

УДК 53.087.45

Ю.Н. Дубнищев

Институт теплофизики СО РАН,
Новосибирский государственный технический университет, Россия,
630090, Новосибирск, пр-т Ак. Лаврентьева., 1, E-mail: dubnistchev@itp.nsc.ru

ПРОБЛЕМА МНОГОЧАСТИЧНОГО РАССЕЯНИЯ В ЛАЗЕРНОЙ ДОПЛЕРОВСКОЙ АНЕМОМЕТРИИ

Обсуждаются методы лазерной доплеровской диагностики потоков в условиях многочастичного рассеяния. Показано, что в лазерной доплеровской анемометрии с фотосмещением рассеянных световых полей схема Рэля наименее чувствительна к влиянию многочастичного рассеяния. В методах, основанных на оптической частотной дискриминации рассеянного света (например, лазерная доплеровская визуализация и измерение полей скоростей), минимизация достигается при линейных преобразованиях и нормировке частотно-демодулированных изображений исследуемых сечений потоков, полученных в различных областях углового спектра рассеянного света.

ДОПЛЕРОВСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ОПТИЧЕСКОГО СМЕШЕНИЯ, ЛАЗЕРНАЯ ДОПЛЕРОВСКАЯ АНЕМОМЕТРИЯ (ЛДА), ИЗМЕРЕНИЕ ПОЛЯ СКОРОСТЕЙ, DOPPLER GLOBAL VELOCIMETRY (LGV)

ВВЕДЕНИЕ

Методы доплеровской спектроскопии оптического смешения и лазерной доплеровской анемометрии (ЛДА) нашли широкое применение в экспериментальной физике [1, 2], биологии [2, 3], гидро и газодинамике [4, 5]. Эти методы основаны на анализе частотной структуры световых полей, рассеянных исследуемой средой. Частотная структура рассеянного света трансформируется в частотную структуру электрического тока путём квадратичного фотоэлектрического преобразования (оптического смешения) световых полей. В случаях, когда исследуемая среда является совокупностью движущихся частиц, возникает проблема [6] многочастичного рассеяния, которая приносит свой вклад в частотную структуру фотоэлектрического тока и искажает результаты измерений.

Сходная проблема существует в методах лазерной доплеровской визуализации и измерения поля скоростей [7, 8], которые основаны на оптической частотной демодуляции световых полей. Оптическая частотная демодуляция представляет собой прямую конвертацию частоты в интенсивность для световых волн, рассеянных каждой частицей. Этим она принципиально отличается от оптического смешения, при котором частотная структура фототока определяется спектром мощности рассеянных световых полей, сформированных на светочувствительной поверхности фотоприёмника, и, следовательно, нелинейно связана с функциями рассеяния частиц, находящихся в зондирующем поле.

В настоящей работе приводится обзор методов минимизации влияния многочастичного рассеяния в лазерной доплеровской анемометрии.

ВЛИЯНИЕ МНОГОЧАСТИЧНОГО РАССЕЯНИЯ В БАЗОВЫХ СХЕМАХ ЛДА

В лазерных доплеровских технологиях, основанных на оптическом смешении световых полей, используется одна из обсуждаемых далее трёх базовых схем или их комбинация.

Гетеродинная схема (схема с референтным пучком)

В этой схеме в исследуемую среду направляется зондирующий лазерный пучок, который рассеивается на присутствующих в среде частицах. Далее выполняется гетеродинное фотоэлектрическое преобразование рассеянного в заданном направлении светового пучка. В качестве референтного (гетеродинного) поля используется отщеплённая часть нерассеянного зондирующего пучка. Обратимся к рис. 1. На этом рисунке показаны частицы n и m в поле падающего пучка с волновым вектором \mathbf{k} . Штриховыми линиями показаны границы зондирующего пучка. Рассмотрим структуру светового поля, рассеянного частицей n в направлении волнового вектора \mathbf{k}_s , с учётом падающего на эту частицу света, рассеянного от соседней m -й частицы. Это поле можно описать выражением

$$E_n = A s_n \exp\{i[(\omega_0 + \mathbf{v}_n(\mathbf{k}_s - \mathbf{k}))t + \varphi_n]\} + A \sum_m s_{nm} \exp\{i[(\omega_0 + \mathbf{v}_m(\mathbf{k}_{nm} - \mathbf{k}) + \mathbf{v}_n(\mathbf{k}_s - \mathbf{k}_{nm}))t + \varphi_{nm}]\}. \quad (1)$$

где A – амплитуда падающего светового поля с волновым вектором \mathbf{k} ; s_n – функция рассеяния излучения n -й частицей в направлении волнового вектора \mathbf{k}_s ; s_{nm} – функция рассеяния n -й частицей поля в направлении волнового вектора \mathbf{k}_s для света, падающего на неё от m -й частицы; \mathbf{v}_n и \mathbf{v}_m – скорости, соответственно n -й и m -й частиц; ω_0 – частота падающего пучка с волновым вектором \mathbf{k} ; φ_n – фаза рассеянной световой волны, определяемая положением n -й частицы относительно падающего пучка; \mathbf{k}_{nm} – волновой вектор световой волны, рассеянной m -й частицей в направлении n -й; $\mathbf{v}_m(\mathbf{k}_{nm} - \mathbf{k})$ – 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 от падающего на неё светового поля со стороны m -й частицы; $\mathbf{v}_{mn} = \mathbf{v}_m - \mathbf{v}_n$; φ_{nm} – фаза светового поля, определяемая относительным положением n -й и m -й частиц в падающем световом пучке. Суммирование ведётся по всем частицам, однократно рассеянный свет от которых падает на n -ю частицу. Учёт однократного рассеяния не снижает общности подхода при исследовании влияния многочастичного рассеяния в целом.

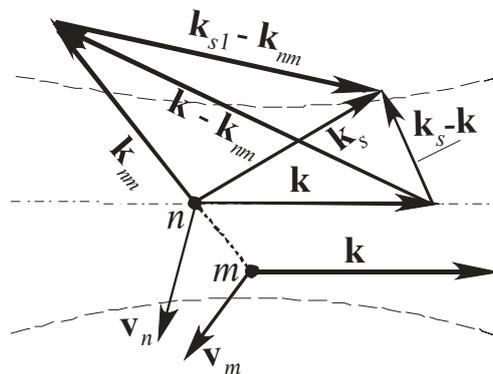


Рис. 1. Конфигурация световых полей в схеме ЛДА с референтным пучком

Рассеянное n -й частицей поле (1) направляется на светочувствительную поверхность квадратичного фотоприёмника и преобразуется в режиме фотосмещения в фотоэлектрический ток. В качестве референтной световой волны при оптическом смещении может быть использована часть нерассеянного светового пучка. Пусть на светочувствительной поверхности фотоприёмника изображения рассеивающих частиц

формируются в когерентном свете отдельно и перекрёстной интерференцией полей, образующих эти изображения, можно пренебречь [4]. Фотоэлектрический ток пропорционален интенсивности суммы рассеянного светового поля (1) и референтной световой волны $E_r = A_r \exp\{i[(\omega_0 + \Omega)t + \varphi_r]\}$:

$$i_n = \rho |E_n + E_r|^2 = i_p + i_D(\Omega),$$

где i_p и $i_D(\Omega)$ – низкочастотный пьедестал и высокочастотная доплеровская компонента фототока; ρ – коэффициент, учитывающий чувствительность и усиление фотоприёмника; Ω – заданная частота несущей, введённая в референтную волну для определения знака доплеровского сдвига частоты; A_r – амплитуда референтной волны; φ_r – начальная фаза референтной волны. Высокочастотная компонента i_D с несущей частотой Ω выделяется полосовым фильтром:

$$i_D(\Omega) = 2\rho A_r A \left\{ s_n \cos[(\Omega - \omega_D)t + \varphi_{rn}] + \sum_m s_{nm} \cos[(\Omega - \omega_D - \omega_{nm})t + \varphi_{rn} + \varphi_m] \right\}, \quad (2)$$

где $\omega_D = \mathbf{v}_n(\mathbf{k}_s - \mathbf{k})$ – доплеровский сдвиг частоты, пропорциональный проекции вектора скорости n -й частицы на ось, заданную разностью волновых векторов рассеянного (\mathbf{k}_s) и падающего (\mathbf{k}) пучков; $\omega_{nm} = \mathbf{v}_{nm}(\mathbf{k}_{nm} - \mathbf{k})$; $\varphi_{rn} = \varphi_r - \varphi_n$. Как видно из (3), в выходном сигнале схемы с референтным пучком на компоненту, частота которой $\Omega - \omega_D$, накладывается сумма компонент с частотами $\Omega - \omega_D + \omega_{nm}$, где ω_{nm} – частотный шум, природой которого является многочастичное рассеяние в зондирующем поле. Этот шум может вносить существенный вклад в погрешность измерений, когда исследуются среды с высокой концентрацией рассеивающих частиц. Если в зондирующем поле градиента скоростей нет ($\mathbf{v}_{nm} = 0$), $\omega_{nm} = 0$ и выражение (2) принимает вид, характерный для узкополосного сигнала:

$$I_D(\Omega) = I_D \cos[(\Omega - \omega_D)t + \varphi_{rn} - \psi_m]. \quad (3)$$

Согласно (3), при отсутствии градиента скорости в зондирующем поле ($\mathbf{v}_n = \mathbf{v}_m$) влияние многочастичного рассеяния минимально и ограничивается фазовым шумом ψ_m . Чувствительность к многочастичному рассеянию является характерной особенностью и недостатком оптических схем с референтным пучком в доплеровской спектроскопии оптического смещения и лазерной анемометрии.

Дифференциальная схема

Обратимся к дифференциальной оптической схеме, показанной на рис. 2. Зондирующее поле сформировано пересечением двух гауссовых пучков, волновые векторы которых \mathbf{k}_1 и \mathbf{k}_2 . Центры перетяжек совмещены. Пересекающиеся пучки показаны на рис. 2 штрихами. В зондирующем поле находятся частицы, на которых рассеивается свет. Рассмотрим структуру светового поля E_n , рассеянного n -й частицей от световых пучков, формирующих зондирующее поле. В этой структуре будем учитывать вклад падающего на n -ю частицу поля, рассеянного от соседней m -й частицы. Ограничимся моделью однократного многочастичного рассеяния:

$$E_n = E_{n1} + E_{n2},$$

где

$$\begin{aligned}
E_{n1} &= A s_{n1} \exp\{i[(\omega_0 + \Omega + \mathbf{v}_n(\mathbf{k}_s - \mathbf{k}_1))t + \varphi_{n1}]\} + \\
&+ A \sum_m s_{nm1} \exp\{i[(\omega_0 + \Omega + \mathbf{v}_m(\mathbf{k}_{nm} - \mathbf{k}_1) + \mathbf{v}_n(\mathbf{k}_s - \mathbf{k}_{nm}))t + \varphi_{nm1}]\}; \\
E_{n2} &= A s_{n2} \exp\{i[(\omega_0 + \mathbf{v}_n(\mathbf{k}_s - \mathbf{k}_2))t + \varphi_{n2}]\} + \\
&+ A \sum_m s_{nm2} \exp\{i[(\omega_0 + \mathbf{v}_m(\mathbf{k}_{nm} - \mathbf{k}_2) + \mathbf{v}_n(\mathbf{k}_s - \mathbf{k}_{nm}))t + \varphi_{nm2}]\}.
\end{aligned} \tag{4}$$

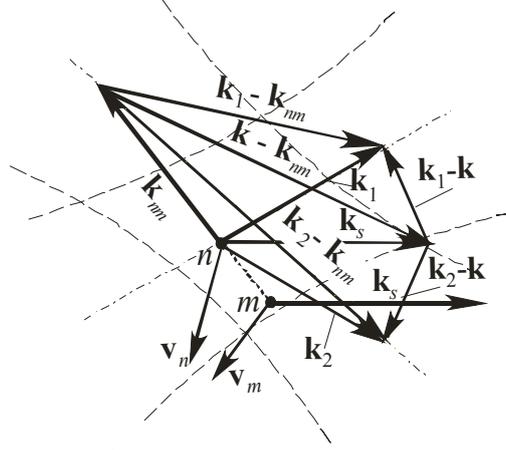


Рис. 2. Конфигурация световых пучков, формирующих зондирующее поле в дифференциальной схеме ЛДА

Здесь \mathbf{k}_s – волновой вектор рассеянного пучка. Рассеянное n -й частицей излучение попадает на фотоприёмник, который выполняет оптическое смешение световых полей E_{n1} и E_{n2} . Будем считать, что на светочувствительной поверхности фотоприёмника формируются раздельно изображения рассеивающих частиц в когерентном свете. Поэтому перекрёстной составляющей интерферирующих полей, формирующих эти изображения, можно пренебречь. Фотоэлектрический ток пропорционален интенсивности светового поля, рассеянного частицей n :

$$i_n = \rho |E_{n1} + E_{n2}|^2 = i_p + i_D(\Omega). \tag{5}$$

Здесь $i_p = \rho I_p$ – низкочастотный пьедестал; $i_D(\Omega)$ – высокочастотная доплеровская компонента.

Ограничимся отфильтрованной в окрестности частоты Ω составляющей фототока:

$$\begin{aligned}
i_D(\Omega) &= 2\rho A^2 \{ s_{n1} s_{n2} \cos[(\Omega + \omega_D)t + \varphi_{n12}] + \\
&+ \sum_{m,q} s_{nm1} s_{nq2} \cos[(\Omega + \omega_D + \mathbf{v}_{mn}\mathbf{k}_1 - \mathbf{v}_{nq}(\mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_{nq}))t + \varphi_{n12} + \varphi_{mq}] + \\
&+ s_{n1} \sum_m s_{nm2} \cos[(\Omega + \omega_D + \mathbf{v}_{mn}\mathbf{k}_2 + \mathbf{v}_{mn}\mathbf{k}_{nm})t + \varphi_{n12} + \varphi_m] + \\
&+ s_{n2} \sum_m s_{nm1} \cos[(\Omega + \omega_D + \mathbf{v}_{nm}\mathbf{k}_1 + \mathbf{v}_{mn}\mathbf{k}_{nm})t + \varphi_{n12} + \varphi_m] \},
\end{aligned}$$

где $\omega_D = \mathbf{v}_n(\mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_1)$ – доплеровский сдвиг частоты, пропорциональный проекции вектора скорости n -й частицы на ось, заданную разностью волновых векторов падающих пучков. Вклад многочастичного рассеяния определяется доплеровскими частотными сдвигами,

пропорциональными разностям скоростей ($\mathbf{v}_{nm}, \mathbf{v}_{nq}$) частиц в зондирующем поле. При отсутствии градиента скорости в зондирующем поле, $\mathbf{v}_{nm} = 0$, влияние многочастичного рассеяния на результат измерений, как и в случае схемы с референтным пучком, в дифференциальной схеме мало и сводится к фазовому шуму ψ_m ,

$$i(\Omega) = I_D \cos[(\Omega + \omega_D)t + \varphi_{n12} + \psi_m].$$

Амплитуда I_D и фаза ψ_m определяются как обычно для узкополосного сигнала. Таким образом дифференциальная схема в спектроскопии оптического смешения и в лазерной доплеровской анемометрии подвержена влиянию многочастичного рассеяния на результат измерений, особенно при исследовании сред с градиентом скорости.

Схема Рэлея

В лазерной доплеровской анемометрии её часто называют инверсно-дифференциальной схемой (рис. 3). Зондирующее поле сформировано лазерным пучком с волновым вектором \mathbf{k} . Границы этого пучка показаны штриховыми линиями. Ограничиваясь моделью однократного многочастичного рассеяния, запишем выражение для поля, рассеянного n -й частицей в направлении волновых векторов \mathbf{k}_{s1} и \mathbf{k}_{s2} :

$$E_n = E_{n1} + E_{n2}, \quad (6)$$

где

$$\begin{aligned} E_{n1} &= A s_{n1} \exp\{i[(\omega_0 + \Omega + \mathbf{v}_n(\mathbf{k}_{s1} - \mathbf{k}))t + \varphi_n]\} + \\ &+ A \sum_m s_{nm1} \exp\{i[(\omega_0 + \Omega + \mathbf{v}_m(\mathbf{k}_{nm} - \mathbf{k}) + \mathbf{v}_n(\mathbf{k}_{s1} - \mathbf{k}_{nm}))t + \varphi_{nm}]\}; \\ E_{n2} &= A s_{n2} \exp\{i[(\omega_0 + \mathbf{v}_n(\mathbf{k}_{s2} - \mathbf{k}))t + \varphi_n]\} + \\ &+ A \sum_m s_{nm2} \exp\{i[(\omega_0 + \mathbf{v}_m(\mathbf{k}_{nm} - \mathbf{k}) + \mathbf{v}_n(\mathbf{k}_{s2} - \mathbf{k}_{nm}))t + \varphi_{nm}]\}. \end{aligned}$$

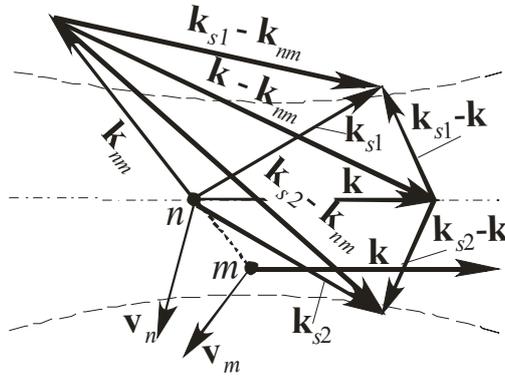


Рис. 3. Конфигурация световых пучков в схеме Рэлея

Световые пучки с волновыми векторами \mathbf{k}_{s1} и \mathbf{k}_{s2} пространственно совмещаются и направляются на фотоприёмник, работающий в режиме оптического смешения. Фототок на выходе фотоприёмника пропорционален интенсивности суммы световых полей (6):

$$i = \rho |E_{n1} + E_{n2}|^2 = i_p + i_D(\Omega),$$

где i_p – низкочастотный пьедестал; $i_D(\Omega)$ – высокочастотная доплеровская компонента фототока:

$$\begin{aligned}
i_D(\Omega) = & \rho A^2 \left\{ s_{n1} s_{n2} \exp\{i[\Omega + \mathbf{v}_n(\mathbf{k}_{s1} - \mathbf{k}_{s2})]t\} + \exp\{i[\Omega + \mathbf{v}_n(\mathbf{k}_{s1} - \mathbf{k}_{s2})]t\} \times \right. \\
& \times \sum_m \sum_q s_{nm1} s_{nq2} \exp\{i[(\mathbf{v}_{mn} \mathbf{k}_{nm} - \mathbf{v}_{qn} \mathbf{k}_{nq} - \mathbf{v}_{mq} \mathbf{k})t + \varphi_{mq}]\} + \\
& + s_{n1} \exp\{i[\Omega + \mathbf{v}_n(\mathbf{k}_{s1} - \mathbf{k}_{s2})]t\} \sum_m s_{nm2} \exp\{-i[\mathbf{v}_{mn}(\mathbf{k}_{nm} - \mathbf{k})t - \varphi_m]\} + \\
& \left. + s_{n2} \exp\{i[\Omega + \mathbf{v}_n(\mathbf{k}_{s1} - \mathbf{k}_{s2})]t\} \sum_m s_{nm1} \exp\{i[\mathbf{v}_{mn}(\mathbf{k}_{nm} - \mathbf{k})t - \varphi_m]\} + K.C. \right\}. \quad (7)
\end{aligned}$$

Пусть $s_{n1} = s_{n2} = s_n$, $s_{nm1} = s_{nm2} = s_{nm}$. Это выполняется, например, для среды со сферическими частицами и конфигурацией рассеянных пучков, симметричной относительно падающего пучка, когда $(\mathbf{k}_{s1} - \mathbf{k}_{s2})\mathbf{k} = 0$, либо в случае релеевского рассеяния. В этих условиях выражение (7) принимает вид:

$$i_D(\Omega) = A_D \cos[(\Omega + \omega_D)t], \quad (8)$$

где

$$\begin{aligned}
A_D = & 2\rho A^2 \left\{ s_n^2 + 2s_n \sum_m s_{nm} \cos[\mathbf{v}_{nm}(\mathbf{k} - \mathbf{k}_{nm})t - \varphi_m] + \right. \\
& \left. + \sum_{m,q} s_{nm} s_{nq} \cos[(\mathbf{v}_{mn} \mathbf{k}_{nm} - \mathbf{v}_{qn} \mathbf{k}_{nq} - \mathbf{v}_{mq} \mathbf{k})t - \varphi_{mq}] \right\},
\end{aligned}$$

где $\omega_D = \mathbf{v}_n(\mathbf{k}_{s1} - \mathbf{k}_{s2})$ – доплеровский сдвиг частоты, пропорциональный проекции вектора скорости n -й частицы на ось, определяемую разностью волновых векторов \mathbf{k}_{s1} и \mathbf{k}_{s2} . Как видно из (8), доплеровская компонента фототока $i_D(\Omega)$ представляет собой модулированный по амплитуде узкополосной сигнал, частота которого $(\Omega + \omega_D)$ не зависит от многочастичного рассеяния. Отсюда следует, что влиянием многочастичного рассеяния на результат измерений доплеровского сдвига частоты в схеме Рэлея можно пренебречь, поскольку оно сводится к амплитудной модуляции узкополосного сигнала.

МНОГОЧАСТИЧНОЕ РАССЕЯНИЕ В ЛАЗЕРНЫХ ДОПЛЕРОВСКИХ ТЕХНОЛОГИЯХ, ОСНОВАННЫХ НА ОПТИЧЕСКОЙ ЧАСТОТНОЙ ДЕМОДУЛЯЦИИ РАССЕЯННОГО СВЕТА

Эти методы в основном применяются для визуализации и измерения полей скоростей. Они обычно известны под принятым ныне названием Doppler Global Velocimetry (DGV). Рассмотрим возможности лазерного доплеровского измерения поля скоростей с исключением влияния многочастичного рассеяния в системах DGV.

Векторная схема на рис. 4 иллюстрирует метод уменьшения влияния многочастичного рассеяния на результат измерения поля скоростей.

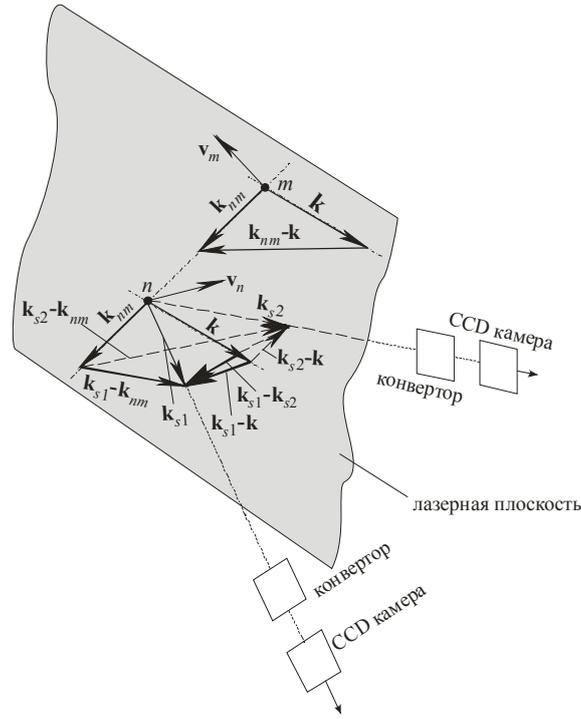


Рис. 4. Конфигурация световых полей и блок–схема измерительных каналов, иллюстрирующая метод уменьшения влияния многочастичного рассеяния в DGV

Обратимся к способу формирования нормализованного изображения лазерной плоскости в частотно–демодулированном рассеянном свете в условиях многочастичного рассеяния с использованием только одной CCD камеры [7]. Пусть конвертор частота/интенсивность имеет симметричную передаточную функцию, примеры которой показаны на рис. 5 [7, 9]. Выберем рабочие точки P_1 и P_2 , симметрично расположенные (относительно центральной частоты) на линейных участках передаточной функции, выполняющих роль дискриминационных кривых. Пусть $\pm \xi$ – крутизна частотной дискриминационной кривой в окрестности рабочих точек. Лазерную плоскость сформируем двумя пространственно совмещёнными и последовательно коммутируемыми во времени лазерными пучками, частоты которых отличаются на известную величину 2Ω . Частота коммутации пучков $\tilde{\omega}$ определяется частотой Найквиста, зависящей от ширины спектра исследуемого процесса. Пара изображений частицы n последовательно регистрируются CCD–камерой, синхронизированной с коммутацией пучков, формирующих лазерную плоскость. Рассмотрим световое поле, рассеянное частицей n в направлении волнового вектора \mathbf{k}_{s1} с учётом падающего на эту частицу света, рассеянного от соседней частицы m . Запишем выражения для рассеянных n –й частицей полей, частоты которых соответствуют линейным участкам соответственно на правом и левом склонах передаточной функции:

$$\hat{E}_n(\mathbf{k}_{s1}) = [1 + \text{sgn}(\sin \tilde{\omega} t)] \hat{E}_{n1}(\Omega, \mathbf{k}_{s1}) + [1 - \text{sgn}(\sin \tilde{\omega} t)] \hat{E}_{n1}(-\Omega, \mathbf{k}_{s1}),$$

где

$$\begin{aligned} \hat{E}_{n1}(\Omega, \mathbf{k}_{s1}) = & AS_{n1} \exp\{i[\omega_0 + \Omega + \mathbf{v}_n(\mathbf{k}_{s1} - \mathbf{k})]t + i\phi_n\} + \\ & + A \sum S_{nm1} \exp\{i[\omega_0 + \Omega + \mathbf{v}_m(\mathbf{k}_{nm} - \mathbf{k}) + \mathbf{v}_n(\mathbf{k}_{s1} - \mathbf{k}_{nm})]t + i\phi_{nm}\}, \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \hat{E}_{n1}(-\Omega, \mathbf{k}_{s1}) = & AS_{n1} \exp\{i[\omega_0 - \Omega + \mathbf{v}_n(\mathbf{k}_{s1} - \mathbf{k})]t + i\phi_n\} + \\ & + A \sum S_{nm1} \exp\{i[\omega_0 + \Omega + \mathbf{v}_m(\mathbf{k}_{nm} - \mathbf{k}) + \mathbf{v}_n(\mathbf{k}_{s1} - \mathbf{k}_{nm})]t + i\phi_{nm}\}. \end{aligned} \quad (10)$$

Здесь введены, согласно рис. 4, обозначения: A – амплитуда падающего светового поля с волновым вектором \mathbf{k} ; S_{n1} – функция рассеяния частицы n в направлении волнового вектора \mathbf{k}_{s1} ; S_{nm1} – индикатриса рассеяния частицы n в направлении волнового вектора \mathbf{k}_{s1} для света, падающего на частицу n от частицы m ; \mathbf{v}_n – скорость частицы n ; ω_0 – частота излучения лазера; Ω – частотный сдвиг, соответствующий рабочей точке на склоне передаточной функции конвертера частота/интенсивность, являющейся дискриминационной кривой; ϕ_n – фаза световой волны, определяемая положением n -ой частицы в лазерной плоскости; \mathbf{v}_m – скорость m -й частицы; \mathbf{k}_{nm} – волновой вектор световой волны, рассеянной m -й частицей в направлении частицы n ; $\mathbf{v}_m(\mathbf{k}_{nm} - \mathbf{k})$ – доплеровский сдвиг частоты в световой волне, рассеянной частицей m в направлении n -й частицы; $\mathbf{v}_n(\mathbf{k}_{s1} - \mathbf{k}_{nm})$ – доплеровский сдвиг частоты в световой волне с волновым вектором \mathbf{k}_{s1} , рассеянной n -ой частицей от падающего на нее светового поля со стороны частицы m ; ϕ_{nm} – фаза светового поля, определяемая положением частиц n и m в лазерной плоскости. После оптической частотной демодуляции на выходе конвертера частота/интенсивность камера регистрирует последовательно во времени следующие изображения n -й частицы:

$$i_n(\mathbf{k}_{s1}) = [1 + \text{sgn}(\sin \tilde{\omega} t)] j_{n1}(\Omega, \mathbf{k}_{s1}) + [1 - \text{sgn}(\sin \tilde{\omega} t)] j_{n1}(-\Omega, \mathbf{k}_{s1}),$$

где

$$i_{n1}(\Omega, \mathbf{k}_{s1}) = \xi A^2 S_{n1}^2 [\Omega + \mathbf{v}_n(\mathbf{k}_{s1} - \mathbf{k})] + \xi A^2 \sum_m S_{nm1}^2 [\Omega + \mathbf{v}_m(\mathbf{k}_{nm} - \mathbf{k}) + \mathbf{v}_n(\mathbf{k}_{s1} - \mathbf{k}_{nm})], \quad (11)$$

$$i_{n1}(-\Omega, \mathbf{k}_{s1}) = \xi A^2 S_{n1}^2 [\Omega - \mathbf{v}_n(\mathbf{k}_{s1} - \mathbf{k})] + \xi A^2 \sum_m S_{nm1}^2 [\Omega - \mathbf{v}_m(\mathbf{k}_{nm} - \mathbf{k}) - \mathbf{v}_n(\mathbf{k}_{s1} - \mathbf{k}_{nm})], \quad (12)$$

где ξ – коэффициент преобразования частота/интенсивность для конвертера. Здесь учтено, что интенсивность поля на выходе конвертера пропорциональна частотному сдвигу относительно рабочей точки.

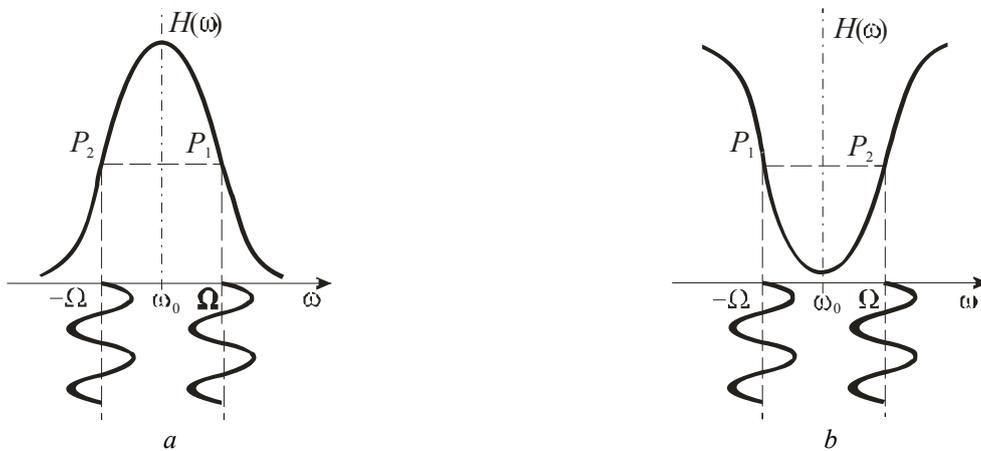


Рис. 5. Передаточная функция $H(\omega)$ конвертера частота/интенсивность в случае её резонансной формы (a) и в случае поглощающей ячейки или при многолучевой интерферометрии в отражённом свете (b)

Эти изображения запоминаются и подвергаются простым линейным преобразованиям:

$$i_{n12} = i_{n1}(\Omega, \mathbf{k}_{s1}) - i_{n1}(-\Omega, \mathbf{k}_{s1}) = 2\xi A^2 \left\{ \left(S_{n1}^2 + \sum_m S_{nm1}^2 \right) \mathbf{v}_n(\mathbf{k}_{s1} - \mathbf{k}) + \sum_m S_{nm1}^2 \mathbf{v}_{mn}(\mathbf{k}_{nm} - \mathbf{k}) \right\}; \quad (13)$$

$$i_{n1}(\Omega, \mathbf{k}_{s1}) + i_{n2}(-\Omega, \mathbf{k}_{s1}) = 2\xi A^2 \left(S_{n1}^2 + \sum_m S_{nm1}^2 \right) \Omega. \quad (14)$$

Нормируя разностное изображение (13) на суммарное (14) и умножая результат на Ω , получаем:

$$\begin{aligned} \Omega \tilde{i}_{n1}(\mathbf{k}_{s1}) &= \Omega \frac{i_{n1}(\Omega, \mathbf{k}_{s1}) - i_{n1}(-\Omega, \mathbf{k}_{s1})}{i_{n1}(\Omega, \mathbf{k}_{s1}) + i_{n1}(-\Omega, \mathbf{k}_{s1})} = \\ &= \mathbf{v}_n(\mathbf{k}_{s1} - \mathbf{k}) + \frac{\sum_m S_{nm1}^2 \mathbf{v}_{mn}(\mathbf{k}_{nm} - \mathbf{k})}{\left(S_{n1}^2 + \sum_m S_{nm1}^2 \right)}. \end{aligned} \quad (15)$$

Выражение (15) описывает нормализованное частотно-демодулированное изображение лазерной плоскости, сформированное в рассеянном световом пучке с волновым вектором \mathbf{k}_{s1} . Компонента со знаком суммы учитывает вклад многочастичного однократного рассеяния от соседних m частиц и определяет ошибку DGV измерений поля скорости в точке, где находится n -я частица. С целью исключения этого вклада вводится второй канал регистрации изображения частицы в частотно-демодулированном свете, рассеянном в направлении волнового вектора \mathbf{k}_{s2} . Применяя аналогичную технологию, получаем нормированное частотно-демодулированное изображение лазерной плоскости, сформированное в рассеянном световом пучке с волновым вектором \mathbf{k}_{s2} :

$$\begin{aligned} \Omega \tilde{i}_{n2}(\mathbf{k}_{s2}) &= \Omega \frac{i_{n2}(\Omega, \mathbf{k}_{s2}) - i_{n2}(-\Omega, \mathbf{k}_{s2})}{i_{n2}(\Omega, \mathbf{k}_{s2}) + i_{n2}(-\Omega, \mathbf{k}_{s2})} = \\ &= \mathbf{v}_n(\mathbf{k}_{s2} - \mathbf{k}) + \frac{\sum_m S_{nm2}^2 \mathbf{v}_{mn}(\mathbf{k}_{nm} - \mathbf{k})}{\left(S_{n2}^2 + \sum_m S_{nm2}^2 \right)}. \end{aligned} \quad (16)$$

При выполнении условий $S_{n1}^2 = S_{n2}^2 = S_n^2$ и $S_{nm1}^2 = S_{nm2}^2 = S_{nm}^2$ для разности нормализованных частотно-демодулированных изображений частицы n , соответствующих выражениям (15) и (16), получаем

$$\left[\tilde{i}_{n1}(\mathbf{k}_{s1}) - \tilde{i}_{n2}(\mathbf{k}_{s2}) \right] \Omega = \mathbf{v}_n(\mathbf{k}_{s1} - \mathbf{k}_{s2}). \quad (17)$$

Как видно из (17), влияние многочастичного рассеяния на результат измерения поля скорости исключается. При этом обеспечивается линейная шкала измерений и расширение динамического диапазона. В случае произвольных частиц влияние многочастичного рассеяния уменьшается за счет статистического усреднения разности нормализованных конвертированных изображений (22), сформированных в различных областях углового спектра рассеянного света.

Условия $S_{n1}^2 = S_{n2}^2 = S_n^2$ и $S_{nm1}^2 = S_{nm2}^2 = S_{nm}^2$ реализуются, например, при релеевском рассеянии. Они справедливы для многих коллоидных растворов. Для сферических частиц, когда направления волновых векторов \mathbf{k}_{s1} и \mathbf{k}_{s2} рассеянных пучков симметричны относительно лазерной плоскости, эти условия также выполняются, поскольку лазерная плоскость является плоскостью симметрии для индикатрис рассеяния частицы n в направлениях \mathbf{k}_{s1} и \mathbf{k}_{s2} . В частном случае $\mathbf{k}_{s2} = -\mathbf{k}_{s1} = \mathbf{k}_s$ получаем конфигурацию световых пучков в пространстве волновых векторов, для которой выражение (12) принимает вид

$$\tilde{i}_{n12} = 2\mathbf{v}_n \mathbf{k}_s. \quad (18)$$

Как следует из (18), в этой конфигурации нормированная разность изображений n -й частицы в частотно-демодулированном свете однозначно определяется проекцией вектора скорости n -й частицы на разностный вектор $\mathbf{k}_{s1} - \mathbf{k}_{s2} = 2\mathbf{k}_s$, задающий направление координатной оси в измерительном базисе.

Условия $S_{n1}^2 - S_{n2}^2 = 0$ и $S_{nm1}^2 - S_{nm2}^2 = 0$ достаточны для исключения влияния многочастичного рассеяния. Для выполнения этих условий необходимо засеять исследуемую среду сферическими частицами. В случае частиц случайной произвольной формы эффект уменьшения влияния многочастичного рассеяния достигается за счёт усреднения частотно-демодулированных изображений по ансамблю частиц за время экспозиции. Ситуация облегчается тем, что в данном методе нет необходимости формировать изображения отдельных частиц.

Частотный сдвиг 2Ω коммутируемых пучков, формирующих лазерную плоскость, выбирают равным частотному интервалу между рабочими точками на линейных участках склонов симметричной передаточной функции. При контролируемой передаточной функции конвертора частота/интенсивность условие её симметричности не является обязательным.

ЛАЗЕРНАЯ ДОПЛЕРОВСКАЯ ВИЗУАЛИЗАЦИЯ ПОЛЯ 3D ВЕКТОРОВ СКОРОСТЕЙ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ОДНОЙ ССД КАМЕРЫ

Для решения этой задачи исследуемое сечение потока освещается двумя пространственно совмещёнными и последовательно коммутируемыми во времени световыми плоскостями $P_1(\mathbf{k}_1, \tilde{\mathbf{k}}_1)$ и $P_2(\mathbf{k}_2, \tilde{\mathbf{k}}_2)$, волновые векторы которых \mathbf{k}_1 и \mathbf{k}_2 , $\tilde{\mathbf{k}}_1$ и $\tilde{\mathbf{k}}_2$ ориентированы взаимно ортогонально, как это показано на рис. 6. Световая плоскость $P_1(\mathbf{k}_1, \tilde{\mathbf{k}}_1)$ образована двумя противоположно направленными и последовательно во времени коммутируемыми модулированными по частоте лазерными пучками с волновыми векторами \mathbf{k}_1 и $\tilde{\mathbf{k}}_1$, $\tilde{\mathbf{k}}_1 = -\mathbf{k}_1$, $|\tilde{\mathbf{k}}_1| = |\mathbf{k}_1| = k$ [10, 11]. Световая плоскость $P_2(\mathbf{k}_2, \tilde{\mathbf{k}}_2)$ формируется противоположно направленными и последовательно во времени коммутируемыми лазерными пучками с волновыми векторами \mathbf{k}_2 и $\tilde{\mathbf{k}}_2$, $\tilde{\mathbf{k}}_2 = -\mathbf{k}_2$, $|\tilde{\mathbf{k}}_2| = |\mathbf{k}_2| = k$. Световые плоскости рассеиваются на частицах, присутствующих в потоке. Изображение лазерной плоскости регистрируется ССД камерой в частотно-демодулированном рассеянном свете.

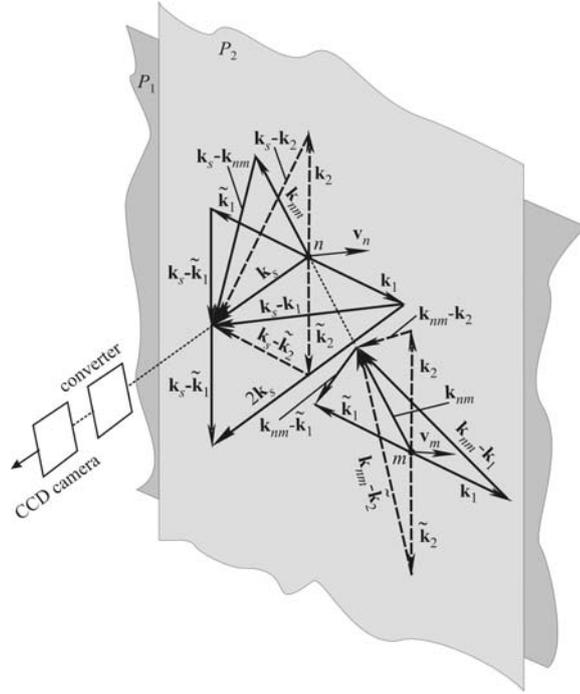


Рис. 6. Конфигурация световых пучков в пространстве волновых векторов, иллюстрирующая измерение поля 3D векторов скоростей с использованием одного регистрирующего канала

Коммутация световых плоскостей синхронизирована с CCD камерой. Частотная демодуляция рассеянного в лазерной плоскости свете выполняется конвертором частота/интенсивность с контролируемой передаточной функцией по технологии, описанной в предыдущем разделе. Эта технология основана на частотной модуляции лазерной плоскости по закону

$$\tilde{P}(t) = \{[1 + \text{sgn}(\sin \tilde{\omega} t)]P[(\omega_0 + \Omega)t] + [1 - \text{sgn}(\sin \tilde{\omega} t)]P[(\omega_0 - \Omega)t]\},$$

где $P[(\omega_0 \pm \Omega)t]$ – определяется выражением:

$$\begin{aligned} P[(\omega_0 \pm \Omega)t] = & \sum_{q=0}^N \{P_1(\omega_0 \pm \Omega, \mathbf{k}_1)[\sigma(t - q\tau) - \sigma(t - (q+1)\tau)] + \\ & + P_1(\omega_0 \pm \Omega, \tilde{\mathbf{k}}_1)[\sigma(t - (q+1)\tau) - \sigma(t - (q+2)\tau)] + \\ & + \{P_2(\omega_0 \pm \Omega, \mathbf{k}_2)[\sigma(t - (q+2)\tau) - \sigma(t - (q+3)\tau)] + \\ & + P_2(\omega_0 \pm \Omega, \tilde{\mathbf{k}}_2)[\sigma(t - (q+3)\tau) - \sigma(t - (q+4)\tau)]\}. \end{aligned} \quad (19)$$

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

Частоты $\omega_0 + \Omega$ и $\omega_0 - \Omega$ соответствуют рабочим точкам на склонах передаточной функций, выполняющих роль дискриминационных кривых. Частота излучения лазера ω_0 соответствует центральной частоте передаточной функции конвертора 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 изображения n -й частицы в частотно-демодулированном свете в окрестностях частот $\omega_0 + \Omega$ и $\omega_0 - \Omega$. Воспользовавшись (19), запишем выражения для комплексных амплитуд света, рассеянных частицей n 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

$$\begin{aligned} E_n(\Omega, \mathbf{k}_s, \mathbf{k}_1) &= AS_n \exp\{i[\omega_0 + \Omega + \mathbf{v}_n(\mathbf{k}_s - \mathbf{k}_1)]t + i\varphi_n\} + \\ &+ A \sum_m S_{nm} \exp\{i[\omega_0 + \Omega + \mathbf{v}_m(\mathbf{k}_{nm} - \mathbf{k}_1) + \mathbf{v}_n(\mathbf{k}_s - \mathbf{k}_{nm})]t + i\varphi_{nm}\}; \end{aligned} \quad (20)$$

$$\begin{aligned} E_n(-\Omega, \mathbf{k}_s, \mathbf{k}_1) &= AS_n \exp\{i[\omega_0 - \Omega + \mathbf{v}_n(\mathbf{k}_s - \mathbf{k}_1)]t + i\varphi_n\} + \\ &+ A \sum_m S_{nm} \exp\{i[\omega_0 - \Omega + \mathbf{v}_m(\mathbf{k}_{nm} - \mathbf{k}_1) + \mathbf{v}_n(\mathbf{k}_s - \mathbf{k}_{nm})]t + i\varphi_{nm}\}; \end{aligned} \quad (21)$$

$$\begin{aligned} E_n(\Omega, \mathbf{k}_s, \tilde{\mathbf{k}}_1) &= AS_n \exp\{i[\omega_0 + \Omega + \mathbf{v}_n(\mathbf{k}_s + \mathbf{k}_1)]t + i\tilde{\varphi}_n\} + \\ &+ A \sum_m S_{nm} \exp\{i[\omega_0 + \Omega + \mathbf{v}_m(\mathbf{k}_{nm} + \mathbf{k}_1) + \mathbf{v}_n(\mathbf{k}_s - \mathbf{k}_{nm})]t + i\tilde{\varphi}_{nm}\}; \end{aligned} \quad (22)$$

$$\begin{aligned} E_n(-\Omega, \mathbf{k}_s, \tilde{\mathbf{k}}_1) &= AS_n \exp\{i[\omega_0 - \Omega + \mathbf{v}_n(\mathbf{k}_s + \mathbf{k}_1)]t + i\tilde{\varphi}_n\} + \\ &+ A \sum_m S_{nm} \exp\{i[\omega_0 - \Omega + \mathbf{v}_m(\mathbf{k}_{nm} + \mathbf{k}_1) + \mathbf{v}_n(\mathbf{k}_s - \mathbf{k}_{nm})]t + i\tilde{\varphi}_{nm}\}. \end{aligned} \quad (23)$$

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

Рассеянное n -й частицей световое поле, распространяющееся в направлении \mathbf{k}_s , трансформируется конвертором частота/интенсивность и регистрируется CCD камерой. Выражение для интенсивности поля, формирующего изображение n -й частицы в частотно-демодулированном свете, рассеянном в направлении \mathbf{k}_s , получаем из (20)–(23):

$$i_n(\Omega, \mathbf{k}_s, \mathbf{k}_1) = \xi A^2 \left\{ \left(S_n^2 + \sum_m S_{nm}^2 \right) [\Omega + \mathbf{v}_n(\mathbf{k}_s - \mathbf{k}_1)] + \sum_m S_{nm}^2 (\mathbf{v}_{nm} \mathbf{k}_1 + \mathbf{v}_{mn} \mathbf{k}_{nm}) \right\}; \quad (24)$$

$$i_n(-\Omega, \mathbf{k}_s, \mathbf{k}_1) = \xi A^2 \left\{ \left(S_n^2 + \sum_m S_{nm}^2 \right) [\Omega - \mathbf{v}_n(\mathbf{k}_s - \mathbf{k}_1)] - \sum_m S_{nm}^2 (\mathbf{v}_{nm} \mathbf{k}_1 + \mathbf{v}_{mn} \mathbf{k}_{nm}) \right\}; \quad (25)$$

$$i_n(\Omega, \mathbf{k}_s, \tilde{\mathbf{k}}_1) = \xi A^2 \left\{ \left(S_n^2 + \sum_m S_{nm}^2 \right) [\Omega + \mathbf{v}_n(\mathbf{k}_s + \mathbf{k}_1)] + \sum_m S_{nm}^2 (\mathbf{v}_{mn} \mathbf{k}_{nm} - \mathbf{v}_{nm} \mathbf{k}_1) \right\}; \quad (26)$$

$$i_n(-\Omega, \mathbf{k}_s, \tilde{\mathbf{k}}_1) = \xi A^2 \left\{ \left(S_n^2 + \sum_m S_{nm}^2 \right) [\Omega - \mathbf{v}_n(\mathbf{k}_s + \mathbf{k}_1)] - \sum_m S_{nm}^2 (\mathbf{v}_{mn} \mathbf{k}_{nm} - \mathbf{v}_{nm} \mathbf{k}_1) \right\}. \quad (27)$$

Здесь ξ – коэффициент преобразования частота/интенсивность для конвертера, $\mathbf{v}_{mn} = \mathbf{v}_m - \mathbf{v}_n$. Эти изображения запоминаются и подвергаются простым линейным преобразованиям:

$$i_n(\mathbf{k}_s) = \frac{i_n(\Omega, \mathbf{k}_s, \mathbf{k}_1) + i_n(\Omega, \mathbf{k}_s, \tilde{\mathbf{k}}_1)}{i_n(\Omega, \mathbf{k}_s, \mathbf{k}_1) + i_n(-\Omega, \mathbf{k}_s, \mathbf{k}_1)} = \Omega + \mathbf{v}_n \mathbf{k}_s + Q(\mathbf{v}_{mn} \mathbf{k}_{nm}); \quad (28)$$

$$i_n(\mathbf{k}_1) = \frac{i_n(-\Omega, \mathbf{k}_s, \mathbf{k}_1) + i_n(\Omega, \mathbf{k}_s, \tilde{\mathbf{k}}_1)}{i_n(\Omega, \mathbf{k}_s, \mathbf{k}_1) + i_n(-\Omega, \mathbf{k}_s, \mathbf{k}_1)} = \Omega + \mathbf{v}_n \mathbf{k}_1 - Q(\mathbf{v}_{mn} \mathbf{k}_1), \quad (29)$$

где

$$Q(\mathbf{v}_{mn} \mathbf{k}_{nm}) = \frac{\sum_m S_{nm}^2 \mathbf{v}_{mn} \mathbf{k}_{nm}}{S_n^2 + \sum_m S_{nm}^2}, \quad (30),$$

$$Q(\mathbf{v}_{mn} \mathbf{k}_1) = \frac{\sum_m S_{nm}^2 \mathbf{v}_{mn} \mathbf{k}_1}{S_n^2 + \sum_m S_{nm}^2}, \quad (31).$$

$Q(\mathbf{v}_{mn} \mathbf{k}_{nm})$ и $Q(\mathbf{v}_{mn} \mathbf{k}_1)$ определяют вклад многочастичного рассеяния в результат измерения.

Направления волновых векторов \mathbf{k}_1 и \mathbf{k}_s задают 2D координатный базис XZ, в котором измеряется поле 2D векторов скоростей (28) и (29). Направление волнового вектора \mathbf{k}_2 светового пучка, формирующего лазерную плоскость $P_2(\mathbf{k}_2)$, определяет третью ось 3D координатного измерительного базиса XYZ.

По аналогии с (29)

$$i_n(\mathbf{k}_2) = \frac{i_n(-\Omega, \mathbf{k}_s, \mathbf{k}_2) + i_n(\Omega, \mathbf{k}_s, \tilde{\mathbf{k}}_2)}{i_n(\Omega, \mathbf{k}_s, \mathbf{k}_2) + i_n(-\Omega, \mathbf{k}_s, \mathbf{k}_2)} = \Omega + \mathbf{v}_n \mathbf{k}_2 - Q(\mathbf{v}_{mn} \mathbf{k}_2). \quad (32)$$

$Q(\mathbf{v}_{mn} \mathbf{k}_2)$ – вклад многочастичного рассеяния в результат измерения поля проекций скоростей на направление \mathbf{k}_2 :

$$Q(\mathbf{v}_{mn} \mathbf{k}_2) = \frac{\sum_m S_{nm}^2 \mathbf{v}_{mn} \mathbf{k}_2}{S_n^2 + \sum_m S_{nm}^2}. \quad (33)$$

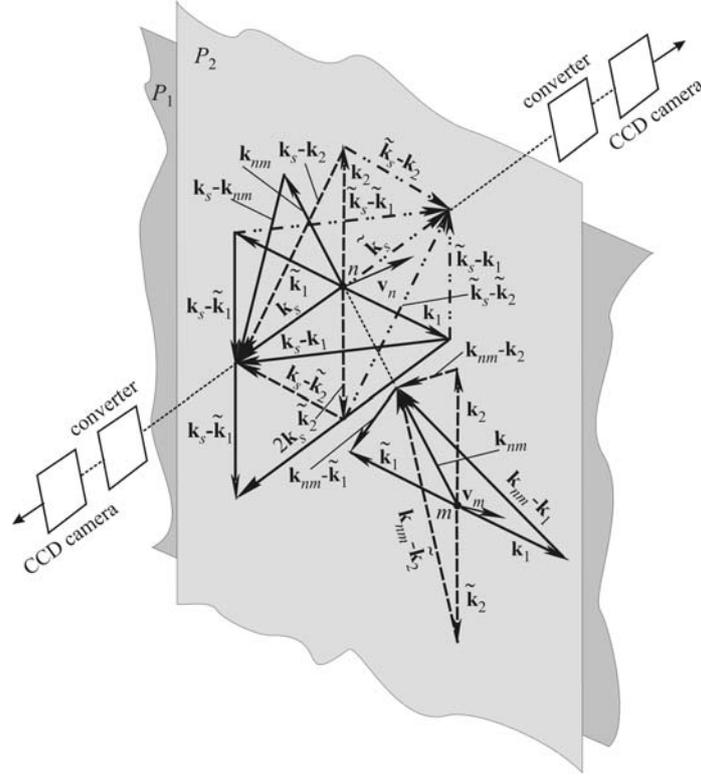


Рис. 7. Конфигурация световых пучков в пространстве волновых векторов, иллюстрирующая измерение поля 3D векторов скоростей с использованием двух регистрирующих каналов

Из (30), (31) и (33) следует, что влияние многочастичного рассеяния становится пренебрежимо малым в безградиентном потоке $\mathbf{v}_{mn} = 0$. В градиентных и турбулентных потоках $Q(\mathbf{v}_{mn}\mathbf{k}_1)$ и $Q(\mathbf{v}_{mn}\mathbf{k}_2)$ пренебрежимо малы в результате усреднения по ансамблю рассеивающих частиц, поскольку суммы $\sum_m S_{nm}^2 \mathbf{v}_{mn}\mathbf{k}_1$ и $\sum_m S_{nm}^2 \mathbf{v}_{mn}\mathbf{k}_2$ стремятся к нулю вследствие знакопеременности слагаемых. Вклад многочастичного рассеяния $Q(\mathbf{v}_{mn}\mathbf{k}_{nm})$ для компонент поля скоростей по направлению \mathbf{k}_s при усреднении не исчезает, поскольку слагаемые в сумме $\sum_m S_{nm}^2 \mathbf{v}_{mn}\mathbf{k}_{nm}$ не являются знакопеременными. Если возникает необходимость подавления $Q(\mathbf{v}_{mn}\mathbf{k}_{nm})$, вводится второй канал регистрации изображения поля в частотно-демодулированном свете, рассеянном в направлении $\tilde{\mathbf{k}}_s$, противоположном направлению волнового вектора \mathbf{k}_s , $\tilde{\mathbf{k}}_s = -\mathbf{k}_s$ (рис. 7). Тогда для нормированного изображения частиц n в частотно-демодулированном свете можно записать выражение, аналогичное (28), в котором \mathbf{k}_s заменить на $-\mathbf{k}_s$:

$$i_n(-\mathbf{k}_s) = \frac{i_n(\Omega, -\mathbf{k}_s, \mathbf{k}_1) + i_n(\Omega, -\mathbf{k}_s, \tilde{\mathbf{k}}_1)}{i_n(\Omega, -\mathbf{k}_s, \mathbf{k}_1) + i_n(-\Omega, -\mathbf{k}_s, \mathbf{k}_1)} = \Omega - \mathbf{v}_n \mathbf{k}_s + Q(\mathbf{v}_{mn}\mathbf{k}_{nm}). \quad (34)$$

Отсюда поле компоненты скоростей по направлению \mathbf{k}_s с подавлением влияния многочастичного рассеяния находится как разность изображений (28) и (34):

$$i_n(\mathbf{k}_s) - i_n(-\mathbf{k}_s) = 2\mathbf{v}_n \mathbf{k}_s.$$

Описанный способ измерения поля 3D скоростей с регистрацией одной CCD камерой, помимо возможности подавления влияния многочастичного рассеяния, обеспечивает более высокое разрешение за счёт использования всей фотоматрицы камеры для регистрации изображения исследуемого сечения потока.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследовано влияние многочастичного рассеяния в методах лазерной доплеровской анемометрии. Показано, что в ЛДА с фотосмещением световых полей наиболее устойчивой к влиянию многочастичного рассеяния является схема Рэлея. В схемах ЛДА с референтным пучком и в дифференциальной схеме влияние многочастичного рассеяния минимизируется при отсутствии градиента скоростей исследуемой среды в пределах зондирующего поля. В лазерных доплеровских методах визуализации и измерения полей скоростей с оптической частотной дискриминацией рассеянного света влияние многочастичного рассеяния минимизируется при вычитании нормированных изображений лазерной плоскости, зарегистрированных в различных областях углового рассеянного света. При измерении поля 3D векторов скоростей вклад многочастичного рассеяния подавляется при формировании структуры зондирующего поля, состоящий из коммутируемых частотно-модулированных и противоположно направленных световых плоскостей, синхронизированных с CCD камерой.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 10–08–00813 а).

ЛИТЕРАТУРА

1. Вендек Дж. УФН, 28 (3), 482 (1972).
2. Камминс Г., Пайк Э. Спектроскопия оптического смещения и корреляция фотонов // М.: Мир, 1978. 584 с.
3. Brawn W. ed. *Dunavac Light Scattering: the Method and Some Applications* // Claredon Press, Oxford, 1993.
4. Дубнищев Ю.Н. Лазерные доплеровские измерительные технологии // Новосибирск: изд-во НГТУ, 2002, 416 с.
5. Дубнищев Ю.Н., Ринкевичюс Б.С. Методы лазерной доплеровской анемометрии // М.: Наука, 1982, 303 с.
6. Dubnishchev Yu.N. Doppler optical mixing spectroscopy in multiparticle scattering fluids // *Quantum Electronics*, 41 (3), 2011. P. 278 – 282.
7. Дубнищев Ю.Н., Чугуй Ю.В., Компенханс Ю. *Квантовая электроника*, **39**, 10. 2009.
8. Дубнищев Ю.Н. *Квантовая электроника*, **40** (6), 551 (2010).
9. Charrett T.O.H., Taram R.P. *Meas. Sci. Technol.*, 17, 1194 (2006).
10. Roehle I., Schodi R., Voigt P., and Willert C. *Meas. Sci. Technol.* **11**, 1023 (2000).
11. Belousov P.P., Belousov P.Ya., Dubnishchev Yi.N. *Optoelectronics, Instrumentation, and Data Processing*, No 5, 3 (2001).

Yu.N. Dubnishchev

*Institute of Thermophysics, Siberian Branch, Russian Academy of Sciences
prosp. Akad. Lavrent'eva, 1, Novosibirsk, Russia*

E-mail: dubnistchev@itp.nsc.ru

MULTIPARTICLE SCATTERING PROBLEM IN LASER DOPPLER ANEMOMETRY

The effect of multiparticle scattering and possibility to minimize it in the basic schemes Laser Doppler Anemometry (LDA) and Doppler Global Velocimetry (DGV) are discussed. It is shown that this effect takes place in heterodyne and differential schemes LDA. It is minimized when the medium has no velocity gradients of scattering particles. In the Rayleigh scheme the multiparticle scattering effect on the result of measurements of the Doppler frequency shift can be neglected, since it is reduced to the amplitude noise in a narrowband signal. In DGV the effect of multiparticle scattering is eliminated by obtaining differential combinations of frequency-demodulated images of the laser sheet in different regions of the angular spectrum of scattered light. In case of DGV for 3D velocity vector may be used single CCD-camera. The coordinate measuring basis is formed due to switching of the directions and the frequency of spatially combined laser sheets, the frequency being synchronized with the CCD-camera operation. The field of the velocity vectors without the contribution from the multiparticle scattering is produced from the linear combinations of normalized laser sheet images detected with a CCD-camera in a frequency-demodulated scattered light.

**DOPPLER OPTICAL MIXING SPECTROSCOPY, LASER DOPPLER ANEMOMETRY (LDA),
DOPPLER GLOBAL VELOCIMETRY (DGV), MULTIPARTICLE SCATTERING**