

Доплеровская диагностика дисперсной фазы в газожидкостных потоках*

А.П. БЕЛОУСОВ, П.Я. БЕЛОУСОВ, Л.А. БОРЯНЯК

Проведено моделирование взаимодействия волоконного оптического доплеровского анемометра с газовыми пузырьками. Обосновано формирование доплеровского сигнала с несколькими спектральными компонентами, отмеченное в работе [6]. Показано, что появление дополнительных спектральных компонент в сигнале обусловлено разной скоростью движения передней и задней границ пузырька. Экспериментально изучен процесс торможения и деформации воздушного пузыря, всплывающего в вязкой жидкости, при его взаимодействии с плоской поверхностью. Зондирующий лазерный пучок фокусировался в зону всплытия пузыря сквозь толстое плоскопараллельное стеклянное окно, наполовину затопленное в жидкость. Полученные результаты имеют большое значение при создании алгоритмов обработки доплеровских сигналов многофазных потоков. Предложенная методика может быть полезна при изучении импактных двухфазных струйных потоков, динамики изменения размеров пузырей (зарождение, эволюция), процессов кавитации в природе и, таким образом, имеет научно-прикладное значение.

Ключевые слова: газожидкостные потоки, доплеровская диагностика, волоконные системы, динамика дисперсной фазы.

ВВЕДЕНИЕ

Оптическая доплеровская диагностика хорошо зарекомендовала себя в гидродинамических исследованиях однофазных потоков. Низкая прозрачность смеси – основной ограничивающий фактор, препятствующий интеграции оптических методов в экспериментальную многофазную гидромеханику. Степень прозрачности определяется размерами и количеством пузырей, содержащихся в единице объема. При изучении потоков с малыми пузырями диапазон локального газосодержания, в котором возможны измерения, не превышает единиц процентов [1]. В связи с этим предпринимались попытки применения для изучения непрозрачных газожидкостных потоков лазерного доплеровского анемометра со световодом [2–5]. В простейшей схеме лазерный пучок вводится в одномодовое или многомодовое волокно. Противоположный торец волокна помещается в исследуемый поток. Выходящий из волокна когерентный световой пучок рассеивается стенками пузырей либо капель. Рассеянный свет, попадая в волокно, смешивается со светом, отраженным от торцов волокна и отводится на фотоприемник. Фототок на выходе фотоприемника содержит переменный сигнал, частота которого линейно связана со скоростью движения рассеивающих объектов.

Вышеперечисленные методы применимы в том случае, если пузыри и капли не меняют форму и размер во время пересечения пробного объема, образованного зондирующими лазерными пучками. Доплеровский сигнал в этом случае узкополосный и имеет одну спектральную компоненту. В реальном двухфазном потоке пузыри и капли совершают радиальные и сферические колебания. Кроме этого пузыри изменяют радиус из-за изменения давления, а в ряде случаев происходит изменение их формы. При взаимодействии со стенками, например, пузыри и капли могут сплющиваться. Всё это может происходить достаточно быстро и процесс нельзя считать узкополосным. Спектр доплеровского сигнала перестаёт быть однокомпонентным. Он становится многокомпонентным. Следящие электронные системы не могут работать с многокомпонентными сигналами. В этом случае необходим тщательный анализ работы оптической схемы зонда при взаимодействии с границами раздела в многофазном потоке.

* Статья получена 11 октября 2012 г.

Цель данной работы теоретическое и экспериментальное обоснование расширения функциональных возможностей лазерных доплеровских измерителей скорости, в том числе волоконных, для измерения динамики двухфазных потоков в реальных условиях, когда передняя и задняя границы пузырей, капель и включений другой формы имеют разную скорость.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И РАСЧЕТ

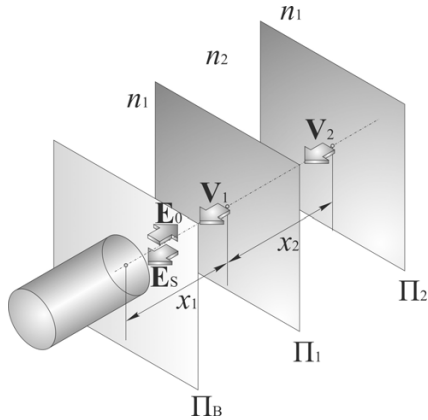


Рис. 1. Взаимодействие зондирующего излучения с межфазными границами

Рассмотрим подробно процесс взаимодействия световой волны с границами раздела сред в двухфазном потоке (рис. 1). Используются следующие обозначения: E_0 – амплитуда световой волны, выходящей из плоской границы раздела двух сред либо волокна в поток. E_S – амплитуда световой волны, рассеянной границами раздела сред в двухфазном потоке. Π_1 и Π_2 – плоскости раздела сред (границы раздела сред для простоты выбраны плоскими), x_1 и x_2 – расстояния между выбранными плоскостями, n_1 и n_2 – показатели преломления сред, V_1 и V_2 – скорости движения границ раздела вдоль светового луча. Изменение E вдоль границ раздела здесь не учитывается.

Амплитуда световой волны, рассеянной границами раздела Π_1 и Π_2 , содержит две составляющие E_{S1} и E_{S2} :

$$E_S = E_{S1} + E_{S2},$$

где E_{S1} – амплитуда световой волны, рассеянной первой поверхностью раздела, а E_{S2} – амплитуда световой волны, рассеянной второй поверхностью раздела. Амплитуда E_{S1} может быть выражена в виде

$$E_{S1} = E_0 \chi \exp[j(\omega_0 t - 2k_1 x_1 + \varphi_1)],$$

где χ – амплитудный коэффициент отражения световой волны от первой границы раздела, ω_0 – круговая частота зондирующей световой волны; t – время, k_1 – волновой вектор световой волны в первой среде ($|\mathbf{k}_1| = 2\pi n_1 / \lambda_0$), λ_0 – длина зондирующей световой волны в вакууме, φ – начальная фаза. Величина x_1 может быть представлена в виде:

$$x_1 = x_{01} - V_1 t,$$

где x_{01} – расстояние между Π_B и Π_1 при $t = 0$. С учетом этого E_{S1} может быть выражена в виде

$$\begin{aligned} E_{S1} &= E_0 \chi \exp[j(\omega_0 t - 2k_1 (x_{01} - V_1 t) + \varphi_1)] = \\ &= E_0 \chi \exp[j((\omega_0 + 2k_1 V_1)t - 2k_1 x_{01} + \varphi_1)]. \end{aligned}$$

Полученное выражение показывает, что частота волны, отраженной от первой границы раздела, сдвинута относительно частоты зондирующей световой волны $f_0 = \omega_0 / 2\pi$ на величину

$$f_1 = \frac{k_1 V_1}{\pi}. \quad (1)$$

Амплитуда E_{S2} определяется выражением

$$E_{S2} = E_0 \chi (1 - 2\chi) \exp[j(\omega_0 t - 2k_1 x_1 - 2k_2 x_2 + \varphi_1)].$$

Здесь учтено, что коэффициенты отражения от первой и второй поверхности одинаковы и коэффициент отражения $\chi \ll 1$. Величина x_2 определяется выражением

$$x_2 = x_{02} - (V_2 - V_1)t,$$

где x_{02} – расстояние между границами раздела при $t = 0$. Тогда E_{S2} выразится в виде

$$\begin{aligned} E_{S2} &= E_0 \chi (1 - 2\chi) \exp \left[j \left(\omega_0 t - 2k_1 (x_{01} - V_1 t) - 2k_2 (x_{02} - V_2 t + V_1 t) + \varphi_2 \right) \right] = \\ &= E_0 \chi (1 - 2\chi) \exp \left[j \left((\omega_0 + 2k_1 V_1 + 2k_2 V_2 - 2k_2 V_1) t - 2k_1 x_{01} - 2k_2 x_{02} + \varphi_2 \right) \right]. \end{aligned}$$

Из полученного выражения видно, что частота волны, отраженной от второй границы раздела смещена относительно f_0 на величину

$$f_2 = [k_1 V_1 + k_2 (V_2 - V_1)] / \pi = 2[n_1 V_1 + n_2 (V_2 - V_1)] / \lambda_0. \quad (2)$$

Отсюда

$$V_2 = \frac{\lambda_0 f_2}{2n_2} - \left(\frac{n_1}{n_2} - 1 \right) V_1. \quad (2a)$$

Если примесная фракция при движении не меняет своей формы и размера, то $V_1 = V_2$ и

$$f_2 = \frac{k_1 V_1}{\pi} = \frac{2n_1 V_1}{\lambda_0}.$$

Таким образом, смещение частоты рассеянной волны одинаково для передней и задней границ раздела.

Рассмотрим случай $V_2 = 0$, т. е. задняя граница раздела неподвижна. Тогда

$$f_2 = \frac{V_1 (k_1 - k_2)}{\pi} = \frac{2V_1 (n_1 - n_2)}{\lambda_0}.$$

Этот вывод необходимо иметь в виду при измерении скорости задней границы раздела. И, наконец, рассмотрим случай, когда $V_1 = 0$. Это имеет место при натекании газового пузыря либо капли жидкости на датчик с последующим накалыванием на торец либо отражением от торца световолоконного датчика. Тогда согласно (2)

$$f_2 = \frac{k_2 V_2}{\pi} = \frac{2n_2 V_2}{\lambda_0}.$$

Видно, что в этом случае частота f_2 связана со скоростью задней границы раздела сред привычной формулой. Отраженные от границ раздела световые волны E_{S1} и E_{S2} , попадая в световод, оптически смешиваются с отраженной от торца световода волной E_{S0} . Амплитуда ее на торце световода может быть записана в виде

$$E_{S0} = \chi_0 (1 + \chi_0) E_0 \exp [j(\omega_0 t + \varphi_0)].$$

Тогда на фотоприемнике согласно схеме, изображенной на рис. 1, будет регистрироваться результат интерференции трех световых волн с интенсивностью

$$I_m = |(E'_{S0} + E'_{S1} + E'_{S2})|^2, \quad (3)$$

где E'_i связаны с E_i соотношением $E'_i \approx \gamma_i \exp(j\varphi_i) E_i$. Здесь γ_i – коэффициент ослабления световых пучков при вводе в волокно, прохождении по волокну и отражении от полупрозрачного зеркала φ_i – фазовый сдвиг волн при прохождении по всему оптическому тракту от выходно-

го торца световода до фотоприемного устройства. Подставляя значения E'_i в (3) для интенсивности результирующей световой волны, получим

$$I_R = \sum |E'_i|^2 + 2E_0^2 \left[\gamma_0 \gamma_1 \chi_0 \chi_1 (1 + \chi_0) \cos(2k_1 V_1 t + \varphi_1) + \right. \\ \left. + \gamma_0 \gamma_2 \chi_0 \chi_2 (1 - 2\chi_1)(1 + \chi_0) \cos\{2[k_1 V_1 + k_2 (V_2 - V_1)]t + \varphi_2\} + \right. \\ \left. + \gamma_1 \gamma_2 \chi_1 \chi_2 (1 - 2\chi_1) \cos[2k_2 (V_2 - V_1)t + \varphi_3] \right].$$

Из полученного выражения видно, что сигнал на выходе фотоприемника состоит из низкочастотного «пьедестала» $\sum |E'_i|^2$ и трех компонент, ответственных за динамику движения передней и задней границ раздела мелкодисперсной фазы двухфазного потока. Соответственно спектр сигнала содержит низкочастотную составляющую и три спектральных компонента, частоты которых определяются выражениями (1–2). Следует отметить, что полученный результат объясняет формирование трехкомпонентного сигнала, представленного [1]. В рассматриваемом приближении эти компоненты могут быть идентифицированы по амплитудному признаку, так как коэффициенты перед косинусными членами различны. Для более уверенной идентификации спектральных компонент должен быть выполнен более тщательный анализ структуры оптического сигнала с учетом конкретной формы примесной фракции (газовой либо жидкой). Анализ может касаться расчета сигнала от сфер разного диаметра.

Частоты спектральных компонент связаны известными зависимостями с V_1 и V_2 . Отметим здесь, что различие V_1 и V_2 (условие $V_1 \neq V_2$) может реализоваться на практике довольно часто. Это может быть, например, при колебаниях и изменениях формы капель при движении в газовом потоке. Течение газожидкостных потоков в трубах может приобретать «снарядный» режим. Тогда $V_1 \neq V_2$ реализуется при изменении формы снарядов. Кроме того, неравенство скоростей передней и задней границ будет иметь место при изменении объема газовых пузырей, связанных с изменением давления в двухфазном потоке, а также при изменении формы газовых пузырей в процессе натекания на торец световолоконного датчика и т. д. Средняя скорость центра масс примесной фракции для случая плоских «снарядов» и симметричных колебаний капель и шаров определяется полусуммой передней и задней скоростей границы раздела сред

$$V_{ц.т.} = \frac{V_1 + V_2}{2}.$$

Введем обозначение сдвига частоты $f_3 = k_2(V_2 - V_1)/\pi$. Тогда, поскольку $f_3 = f_2 - f_1$, скорость центра масс примесной фракции представляется различными комбинациями спектральных компонент:

$$V_{ц.т.} = \frac{\lambda_0}{2} \left(\frac{f_1}{n_1} + \frac{f_3}{2n_2} \right); \\ V_{ц.т.} = \frac{\lambda_0}{2} \left(\frac{f_1}{n_1} + \frac{f_2 - f_1}{2n_2} \right); \\ V_{ц.т.} = \frac{\lambda_0}{2} \left(\frac{f_2 - f_3}{n_1} + \frac{f_2}{2n_2} \right). \quad (4)$$

Правильность идентификации f_1 , f_2 , f_3 может быть проверена идентичностью результатов $V_{ц.т.}$ полученных по любой из формул (4). При неправильной идентификации f_1 , f_2 , f_3 результаты определения $V_{ц.т.}$, очевидно, будут различны. Кроме того, можно пользоваться соотношением $f_3 = f_2 - f_1$.

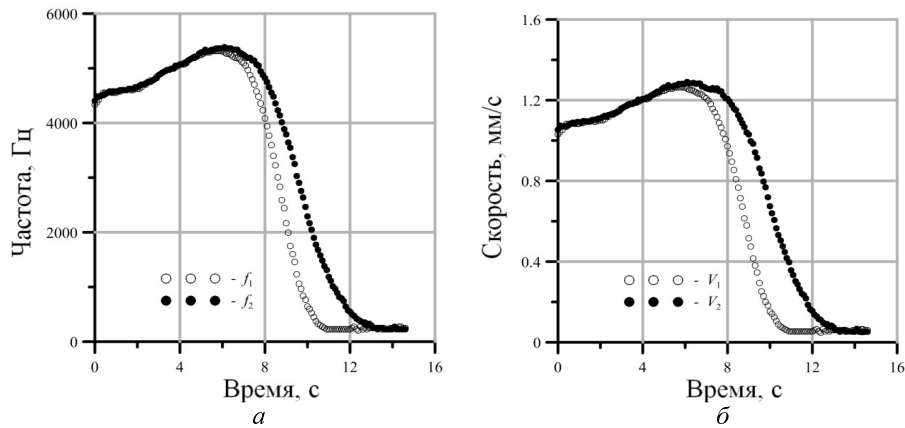


Рис. 2. Зависимость от времени доплеровского сигнала (а) и скоростей передней и задней границ раздела (б)

Если f_1 , f_2 и f_3 правильно найдены, то динамика изменения размера либо формы примесной фракции определяется значением f_3 . Изменение размера Δx_2 равно

$$\Delta x_2 = (V_1 - V_2) \Delta t = \frac{\lambda_0 f_3}{2n_2} \Delta t.$$

Это позволяет диагностировать динамику изменения давления в жидкостных потоках с газовыми пузырями. Пульсационные характеристики связаны с изменением формы примесной фракции [6].

2. РЕЗУЛЬТАТЫ

Проведен эксперимент по измерению скоростей передней и задней границ раздела всплывающего в вязкой жидкости пузырька. Использовалась схема ЛДА с опорным пучком [7, 8]. Зондирующий лазерный пучок фокусировался в зону всплывания пузырька сквозь толстое плоскопараллельное стеклянное окно, наполовину затопленное в жидкость. Таким образом, всплывающий пузырь взаимодействовал с нижней поверхностью окна, изменяя свою форму. После остановки сплюснутый пузырь сползал на край пластины, и воздух выходил на свободную поверхность жидкости, а поверхность окна вновь смачивалась жидкостью. Диаметр воздушных пузырей варьировался от 2 мм до 4 мм.

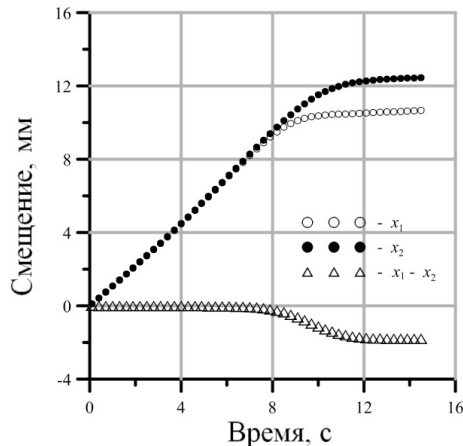


Рис. 3. Смещение границ раздела пузырька

На рис. 2, а и б представлен доплеровский сигнал $f(t)$ и зависимость скорости от времени $V(t)$, соответственно, для случая пузырька газа, всплывающего в вязкой жидкости, и взаимодействующего с горизонтальной стенкой. Из рис. 2, а видно, что после некоторого момента времени существует две доплеровские частоты. Одна частота пропорциональна скорости передней границы пузырька, а вторая зависит от скоростей передней и задней границ (V_1 и V_2). Разумно предположить, что скорость передней границы пузырька, обращённой к плоской стенке, будет меньше и уменьшится до нуля раньше, чем скорость задней границы раздела. Тогда более быстро спадающую ветвь на графике доплеровской частоты из рис. 2, а можно связать с f_1 , а вторую, позже спадающую, ветвь за f_2 . Третьей доплеровской частоты f_3 на графике не видно, поскольку амплитуда опорной волны много больше амплитуд световых волн, отражённых от границ пузырька. Знание значений f_1 и f_2 вполне достаточно для расчёта скоростей передней и задней границы пузырька (V_1 и V_2). Рассчитанная по приведенным выше формулам зависимость скоростей передней и задней границ

пузыря (V_1 и V_2) приведена на рис. 2, б. Видно, что до момента времени ≈ 6 с скорости передней и задней границы раздела постоянны. Далее начинается процесс торможения и деформации перед стенкой, продолжающийся до момента времени ≈ 13 с. Смещение границ раздела во времени x_1 и x_2 , а также величина деформации $\Delta x = x_1 - x_2$ изображены на рис. 3. Видно, что деформация в данном эксперименте достигает 2 мм, что сравнимо с диаметром пузыря.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведен анализ взаимодействия пузырька газа в жидкости (капли жидкости в газе) с оптическим волоконным зондом. Обосновано формирование сигнала с несколькими максимумами, определяемыми динамикой дисперсной фазы. Физически смоделирован процесс взаимодействия пузырька с горизонтальной стенкой. Зафиксирована разница скоростей передней и задней стенки пузырька. Рассчитана деформация. Полученные результаты имеют большое значение при создании алгоритмов обработки доплеровских сигналов многофазных потоков. Предложенная методика может быть полезна при изучении импактных двухфазных струйных потоков, процессов кавитации в природе и, таким образом, имеет важное научно-прикладное значение.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Дубнищев Ю.Н. Исследование газонасыщенных турбулентных потоков с применением лазерного доплеровского измерителя скорости / Ю.Н. Дубнищев, А.Р. Евсеев, В.С. Соболев, Е.Н. Уткин // ЖПМТФ. – 1975. – № 1. – С. 147–153.
- [2] Евсеев А.Р. Измерение структурных характеристик газожидкостного потока лазерным анемометром с волоконным световодом / А.Р. Евсеев, В.Е. Накоряков, Б.Г. Покусаев, С.А. Тачков, Л.С. Тимкин // Процессы переноса в одно- и двухфазных средах. – Новосибирск, 1986. – С. 81–87.
- [3] Лисицын В.Н. Лазерный доплеровский измеритель скорости непрозрачных потоков жидкости и газа / В.Н. Лисицын, В.А. Орлов, Ю.Н. Фомин, В.П. Чеботаев // Экспериментальные методы и аппаратура для исследования турбулентности, материалы III Всесоюз. совещ. – Новосибирск, 1980.
- [4] Nishihara H., Koyama N., Hoki F., Kajiya M., Hirinaga M., Kano M. Optical-fiber laser-Doppler velocimeter for a high-resolution measurement of pulsatile blood flow // Appl. Opt. – 1982. – № 10. – Vol. 21. – P. 1785–1790.
- [5] Tanaka T. Measurement of blood flow using fiber optic catheter and optical mixing spectroscopy / T. Tanaka, G.B. Benedek // Appl. Opt. – 1975. – № 1. – Vol. 14. – P. 189.
- [6] Белоусов А.П. Исследование структуры газожидкостных потоков оптическими методами: дисс. ... канд. физ.-мат. наук / А.П. Белоусов. – Новосибирск, 2005. – 184 с.
- [7] Дубнищев Ю.Н. Методы лазерной доплеровской анемометрии / Ю.Н. Дубнищев, Б.С. Ринкевичюс. – М.: Наука, 1982. – 303 с.
- [8] Белоусова О.П. Измерение радиуса и скорости проскальзывания катящегося колеса лазерным доплеровским анемометром / О.П. Белоусова, П.Я. Белоусов // Автметрия. – 2011. – № 2. – Т. 47. – С. 111–121.

REFERENCES

- [1] Dubnishhev Ju.N., Evseev A.R., Sobolev V.S., Utkin E.N. Issledovanie gazonasyshennyh turbulentnyh potokov s primeneniem lazernogo doplerovskogo izmeritelja skorosti // ZhPMTF. – 1975, № 1, С. 147–153.
- [2] Evseev A.R., Nakorjakov V.E., Pokusaev B.G., Tachkov S.A., Timkin L.S. Izmerenie strukturnyh harakteristik gazozhidkostnogo potoka lazernym anemometrom s volokonnyim svetovodom / Processy perenosa v odno- i dvuhfaznyh sredah. – Novosibirsk. – 1986, С. 81–87.
- [3] Lisicyn V.N., Orlov V.A., Fomin Ju.N., Chebotaev V.P. Lazernyj doplerovskij izmeritel' skorosti neprozrachnyh potokov zhidkosti i gaza / Jeksperimental'nye metody i apparatura dlja issledovaniya turbulentnosti, materialy III Vsesojuzn. soveshh., Novosibirsk. – 1980.
- [4] Nishihara H., Koyama J., Hoki N., Kajiya F., Hirinaga M., Kano M. Optical-fiber laser-Doppler velocimeter for a high-resolution measurement of pulsatile blood flow // Appl. Opt. – 1982, v. 21, No 10, P. 1785–1790.
- [5] Tanaka T., Benedek G.B. Measurement of blood flow using fiber optic catheter and optical mixing spectroscopy // Appl. Opt. – 1975, v. 14, No 1, P. 189.
- [6] Belousov A.P. Issledovanie struktury gazozhidkostnyh potokov opticheskimi metodami / Diss. kand. fiz.-mat. nauk. Novosibirsk. – 2005. – 184 s.
- [7] Dubnishhev Ju.N., Rinkevichjus B.S. Metody lazernoj doplerovskoj anemometrii. – М: Nauka, 1982, 303 str.
- [8] Belousova O.P., Belousov P.Ja. Izmerenie radiusa i skorosti proskal'zyvaniya katjashhegosja kola lazernym doplerovskim anemometrom // Avtometrija. – 2011. t. 47, № 2, S. 111–121.

Белоусов Андрей Петрович, кандидат физико-математических наук, доцент кафедры общей физики Новосибирского государственного технического университета. Основное направление научных исследований – оптические методы исследования потоков. Имеет более 50 публикаций. E-mail: abelousov@ngs.ru

Белоусов Петр Яковлевич, кандидат технических наук, доцент кафедры оптических информационных технологий Новосибирского государственного технического университета. Основное направление научных исследований – оптические методы исследования потоков. Имеет более 170 публикаций. E-mail: pyabelousov@ngs.ru

Борыняк Леонид Александрович, доктор физико-математических наук, профессор, заведующий кафедрой общей физики Новосибирского государственного технического университета. Основное направление научных исследований – оптические методы исследования. Имеет более 150 публикаций. E-mail: bor@ref.nstu.ru

A.P. Belousov, P.Ya. Belousov, L.A. Borynyak

The disperse phase Doppler diagnostics in gas-liquid flows

The fiber-optics Doppler anemometer interaction with gas bubbles is modeled. The Doppler multicomponent signal forming is theoretically substantiated as noticed in [6]. It is shown that additional spectral features occurrence in a signal is caused by difference between forward and rear bubble boundaries motion velocities. The floating in a viscous fluid gas bubble deceleration and deformation at its interaction with a flat surface is experimentally measured. The laser GN – 0,5 generator power is 0,5 mW. Laser beam is focused in bubbles moving zone through thick glass plate. Thus, floating bubble interacts with bottom of plate and changes his form. Thick glass plate has been partially immersed to liquid. The process duration is 7 seconds. Bubble velocity changes from 1,3 mm/s to 50 mkm/s. Deformation reach the quantity of 2 mm, that is similar with bubble diameter. Probe beam diameter in near-wall region is 0,1 mm. The wavelength is 0,6328 mkm. Photoelectron multiplier FAU-31 has been used as photodetector. The results importance is evident for Doppler signal reconstruction algorithm design. This method will be useful for two phase impact jet flows investigation, bubble size evolution measuring also cavitation processes researching and therefore has scientifically-applied importance.

Key words: gas-liquid flows, Doppler diagnostics, optical fiber probes, disperse phase dynamics.