

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОЛОЖЕНИЯ ГАЗОДИНАМИЧЕСКОГО ФРОНТА УДАРНОЙ ВОЛНЫ

П.В. Козлов, Ю.В. Романенко

НИИ механики Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова,
Москва, 119192, Мичуринский проспект, 1

Аннотация

Изложены результаты исследований по определению положения фронта ударной волны с помощью пьезодатчиков и лазерной шлирен-методики в диапазоне скоростей ударной волны $1 \div 10$ км/с. Точность определения начала излучения относительно газодинамического фронта по пьезодатчикам составляет ± 100 нс, а по шлирен сигналу не хуже ± 20 нс.

DEFINITION OF POSITION OF THE GASDYNAMIC FRONT OF THE SHOCK WAVE

P.V. Kozlov, Y.V. Romanenko

Institute of Mechanics, Moscow State University, Russia, Moscow, 119192

The results of studies to determine the position of the shock wave front by means of the piezoelectric sensors and laser schlieren technique in the speed range $1 \div 10$ km/s. Accuracy radiation relative to the beginning of the gas-dynamic front for piezoelectric sensor is ± 100 ns, and by schlieren signal is better than ± 20 ns.

1. ВЕДЕНИЕ

Задача определения положения фронта ударной с точностью более высокой, чем 1 мм может оказаться актуальной, когда размер неравновесной зоны излучения имеет такой же порядок величины. При этом задача усложняется тем, что кривизна фронта ударной волны в этих условиях того же порядка.

Под газодинамическим фронтом подразумевается очень тонкий слой – «вязкий» скачок уплотнения, где еще не начались релаксационные процессы [1]. Именно в этом слое и происходит отклонение света в лазерном шлирен методе. При этом считается, что излучение, лучистый теплообмен и электроны не оказывают существенного влияния на состояние газа перед ударной волной. В работе [2] показано, что определить начало фронта с точностью лучше, чем 0.1 мкс по лазерной шлирен-методике весьма проблематично из-за кривизны и неоднородности фронта ударной волны. Точность лазерного шлирен-метода зависит также от рода исследуемого газа и начального давления перед ударной волной.

В работе изложена методика определения начала неравновесного излучения за фронтом ударной волны относительно газодинамического фронта. Положение начала излучения фронта ударно-нагретого газа определялось двумя способами. Первый состоял в привязке начала излучения к сигналам с пьезоэлектрических датчиков, измеряющих скорость ударной волны в измерительном сечении. Второй в привязке начала излучения относительно лазерного шлирен-сигнала.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Для проведения экспериментов необходимо было провести частичную модернизацию системы регистрации на ударной трубе УТД описанной в работе [3].

Схема экспериментальной установки УТД с модернизированной системой регистрации, изображенной на рис. 1.

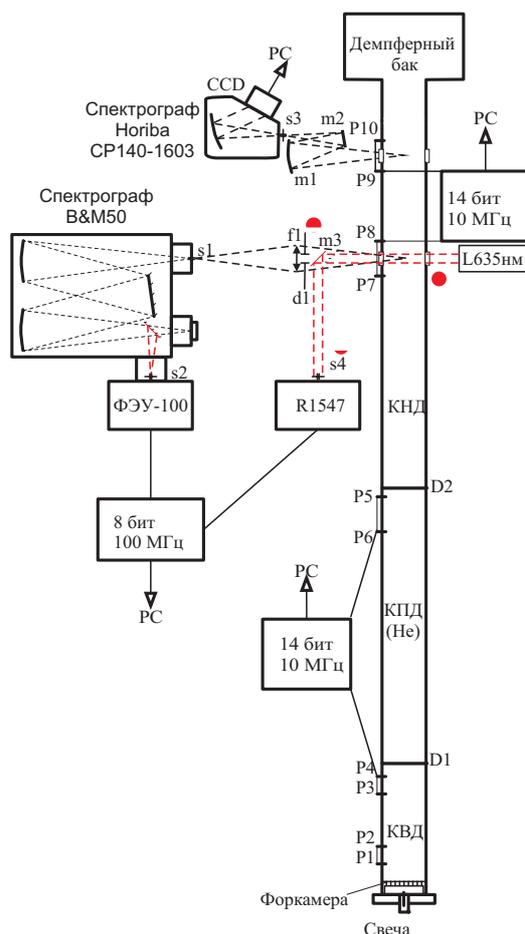


Рис. 1. Система регистрации на ударной трубе двухдиафрагменной (УТД)

Для получения стабильной работы СНР в детонационном режиме время перемешивания смеси $\text{H}_2:\text{O}_2:\text{He} = 2:1:3$ составляет не менее часа. Более подробно работа камеры высокого давления и условия возникновения детонации в кислород водородных

смесях в падающей ударной волне рассмотрены в работах [4, 5].

Измерение скорости ударной волны в измерительном сечении осуществлялось пьезодатчиками P7-P10. Пьезодатчики P3-P6 необходимы для контроля работы камер высокого и промежуточного давления. Регистрация сигналов с пьезодатчиков выполнялась осциллографами E20-10. В отдельных экспериментах сигнал с пьезодатчика P8 регистрировался одновременно на осциллографе Tektronix TDS 3012B (100 МГц 8-бит). Это позволило более точно привязать начало излучения, регистрируемого с помощью ФЭУ, к газодинамическому фронту ударной волны по пьезодатчикам P7-P8.

Спектральные измерения проводились с помощью стробируемой CCD линейки Hamamatsu S11156, установленной на выходе спектрографа Horiba CP140-1603 (апертура – $f/2$, спектральное разрешение с CCD линейкой – 1 нм, спектральный диапазон 190–670 нм), регистрирующей излучение в измерительном сечении, находящимся между датчиками P9-P10. Этот канал измерения позволяет наблюдать панорамный спектр излучения в диапазоне длин волн 190 ÷ 670 нм. В качестве собирающей оптики использовались вогнутое (**m1** – $R=500$ мм, 40×40 мм) и плоское (**m2** – 40×40 мм) зеркала, что позволило исключить хроматические aberrации. На расстоянии 52 мм от центра ударной трубы располагалась апертурная диафрагма диаметром 8 мм. Методика абсолютной калибровки этого канала измерений аналогична процедуре, описанной в работе [6]. Этот канал измерений использовался для контроля спектрального состава излучения.

Для привязки излучения ударной волны к газодинамическому фронту по шlieren-сигналу использовалась схема с лазером (L635 на рис. 1.). Излучение высокостабильного полупроводникового лазера (KLM-A635-1-5) на длине волны 635 нм имело на выходе диаметр 9 мм и расходимость 0.2 мрад. Большой диаметр выходного пучка позволяет разделить излучение после ударной трубы зеркалом **m3** на опорный канал, поступающий на ФЭУ R1547 (Hamamatsu), и основной канал с ФЭУ-100 (МЭЛЗ). Перед R1547 устанавливалась 100 мкм щель **s4**. В основном канале использовался спектрограф V&M50 с входной щелью **s1**, равной также 100 мкм. Выходная щель **s2** выбиралась из условия чувствительности и спектральной ширины исследуемого диапазона, но всегда была больше чем щель **s1**. Фокусное расстояние кварцевой линзы **f1** равнялось 150 мм, и она размещалась на двойном фокусном расстоянии от оси ударной трубы и щели **s1**. Для выравнивания длин плеч в опорном и основном каналах щель **s4** располагалась на расстоянии 600 мм от оси ударной трубы.

Как было сказано выше, пространственное оптической схемы составляет ~100 мкм, что соответствует времени ~12 нс при скорости ударной волны 8 км/с. Следовательно, необходимо чтобы система регистрации имела такое временное разрешение. Поэтому было решено перейти на нагрузочное сопротивление равное 50 Ом для каждого из фотоумножителей в основном и опорном каналах.

Для контроля были сняты амплитудно-частотные характеристики фотоумножителей (ФЭУ-100 МЭЛЗ

№8) и R1547 (Hamamatsu №RA 430) показанные на рис. 2. в условиях, моделирующих регистрацию шlieren-сигнала при прохождении фронта волны.

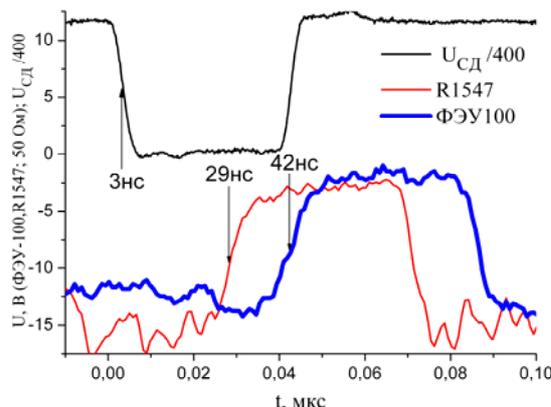


Рис. 2. Сигнал, регистрируемый фотоумножителями, от излучения светодиода на нагрузочном сопротивлении 50 Ом

На скоростной светодиод подавался постоянный сигнал амплитудой 4.5 В с генератора DG535 который прерывался на 40 нс с частотой 1 Гц. Световой сигнал от светодиода через разделительный кубик поступал на оба фотоумножителя. Расстояние от светодиода до каждого из фотоумножителей было одинаковым и составляло 2 м. Напряжение на ФЭУ-100 равнялось 1200 В, а на R1547 600 В. Фотоумножитель ФЭУ-100 работал в линейном режиме по току, а R1547 в частично нелинейном режиме, однако при регистрации реального шlieren-сигнала этот фотоумножитель всегда настраивался на линейный режим работы.

Из осциллограммы видно, что времена нарастания и спада сигналов на фотоумножителях не хуже 10 нс. Величины времени пролета электронов в ФЭУ соответствуют паспортным значениям, с учетом времени распространения света от светодиода до приемника излучения.

3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ НАЧАЛА ИЗЛУЧЕНИЯ УДАРНОЙ ВОЛНЫ ПО ПЬЕЗОДАТЧИКАМ

Для привязки начала излучения к сигналам давления с пьезодатчиков необходимо определить их взаимное временное положение. На рис. 3. показаны нормированные сигналы с пьезодатчика P7 для скоростей ударной волны в диапазоне 1 ÷ 10 км/с. Из рисунка видно, что начало сигнала и максимум сигнала с датчика с увеличением скорости смещаются относительно положения точки половинной интенсивности на величину от 1.6 до 1 микросекунд. Следовательно, эту точку нужно использовать как привязку фронта ударной волны для определения его положения. Эта точка является точкой перегиба сигнала с пьезодатчика. Исследование относительного расположения начала излучения для смесей $\text{CO}_2:\text{N}_2$ и $\text{N}_2:\text{O}_2$ при различных значениях скорости ударной волны (5 ÷ 8 км/с), начального давления и длинах волн показало, что при неизменной юстировке оптической схемы регистрации опережение сигналом ФЭУ середины интервала между сигналами датчиков P7 и P8 в подавляющем большинстве есть величина постоянная с точностью ± 100 нс рис. 4.

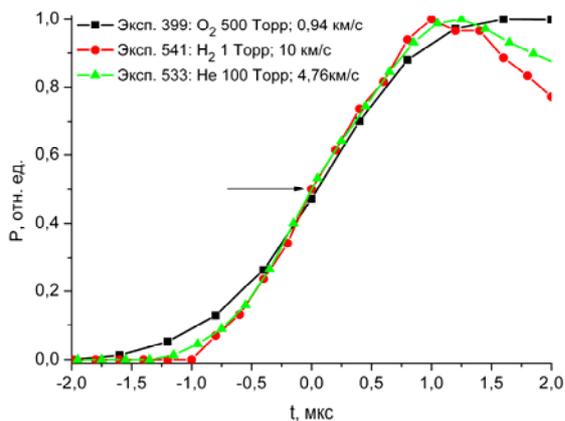


Рис. 3. Сигнал с пьезодатчика P7 полученный при различных скоростях ударной волны

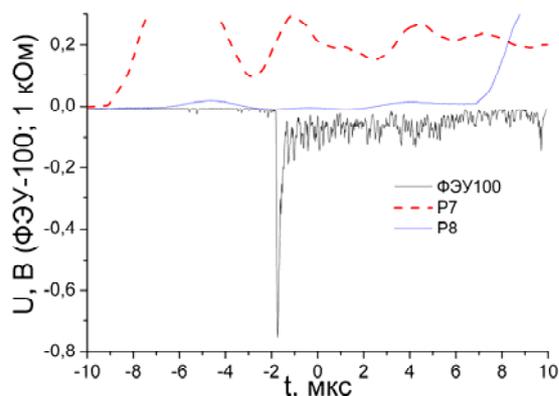


Рис 4. Положение сигнала с ФЭУ $\lambda=206 \pm 1.3$ nm (полоса CO_4^+) относительно сигналов с пьезодатчиков P7 и P8. Эксперимент № 507: $CO_2(70\%):N_2(30\%)$; $P_1=1$ Торр; $V_{sw}=6.25$ км/с. За ноль по оси времени принято среднее положение между сигналами с пьезодатчиков по половинной интенсивности

Выбор молекулярной полосы $CO(4^+)$ в качестве источника излучения максимально приближенной к фронту ударной волны и минимальную длительность излучения в условиях эксперимента приведенного на рис. 4. [7].

Точность привязки начала излучения в основном определяется точностью выбора точки перегиба на сигналах с датчиков P7 и P8. В зависимости от юстировки эта величина лежит в интервале $1.6 \div 2.1$ мкс.

Независимость задержки середины интервала между сигналами с пьезодатчиков относительно сигнала ФЭУ от скорости ударной волны указывает на то, что эта задержка обусловлена задержкой распространения волн сжатия в пьезодатчиках от торца датчика до пьезокристалла. Если положить скорость звука в резине равной 1.9 км/с, то расстояние от торца пьезодатчика, закрытого резиновым герметиком, до пьезокристалла составит 1 мм, что практически совпадает с реальной толщиной герметика используемых датчиков.

Точность юстировки оптической схемы составляет соответственно ± 0.14 мм. Пространственное разрешение оптического канала регистрирующего сигнал с ФЭУ определяется величиной диафрагмы $d1$ на собирающей линзе $f1$, щелью $s1$ и составляет 12 нс для 100-микронной входной щели на спектрографе V&M50, и

ширине $d1$ равной 1.2 мм при скорости ударной волны 8 км/с.

Однако начало излучения, как правило, должно быть задержано относительно газодинамического фронта. Какова величина этой задержки и от чего она зависит? Для выяснения этого вопроса была выполнена серия экспериментов по регистрации шлирен-сигнала как в одном – основном канале, так и двух – основном и опорном каналах.

4. ОПРЕДЕЛЕНИЕ НАЧАЛА ИЗЛУЧЕНИЯ УДАРНОЙ ВОЛНЫ ЛАЗЕРНЫМ ШЛИРЕН МЕТОДОМ

На первом этапе исследований были проведены эксперименты, для скоростей ударной волны в диапазоне $4.5 \div 9$ км/с и начальных давлений от 100 Торр до 1 Торр для гелия и водорода в камере низкого давления. Лазерный шлирен сигнал регистрировался только в основном канале на ФЭУ-100. Часть экспериментов проводилась с собирающей линзой $f1$, а часть без линзы. Эксперименты показали, что газодинамический фронт, регистрируемый ФЭУ-100 по изменению шлирен-сигнала в основном канале относительно середины сигналов с пьезодатчиков P7 и P8 имеет постоянную задержку рис. 5 и рис. 6. Эта задержка, как было сказано выше, определяется только конструкцией пьезодатчиков и юстировкой оптической схемы. Следовательно, если требуются измерения положения излучения ударной волны относительно газодинамического фронта с точностью лучше чем ± 100 нс, то необходимо провести один калибровочный эксперимент для определения положения газодинамического фронта ударной волны по шлирен-сигналу относительно сигналов с пьезодатчиков.

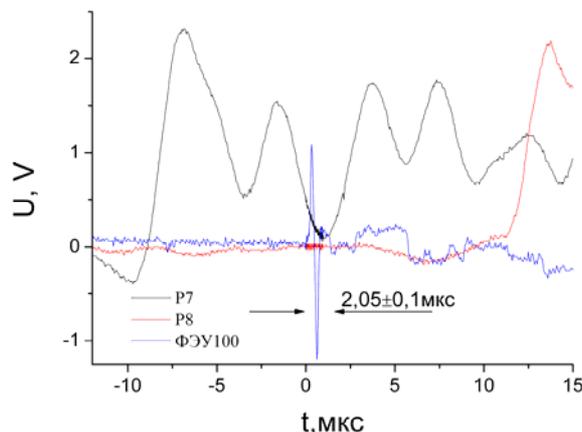


Рис. 5. Положение шлирен-сигнала с ФЭУ относительно сигналов с пьезодатчиков P7 и P8. Эксперимент № 534: He; $P_1=100$ Торр; $V_{sw}=4.47$ км/с. За ноль по оси времени принято начало шлирен-сигнала

В качестве сигнала привязки излучения с ФЭУ к сигналам с пьезодатчиков можно использовать излучение смеси $CO_2:N_2$ или воздуха при скоростях $6-7$ км/с, когда дифракционная решетка расположена в «нулевом порядке».

Для более точной привязки излучения к газодинамическому фронту выполнена серия экспериментов. Используемый в экспериментах лазер имел практиче-

ски прямоугольный профиль пучка в ближней зоне. В то время как обычно в лазерном шлирен методе используется He-Ne лазер с гауссовым профилем пучка и диаметром ~1 мм [2, 8].

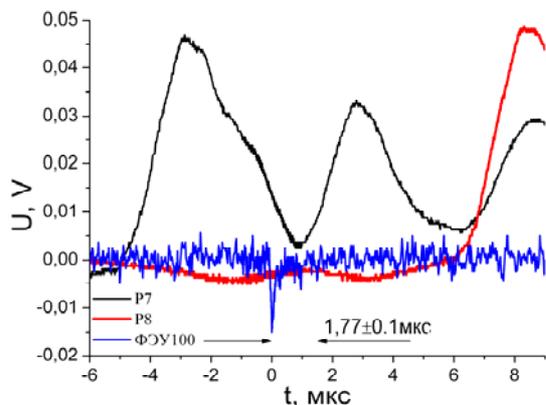


Рис. 6. Положение шлирен-сигнала с ФЭУ относительно сигналов с пьезодатчиков P7 и P8. Эксперимент № 545: N₂; P₁ = 1 Торр; V_{sw} = 8.93 км/с. За ноль по оси времени принято начало шлирен-сигнала

На рис. 7. представлена оптическая схема, используемая при регистрации шлирен сигналов отклонения лазерного пучка фронтом ударной волны в основном и опорном каналах для их взаимной привязки. Для идентичности регистрируемых сигналов собирающая линза из основного канала была убрана.

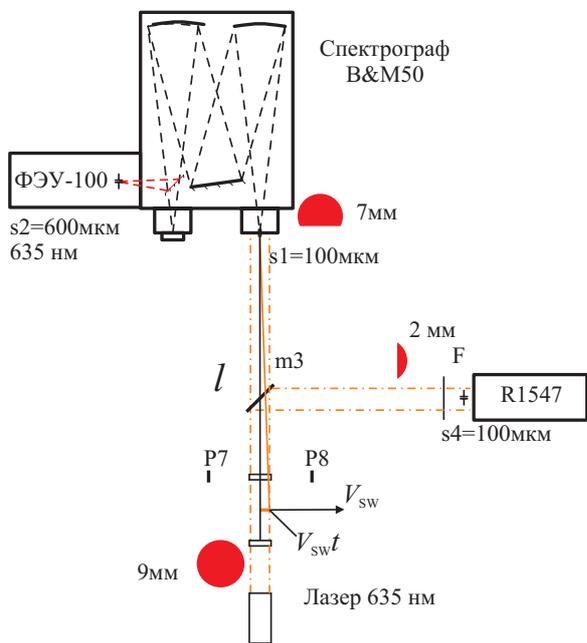


Рис. 7. Оптическая схема привязки лазерных шлирен сигналов в основном и опорном каналах. (F – светофильтр, остальные обозначения как на рис. 1)

На рис. 8. показаны шлирен сигналы, полученные для ударной волны, распространяющейся в гелии (P₁ = 5 Торр) со скоростью 4.85 км/с. Амплитуды сигналов приведены к максимальной амплитуде сигнала с ФЭУ-100 и смещены по напряжению к нулевому уровню, регистрируемому фотоумножителями до при-

хода ударной волны. Из-за неточности юстировки оптических путей и различного времени пролета электронов в фотоумножителях в основном и опорном каналах ось времени для опорного канала была сдвинута на 30 нс направо.

Начало отсчета (приход газодинамического фронта в измерительное сечение) на рис. 7. рассчитывалось по формуле распределения интерференционных пиков:

$$m\lambda = \sqrt{l^2 + V_{sw}^2 t^2} - l,$$

где λ – длина волны лазера; l – расстояние от оси ударной трубы до щели спектрографа; V_{sw} – скорость ударной волны; t – время; $m = 1, 2, 3, \dots$

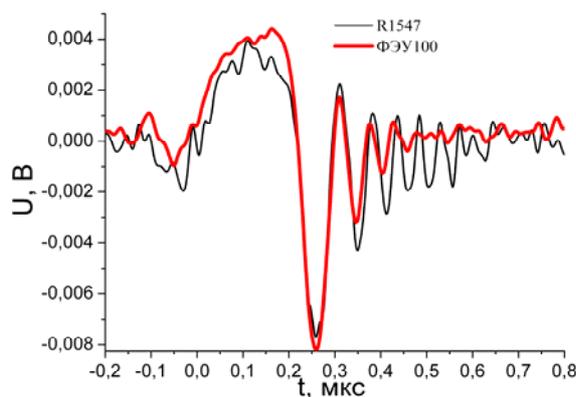


Рис. 8. Осциллограммы шлирен-сигналов смеси N₂ : O₂ = 4 : 1. Эксп. № 606; P₁ = 5 Торр; V_{sw} = 4.85 км/с

Была проведена серия из более ста экспериментов по определению положения газодинамического фронта по шлирен-сигналам. Установлено, что с уменьшением начального давления исследуемого газа из-за падения амплитуды сигнала число интерференционных пиков уменьшается до двух и на давлениях ниже, чем 1 Торр, определять положение прихода газодинамического фронта можно только по началу отклонения шлирен сигнала. Однако точность определения этого начала составляет ±20 нс. При начальном давлении ниже 0.5 Торр для одноатомных газов (He, Ar) шлирен сигнал практически равен шумам фотоумножителя. Для двухатомных газов этот порог по начальному давлению составляет 0.3 Торр. Это связано с различными изменениями в показателе преломления этих газов для высоких и низких температур.

В качестве примера на рис. 9. приведена временная зависимость излучения фиолетовой полосы циана и шлирен сигнал с фотоумножителя R1547 для начального давления 1 Торр в смеси CO₂:N₂ и скорости ударной волны 6.33 км/с. В пределах точности измерения положения газодинамического фронта (±10 нс) задержка в появлении излучения не превышает 20 нс. Аналогичные измерения проведенные на других длинах волн (полоса CO 4⁺ 206 нм и система полос Свана молекулы C₂ 516 нм) для этой же смеси показали, что в пределах точности эксперимента задержка в появлении излучения так же не превышает 20 нс.

Такие времена задержки начала излучения соответствуют расстояниям меньшим, чем три длины свободного пробега молекул газа перед ударной волной.

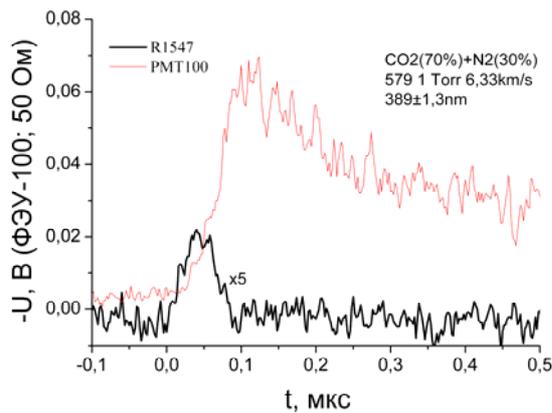


Рис. 9. Временная зависимость излучения УВ в смеси, моделирующей атмосферу Марса, на длине волны $389 \pm 1.3 \text{ нм}$ (фиолетовая система полос циана), и ширен-сигнал в опорном канале: Эксп. № 579; $p_1 = 1 \text{ Торр}$; $V_{sw} = 6.33 \text{ км/с}$

При более высоких скоростях возможно наличие излучения до прихода газодинамического фронта в измерительное сечение [9].

Следует отметить, что длительности нарастания излучения, показанные на рис. 4 и 9, и в работе [9] лежат в диапазоне от 30 нс до 100 нс при начальном давлении перед ударной волной $P_1 = 1 \text{ Торр}$. Такая длительность фронта нарастания соответствует расстояниям от 0.2 мм до 0.6 мм. Согласно работе [11] кривизна фронта ударной волны в условиях эксперимента для нашей ударной трубы должна составлять $\sim 0.8 \text{ мм}$. Эта величина больше размеров нарастания излучения во фронте ударной волны измеренной в эксперименте. Такое различие может быть связано с формой фронта ударной волны и свойствами оптической схемы собирающей излучение из измерительного сечения.

Теоретически и экспериментально форма ударной волны исследовалась в работах [11-13]. Согласно этим работам центральная основная часть фронта ударной волны является плоской, а существенное отклонение от плоскостности наблюдается вблизи стенок ударной трубы. С учетом каустики используемой собирающей оптической системы до 90% регистрируемого сигнала из фронта ударной волны можно считать регистрируемым из плоского фронта ударной волны. При начальных давлениях исследуемого газа порядка 0.1 Торр влияние кривизны фронта ударной волны на используемой ударной трубе будет существенным.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В диапазоне скоростей ударной волны $4 \div 10 \text{ км/с}$ пьезодатчики работают так же, как и при более низких скоростях.

Точность определения временного положения фронта ударной волны по пьезодатчикам составляет $\pm 100 \text{ нс}$.

Временное разрешение системы регистрации составляет $\sim 10 \text{ нс}$ на нагрузочном сопротивлении 50 Ом.

Точность привязки к фронту по лазерной ширен-системе составляет $\pm 20 \text{ нс}$ в диапазоне начальных давлений $P_1 > 0.5 \text{ Торр}$.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 13-08-00705 А.

СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИЙ

- ФЭУ - Фото Электронный Умножитель;
- CCD - Charge Coupled Device;
- λ - длина волны лазера;
- L - расстояние от оси ударной трубы до щели спектрографа;
- V_{sw} - скорость ударной волны;
- T - время;
- P_1 - начальное давление;
- R_n - нагрузочное сопротивление на ФЭУ

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. //Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений/ Издание второе, дополненное. М., Наука, 1966 г. 688 с.
2. Kiefer J.H., Al-Alami M.Z., and Hajduk J-C. // Physical optics of the laser-schlieren shock tube technique/ Appl. Opt. 20, 221-230 (1981).
3. Козлов П.В., Романенко Ю.В. //Ударная труба института механики мгу для исследования радиационных процессов в высокотемпературных газовых потоках /Сборник трудов школы-семинара "Аэрофизика и физическая механика классических и квантовых систем". М.: Школа-семинар «Аэрофизика и физическая механика классических и квантовых систем» 2012, С. 60-64.
4. Козлов П.В., Лосев, С.А., Романенко, Ю.В. Измерение времени индукции реакции $\text{H}_2 + \text{O}_2$ инициированной ударной волной в стехиометрической смеси // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2011. Том 12. <http://www.chemphys.edu.ru/pdf/2011-09-01-002.pdf>
5. Павлов В.А. // Измерение пределов воспламенения водород-кислородных и водородо-воздушных смесей впадающей ударной волне в ударной трубе /Сборник трудов школы-семинара "Аэрофизика и физическая механика классических и квантовых систем". М.: Школа-семинар «Аэрофизика и физическая механика классических и квантовых систем» 2013, С. 1-4.
6. Залогин Г.Н., Козлов П.В., Кузнецова Л.А., Лосев С.А., Макаров В.Н., Романенко Ю.В., Суржигов С.Т. Излучение смеси $\text{CO}_2\text{-N}_2\text{-Ar}$ в ударных волнах. Эксперимент и теория // Препринт Института механики МГУ №40-98. М.: МГУ. 1998. 85 с.
7. Bremare N., Hyuny S-Y., Boubert P. Non-Equilibrium Radiation Calculations Behind Shock Waves in $\text{CO}_2\text{-N}_2$ Mixtures-Rebuilding of TC2 Mars Test Cases //Proc. '4th Int. Workshop on Radiation of High Temperature Gases in Atmospheric Entry', Lausanne, Switzerland, 12-15 October 2010 (ESA SP-689, February 2011).
8. Fujita, K., Sato, S., Abe, T., and Ebinuma, Y., /Experimental Investigation of Air Radiation from Behind a Strong Shock Wave// Journal of Thermophysics and Heat Transfer, Vol.16, No.1, 2002.
9. Козлов П.В., Романенко Ю.В. // Исследование временных характеристик излучения ударно нагретого воздуха /Сборник трудов школы-семинара "Аэрофизика и физическая механика классических и квантовых систем". М.: Школа-семинар «Аэрофизика и физическая механика классических и квантовых систем» 2013, С. 1-8.
10. P.C.T. De Boer // Curvature of Shock Fronts in Shock Tubes/ Phys. Fluids 6, 962-971 (1963).
11. Bowman, R.M. (1966) Investigation of shock front topography in shock tubes. Dissertation (Ph.D.), California Institute of Technology. <http://resolver.caltech.edu/CaltechETD:etd-12082005-105038>
12. Liepmann H.W. and Bowman R.M. // Shape of Shock Fronts in Shock Tubes/ Phys. Fluids 7, 2013-2015, (1964).
13. Marioka T., Sakurai N., Maeno K. and Honma H. // Observation of Nonequilibrium Radiation behind Strong Shock Waves in Low density Air/ Journal of Visualization, Vol. 3, No.1, 51-61 (2000).