

# Лазерная доплеровская визуализация полей трехмерных векторов скоростей с использованием минимального числа CCD-камер

Ю.Н.Дубнищев

*Обсуждается возможность лазерной доплеровской визуализации и измерения поля трехмерных векторов скоростей с подавлением влияния многочастичного рассеяния на результат измерений при использовании одной CCD-камеры. Координатно-измерительный базис формируется за счет коммутации направлений и частоты пространственно-совмещенных лазерных плоскостей, синхронизированной с работой CCD-камеры. Поле векторов скоростей с исключением вклада многочастичного рассеяния получается из линейных комбинаций нормированных изображений лазерных плоскостей, регистрируемых CCD-камерой в частотно-демодулированном рассеянном свете. Метод может найти применение не только в лазерной диагностике потоков газовых и конденсированных сред, но и в доплеровской спектроскопии световых полей, рассеянных многочастичными динамическими структурами.*

**Ключевые слова:** лазерная доплеровская визуализация поля скоростей, *doppler global velocimetry*, *planar doppler velocimetry*, лазерная доплеровская спектроскопия.

## 1. Введение

Лазерная доплеровская визуализация и измерение поля скоростей, исторически получившая название *doppler global velocimetry* (DGV) и известная в последнее время как *planar doppler velocimetry* (PDV), интенсивно развивается и находит все более широкое применение в экспериментальной гидро- и газодинамике при оптической диагностике потоков [1–10]. Метод DGV основан на получении изображения лазерной плоскости в частотно-демодулированном свете, рассеянном на частицах потока. Различные способы нормировки полученного изображения позволяют исключить влияние флуктуаций интенсивности рассеянного света. Нормированное изображение исследуемого сечения потока однозначно отображает распределение доплеровских сдвигов частоты и, следовательно, проекций скоростей частиц на направление, заданное разностью волновых векторов лазерного излучения и рассеянного света. Нормировка заключается в нахождении отношения сигнального и опорного изображений, для получения которых могут использоваться отдельные [3–5] или одиночная CCD-камеры [8–10]. Применение одной камеры предпочтительнее, т.к. уменьшается число каналов регистрации и снимаются проблемы согласования параметров сигнальной и опорной CCD-камер.

При визуализации полей 2D и 3D векторов скоростей традиционными методами DGV число каналов регистрации, содержащих CCD-камеры и конвертер частота – интенсивность, обычно соответствует размерности координатно-измерительного базиса [4, 5]. Трехмерные

измерения поля скоростей с формированием координатно-измерительного базиса за счет коммутируемых разнонаправленных лазерных плоскостей и использованием одного канала регистрации изображений описаны в работах [6, 7]. В [9] рассмотрен метод PDV, позволяющий измерять поле 3D векторов скоростей с применением одной CCD-камеры, синхронизированной с частотной модуляцией лазерной плоскости, и с одновременной регистрацией четырех отдельных изображений лазерной плоскости в световых пучках, рассеянных в четырех различных направлениях. Комбинации этих направлений с направлением волнового вектора лазерной плоскости образуют координатно-измерительный 3D базис. В этой системе используются четыре многоволоконных световодных канала формирования частотно-демодулированных изображений на фотоматрице CCD-камеры, что немногим проще конфигурации измерительной системы с четырьмя CCD-камерами.

Общей проблемой при использовании DGV(PDV)-технологий является увеличение влияния многочастичного рассеяния на результат измерения поля скоростей с ростом концентрации рассеивающих частиц в исследуемом потоке. В работе [10] показана возможность исключения влияния многочастичного рассеяния при использовании методов DGV как с отдельными сигнальной и опорной камерами, так и с одной CCD-камерой в канале регистрации изображений лазерной плоскости в частотно-демодулированном свете. Однако применение этого метода требует получения изображений лазерной плоскости как минимум в двух ракурсах при измерении поля проекций векторов скоростей на одно заданное направление. Соответственно для измерения поля 3D векторов скоростей способом, описанным в [10], необходимо использовать по меньшей мере шесть CCD-камер, по две на каждое направление выбранного координатно-измерительного базиса, что, конечно же, усложняет измерительную систему и существенно ограничивает ее применение. Минимизация числа оптических каналов при ви-

Ю.Н.Дубнищев. Институт теплофизики СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева, 1;  
e-mail: dubnistchev@itp.nsc.ru

Поступила в редакцию 15 февраля 2010 г., после доработки – 6 апреля 2010 г.

зуализации и измерении поля 3D векторов скоростей с подавлением влияния многочастичного рассеяния является одной из основных проблем в современных DGV-технологиях. Обсуждение путей решения этой проблемы составляет предмет настоящей работы.

## 2. Лазерная доплеровская визуализация поля 3D векторов скоростей с использованием одной CCD-камеры

Для решения этой задачи исследуемое сечение потока освещается двумя пространственно-совмещенными и последовательно коммутируемыми во времени лазерными плоскостями  $P_1(k_1, \tilde{k}_1)$  и  $P_2(k_2, \tilde{k}_2)$ , волновые векторы которых  $k_1$  и  $k_2$  ( $\tilde{k}_1$  и  $\tilde{k}_2$ ) ориентированы взаимно ортогонально, как это показано на рис.1. Лазерная плоскость  $P_1(k_1, \tilde{k}_1)$  образована двумя противоположно направленными и последовательно коммутируемыми во времени модулированными по частоте лазерными пучками с волновыми векторами  $k_1$  и  $\tilde{k}_1$ , где  $\tilde{k}_1 = -k_1$ ,  $|\tilde{k}_1| = |k_1| = k$ . Лазерная плоскость  $P_2(k_2, \tilde{k}_2)$  формируется противоположно направленными и последовательно коммутируе-

мыми во времени лазерными пучками с волновыми векторами  $k_2$  и  $\tilde{k}_2$ , где  $\tilde{k}_2 = -k_2$ ,  $|\tilde{k}_2| = |k_2| = k$ . Излучение в лазерной плоскости рассеивается на частицах потока. Изображение лазерной плоскости регистрируется CCD-камерой в частотно-демодулированном свете. Работа CCD-камеры синхронизируется с коммутацией лазерных пучков, последовательно формирующих лазерные плоскости. Частотная демодуляция рассеянного света осуществляется конвертером частота-интенсивность, выполненным, например, на основе молекулярной поглощающей ячейки или оптического резонатора [9, 10].

Пусть световые плоскости  $P_1$  и  $P_2$  формируются в следующей последовательности:

$$P(\omega_0, t) = \sum_{q=0}^N \{P_1(\omega_0, k_1)\{\sigma(t - q\tau) - \sigma[t - (q + 1)\tau]\} + P_1(\omega_0, \tilde{k}_1)\{\sigma[t - (q + 1)\tau] - \sigma[t - (q + 2)\tau]\} + P_2(\omega_0, k_2)\{\sigma[t - (q + 2)\tau] - \sigma[t - (q + 3)\tau]\} + P_2(\omega_0, \tilde{k}_2)\{\sigma[t - (q + 3)\tau] - \sigma[t - (q + 4)\tau]\}\}, \quad (1)$$

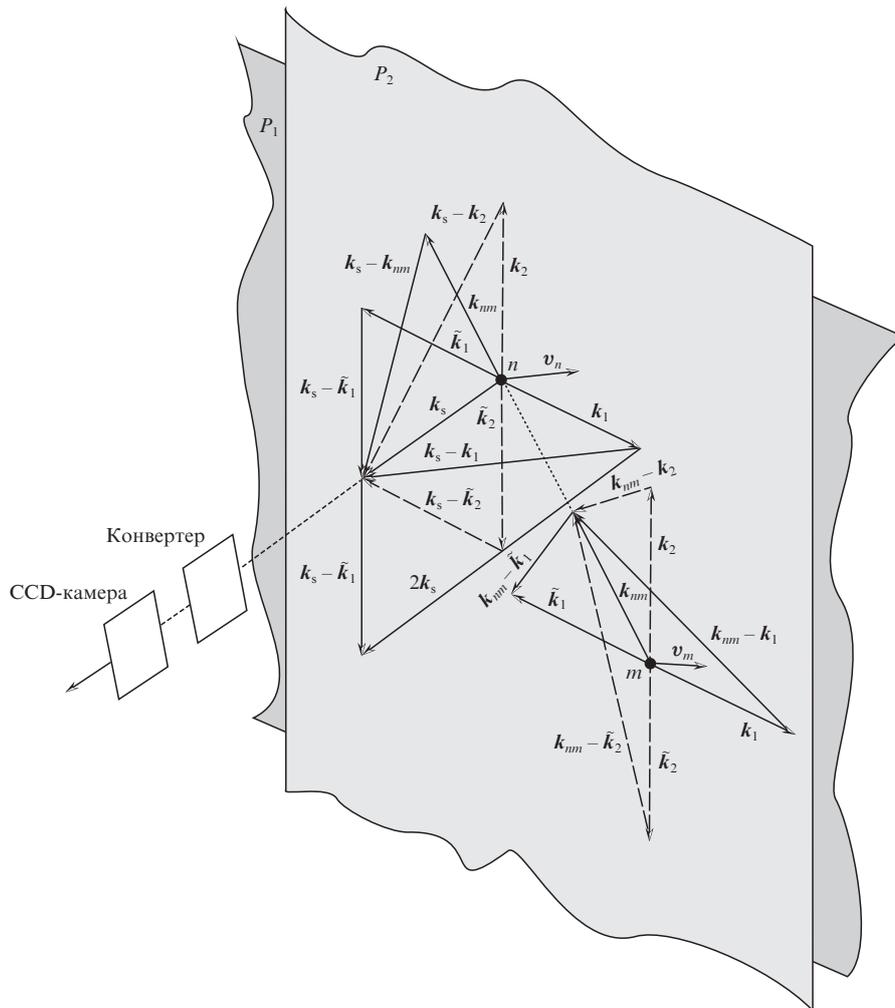


Рис.1. Конфигурация световых пучков в пространстве волновых векторов, иллюстрирующая измерение поля 3D векторов скоростей с использованием одного регистрирующего канала.

где  $\omega_0$  – основная частота лазерного излучения;  $\sigma(t)$  – функция Хевисайда (функция включения);  $\tau$  – временной интервал, в течение которого сечение потока освещается лазерной плоскостью заданной конфигурации;  $N$  – число циклов коммутации. Интервал  $\tau$  определяется частотой коммутации лазерных плоскостей  $\tilde{\omega} = 2\pi/\tau$ . Одновременность измерения полей проекций векторов скоростей в координатном 3D базисе обеспечивается в спектральной полосе, ограниченной частотой Найквиста.

Коммутация лазерных плоскостей синхронизована с работой CCD-камеры, регистрирующей изображения сечения исследуемого потока в частотно-демодулированном рассеянном свете. Частотная демодуляция рассеянного в лазерной плоскости света выполняется конвертером частота–интенсивность с контролируемой передаточной функцией по технологии, описанной в [10]. Эта технология основана на частотной модуляции лазерной плоскости по закону

$$\begin{aligned} \tilde{P}(t) = & [1 + \operatorname{sgn}(\sin \tilde{\omega}t)]P[(\omega_0 + \Omega)t] \\ & + [1 - \operatorname{sgn}(\sin \tilde{\omega}t)]P[(\omega_0 - \Omega)t], \end{aligned} \quad (2)$$

где  $P[(\omega_0 \pm \Omega)t]$  определяется выражением (1). Частоты  $\omega_0 \pm \Omega$  соответствуют рабочим точкам на склонах передаточной функции, выполняющих роль дискриминационных кривых [9, 10]. Частота лазерного излучения  $\omega_0$  соответствует центральной частоте передаточной функции конвертера частота–интенсивность. Для каждой реализации лазерной плоскости с волновыми векторами  $\mathbf{k}_1, \tilde{\mathbf{k}}_1, \mathbf{k}_2, \tilde{\mathbf{k}}_2$  CCD-камерой последовательно регистрируется пара изображений  $n$ -й частицы в частотно-демодулированном свете в окрестностях частот  $\omega_0 \pm \Omega$ . Воспользовавшись формулой (2), запишем выражения для комплексных амплитуд  $E_n$  света, рассеянного  $n$ -й частицей от последовательно коммутируемых лазерных плоскостей. Для лазерных плоскостей

$$[1 + \operatorname{sgn}(\sin \tilde{\omega}t)]P_1(\omega_0 + \Omega, \mathbf{k}_1) + [1 - \operatorname{sgn}(\sin \tilde{\omega}t)]P_1(\omega_0 - \Omega, \mathbf{k}_1)$$

и

$$[1 + \operatorname{sgn}(\sin \tilde{\omega}t)]P_1(\omega_0 + \Omega, \tilde{\mathbf{k}}_1) + [1 - \operatorname{sgn}(\sin \tilde{\omega}t)]P_1(\omega_0 - \Omega, \tilde{\mathbf{k}}_1)$$

имеем

$$\begin{aligned} E_n(\Omega, \mathbf{k}_s, \mathbf{k}_1) = & AS_n \exp\{i[\omega_0 + \Omega + \mathbf{v}_n(\mathbf{k}_s - \mathbf{k}_1)]t + i\varphi_n\} \\ & + A \sum_m S_{nm} \exp\{i[\omega_0 + \Omega + \mathbf{v}_m(\mathbf{k}_{nm} - \mathbf{k}_1) \\ & + \mathbf{v}_n(\mathbf{k}_s - \mathbf{k}_{nm})]t + i\varphi_{nm}\}, \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} E_n(-\Omega, \mathbf{k}_s, \mathbf{k}_1) = & AS_n \exp\{i[\omega_0 - \Omega + \mathbf{v}_n(\mathbf{k}_s - \mathbf{k}_1)]t + i\varphi_n\} \\ & + A \sum_m S_{nm} \exp\{i[\omega_0 - \Omega + \mathbf{v}_m(\mathbf{k}_{nm} - \mathbf{k}_1) \\ & + \mathbf{v}_n(\mathbf{k}_s - \mathbf{k}_{nm})]t + i\varphi_{nm}\}, \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} E_n(\Omega, \mathbf{k}_s, \tilde{\mathbf{k}}_1) = & AS_n \exp\{i[\omega_0 + \Omega + \mathbf{v}_n(\mathbf{k}_s + \mathbf{k}_1)]t + i\tilde{\varphi}_n\} \\ & + A \sum_m S_{nm} \exp\{i[\omega_0 + \Omega + \mathbf{v}_m(\mathbf{k}_{nm} + \mathbf{k}_1) \\ & + \mathbf{v}_n(\mathbf{k}_s - \mathbf{k}_{nm})]t + i\tilde{\varphi}_{nm}\}, \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} E_n(-\Omega, \mathbf{k}_s, \tilde{\mathbf{k}}_1) = & AS_n \exp\{i[\omega_0 - \Omega + \mathbf{v}_n(\mathbf{k}_s + \mathbf{k}_1)]t + i\tilde{\varphi}_n\} \\ & + A \sum_m S_{nm} \exp\{i[\omega_0 - \Omega + \mathbf{v}_m(\mathbf{k}_{nm} + \mathbf{k}_1) \\ & + \mathbf{v}_n(\mathbf{k}_s - \mathbf{k}_{nm})]t + i\tilde{\varphi}_{nm}\}, \end{aligned} \quad (6)$$

где  $A$  – амплитуда падающего светового поля с волновым вектором  $\mathbf{k}$ ;  $S_n$  – функция рассеяния  $n$ -й частицей в направлении волнового вектора  $\mathbf{k}_s$ ;  $S_{nm}$  – индикатриса рассеяния  $n$ -й частицы в направлении волнового вектора  $\mathbf{k}_s$  для света, падающего на  $n$ -ю частицу от  $m$ -й;  $\mathbf{v}_n$  и  $\mathbf{v}_m$  – скорости  $n$ -й и  $m$ -й частиц;  $\varphi_n$  и  $\tilde{\varphi}_n$  – фазы световой волны, определяемые положением  $n$ -й частицы в соответствующей лазерной плоскости;  $\mathbf{k}_{nm} = \mathbf{k}_n - \mathbf{k}_m$  – волновой вектор световой волны, рассеянной  $m$ -й частицей в направлении  $n$ -й;  $\mathbf{v}_m(\mathbf{k}_{nm} - \mathbf{k}_1)$  – доплеровский сдвиг частоты световой волны, рассеянной  $m$ -й частицей в направлении  $n$ -й;  $\mathbf{v}_n(\mathbf{k}_s - \mathbf{k}_{nm})$  – доплеровский сдвиг частоты световой волны с волновым вектором  $\mathbf{k}_s$ , рассеянной  $n$ -й частицей и падающей на нее со стороны  $m$ -й частицы;  $\varphi_{nm}$  и  $\tilde{\varphi}_{nm}$  – фазы светового поля, определяемые положением  $n$ -й и  $m$ -й частиц в лазерной плоскости.

Рассеянное  $n$ -й частицей световое поле, распространяющееся в направлении  $\mathbf{k}_s$ , трансформируется конвертером частота–интенсивность и регистрируется CCD-камерой. Выражения для интенсивности  $i_n$  поля, формирующего изображение  $n$ -й частицы в частотно-демодулированном свете, рассеянном в направлении  $\mathbf{k}_s$ , получаем из (3)–(6):

$$\begin{aligned} i_n(\Omega, \mathbf{k}_s, \mathbf{k}_1) = & \xi A^2 \left\{ \left( S_n^2 + \sum_m S_{nm}^2 \right) [\Omega + \mathbf{v}_n(\mathbf{k}_s - \mathbf{k}_1)] \right. \\ & \left. + \sum_m S_{nm}^2 (\mathbf{v}_{nm}\mathbf{k}_1 + \mathbf{v}_{mn}\mathbf{k}_{nm}) \right\}, \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} i_n(-\Omega, \mathbf{k}_s, \mathbf{k}_1) = & \xi A^2 \left\{ \left( S_n^2 + \sum_m S_{nm}^2 \right) [\Omega - \mathbf{v}_n(\mathbf{k}_s - \mathbf{k}_1)] \right. \\ & \left. - \sum_m S_{nm}^2 (\mathbf{v}_{nm}\mathbf{k}_1 + \mathbf{v}_{mn}\mathbf{k}_{nm}) \right\}, \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} i_n(\Omega, \mathbf{k}_s, \tilde{\mathbf{k}}_1) = & \xi A^2 \left\{ \left( S_n^2 + \sum_m S_{nm}^2 \right) [\Omega + \mathbf{v}_n(\mathbf{k}_s + \mathbf{k}_1)] \right. \\ & \left. + \sum_m S_{nm}^2 (\mathbf{v}_{nm}\mathbf{k}_{nm} - \mathbf{v}_{mn}\mathbf{k}_1) \right\}, \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} i_n(-\Omega, \mathbf{k}_s, \tilde{\mathbf{k}}_1) = & \xi A^2 \left\{ \left( S_n^2 + \sum_m S_{nm}^2 \right) [\Omega - \mathbf{v}_n(\mathbf{k}_s + \mathbf{k}_1)] \right. \\ & \left. - \sum_m S_{nm}^2 (\mathbf{v}_{nm}\mathbf{k}_{nm} - \mathbf{v}_{mn}\mathbf{k}_1) \right\}. \end{aligned} \quad (10)$$



Направления волновых векторов  $k_1$  и  $k_s$  задают координатный 2D базис  $xz$ , в котором измеряется поле 2D векторов скоростей (14) и (15). Направление волнового вектора  $k_2$  светового пучка, формирующего лазерную плоскость  $P_2(k_2)$ , определяет третью ось координатно-измерительного 3D базиса  $xyz$ .

По аналогии с (15) имеем

$$\begin{aligned} \Omega i_n(k_2) &= \frac{i_n(-\Omega, k_s, k_2) + i_n(\Omega, k_s, \tilde{k}_2)}{i_n(\Omega, k_s, k_2) + i_n(-\Omega, k_s, k_2)} \\ &= \Omega + v_n k_2 - Q(v_{mn} k_2), \end{aligned} \quad (18)$$

где

$$Q(v_{mn} k_2) = \frac{\sum_m S_{nm}^2 v_{mn} k_2}{S_n^2 + \sum_m S_{nm}^2} \quad (19)$$

– вклад многочастичного рассеяния в результат измерения поля проекций скоростей на направление  $k_2$ . Из (16), (17) и (19) следует, что влияние многочастичного рассеяния становится пренебрежимо малым в безградиентном потоке ( $v_{mn} = 0$ ). В градиентных и турбулентных потоках  $Q(v_{mn} k_1)$  и  $Q(v_{mn} k_2)$  пренебрежимо малы при усреднении по ансамблю рассеивающих частиц, поскольку суммы  $\sum_m S_{nm}^2 v_{mn} k_1$  и  $\sum_m S_{nm}^2 v_{mn} k_2$  стремятся к нулю вследствие наличия в них знакопеременных слагаемых. Вклад многочастичного рассеяния  $Q(v_{mn} k_{mn})$  для компонент поля скоростей в направлении  $k_s$  при усреднении не исчезает, поскольку слагаемые в сумме  $\sum_m S_{nm}^2 v_{mn} k_{mn}$  не являются знакопеременными. Если возникает необходимость подавления  $Q(v_{mn} k_{mn})$ , можно воспользоваться методом, изложенным в [10]. Для этого вводится второй канал регистрации изображения поля в частотно-демультиплексированном свете, рассеянном в направлении  $\tilde{k}_s$ , противоположном направлению вектора  $k_s$ ;  $\tilde{k}_s = -k_s$  (рис.2). Тогда для нормированного изображения  $n$ -й частицы в частотно-демультиплексированном свете можно записать выражение, аналогичное (14), в котором  $k_s$  нужно заменить на  $-k_s$ :

$$\begin{aligned} \Omega i_n(k_s) &= \frac{i_n(\Omega, -k_s, k_1) + i_n(\Omega, -k_s, \tilde{k}_1)}{i_n(\Omega, -k_s, k_1) + i_n(-\Omega, -k_s, k_1)} \\ &= \Omega - v_n k_s + Q(v_{mn} k_{mn}). \end{aligned} \quad (20)$$

Отсюда поле компоненты скоростей в направлении  $k_s$  при подавлении влияния многочастичного рассеяния находится как разность изображений (14) и (20):

$$\Omega [i_n(k_s) - i_n(-k_s)] = 2v_n k_s.$$

Описанный способ измерения поля 3D скоростей с применением одной CCD-камеры, помимо возможности подавления влияния многочастичного рассеяния, обеспечивает (по сравнению, например, с [9]) более высокое разрешение за счет использования всей фотоматрицы камеры для регистрации изображения исследуемого сечения потока. Кроме того, отсутствуют энергетические потери, связанные с применением световолоконных каналов формирования изображений, и упрощается структура опти-

ческой измерительной системы. Рассматриваемый способ может быть полезен и в лазерной доплеровской спектроскопии световых полей, рассеянных многочастичными динамическими системами.

### 3. Заключение

Показана возможность лазерной доплеровской визуализации и измерения поля 3D векторов скоростей с применением минимального числа CCD-камер и подавлением влияния многочастичного рассеяния при использовании DGV(PDV)-технологий. Для этого исследуемое сечение потока освещается пространственно совмещенными и последовательно коммутируемыми лазерными плоскостями, волновые векторы которых ориентированы взаимно ортогонально. Каждая из этих плоскостей формируется противоположно направленными лазерными пучками, последовательно коммутируемыми и модулированными по частоте. Коммутация лазерных пучков синхронизована с работой CCD-камеры, регистрирующей изображения сечения исследуемого потока в частотно-демультиплексированном свете. Частотная демодуляция рассеянного в лазерной плоскости света выполняется конвертером частота–интенсивность с контролируемой передаточной функцией по технологии, описанной в [10]. Из простых линейных комбинаций зарегистрированных изображений получают нормированные поля проекций векторов скоростей в координатно-измерительном 3D базисе. При этом для поля 2D векторов скоростей в координатном базисе, заданном волновыми векторами лазерных плоскостей, вклад многочастичного рассеяния в результат измерений подавляется за счет усреднения по ансамблю рассеивающих частиц. Поле проекций скоростей на ось, ортогональную лазерной плоскости, содержит нескомпенсированный вклад многочастичного рассеяния.

При необходимости подавления вклада многочастичного рассеяния для этих проекций скоростей вводится второй канал регистрации с CCD-камерой, расположенной симметрично первой относительно лазерной плоскости. Разность нормированных изображений, регистрируемых первой и второй CCD-камерами, дает поле проекций скоростей на направление, ортогональное лазерной плоскости, с подавлением вклада многочастичного рассеяния.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант №10-08-00813а).

1. Белоусов П.Я., Дубнищев Ю.Н. А.с. №567141; *БИ*, №28 (1977).
2. Белоусов П.Я., Дубнищев Ю.Н., Пальчикова И.Г. *Оптика и спектроскопия*, **52**, 876 (1982).
3. Komine H. USA Patent №4919536 (1990).
4. Smith M.W., Northam B., Drummond J.P. *AIAA J.*, **34**, 434 (1996).
5. Ford H.D., Tatam R.P. *Opt. Lasers Eng.*, **27**, 675 (1997).
6. Roehle I., Schodi R., Voigt P., Willert C. *Meas. Sci. Technol.*, **11**, 1023 (2000).
7. Belousov P.P., Belousov P.Ya., Dubnishchev Yu.N. *Optoelectronics, Instrumentation, and Data Processing*, №5, 3 (2001).
8. Fisher A., Buttner L., Czarske J., Eggert M., Grosche G., Miller H. *Meas. Sci. Technol.*, **18**, 2529 (2007).
9. Charrett T.O.H., Tatam R.P. *Meas. Sci. Technol.*, **17**, 1194 (2006).
10. Дубнищев Ю.Н., Чугуй Ю.В., Компенханс Ю. *Квантовая электроника*, **39** (10), 962 (2009).