

УДК 621.378.525

В.М. Землянский

ФАЗОВЫЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ РАЗМЕРОВ ЧАСТИЦ С ПОМОЩЬЮ ФАЗОВЫХ ДОПЛЕРОВСКИХ АНЕМОМЕТРОВ

Исследуется фазово-доплеровский лазерный метод определения размеров частиц. Предложен фазовый метод определения размеров микрочастиц, основанный на использовании двухволнового лазерного когерентного зондирования и симметричного приема рассеянного излучения, когда выполняются условия формирования фазово-сопряженных высокочастотных сигналов. Приводится теоретическое обоснование предлагаемого метода и результаты численного его исследования на основе векторной теории рассеяния с учетом тонких фазовых эффектов светорассеяния. Рассматриваемый метод может быть использован для контроля качества напыления новых материалов с помощью лазерных технологий, когда необходимо измерить размер и скорость движения сферических частиц, вводимых в плазменный поток.

Фазово-доплеровский метод измерения размеров сферических частиц был впервые предложен Дурстом и Зейром (Durst & Zare) в 1975 году [1]. Этот метод, основанный на определении фазы доплеровского сигнала с помощью лазерного доплеровского анемометра (ЛДА), был развит во многих работах (см., например, [2]-[6]) и положен в основу принципа действия лазерных анализаторов дисперсного состава микрочастиц, широко известных как фазовые доплеровские анемометры (ФДА).

Новые возможности повышения точности измерения размеров сферических частиц открываются при использовании в ФДА двухволнового лазерного зондирования и одного из типов симметричного приема рассеянного излучения, при которых формируются фазово-сопряженные сигналы. Первые теоретические и численные результаты исследования этого типа ФДА обсуждаются в данной работе.

Пусть в центре зоны измерения ФДА, образованной пересечением четырех зондирующих пучков одной длины волны λ_1 , лежащих в плоскости OXZ , находится сферическая частица (рис. 1).

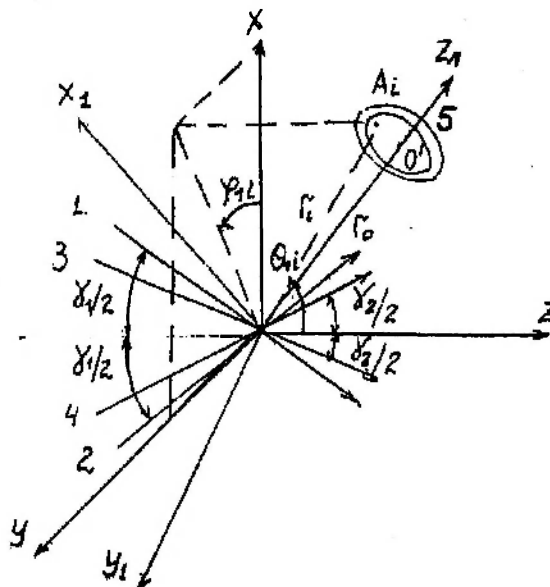


Рис. 1. Оптическая геометрия схемы ФДА

Зондирующие пучки 1 и 2 пересекаются в зоне измерения под углом γ_1 и имеют вертикальную поляризацию, а пучки 3 и 4 – под углом γ_2 и имеют горизонтальную поляризацию. Кроме того, пучки 1 и 3 смещены по частоте на Ω_m . Для произвольной точки $A_i(r_i, \Theta_i, \varphi_i)$, расположенной на приемной диафрагме 5 с круглым отверстием, положение центра которой O' задается $(r_0, \Theta_{10}, \varphi_{10})$, можно по теории светорассеяния Ми [7] определить составляющие рассеянного поля

$$\begin{pmatrix} \dot{E}_{\varphi 1i} \\ \dot{E}_{\Theta 1i} \end{pmatrix}$$

от первого зондирующего пучка, а также составляющие рассеянного поля от второго, третьего и четвертого пучков, приведенных к системе координат, в которой определена рассеянная волна от первого пучка, т.е.:

$$\begin{pmatrix} \dot{E}_{\varphi 2i} \\ \dot{E}_{\Theta 2i} \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \dot{E}_{\varphi 3i} \\ \dot{E}_{\Theta 3i} \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \dot{E}_{\varphi 4i} \\ \dot{E}_{\Theta 4i} \end{pmatrix}$$

Представим элемент площади, соответствующий телесному элементарному углу d , в виде

$$\Delta S_i = r^2 \sin \alpha d\alpha d\varepsilon,$$

где (r, α, ε) – сферические координаты в системе координат $OX_1Y_1Z_1$, центр которой совпадает с точкой O , а ось OZ_1 проходит через центр приемной диафрагмы, а плоскость OX_1Y_1 расположена параллельно плоскости этой диафрагмы.

При приеме рассеянного излучения в конечной угловой апертуре в результате оптического смешения четырех рассеянных волн на выходе фотоприемника формируется высокочастотный сигнал, который используя подход, изложенный в работе [8], можно представить в виде:

$$\begin{aligned} i = 2e\eta M / h\nu & \left\{ K_{n\phi 12} \int_0^{\alpha 2\pi} \int_0^{\alpha 2\pi} \sqrt{I_{1i} I_{2i}} r^2 \sin \alpha d\alpha d\varepsilon \cos(\Omega_m t - \Phi_{g12}) + \right. \\ & + K_{n\phi 34} \int_0^{\alpha 2\pi} \int_0^{\alpha 2\pi} \sqrt{I_{3i} I_{4i}} r^2 \sin \alpha d\alpha d\varepsilon \cos(\Omega_m t - \Phi_{g34}) + \\ & + K_{n\phi 14} \int_0^{\alpha 2\pi} \int_0^{\alpha 2\pi} \sqrt{I_{1i} I_{4i}} r^2 \sin \alpha d\alpha d\varepsilon \cos(\Omega_m t - \Phi_{g14}) + \\ & \left. + K_{n\phi 32} \int_0^{\alpha 2\pi} \int_0^{\alpha 2\pi} \sqrt{I_{3i} I_{2i}} r^2 \sin \alpha d\alpha d\varepsilon \cos(\Omega_m t - \Phi_{g32}) \right\}; \end{aligned} \quad (1)$$

$$K_{n\phi ke} = K_{\phi ke} K_{n\mu ke}; \quad (2)$$

$$I_{ki} = \sqrt{\frac{\varepsilon \varepsilon_0}{\mu_0}} \left(\dot{E}_{\varphi ki} \dot{E}_{\varphi ki}^* + \dot{E}_{\Theta ki} \dot{E}_{\Theta ki}^* \right); \quad (3)$$

$$\Phi_{gke} = \arctg \frac{\int_0^{\alpha 2\pi} \int_0^{\alpha 2\pi} \sqrt{K_{nkei}} (E_{\varphi ki}^2 + E_{\Theta ki}^2) (E_{\varphi ei}^2 + E_{\Theta ei}^2) \sin \bar{\varphi}_{gkei} r^2 \sin \alpha d\alpha d\varepsilon}{\int_0^{\alpha 2\pi} \int_0^{\alpha 2\pi} \sqrt{K_{nkei}} (E_{\varphi ki}^2 + E_{\Theta ki}^2) (E_{\varphi ei}^2 + E_{\Theta ei}^2) \cos \Phi_{gkei} r^2 \sin \alpha d\alpha d\varepsilon}, \quad (4)$$

где $K_{\phi ke}$ – коэффициент фазового согласования смешиваемых рассеянных волн, формируемых от k -го и e -го зондирующих пучков; $K_{n\mu ke}$ – интегральный коэффициент

поляризованного согласования смешиваемых волн от k -го и e -го зондирующих пучков; e – заряд электрона; η – квантовая эффективность; M – коэффициент внутреннего усиления ФЭУ; h – постоянная Планка; ν – частота излучения; K_{nkei} – коэффициент поляризованного согласования двух рассеянных волн, наблюдаемых в i -м направлении, при облучении частицы k -м и e -м зондирующими пучками:

$$K_{nkei} = \rho_{11}^k \rho_{11}^e + \rho_{12}^k \rho_{12}^e + \rho_{21}^k \rho_{21}^e + \rho_{22}^k \rho_{22}^e, \quad (5)$$

где $[\rho_{ij}^k]$; $[\rho_{ij}^e]$ – элементы матрицы когерентности k -х и e -х рассеянных волн; Φ_{gkei} – фаза элементарного высокочастотного сигнала, образуемого при приеме излучения в i -м направлении:

$$\Phi_{gkei} = \text{artctg} \left[\frac{i \left(\dot{E}_{\theta ki} \dot{E}_{\theta ei}^* - \dot{E}_{\theta ki}^* \dot{E}_{\theta ei} + \dot{E}_{\varphi ki} \dot{E}_{\varphi ei}^* - \dot{E}_{\varphi ki}^* \dot{E}_{\varphi ei} \right)}{\left(\dot{E}_{\theta ki} \dot{E}_{\theta ei}^* + \dot{E}_{\theta ki}^* \dot{E}_{\theta ei} + \dot{E}_{\varphi ki} \dot{E}_{\varphi ei}^* + \dot{E}_{\varphi ki}^* \dot{E}_{\varphi ei} \right)} \right]. \quad (6)$$

Таким образом, на выходе фотоприемника присутствуют четыре высокочастотных сигнала на частоте Ω_m (при движении частицы вдоль оси OY со скоростью \bar{V}_y не наблюдается доплеровского сдвига частоты, так как

$$\omega_g = (K_1 - K_2) \bar{V}_y = (K_3 - K_4) \bar{V}_y = (K_1 - K_4) \bar{V}_y = (K_3 - K_2) \bar{V}_y = 0.$$

Первая и вторая высокочастотные составляющие возникают при облучении частиц двумя зондирующими пучками, имеющими соответственно линейные согласованные вертикальные и горизонтальные поляризации. Третья и четвертая высокочастотные составляющие появляются в результате оптического смешения рассеянных волн, образуемых при облучении частицы двумя пучками, имеющими линейные взаимно ортогональные поляризации. При приеме рассеянного назад излучения, третья и четвертая высокочастотные составляющие сигнала (1) могут быть соизмеримы по величине с первой и второй составляющими этого сигнала.

На рис. 2 и 3 показаны результаты расчета параметров высокочастотного сигнала в зависимости от угла γ для случая, когда два зондирующих пучка мощностью $P_1 = P_4 = 7,5$ мВт и $\lambda = 0,6328$ мкм имеют линейные взаимно ортогональные поляризации. В измерительном объеме находится частица полистирола в воздухе диаметром $d_r = 3,78$ мкм. Прием рассеянного назад излучения осуществляется в апертуре $\alpha = 9^\circ$ в пределах кругового сегмента, хорда которого лежит в плоскости OXZ и центр ее совмещен с осью OZ .

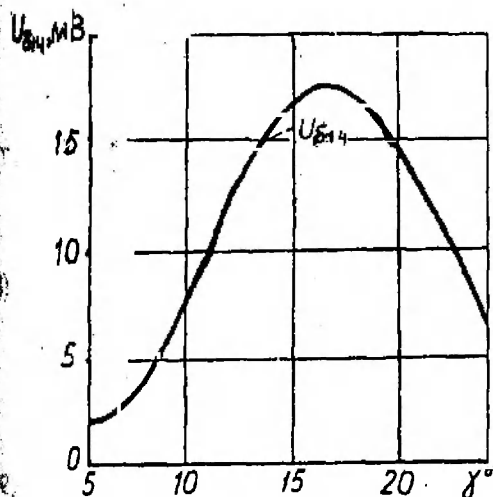


Рис. 2. Зависимость $U_{014} = f_1(\gamma)$ при линейных взаимно ортогональных поляризациях зондирующих пучков

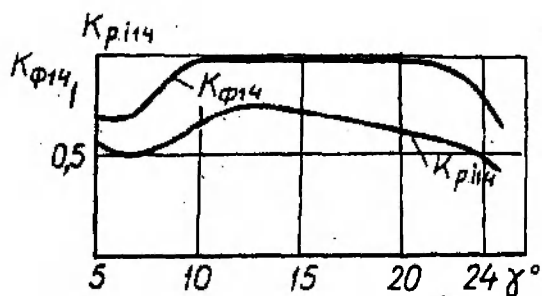


Рис. 3. Зависимость $K_{\phi 14} = f_3(\gamma)$ и $K_{p 14} = f_5(\gamma)$ при линейных взаимно ортогональных поляризациях зондирующих пучков

Для рассматриваемой схемы зондирования при углах между пучками $\gamma >$ высокочастотный сигнал $U_{g14} > 10$ мВ ($U_{14} = I_{g14} R_n$). Коэффициент фазового согласования $K_{\phi 14}$ при углах $\gamma > 10^\circ$ имеет относительно высокое значение, а интегральный коэффициент поляризационного согласования $K_{\text{пк}14} > 0,6$.

В работе [8] было показано, что если два зондирующих пучка имеют линейно взаимно ортогональные поляризации, то тогда высокочастотные сигналы для двух направлений приема, симметричных относительно плоскости пучков (OXZ), равны по амплитуде и находятся в противофазе независимо от интенсивностей пучков, поэтому в этом случае $K_{\text{пф}14} = K_{\text{рф}32} = 0$, так как $K_{\phi 14} = K_{\phi 32} = 0$, и наблюдается взаимная компенсация составляющих сигнала от зондирующих пучков с линейными взаимно ортогональными поляризациями. Анализ фазы сигнала (6) при различных поляризациях зондирующих пучков показывает [9], что существует два вида симметричного приема, при которых наблюдается формирование фазово-сопряженных доплеровских сигналов. Первому виду симметричного приема соответствует схема зондирования, когда для двух направлений приема симметричных относительно плоскости, проходящей через ось схемы и ориентированной перпендикулярно плоскости пучков, высокочастотные сигналы являются фазово-сопряженными, если пучки имеют следующие поляризации:

- линейные согласованные;
- линейные с направлением электрических векторов в плоскости пучков;
- один пучок имеет правоциркулярную (левоциркулярную), а другой левоциркулярную (правоциркулярную) поляризацию;
- линейные поляризации с равными по модулю, но противоположными по знаку азимутами.

Второму виду симметричного приема соответствует схема зондирования в которой, если пучки имеют либо эллиптические поляризации с одинаковыми азимутами и эллиптичностью либо правоциркулярные (левоциркулярные) поляризации, либо линейные поляризации с равными азимутами (но с $\beta_1 = \beta_2 \neq 0^\circ$; $\beta_1 = \beta_2 \neq 90^\circ$ и т.д.), то фазово-сопряженные сигналы формируются при приеме излучения в двух направлениях, осесимметричных относительно оси схемы.

С учетом сказанного при симметричном приеме рассеянного излучения относительно плоскостей OXZ и OYZ сигнал выражения (1) можно представить в следующем виде

$$I = \frac{8e\eta M}{h\nu} \left\{ K_{\text{пф}12} \int_0^{\alpha\pi/2} \int_0^{\alpha\pi/2} \sqrt{I_{1i} I_{2i}} r^2 \sin \alpha d\alpha d\epsilon \cos(\Omega_M t - \Phi_{g12}) + K_{\text{пф}34} \int_0^{\alpha\pi/2} \int_0^{\alpha\pi/2} \sqrt{I_{1i} I_{2i}} r^2 \sin \alpha d\alpha d\epsilon \cos(\Omega_M t - \Phi_{g34}) \right\} = I_{g12} \cos(\Omega_M t - \Phi_{g12}) + I_{g34} \cos(\Omega_M t - \Phi_{g34}); \quad (7)$$

где

$$K_{\phi ke} = \frac{\left| \int_0^{\alpha\pi/2} \int_0^{\alpha\pi/2} \sqrt{K_{nkei} I_{ki} I_{ei}} \cos \Phi_{gkei} r^2 \sin \alpha d\alpha d\epsilon \right|}{\left(\int_0^{\alpha\pi/2} \int_0^{\alpha\pi/2} \sqrt{K_{nkei} I_{ki} I_{ei}} e^{-j\Phi_{gkei}} r^2 \sin \alpha d\alpha d\epsilon \right)}, \quad (8)$$

$$K_{\text{пк}ke} = \frac{\left(\int_0^{\alpha\pi/2} \int_0^{\alpha\pi/2} \sqrt{K_{nkei} I_{ki} I_{ei}} e^{-j\Phi_{gkei}} r^2 \sin \alpha d\alpha d\epsilon \right)}{\left(\int_0^{\alpha\pi/2} \int_0^{\alpha\pi/2} \sqrt{I_{ki} I_{ei}} r^2 \sin \alpha d\alpha d\epsilon \right)}. \quad (9)$$

Легко показать, что фазы Φ_{g12} и Φ_{g34} высокочастотных составляющих сигнала (7) могут принимать либо значение 0° , либо 180° :

$$\Phi_{gke} = 0,$$

$$\text{если } \int_{S_1} \int \sqrt{K_{nkei} I_{ki} I_{ei}} \cos \Phi_{gkei} dS > \int_{S_2} \int \sqrt{K_{nkej} I_{kj} I_{ej}} \cos \Phi_{gkej} dS, \quad (10)$$

$$\Phi_{gke} = 180^\circ,$$

$$\text{если } \int_{S_1} \int \sqrt{K_{nkei} I_{ki} I_{ei}} \cos \Phi_{gkei} dS < \int_{S_2} \int \sqrt{K_{nkej} I_{kj} I_{ej}} \cos \Phi_{gkej} dS, \quad (11)$$

где $S_1 + S_2 = S$, S_1 – область приема рассеянного излучения, в которой для каждого i -го направления приема - $\pi/2 < \Phi_{gkei} < \pi/2$; S_2 – область приема рассеянного излучения, в которой для каждого j -го направления приема $\pi/2 < \Phi_{gkej} < 3\pi/2$.

При симметричном приеме рассеянного излучения относительно плоскостей OXZ и OYZ выходной сигнал фотоприемника (7) содержит две составляющие сигнала на частоте Ω_m , которые в зависимости от параметров схемы зондирования и приема рассеянного излучения для заданного размера частиц могут быть синфазны, либо в противофазе (см. (10) и (11)). Можно ожидать, что при определенных параметрах эти составляющие сигнала не только находятся в противофазе, но и равны по амплитуде, т.е. взаимно компенсируют друг друга и сигнал (7) равен нулю ($i = 0$).

На рис. 4 – 7 показаны результаты численного моделирования и расчета амплитуды высокочастотного сигнала U_g (рис.4), коэффициентов фазового и поляризационного согласования смешиваемых волн (рис.5), глубины модуляции фототока V (рис.6), а также фазы сигнала, определяемой эффектами рассеяния (рис.7), в зависимости от угла между зондирующими пучками γ для случая линейных согласованных поляризаций зондирующих пучков.

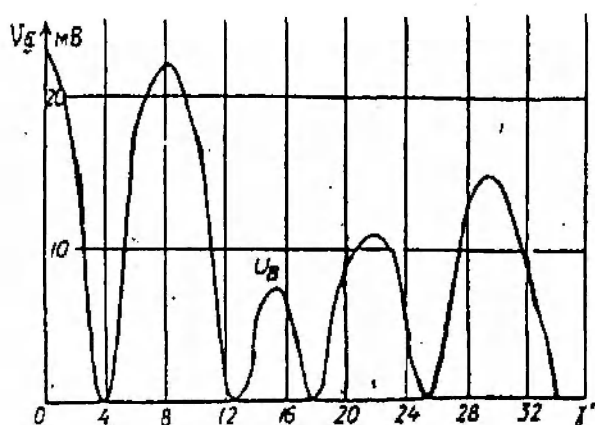


Рис. 4. Зависимость $U_g = f_1(\gamma)$ при симметричном приеме рассеянного назад излучения

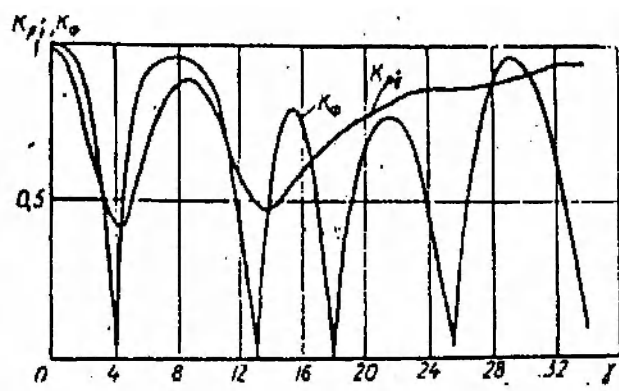


Рис. 5. Зависимость $K_{pi} = f_4(\gamma)$ и $K_{phi} = f_5(\gamma)$ при симметричном приеме рассеянного назад излучения

Два лазерных пучка мощностью 10 мВт на длине волны $\lambda = 0,488$ мкм пересекаются в измерительном объеме и имеют диаметр $D_{e^{-1}} = 250$ мкм. Зависимости (рис. 4 – 7) представлены для частиц полистирола $d_r = 3,1$ мкм в воде для случая симметричного приема рассеянного назад излучения относительно плоскостей OXZ и OYZ в угловой апертуре $\alpha = 10^\circ$. Анализ результатов расчета показывает, что для заданного размера и оптических параметров рассеивающих частиц и угловой приемной апертуры высокочастотный сигнал

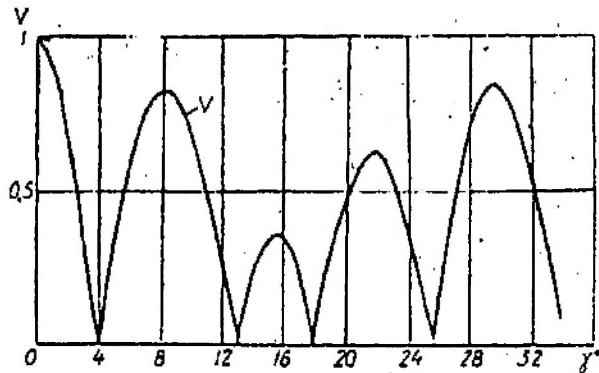


Рис. 6. Зависимость $V = f_6(\gamma)$ при симметричном приеме рассеянного назад излучения

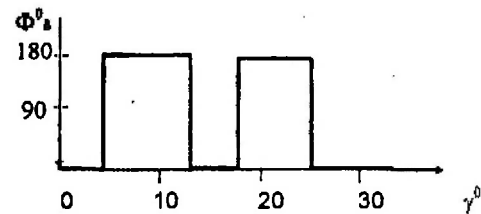


Рис. 7 Зависимость $\Phi_g = f_7(\gamma)$ при симметричном приеме рассеянного назад излучения

имеет максимумы и минимумы при определенных углах γ_i между зондирующими пучками. Такой характер зависимости $U_g = f_1(\gamma)$ определяется в основном видом зависимости коэффициента фазового согласования $K_{\phi} = f_5(\gamma)$. Кроме того, в области углов $2^\circ < \gamma < 7^\circ$ и $11^\circ < \gamma < 19^\circ$ наблюдается невысокая степень поляризационного согласования смешиваемых волн. Например, при $\gamma = 4,5^\circ$ интегральный коэффициент поляризационного согласования $K_{\text{плн}} = 0,41$. В целом вид зависимости глубины поляризации фототока $V = K_{\phi} K_{\text{плн}} K_{\text{ам}}$, где $K_{\text{ам}}$ – интегральный коэффициент амплитудного согласования смешиваемых волн от угла между зондирующими пучками $V = f_6(\gamma)$, аналогичен зависимости $K_{\phi} = f_5(\gamma)$. Например, при $\gamma = 4^\circ$ $K_{\phi} = 0,022$, $V = 0,009$; при $\gamma = 13^\circ$: $K_{\phi} = 0,005$, $V = 0,002$. Фаза сигнала (рис.7), определяемая эффектами рассеяния, в зависимости от изменения угла γ может принимать только два значения – $\Phi_g = 0^\circ$ или $\Phi_g = 180^\circ$. Изменение фазы сигнала на 180° происходит при углах γ , соответствующих минимумам коэффициента фазового согласования (рис.5).

Анализ зависимостей $U_g = f_1(\gamma)$ (рис.4) и $\Phi_g = f_7(\gamma)$ (рис.7) показывает, что для рассматриваемой ситуации в области углов между зондирующими пучками $4^\circ - \Delta\gamma_1 < \gamma < 4^\circ + \Delta\gamma_2$ возможно выбрать параметры оптической схемы четырехпучкового зондирования такими, что высокочастотные составляющие сигнала (7) $U_{g12}(4^\circ - \Delta\gamma_1)$ и $U_{g34}(4^\circ + \Delta\gamma_2)$ будут равны и находиться в противофазе. Известно, что при прохождении через зону измерения частицы выходной сигнал фотоприемника помимо высокочастотного сигнала содержит также низкочастотную составляющую сигнала. Предположим, что через зону измерения проходит частица полистирола $d_r = 3,1$ мкм, на которую настроена измерительная схема. Причем к выходу фотоприемника 1 (рис.8, а) подключен высокочувствительный блок выделения высокочастотного сигнала 2 на частоте Ω_m (например, включающий синхронный детектор), а также блок 3 выделения низкочастотной составляющей сигналов. Выходы блоков 2 и 3 подключены ко входам логического устройства 4, которое срабатывает и выдает импульс на счетчик импульсов 5 только в том случае, если на выходе блока 3 сформирован импульс, а на выходе блока 2 сигнал отсутствует.

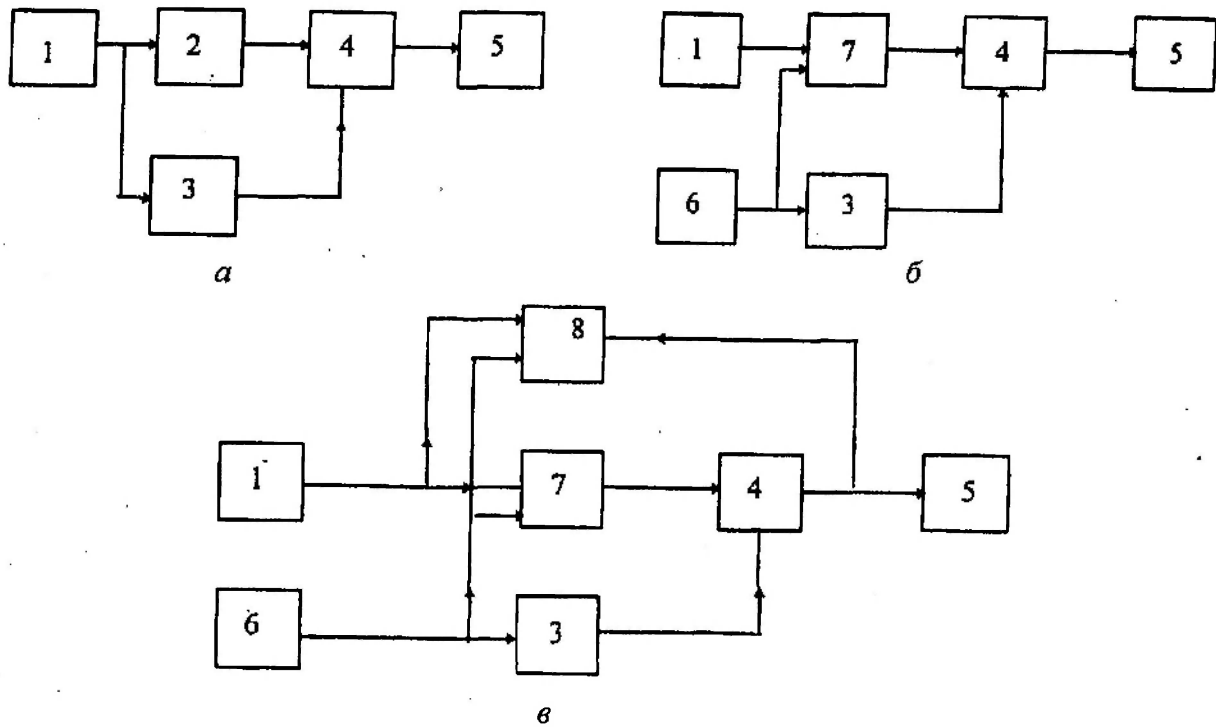


Рис. 8 Блок-схема систем обработки сигнала ФДА: 1 и 6 – фотоприемники; 2 – блок выделения высокочастотного сигнала; 3 – блок выделения низкочастотного сигнала; 4 – логическое устройство; 5 – счетчик; 7 – блок суммирования и выделения высокочастотного сигнала; 8 – доплеровский измеритель частоты (доплеровский процессор)

Если оптическая схема зондирования и приема рассеянного излучения будет оптически согласована с частицей полистирола $\bar{a}_r = 3,1$ мкм, то счетчик 5 зарегистрирует прохождение этой частицы через зону измерения. Для частиц другого размера \bar{a}_{ki} либо оптически свойств высокочастотный сигнал на выходе фотоприемника не равен нулю и поэтому логическое устройство 4 (рис.8, а) не срабатывает, так как на его входы в этом случае поступают одновременно импульсы с выходов блоков 2 и 3.

Более высокочувствительный метод определения величины частиц заданного размер можно реализовать на основе использования двухволнового зондирования, а также первого либо второго типа симметричного приема рассеянного излучения, когда наблюдается одновременное формирование фазово-сопряженных высокочастотных сигналов при симметричном приеме рассеянного излучения как на длине волны λ_1 , так и λ_2 .

Пусть зондирующие пучки 1 и 2 (см. рис. 1) пересекаются в зоне измерения под углом γ_1 и имеют длину волны λ_1 , а пучки 3 и 4 – под углом γ_2 и имеют длину волны λ_2 . Четыре зондирующих пучка имеют линейные согласованные поляризации, причем пучки 1 и 3 смещены по частоте на Ω_m . В приемном блоке реализуется симметричный двухканальный прием рассеянного назад излучения первого типа. На выходе двух фотоприемников 1 и 6 (рис. 8, в), на которые соответственно направляется рассеянное излучение на длинах волн λ_1 и λ_2 , формируется высокочастотные составляющие сигнала $U_{g_{12}}$ и $\bar{U}_{g_{12}}$, параметры которых можно рассчитать, используя выражения, аналогичные (7) – (11).

При определенных параметрах схемы ФДА, оптически согласованных с измеряемым размером частицы \bar{a}_r , высокочастотные сигналы на выходе фотоприемников 1 и 6 будут равны и находиться в противофазе. Например, пусть $\lambda_1 = 0,488$ мкм и $\gamma_1 = 15,5^\circ$, а $\lambda_2 = 0,514$ мкм и $\gamma_2 = 9^\circ$. Соотношение мощностей лазерных пучков, пересекаемых в

измерительном объеме соответственно на двух длинах волн, составляет $P\lambda_1 / P\lambda_2 = 1,78$ и эти пучки имеют диаметр $De^{-1} = 250$ мкм. На фотоприемник *а* направляется рассеянное назад излучение на длине волны λ_1 , собираемое в угловой апертуре $\alpha_1 = 22^\circ$, а на фотоприемник *б* – на длине волны λ_2 , собираемое в угловой апертуре $\alpha_1 = 13^\circ$. Расчеты показывают, что при идентичных параметрах двух фотоприемников рассматриваемая схема ФДА оптически согласована с частицей полистирола $d_r = 3$ мкм, движущейся в потоке воды. При этом $K_{\phi 12} = 0,879$, $K_{\text{пн}12} = 0,803$, $\Phi_{g12} = 0^\circ$; $\bar{K}_{\phi 34} = 0,955$, $K_{\text{пн}34} = 0,925$, $\Phi_{g34} = 180^\circ$. Равные по амплитуде и противофазные сигналы с выходов фотоприемников поступают на два входа блока 7 суммирования и выделения высокочастотных сигналов на частоте Ω_m (рис. 8, в). Дальнейшая работа схем (рис. 8, а и 8, в) аналогична описанной выше.

Если возникает задача точного одновременного измерения размера и скорости движения частиц V_x , то в этом случае оптическая схема двухволнового зондирования (см. рис. 1), дополнительно к отмеченным выше условиям, должна также быть отъюстирована таким образом, чтобы выполнялось условие

$$\gamma_2 = 2\arcsin[(\lambda_2 / \lambda_1) \sin(\gamma_1 / 2)].$$

Тогда, как было показано в работе [10], доплеровские сдвиги частот сигналов на выходе фотоприемников *а* и *б* (см. рис. 8) равны между собой: $\omega_{g12} = \omega_{g34}$. Например, пусть $\lambda_1 = 0,4416$ мкм, $\gamma_1 = 20^\circ$, $\alpha_1 = 10^\circ$; а $\lambda_2 = 0,6328$ мкм, $\gamma_2 = 28,8^\circ$, $\alpha_1 = 10^\circ$. Соотношение мощностей лазерных пучков, пересекаемых в измерительном объеме, соответственно на двух длинах волн, составляет $P\lambda_1 / P\lambda_2 = 9,91$ и эти пучки имеют диаметр $De^{-1} = 168$ мкм. Тогда схема ФДА с симметричным приемом рассеянного назад излучения 1-го типа оптически согласована с частицей $d_r = 1,1$ мкм, $n = 1,48$, движущейся в воздушном потоке. Доплеровский сигнал на выходе фотоприемника *а* имеет фазу, определяемую эффектом рассеяния, равную $\Phi_{g12} = 180^\circ$, а на выходе фотоприемника *б* – $\Phi_{g34} = 0^\circ$, кроме того: $K_{\phi 12} = 0,739$, $K_{\text{пн}12} = 0,889$, $\bar{K}_{\phi 34} = 0,947$, $K_{\text{пн}34} = 0,685$. Схема, представленная на рис. 8, в, включает дополнительно доплеровский процессор 8, на два входа которого подаются доплеровские сигналы, частоты которых равны и пропорциональны скорости движения частицы V_x . Измерение скорости V_x осуществляется только при прохождении через зону измерения частиц $d_r = 1,1$ мкм.

Таким образом, предложен фазовый метод определения размеров частиц, основанный на использовании двухволнового зондирования и симметричного приема рассеянного излучения, когда выполняются условия формирования фазово-сопряженных высокочастотных сигналов. Численные расчеты выполнены на основе теории светорассеяния Ми. Рассмотренный метод может быть использован:

- 1) для измерения дискретных размеров сферических частиц $d_{r1}, d_{r2}, \dots, d_{rn}$ с известными оптическими характеристиками;
- 2) для точного контроля изготовления монодисперсных сферических частиц;
- 3) для точного измерения скорости воздушных потоков при введении в них калиброванных частиц;
- 4) для градуировки и метрологической аттестации ФДА, построенного по традиционной схеме;
- 5) для контроля качества напыления новых материалов с помощью плазменных технологий, когда важно знать размер и скорость движения сферических частиц, вводимых в плазменный поток.

Список литературы

1. *Durst F., Zare M.* Lazer-Doppler measurement in two-phase flows. // Proc. of LDA Symp., Copengagen, Denmark, 1975. – P. 403–429.
2. *Bachalo W.D.* Method for measuring the size and velocity of spheres by dual-beam light-scatter interferometry. // Applied optics. – № 19, 1980. – P.363 – 370.
3. *Saffman M., Buchhave P., Tanger H.* Simultaneous measurement of size, concentration and velocity of spherical particles by a laser Doppler method. // In Laser Anemometry in Fluid Mechanics – 11. LADOAN. – Lisbon, 1984. – P.85 – 104.
4. *Manasse V., Wriedt T., Bauckhage K.* Phase Doppler Sizing of Optically Absorbing Liquid Droplets: Comparison between Mie Theory and Experiment. Part. and Part. System characterization. – № 9, 1992. – P. 176 – 185.
5. *Naqwi A.* Innovative Phase-Doppler Systems and their Applications. // The Third Int. Cong. On Optical Particle Sizing. – Yokohama, Japan, –1993. – P. 242 – 260.
6. *Xu T.H., Tropea C.* Improving the performance of two component phase-Doppler anemometers. // Measurement Science Technology. – № 5, 1994. – P. 969 – 975.
7. *Van de Hulst H.C.* Light Scattering by Small Particles. // Wiley, New-York, 1957.
8. *Землянський В.М.* Измерение скорости потоков лазерным доплеровским методом. – К.: Вища шк., 1987. – 177 с.
9. *Zemlianskii V.M.* On Doppler Signal Phase in Cross-beams LDV. // Proc. of the Int. On fluid dynamics measurement and its application // Int. Academic Publishers. – Pergamon Press, China, 1989. – P. 520 – 523.
10. А.с. СССР 1254313, Лазерный виброметр / В.М. Землянський, В.Л.Клочков. 06.05.1983. – БИ, №32, 1986. – 4 с.

Стаття надійшла до редакції 13 листопада 1997 року.



Володимир Михайлович Землянський (1944) закінчив Київський політехнічний інститут у 1967 році. Доктор фізико-математичних наук професор Київського міжнародного університету цивільної авіації, член кореспондент Академії технічних наук України. Відомий на Україні та за її межами спеціаліст в області лазерних доплеровських систем. Автор монографії "Зміна швидкості потоків лазерним доплеровським методом" (1987). Має більше 160 наукових праць в тому числі 54 авторських свідоцтва. Член спеціалізованої докторської Ради та експертної Ради ВАК України з приладобудівництва.

Volodymir M. Zemlyansky (b. 1944) graduated from Kyiv Polytechnical Institute (1967), DSc in physics and mathematics, professor of Kyiv International University of Civil Aviation, correspondent member of Technological Academy of Ukraine, well-known specialist in laser Doppler systems. Author of monograph "Change of velocity of flows by laser-Doppler methods" (1987). Published more than 160 scientific works including 54 author certifications licenses. Member of specialized Ph.D. Council and Expert Council of High Attestation Committee on Instrument Design in Ukraine.