в данном ракурсе, и трансмиссионной проекции, представляющей собой поток нерассеянного лазерного излучения в том же ракурсе. В этой зоне двухмерных изображений проекций установлена сканирующая щель, которая осуществляет выборку одномерных теневых сечений, изображения которых через двухлинзовую систему 18 с помощью вращающегося зеркального барабана 19 "последовательно" проецируются на входную щель 20 спектрального прибора 8. В его фокальной плоскости находится система регистрации, содержащая ПЗС-матрицы (фотодиодные матрицы), установленные в электромеханической системе сканирования 7. Такая, достаточно сложная на первый взгляд, процедура сканирования выбрана в силу следующих соображений:

- исходное число двухмерных проекций составляет 42 (6 — основных и по 6 проекций — дополнительных для каждого "главного" ракурса), из этого числа двухмерных проекций выбирается такое же число одномерных, соответствующих одному сечению или слою конечной толщины;
- спектральный прибор имеет призму конечной высоты, следовательно, число спектров проекций ограничено, кроме того, необходимо учитывать "задаваемое" число отсчетов вдоль спектральной линии проекции, что также ограничивает число "вводимых" на входную щель изображений проекций;
- интенсивность свечения сечения проекции невелика, поэтому выбрана максимально светосильная система формирования проекционных данных, а качество детектирующих матриц использованы ПЗС-структуры, имеющие достаточно широкий спектральный и динамический (по выходному сигналу) диапазоны регистрации оптического излучения.

В зоне формирования спектров проекций спектрального прибора, в качестве которого для данной системы выбран монохроматор УМ-1, установлена электромеханическая система привода двухмерных матриц фоторегистрации (фото-, ПЗС-структуры), ее схема показана на рис. 4, е. Двухмерные матрицы выбраны в силу того, что в отличие от задачи реконструкции температуры для плазменных объектов, где необходимая ин-

формация содержится в спектральных линиях, в данном случае необходимо регистрировать "протяженные" участки сплошных спектров проекций. Фотоматрицы закрепляются в подвижной каретке 2, которая перемещается относительно корпуса 1, размещенного в фокальной плоскости монохроматора. Перемещение каретки производится с помощью винтовой системы привода 4, которая приводится в движение импульсным электродвигателем 6 через редуктор 5.

Для выборки сечений на главных и вспомогательных двухмерных проекциях, как уже указывалось выше, используется подвижная щелевая диафрагма, которая совместно с приводным механизмом устанавливается в зоне пакета 2D-проекций 17 (см. рис. 4, а).

В простейшем случае для задач реконструкции двухмерных сечений эта диафрагма может иметь одну щель. Однако даже для данного класса задач реконструкции целесообразно иметь, например, 6 щелевых диафрагм, расположенных либо вдоль одной прямой, либо под углами к осевой линии, определяющей центральное сечение в соответствии с геометрией формирования данных для задач 3D-реконструкции. Кинематическая схема устройства для перемещения диафрагмы относительно пакета изображений проекционных данных 2 представлена на рис. 4, ж. На корпусе узла перемещения диафрагмы 5 установлены направляющие 1 с механизмами приводов 4, причем роль одной из направляющих играет винт 7, приводящий в движение диафрагменный узел 9 с помощью импульсного электродвигателя 3 и редуктора 6. Для предотвращения засветки щели спектрального прибора световыми потоками 2D-проекций, не принадлежащими выбранным сечениям, конструкция перемещения диафрагмы содержит светонепроницаемые шторы 8, закрепленные на диафрагменном узле, компенсация длины которых осуществляется с помощью подпружиненных узлов перемотки.

Излучательная способность самосветящихся газовых объектов, как известно, зависит от типа объекта, полноты сгорания рабочей (топливной) компоненты, условий горения — внешних давлений, наличия и уровня воздействия внешних электромагнитных и УЗВ-полей и пр. При разных уровнях освещенности фокальной плоскости спектрального прибора применяются различные типы матричных фотодетекторов для считывания проекционных данных. Наилучшие результаты можно получить при использовании в качестве фотодетекторов двухмерных ПЗС-матриц со встроенными усилительными каскадами для каждого элемента [17] типа CCD221 (488 строк, каждая из которых содержит 380 элементов, чувствительность 1 В/мкДж/см^2 , динамический диапазон

300:1, частота выборки может достигать 1 кГц при использовании специализированных схем опроса). При повышенной частоте опроса необходимо охлаждать узел с матрицей (см. рис. 4, е), так как при увеличении температуры на 8 К в диапазоне (270—300) К уровень шумов в сигнале удваивается. Для охлаждения матрица размещается в стальном корпусе, выполненном в виде радиатора, а к самой матрице с внутренней стороны прикрепляются полупроводниковые холодильники в виде пластинчатых теплоотводов. Подключение матрицы к системе опроса осуществляется через разъем 3 (см. рис. 4, е), что позволяет оперативно менять тип считывающих матричных фотодетекторов.

Отметим, что электромеханические устройства приводов матриц и диафрагмы выбора сечений выполнены по идентичным кинематическим схемам, следовательно, имеют практически одинаковые блоки управления. Система привода во вращательное движение зеркального барабана должна обеспечивать высокостабильную угловую скорость вращения, для чего используется электродвигатель с магнитоэлектрической системой привода и стробоскопической системой регулировки. Указанные узлы приводов получают сигналы управления с ПК через порты компьютера типа LPT.

Для реализации описанных выше методов и алгоритмов ВТ-реконструкции созданы пакеты ППП серии FIRE, FLAME. Структура организации этих пакетов — модульная. Процедуры подготовки исходных данных формируются на основе конечных отрезков сплошных спектров проекций для эмиссионных, а также для трансмиссионных проекций, в которых используются функции интенсивности ослабленного лазерного потока, усредненные в "поперечном" направлении (учитывая уровень разложения светового потока монохроматором). На рис. 5, а изображен внешний вид оптической системы сбора исходных проекционных данных одного из вариантов малоракурсного томографа для диагностики самосветящихся газовых объектов. В данном эксперименте решались задачи ТВ-реконструкции функции распределения температур в сечении пламени горелки Бунзена и сравнения получаемых данных с данными, получаемыми методами классического зондирования с помощью термпар. На рис. 5, б показаны участки спектров проекций (шесть основных ракурсов) при различных временах опроса фотодетекторных матриц (20 и 1 мс, соответственно). Отметим, что в области трансмиссионных проекционных данных отчетливо видны группы линий He—Ne-лазера. Рис. 5, в иллюстрирует возможности алгоритма ВТ-реконструкции, сконфигурированного для решения данной задачи. Здесь на изображении сверху справа модельная двухмерная функция, внизу слева — результат ВТ-реконструкции в результате

моделирования всех этапов. Расчетная погрешность алгоритмов ВТ-реконструкции при этом составила 14 %. На рис. 5, *з* показана томограмма сечения потока — функция распределения локальных температур $T(x, y)$, на уровне $h = 20$ мм от верхнего среза сопла горелки Бунзена $\varnothing = 3,5$ мм, на рис. 5, *д* — та же томограмма после двухмерной цифровой фильтрации (сглаживающий цифровой фильтр Гаусса). Для сравнения результатов ВТ-реконструкции с известными традиционными способами температурной диагностики высокотемпературных газовых потоков был выбран метод измерения $T(x, y)$ с помощью термопар. На рис. 5, *е* изображены графики распределения температуры в пламени на выбранном диаметре. Более высокие значения функции распределения $T(x, y)$ позволяют сделать вывод о том, что бесконтактный метод ВТ-реконструкции, при котором исходные данные регистрируются за сравнительно малые временные промежутки, по сравнению с методом регистрации термопарами обладает высокой достоверностью получаемых результатов. В пользу этого утверждения говорит и то обстоя-

тельство, что при измерении температуры с помощью термопарных устройств часть энергии потока расходуется на ее нагрев, и термодинамического равновесия в этом ансамбле — газовый поток — термопара достичь невозможно, отсюда и погрешности в определении $T(x, y)$.

Описание предложенных принципов построения малоракурсных оптических томографических систем дает возможность сделать некоторые выводы: оптические системы сбора исходных проекционных данных достаточно просты. ВТ-система предполагает использование стандартного спектрального оборудования, математическое обеспечение рассчитано на стандартные семейства ПК. Системы такого рода достаточно просто могут быть внедрены в типовые лаборатории спектральной диагностики. Идеи, заложенные в конструкцию систем такого рода, делают ее достаточно гибкой как для процессов эксплуатации, так и для дальнейшей модернизации. Полученные результаты ВТ-реконструкции профилей температур говорят о достаточно высокой точности и довольно наглядном представлении информации.

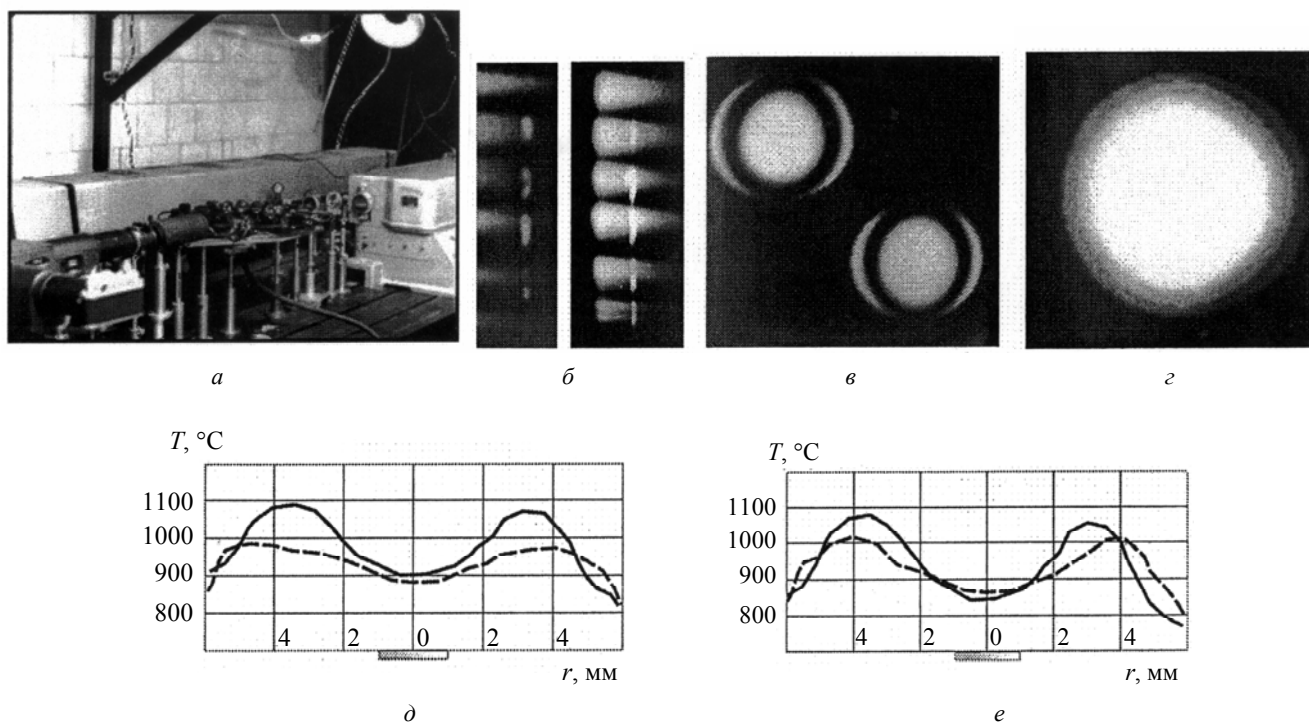


Рис. 5. Один из вариантов малоракурсного томографа:

a — внешний вид оптической схемы сбора исходных проекционных данных; *б* — участки спектров проекций при различных вариантах опроса фотодетекторных матриц; *в* — возможности алгоритма ВТ-реконструкции; *з* — томограмма свечения потока; *д* — томограмма после двухмерной цифровой фильтрации; *е* — графики распределения температуры в пламени на выбранном диаметре

Литература

1. Komissaruk V. A., Mende N. P., Popov L. N. Tomographic study of a supersonic aerodynamic object in free flight// Analytical Methods for Optical Tomography: Proc. SPIE. 1992. V. 1843. P. 114—126.

2. Филонин О. В., Панин В. В., Левченко М. А., Щербаченко Г. В. Мультималоракурсный томограф для диагностики факелов и пламен: IV Всес. симпозиум вычисл. томографии. Тез. докл. Ч. II. — Новосибирск, 1989. С. 172, 173.

3. Фомин Н. А. Применение техники спекла для диагностики газодинамических течений: Препринт/ ИТМО АН БССР, № 44. — Минск, 1987. — 43 с.

4. Троицкий И. Н., Уманский М. С. Распознавание проекционных данных, полученных в томографическом эксперименте, при наличии свободной альтернативы// Автометрия. 1989. № 1. С. 54—59.
5. Хелгасон С.// Преобразование Радона. — М.: Мир, 1983. — 152 с.
6. Филонин О. В., Петухов В. Г., Олейникова Г. В. Оптический малоракурсный томограф для исследования газовых потоков, пламен: Тез. докл. 1-й Всес. НТК "Методы диагностики двухфазных реагирующих потоков". — Харьков. 1988. С. 277—280.
7. Мельникова Т. С., Пикалов В. В. Исследование плазмы с помощью плазменного томографа: Препринт/ ИТ СО АН СССР, № 99-83. — Новосибирск, 1983. — 47 с.
8. Филонин О. В., Овсищев М. В., Теплоухов В. Л. Исследование возможностей применения методов типа свертки для диагностики плазменных потоков по их собственному излучению// Линейные и нелинейные задачи вычислительной томографии. — Новосибирск, 1985. С. 149—160.
9. Филонин О. В., Панин В. В., Лукачев С. В. Методы и алгоритмы малоракурсной ВТ-диагностики пламен, газовых потоков ВРД: Тез. докл. 1-й Всес. НТК "Методы диагностики двухфазных реагирующих потоков". — Харьков, 1988. С. 275, 276.
10. Нолл Г. Ф. Однофотонная эмиссионная реконструктивная томография// ТИИЭР. 1983. Т. 71. № 3. С. 43—53.
11. Филонин О. В., Ерусалимский Л. И., Левченко М. А. Исследование алгоритма свертки при восстановлении функций по малому числу проекций// Сб. Вопросы реконструктивной томографии. — Новосибирск: ВЦ СО АН СССР, 1985. С. 176—182.
12. Гутер Р. С., Овчинников Б. В. Элементы численного анализа и математической обработки результатов опыта. — М.: Наука, 1970. — 103 с.
13. Kudo H., Noo F., Defrise F. Cone-beam filtered-projections algorithm for transacted helical data// Phyth. Meth. Biol. 1998. № 43. P. 2885—2909.
14. Филонин О. В. Спектрально-томографические методы и средства исследования параметров плазмы и плазменных потоков: Тр. Междунар. симпозиума "Надежность и качество". — Пенза, 2004. С. 507—510.
15. Мартин Л. Техническая оптика// ГИ ФМЛ. 1980. С. 260, 456.
16. Hampton J.// Trans. Opt. Soc. V. 30. № 185. P. 1928, 1929.
17. Проектирование оптических систем/ Под ред. Р. Шеннона, Дж. Вайтана. — М.: Мир, 1983. — 436 с.

Статья поступила в редакцию 12 мая 2006 г.

Only a few projections optical 3D a tomography for research of processes of ignition and burning

O. V. Phylonin

The Samara State Space University, Samara, Russia

Opportunities of application of methods and means only a few projections optical 3D tomography for research of processes of ignition and burning of gas mixes and streams of high-temperature gases are considered. The description of methods and algorithms OFPT-reconstruction of parameters of investigated objects, schemes tomography systems of diagnostics is resulted.

УДК 621.316.98

Исследования способов защиты от молнии с помощью защитных экранов на основе слоистых металлодиэлектрических материалов

Н. А. Прудкой, Б. Ф. Скрипник

РФЯЦ-ВНИИЭФ, г. Саров, Нижегородская обл., Россия

В. П. Мирошниченко, А. А. Перунов, В. Г. Филиппов

ООО "ОЭП ВЭИ", г. Истра-2, Московская обл., Россия

Представлены результаты исследований на установке "Гетом" возможных способов защиты от прямых ударов молнии. Экспериментально подтверждена эффективность защитных экранов на основе многослойных металлодиэлектрических материалов. Определены защитные свойства металлодиэлектрических экранов при воздействии многокомпонентных импульсов тока молнии в зависимости от состояния поверхности защищаемых объектов и способов крепления защитных экранов.

Молния [1—2] характеризуется сильными токами (десятки килоампер) и высокими напряжениями (единицы мегавольт), которые являются серьезными факторами, влияющими на безопасность объектов, содержащих горючие и взрывчатые вещества, пиротехнические устройства. Попадание тока молнии внутрь таких объектов может стать причиной аварий и катастроф с большими человеческими жертвами и громадным экономическим и моральным ущербом. Примерами таких объектов могут служить емкости с горючими и взрывоопасными жидкостями, тара с взрывоопасными объектами.

Один из возможных способов обеспечения защиты заключается в создании на пути вероятного проникновения молнии экрана из тонких слоев металла (в виде фольги или ткани) и диэлектрика (полимерная пленка). Идея использования "слойки" заключается в том, чтобы заставить область привязки канала молнии перемещаться по поверхности экрана. При поражении объекта молнией температура верхнего слоя металла в экране очень быстро (за доли миллисекунд) достигает температуры плавления. Вследствие этого происходит разложения диэлектрической подложки слой жидкого металла удаляется из опорной зоны дуги, поэтому опорная зона вынуждена перемещаться. Направление перемещения определяется как силами, действующими на столб дуги (электродинамическими и газодинамическими), так и случайными факторами.

Однако наличие защитного экрана еще не гарантирует полного отсутствия опасных последствий от воздействия молнии, поскольку с экрана разряд может переходить на защищаемый объект. Для того чтобы экран работал эффективно, необходимо обеспечить путь стекания тока молнии с экрана, минуя защищаемый объект. Этого можно добиться несколькими способами. Если к воздействию молнии уязвима только часть поверхности объекта, то экран накладывают так, чтобы он полностью перекрывал эту часть. Второй способ заключается в том, чтобы выполнить экран в виде замкнутой оболочки, охватывающей весь объект.