

# DYNAMICS AND VIBROACOUSTICS

Volume 2, No 1

**noise**  
optimization **acoustics**  
**robotics control systems**  
**pneumatics fluid power**  
**hydraulics vehicles efficiency**  
**transmissions mechatronics**  
**pulsation** automation **vibration**  
**CAD/CAE aerospace**  
**modeling**

published by  
Samara State Aerospace University

<http://dynvibro.ru>

### **Главный редактор**

Шахматов Е. В., д.т.н., профессор, СГАУ (г. Самара, РФ)

### **Заместители главного редактора**

Балакин В. Л., д.т.н., профессор, СГАУ (г. Самара, РФ)

Гимадиев А. Г., д.т.н., профессор, СГАУ (г. Самара, РФ)

### **Ответственный секретарь**

Гафуров С. А., к.т.н., СГАУ (г. Самара, РФ)

### **Российские члены редакционного совета**

Берестовицкий Э. Г., д.т.н., профессор, главный акустик НПО «Автора» (г. Санкт-Петербург, РФ);

Завершинский И. П. – д.ф-м.н., профессор, СГАУ (г. Самара, РФ);

Иголкин А. А. – к.т.н, доцент, СГАУ (г. Самара, РФ);

Крючков А. Н., д.т.н., профессор, СГАУ (г. Самара, РФ);

Майзель А. Б. – д.т.н., профессор, Санкт-Петербургский государственный университет кино и телевидения (г. Санкт-Петербург, РФ);

Макарьянц Г. М. – к.т.н., доцент, СГАУ (г. Самара, РФ);

Прокофьев А. Б. – д.т.н., доцент, СГАУ (г. Самара, РФ);

Свербилов В. Я. – к.т.н., доцент, СГАУ (г. Самара, РФ);

Фесина М. И. – к.т.н, профессор, ТГУ (г. Тольятти, РФ).

### **Иностранные члены редакционного совета:**

Вакка А. – доцент, исследовательский центр гидравлических систем университета Пурдю (г. Вест-Лафайетт, штат Индиана, США);

Джонстон Д. Н. - профессор, университет г. Бат (Великобритания);

Круз П. – профессор, руководитель отдела пневмогидравлических и мехатронных систем, университет г. Линчёпинг (Швеция);

Линияма М. – профессор технологического университета г. Тампере (Финляндия);

Мюренхоф Х. – профессор, Рейнско-Вестфальский технический университет г. Ахен (Германия);

Рафиков М. – профессор, федеральный университет АВС (г. Сан-Паоло, Бразилия);

Стелсон К. – профессор, университет Миннесоты (США);

Стричек Я. – профессор, Вроцлавский технологический университет (г. Вроцлав, Польша);

Шайдл Р. – профессор, университет Йохана Кеплера г. Линц (Австрия)

### **Editor-in-Chief**

E.V. Shakhmatov D.Eng.Sc., prof. (SSAU, Samara, Russian Federation)

### **Deputy chief editor**

V.L. Balakin D.Eng.Sc., prof. (SSAU, Samara, Russian Federation)

A.G. Gimadiev D.Eng.Sc., prof. (SSAU, Samara, Russian Federation)

### **Executive Editor**

S.A. Gafurov Can.Eng.Sc. (SSAU, Samara, Russian Federation)

### **Editorial office russian members**

E.G. Berestovitsky D.Eng.Sc., prof., Avrora Scientific and Production Association  
JSC chief acoustician (St. Petersburg, Russian Federation)

I.P. Zavershinsky Dr. Phys.-Math.Sci., prof. (SSAU, Samara, Russian Federation)

A.A. Igolkin Can.Eng.Sc., associate professor (SSAU, Samara, Russian Federation)

A.N. Kryuchkov D.Eng.Sc., prof. (SSAU, Samara, Russian Federation)

A.B. Meisel Eng.Sc., prof. (St. Petersburg State University of Film and Television, St. Petersburg, Russian Federation)

G.M. Makaryants Can.Eng.Sc., associate professor (SSAU, Samara, Russian Federation)

A.B. Prokofyev D.Eng.Sc., associate professor (SSAU, Samara, Russian Federation)

V.Ya. Sverbilov Can.Eng.Sc., associate professor (SSAU, Samara, Russian Federation)

M.I. Fesina Can.Eng.Sc., prof. (TSU, Tolyatti, Russian Federation)

### **Editorial office foreign members**

A. Vacca associate professor, member of the Center for Compact and Efficient Fluid Power (CCEFP), chair of the SAE Fluid Power division, treasurer and secretary of the Board of the Fluid Power Net International (FPNI), executive member of the Fluid Power Systems and Technology Division of ASME (Purdue University, West Lafayette, Indiana, USA)

D.N. Johnston professor (University of Bath, Bath, United Kingdom)

P. Cruz professor, head of the pneumatichydraulic and mechatronic systems department (Linköping University, Linköping, Sweden)

M. Liniyama professor (Tampere University of Technology, Tampere, Finland)

H. Myurenhof professor (RWTH Aachen University, Aachen, Germany)

M. Rafikov professor (Universidade Federal do ABC (UFABC), Sao Paulo, Brazil)

Ya. Strichek professor (The University of Wrocław (UWr), Wrocław, Poland)

K. Stelson professor (University of Minnesota, Minneapolis and St. Paul, Minnesota, United States)

R. Shaydl professor (Johannes Kepler University, Linz, Austria)

## ЦЕЛИ И ТЕМАТИКИ ЖУРНАЛА

Журнал «Динамика и виброакустика» публикует теоретические и прикладные оригинальные научно-исследовательские работы в области, обусловленной названием журнала а также в областях, смежных с ним. Все работы проходят предварительное рецензирование.

**Целью** журнала является стимулирование дискуссий, формирование научно-информационной среды и распространение идей в области динамики и виброакустики различных систем.

**Тематика** работ, публикуемых в нашем журнале, посвящена:

- **системам управления:** адаптивному и оптимальному управлению; автоматизированному управлению; энергетическим системам и управлению ими; гидравлическим системам управления; интеллектуальному управлению; управлению движением;

- **вибрации:** вибрации систем с постоянными и дискретными параметрами; линейным и нелинейным вибрациям; модальному анализу; динамике конструкций; подавлению вибрации; пассивным и активным методам демпфирования;

- **акустике:** акустической эмиссии; борьбе с шумом и пульсациями рабочей среды;

- **пульсациям давления:** вопросам взаимодействия рабочей среды и твёрдых границ; течениям, вызывающих повышенный уровень шума и вибрации; течению в каналах и трубах; течению в биологических системах; струям; мультифазному течению; гидродинамике надводных и подводных аппаратов; турбулентности и волнам; динамике;

- **динамике машин:** поведению систем; долговечности; надёжности; процессам проектирования и изготовления; мехатронным системам; энергетическим установкам; робототехническим системам; транспортным средствам.

## PURPOSES AND SCOPE

The Journal of Dynamics and Vibroacoustics publishes peer-reviewed theoretical and applied original scholarly articles, Research Papers, Technical Briefs, and feature articles in the traditional areas implied by its name, as well as papers in interdisciplinary areas.

The purpose of our journal is to disseminate information in dynamics and vibroacoustics of interest to researchers and designers in engineering, medicine, computer science, chemistry and others. The majority of papers present original analytical, numerical or experimental results and physical interpretation of lasting scientific value. Other papers are devoted to the review of recent contributions to a topic, or the description of the methodology and/or the physical significance of an area that has recently matured.

Area of interests include but is not limited to:

- **control systems:** adaptive and optimal control; computer control; distributed parameter systems and control; energy systems and control; fluid control systems; intelligent control; motion controls;

- **vibration:** vibration of continuous and lumped parameter systems; linear and non-linear vibrations; modal analysis; structural dynamics; vibration suppression and isolation; passive and active damping;

- **acoustics:** acoustic emission; noise control; structural acoustics;

- **pressure pulsation:** fluid-structure interaction; flow induced noise and vibration; bubbly flows; cavitations; compressible flows; duct and pipe flows; flows in biological systems; fluid-structure interaction; jets; multiphase flows; naval hydrodynamics; turbulence and wakes; instrumentation and components;

- **dynamics:** machinery dynamics; rotor dynamics; combined and coupled behavior; durability; reliability; system design and manufacturing; optimization; manufacturing technology; mechatronics; power systems; production systems; robotics, transportation systems.



The 3rd International Conference

# DYNAMICS AND VIBROACOUSTICS OF MACHINES

Samara State Aerospace University  
(national research university)



29.06-01.07 2016

## INVITATION

International Conference “**Dynamics and Vibroacoustics of Machines (DVM2016)**” will take place in Samara (Russian Federation) from **29 June to 01 July 2016**. The aim of the conference is to provide a platform for researchers, engineers and academics from both industry and universities to exchange their ideas and experiences in the area. This is the third conference arranged by Samara State Aerospace University in biennial series. The fully refereed papers of the previous conference DVM2014 were published by Elsevier BV in Procedia Engineering.

You are welcome to take part in the event, to present your newest research and discuss your findings among expert community from all over the world. I am sure that you will appreciate this fair opportunity of communication between professionals from academics and industries. Hope you will also enjoy our cultural program including the ship voyage along the Volga River.

I look forward to seeing you in Samara in June 2016.



Prof. Evgeniy V Shakhmatov,  
Chairman DVM2016  
Rector of SSAU

## TOPICS

1. Fundamental problems of dynamics and vibroacoustics of machines.
2. Problems of noise and vibration.
3. Modeling and simulation of dynamic and vibroacoustic processes.
4. Fluid power system dynamics and control.
5. Mechatronic systems.
6. Aero acoustics and hydro acoustics.

Official website: [www.dvm2016.ssau.ru](http://www.dvm2016.ssau.ru)

## Important Dates

### December 01, 2015

Submission of Abstract

### December 15, 2015

Notification of Acceptance

### January 18, 2016

Submission of full-length draft paper for review

### February 08, 2016

Requirements for revision

### March 01, 2016

Submission of final paper

### June 29 - July 01, 2016

Conference



УДК 534.83

**Thermoacoustic Oscillations in Resonators****Konstantin I. Matveev**

Associate Professor  
School of Mechanical and Materials  
Engineering  
Washington State University  
Pullman, WA, 99164, USA  
matveev@wsu.edu

*Thermoacoustic processes involve heat and sound interactions. Their appearances and applications range from combustion instabilities to novel refrigerators and imaging techniques. The focus of this paper is on thermoacoustic oscillations occurring in gases inside chambers. The conversion of heat to sound energy in resonators generally requires in-phase fluctuations of acoustic pressure and heat addition, whereas in specially designed systems the supplied sound can pump heat along solid surfaces from low to high temperature regions. Fundamentals, investigation methods, and some applications of thermoacoustic oscillating phenomena in resonators are reviewed in this paper.*

**Keywords:** Thermoacoustics; oscillations; wave; Rijke tube

**1 Introduction**

Intensive acoustic fluctuations can appear in gases inside chambers (resonators) with heat release under suitable conditions. These phenomena represent important engineering problems in many industrial applications ranging from burners and rocket motors to thermoacoustic engines and refrigerators.

The main cause for thermoacoustic instabilities in resonators is the presence of unsteady heat addition component that fluctuates in phase with acoustic pressure. This requirement is known as Rayleigh criterion [1]. The quantitative form for the heat-sound energy transformation under an assumption of uniform medium in a chamber and small-amplitude oscillations was derived by [2] where  $\Delta E$  is the amount of acoustic energy generated from heat during an acoustic cycle inside a resonator,  $p'$  and  $p_0$  are the acoustic and mean pressure, respectively,  $\dot{q}'$  is the heat addition rate per unit

volume of the resonator, and  $\gamma$  is the gas specific heat ratio. The integration in Eq. (1) is carried out in time over the cycle period  $T$  and in space over the resonator volume  $V$ . If thermoacoustically converted power exceeds acoustic losses, then amplitudes of excited acoustic modes will grow in time:

$$\Delta E = \frac{\gamma - 1}{\gamma p_0 V T} \int \int p' \dot{q}' dt dv \quad (1)$$

There is a variety of system configurations where thermoacoustic energy transformation can occur. Some of them are illustrated in basic forms in Fig. 1. A duct with mean flow and a compact heat source (heater or flame) is known as a Rijke tube (Fig. 1a); it can serve as an imitation of some combustion chambers. A time delay between fluctuating velocity and heat addition rate is essential for exciting acoustic modes in this system. This tube was first described by Rijke (1859) and later was used by many researchers as a convenient setup for studying thermoacoustic instabilities [3].

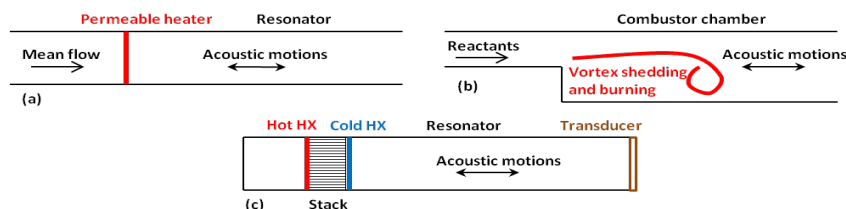


Figure 1. Schematics of systems where thermoacoustic oscillations can occur: (a) Rijke tube, (b) dump combustor, (c) thermoacoustic prime mover.

Another type of thermoacoustic instabilities, involving vortex shedding and combustion,

appears in resonators with sudden changes in geometry and reacting flows. These instabilities

are related to liquid-fuel motors with premixed combustors, as well as to various industrial burners and gas turbines. One schematic of a process of this sort is shown in Fig. 1b. A vortex generated at the flameholder (a rearward-facing step in Fig. 1b) consists of cold unburnt reactants from an incoming flow and hot products from a recirculation zone [4]. Upon the impingement of such a vortex on a downstream structure (or a wall of the combustion chamber) or after a certain induction time defined by chemical and hydrodynamic properties, a rapid mixing of hot and cold flow components occur, followed by fast heat release due to vortex burning. This sudden heat addition acts as an acoustic disturbance, and resulting acoustic waves influence the vortex shedding process, creating a system with a feedback.

A schematic of a standing-wave thermoacoustic prime mover is shown in Fig. 1c. At sufficiently large temperature gradients inside a porous insert (often called a stack), the resonator acoustic modes may become unstable (Garrett and Backhaus 2000). The generated acoustic power can be used to produce electricity or pump heat.

The next sections of this paper review several important phenomena and systems involving thermoacoustic oscillations in resonators, including combustion instabilities, Rijke tubes and thermoacoustic engines. It should be noted that besides thermoacoustic processes in devices oriented on energy conversion, there are other emerging technologies related to heat-sound interactions, such as separation of gases in mixtures [5], thermoacoustic hyperthermia and tomography [6], thermoacoustic transducers [7], and sound absorbers [8].

## 2 Combustion Instabilities

Acoustic-combustion instabilities occurring in combustion chambers are usually quite harmful for the system operation, because they may lead to intensive vibrations, unacceptable for propulsion or power systems, and to enhanced heat transfer, which can overheat the structure. These phenomena were identified a

long time ago with introduction of aerospace engines. It still remains an important engineering subject, since in the development stage of rocket motors and modern gas turbines (especially those operating in lean-fuel regimes) practically all of them experience some sort of thermoacoustic instability. On the other hand, there are devices, such as a pulsed combustor [9], where oscillations are essential for normal operation.

The problem of the acoustic instabilities in combustors attracted a lot of attention by many researchers; and extensive theoretical, experimental, and numerical studies were undertaken [10-16]. A common approach to simplified (reduced-order) analysis of such instabilities is to apply an acoustic modal expansion for fluctuating fluid and flow properties and to use models for heat addition that depend on pressure and velocity fluctuations. Some basic elements of such modeling are illustrated in the next section on Rijke tubes. Due to high complexity of actual physical processes in real-world combustors and motors, more or less accurate models must also include effects of mean flow, medium non-uniformity, nonlinearities, noise, etc., which lead to significant complication of the analysis.

More detailed simulations of acoustic-combustion instabilities can be also conducted with the use of modern computational fluid dynamics (CFD) solvers [17], [18]. However, such simulations remain computationally expensive and still require extensive validation due to simplified nature of some models employed by these programs (e.g., for turbulence and chemistry in reacting flows).

Comprehensive experimental studies of combustion instabilities require sophisticated equipment, such as laser-based diagnostic systems [19] and are usually conducted in simplified setups that may not accurately represent real devices (such as motors of large rockets). Nevertheless, these experiments provide useful insight on heat-sound interactions and can be used for validating numerical tools. One of the practically important experimental directions is to measure flame response to forced acoustic oscillations with the purpose to establish relations between

acoustic fluctuations and unsteady heat addition (flame transfer functions), which can be subsequently used in simplified modeling of acoustic-combustion instabilities [20].

### 3 Rijke Tube

Perhaps the most commonly used setup for demonstrating thermoacoustic phenomena and studying fundamentals of thermoacoustic instabilities, both experimentally and theoretically, is the Rijke tube (Fig. 1a). It represents a resonator, usually a straight tube, with a permeable heater. Mean flow through a Rijke tube is the essential feature; it can be caused either by natural convection (for vertically oriented tubes) or by external means (e.g., air blower in horizontal configurations). At some values of the main system parameters (supplied heat, heater position and mean flow rate), self-excited acoustic oscillations appear.

In a simple approximation for a Rijke tube, the one-dimensional wave equation for acoustic pressure  $p'$  in the presence of heat addition with rate  $\dot{q}'$  per unit volume can be written as follows [21]:

$$\frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} - a^2 \frac{\partial^2 p'}{\partial x^2} = (\gamma - 1) \frac{\partial \dot{q}'}{\partial t} \quad (2)$$

where  $t$  is time,  $a$  is the speed of sound, and  $x$  is the coordinate along the resonator. Acoustic motions in the chamber can be presented using Galerkin technique for the acoustic mode decomposition [22],

$$p'(x, t) = p_0 \sum \eta_n(t) \psi_n(x) \quad (3)$$

$$u'(x, t) = \sum \frac{1}{\gamma k_n^2} \frac{d\eta_n}{dt} \frac{d\psi_n}{dx} \quad (4)$$

where  $\eta_n(t)$  is the time-varying amplitude of the  $n^{\text{th}}$  mode,  $\psi_n(x)$  is the pressure mode shape, and  $k_n$  is the modal wave number. The mode shapes and corresponding natural frequencies can be determined by substituting acoustic modes from Eq. (3) into Eq. (2) and solving

with the zero right-hand side. For example, in the case of uniform medium and constant cross-sectional area and the simple pressure release boundary conditions  $p'(0, t) = p'(L, t) = 0$ , the waveforms will be  $\psi_n = \sin(k_n x)$  with  $k_n = \pi n / L$ , where  $L$  is the tube length.

In the case of a compact heater, the unsteady linearized component of convective heat transfer rate can often presented as follows [23],

$$\frac{\dot{q}'}{\dot{Q}_0} = A \frac{u'(x, t - \tau)}{u_0} \delta(x - x_h) \quad (5)$$

where  $\dot{Q}_0$  and  $u_0$  are the steady components of the heat addition rate and flow velocity,  $\delta$  is the delta function,  $x_h$  is the heater location along the tube,  $\tau$  is the delay due to thermal inertia, and  $A$  is the magnitude of the transfer function between velocity and heat fluctuations. The form of Eq. (5) is similar to the well-known  $n - \tau$  model commonly used for simple analysis of thermoacoustic instabilities [24].

Considering small cycle-to-cycle variations and utilizing Rayleigh criterion (Eq. 1), one can determine a dependence of acoustic power converted from heat for the first acoustic mode in a Rijke tube

$$\dot{E}_{conv} \sim \frac{\dot{Q}_0}{u_0} A \sin(2\pi x_h / L) \sin(\omega\tau) \quad (6)$$

where  $\omega$  is the angular frequency of oscillations. With the time lag often being small, Eq. (6) implies that positive heat-to-sound energy conversion for the first mode can occur only if the heater is positioned in the upstream half of the tube, and the heater optimal location is at one-quarter tube length from the tube upstream end. Accounting for acoustic losses, non-uniform medium and other effects, reasonably good predictions can be made for the sound onset in an actual Rijke tube. An example of a simplified comparison of theoretical results and test data is shown in Fig. 2c. These data also include results for a segmented Rijke tube consisting of two tubes with different diameters (Fig. 2a); such a system was found to have substantially lower



heating requirements for exhibiting thermoacoustic instability.

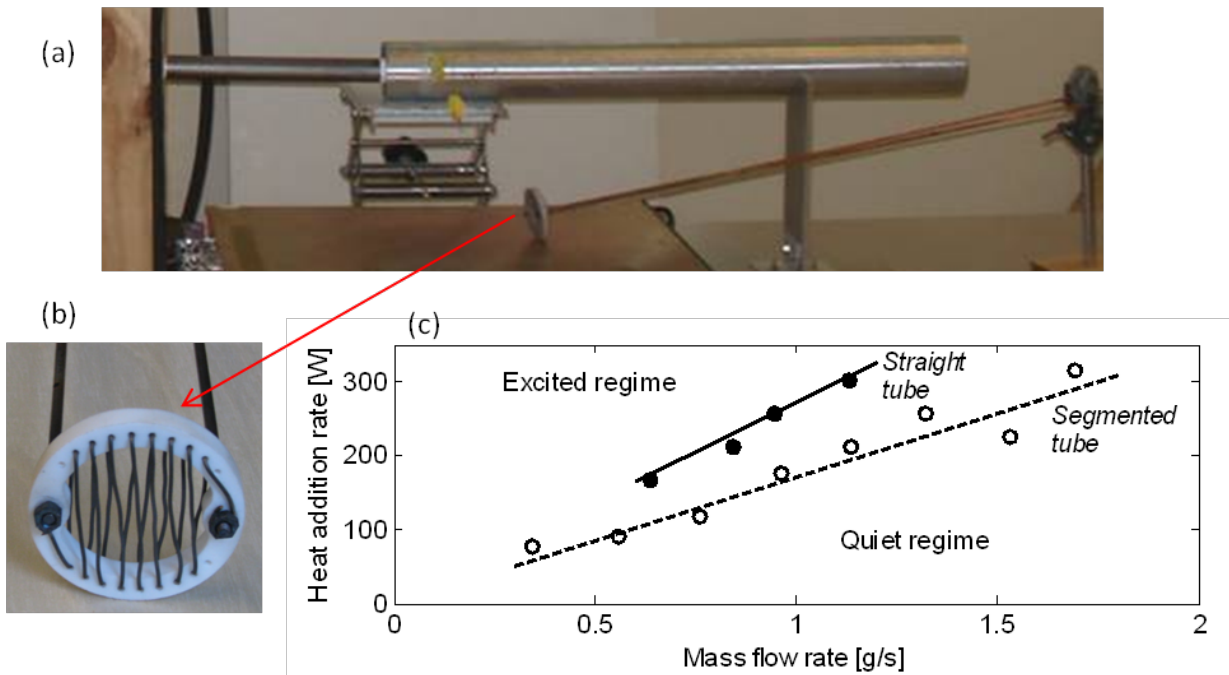


Figure 2. (a) Electrically driven segmented Rijke tube with controllable mean flow. (b) Nichrome wire heater. (c) Boundaries between quiet and excited regimes in constant-diameter Rijke tube (filled circles) and segmented Rijke tube (open circles). Symbols show experimental data points; lines correspond to theoretical predictions.

Besides the onset of sound, a variety of nonlinear thermoacoustic effects are observed in Rijke tube systems, including hysteresis, limit-cycle saturation, noise-induced triggering of instability, interactions between harmonics, and so on. An example of hysteresis in the stability boundary is given in Fig. 3a. Much higher heating power is required to initiate sound in comparison with the transition back to the quiet state. This hysteresis loop resembles a combination of subcritical Hopf and fold

bifurcations in a dynamical system (Fig. 3b). Similar phenomena have been also observed in actual combustion systems prone to thermoacoustic instabilities. In recent years, some efforts have been undertaken to apply nonlinear analysis of dynamical systems to model such effects in Rijke tubes with a hope of eventually extending these models to predict and control performance of real-world devices [25-27].

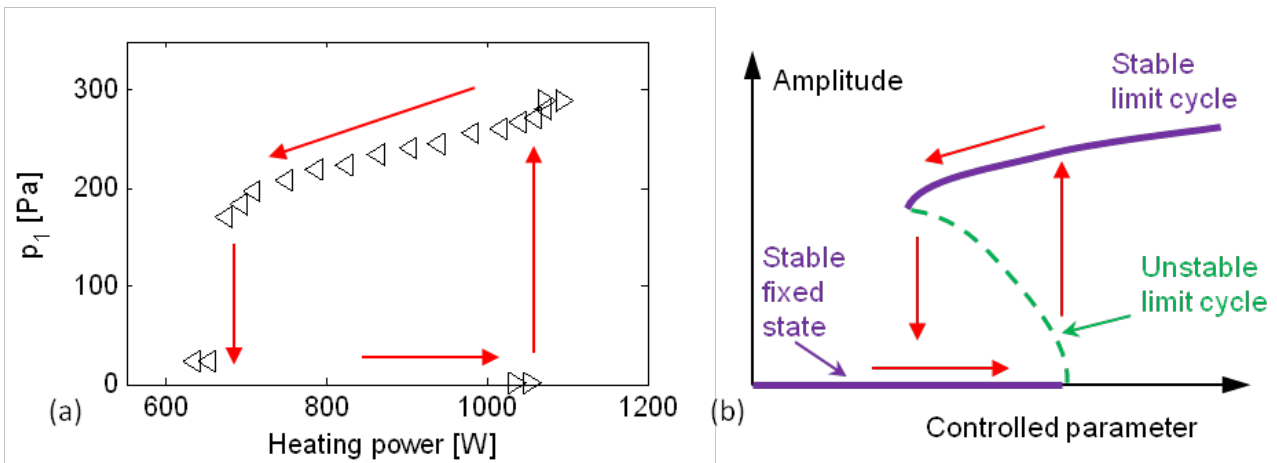


Figure 3. (a) Acoustic pressure amplitude and transitions between quiet and excited states in Rijke tube (Matveev 2003). Variation of heat supply rate:  $\blacktriangleright$ , increase;  $\blacktriangleleft$ , decrease. (b) Subcritical Hopf and fold bifurcations.

#### 4 Thermoacoustic Engines

Besides generally harmful thermoacoustic instabilities in rockets and burners, thermoacoustic oscillations can be also beneficially applied to convert heat into mechanical and then to electrical power or to pump heat. Novel devices developed for this purpose are known as thermoacoustic engines, which comprise both prime movers and refrigerators. In these systems, thermal interactions between oscillating gas parcels and solid surfaces is essential, and most devices of this sort employ some sort of porous material (called stack or regenerator) with large surface area. A schematic of a simple standing-wave engine is shown in Fig. 4. The acoustic power is generated in the stack in the presence of externally maintained, sufficiently large

temperature gradient. At the proper location of the stack inside the resonator, the heat is transported to gas parcels oscillating in the fundamental acoustic mode at the moment of their compression and extracted at the moment of rarefaction. Therefore, acoustic power is generated, according to Rayleigh criterion (Eq. 1). Besides simple standing-wave engines, more complicated and more efficient traveling-wave engines with closed loops, as well as cascade engines, have been introduced [31-33], some of which experimentally demonstrated high second-law efficiencies approaching 50%. With a source of acoustic power, it is also possible to invert the thermoacoustic process and pump heat from a low-temperature space to a high-temperature sink, thus producing refrigerating effect [34].

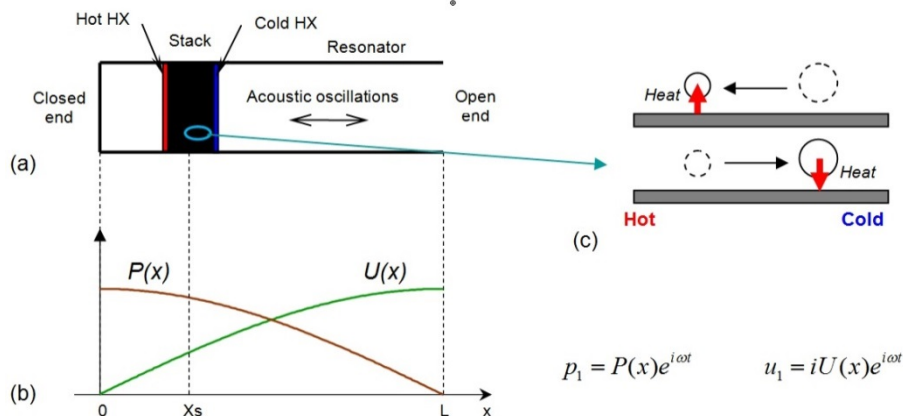


Figure 4. (a) Schematic of a standing-wave thermoacoustic engine. (b) Ideal acoustic pressure and velocity waveforms. (c) Thermal interaction between an oscillating gas parcel and stack plate with strong temperature gradient during one acoustic cycle.

The initial fundamental analysis of thermoviscous interactions between oscillating gas and solid surface was carried out by [28]. The adaptation of this linearized theory for practical calculations, development of a numerical software DELTAE (freely available), and construction and testing of prototype thermoacoustic systems was accomplished at Los Alamos National Laboratory [29], [30]. One of the major theoretical results is the acoustic power  $\dot{W}_{ac}$  produced by inviscid ideal

gas oscillating near a two-sided solid surface under a mean temperature gradient  $|\nabla T|$ ,

$$\dot{W}_{ac} = \frac{1}{2} \delta_k B L \omega \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{p_1^2}{p_0} \left( \frac{|\nabla T|}{|\nabla T_{cr,id}|} - 1 \right) \quad (7)$$

where  $B$  and  $L$  are the width and length of the plate, and  $p_1$  is the acoustic pressure amplitude.

The ideal critical temperature gradient  $|\nabla T_{cr,id}|$

and thermal penetration depth  $\delta_k$  in Eq. (8) are defined as follows,

$$|\nabla T_{cr,id}| = \frac{\omega p_1}{\rho_m c_p u_1} \quad (8)$$

$$\delta_k = \sqrt{\frac{2K}{\omega}} \quad (9)$$

where  $\rho_0$  is the mean density,  $c_p$  is the specific heat of the gas at constant pressure,  $u_1$  is the acoustic velocity amplitude, and  $K$  is the thermal diffusivity. The physical meaning of the thermal penetration depth is the length over which heat can propagate during one acoustic cycle. The critical temperature gradient  $\nabla T_{cr,id}$  corresponds to the condition of sound onset in the idealized system. These equations can be used to roughly evaluate the necessary temperature difference and the amount of acoustic power that can be generated. For more accurate estimations, one needs to account for viscous effects in the stack and acoustic losses in other system elements [35].

Although the linearized thermoacoustic theory is found to be in reasonably good agreement with experimental results, most practical thermoacoustic systems operate (or are expected to operate) in high amplitude regimes. Accordingly, new scientific and engineering challenges arise due to novel complex and interesting phenomena, such as nonlinearities, acoustic streaming, interface conditions, turbulence, transient regimes, integration with electroacoustic transducers, and so on. Investigations of some of these effects have started, but more experimental and computational studies are certainly required [36-39].

With regard to practical applications of thermoacoustic engines and refrigerators, thermoacoustic cryocoolers are already available on a commercial basis from several companies, such as Qdrive and Sunpower. Prototype thermoacoustic systems have been tested for a variety of applications, including natural gas liquefaction [40] remotely located power systems and refrigerators [41], devices for harvesting solar energy and waste heat [42], cooking stoves that can produce electricity and

cooling, and so on. There are also efforts aimed at developing miniature thermoacoustic engines that can provide power or cooling for remote sensors when a heat source is available, thus eliminating a need for battery replacement [43]. Figure 5 shows a demonstrator of a small-scale engine (similar to that in Fig 1c but without an electroacoustic transducer), as well as acoustic pressure amplitude measured inside the resonator.

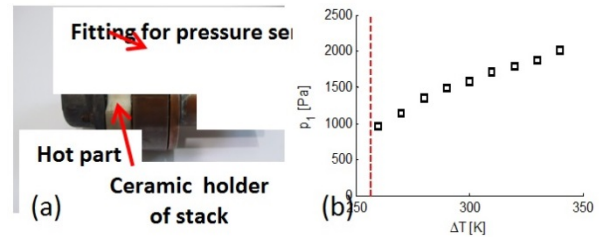


Figure 5. (a) A photograph of 67-mm-long standing-wave engine. (b) Acoustic pressure amplitude recorded as a function of the temperature difference across the stack. The dashed line corresponds to the sound onset (critical  $\Delta T$ ).

## 5 Concluding Remarks

Heat-sound interactions in acoustic resonators with heat release can result in excitation of acoustic modes. Amplitudes of these oscillations may grow up to the level detrimental or even dangerous for systems such as rocket motors or industrial burners. On the other hand, thermoacoustic motions can be harnessed to generate useful mechanical/electrical power from heat or to produce refrigeration effect. The fundamental physics of heat-sound interactions at low amplitudes is reasonably well understood, but many high-amplitude phenomena still represent challenges for practical control of thermoacoustic instabilities in combustors or for efficient heat-sound energy transformations in thermoacoustic engines. Hence, this area is attractive for future scientific investigations and technological developments. A variety of constructed prototypes of thermoacoustic devices demonstrate a potential promise for widespread application of thermoacoustic technology.

## References

- [1] Rayleigh, J.W.S., 1945, The Theory of Sound, Dover Publications, New York (re-issue).
- [2] Culick F.E.C., 1987, A note on Rayleigh's criterion, *Combustion Science and Technology*, 56, pp. 159-166.
- [3] Raun, R.L., Beckstead, M.W., Finlison, J.C., and Brooks, K.P., 1993, A review of Rijke tubes, Rijke burners and related devices, *Progress in Energy and Combustion Science*, 19, pp. 313-364.
- [4] Logan, P., Lee, J.W., Lee, L.M., Karagozian, A.R., and Smith, O.I., 1991, Acoustics of a low speed dump combustor, *Combustion and Flame*, 84, 93-109.
- [5] Garrett, S.L. and Backhaus, S., 2000, The power of sound, *American Scientist*, 88(6), 516-525.
- [6] Wang, L.V., 2008, Prospects of photoacoustic tomography, *Medical Physics*, 35, 5758.
- [7] Daschewski, M., Boehm, R., Prager, J., Kreutzbruck, M., and Harrer, A., 2013, Physics of thermo-acoustic sound generation, *Journal of applied Physics*, 114, 114903.
- [8] Matveev, K.I. and Hernandez, R., 2013, Early onset of sound in Rijke tube with abrupt contraction, 21st International Congress in Acoustics, Montreal, Canada, *Proceedings of Meetings on Acoustics*, 19, 045088.
- [9] Ward, W.C. and Swift, G.W., 1994, Design environment for low-amplitude thermoacoustic engines, *Journal of the Acoustical Society of America*, 95, pp. 3671-3672.
- [10] Harje, D.T. and Reardon, F.H., 1972, Liquid propellant rocket combustion instability, NASA SP-194.
- [11] Flandro, G.A., 1986, Vortex driving mechanism in oscillatory rocket flows, *Journal of Propulsion*, 2, pp. 206-214.
- [12] Natanzon, M.S., 1986, *Combustion Instability*, Mashinostroenie, Moscow.
- [13] Zinn, B. T. and Neumeier, Y., 1997, An overview of active control of combustion instabilities, 35th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, NV, AIAA paper No. 1997-461.
- [14] Candel, S., 2002, Combustion dynamics and control: Progress and challenges, *Proceedings of the Combustion Institute*, 29, 1-28.
- [15] Culick, F.E.C., 2006, Unsteady Motions in Combustion Chambers for Propulsion Systems, RTO AGARDograph AG-AVT-039.
- [16] Eisinger, F.L. and Sullivan, R.E., 2007, Prediction of thermoacoustic vibration of burner/furnace systems in utility boilers, ASME PVP Conference, San Antonio, TX, ASME Paper No. 2007-26090.
- [17] Angelberger, C., Veynante, D., and Egolfopoulos, F., 2000, LES of chemical and acoustic forcing a premixed dump combustor, *Flow, Turbulence and Combustion*, 65, 205-222.
- [18] Srinivasan, S., Ranjan, R., and Menon, S., 2015, Flame dynamics during combustion instability in a high-pressure, shear coaxial injector chamber, *Flow, Turbulence and Combustion*, 94(1), 237-262.
- [19] Pun, W., 2001, Measurements of Thermo-Acoustic Coupling, PhD Thesis, California Institute of Technology, Pasadena, CA, USA.
- [20] Kedia, K.S., Altay, H.M., and Ghoniem, A.F., 2011, *Proceedings of the Combustion Institute*, 33, 1113-1120.
- [21] Kedia, K.S., Altay, H.M., and Ghoniem, A.F., 2011, *Proceedings of the Combustion Institute*, 33, 1113-1120.
- [22] Culick, F.E.C., 1976, Nonlinear behavior of acoustic waves in combustion chambers, *Acta Astronautica*, 3, 714-757.
- [23] Merk, H.J., 1957, Analysis of heat-driven oscillations of gas flows, *Applied Scientific Research*, A 6, 402-420.
- [24] Crocco, L. and Cheng, S.-I., 1956, *Theory of Combustion Instability in Liquid Propellant Rocket*
- [25] Jung, S. and Matveev, K.I., 2010, Study of small-scale standing-wave thermoacoustic engine, *Journal of Mechanical Engineering Science*, 224(1), 133-141.
- [26] Juniper, M.P., 2011, Triggering in the horizontal Rijke tube: non-normality, transient growth and bypass, transition, *Journal of Fluid Mechanics*, 667, 272-308.
- [27] Kulkarni, R., Balasubramanian, K., and Sujith, R.I., 2011, Non-normality and its consequences in active control of thermoacoustic instabilities, *Journal of Fluid Mechanics*, 670, 130-149.
- [28] Rott, N., 1980, Thermoacoustics, *Advances in Applied Mechanics*, 20, 135-175.
- [29] Ward, W.C. and Swift, G.W., 1994, Design environment for low-amplitude thermoacoustic engines, *Journal of the Acoustical Society of America*, 95, 3671-3672.
- [30] Swift, G.W., 2002, Thermoacoustics: A Unifying Perspective for Some Engines and Refrigerators, Acoustical Society of America, Sewickley, PA.
- [31] Backhaus, S.N. and Swift, G.W., 2000, A thermoacoustic-Stirling heat engine: Detailed study, *Journal of the Acoustical Society of America*, 107, 3148-3166.
- [32] Gardner, D.L. and Swift, G.W., 2003, A cascade thermoacoustic engine, *Journal of the Acoustical Society of America*, 114, 1905-1919.
- [33] Tijani, M.E.H. and Spoelstra, S., 2011, A high performance thermoacoustic engine, *Journal of Applied Physics*, 110, 093519.
- [34] Swift, G.W., 2002, Thermoacoustics: A Unifying Perspective for Some Engines and Refrigerators, Acoustical Society of America, Sewickley, PA.
- [35] Wollan, J.J., Swift, G.W., Backhaus, S.N., and Gardner, D.L., 2002, Development of a thermoacoustic natural gas liquefier, AICHE Meeting, New Orleans, LA.

- [36] Berson, A., Michard, M., and Blanc-Benon, P., 2008, Measurement of acoustic velocity in the stack of a thermoacoustic refrigerator using particle image velocimetry, *Heat and Mass Transfer*, 44(8), 1015-1023.
- [37] Matveev, K.I., 2010, Unsteady model for standing-wave thermoacoustic engines, *Journal of Non-Equilibrium Thermodynamics*, 35(2), 85-96.
- [38] Matveev, K.I. and Jung, S., 2011, Modeling of thermoacoustic resonators with non-uniform medium and boundary conditions, *ASME Journal of Vibration and Acoustics*, 133(3), 031012.
- [39] Scalo, C., Lele, S.K., and Hesselink, L., 2015, Linear and nonlinear modeling of a theoretical travelling-wave thermoacoustic heat engine, *Journal of Fluid Mechanics*, 766, 368-404.
- [40] Wollan, J.J., Swift, G.W., Backhaus, S.N., and Gardner, D.L., 2002, Development of a thermoacoustic natural gas liquefier, AICHE Meeting, New Orleans, LA.
- [41] Yu, Z., Backhaus, S., and Jaworski, A.J., 2009, Design and testing of a travelling-wave looped-tube engine for low-cost electricity generators in remote and rural areas, 7<sup>th</sup> International Energy Conversion Engineering Conference, Denver, CO, AIAA Paper No. 2009-4540.
- [42] Gardner, D.L. and Howard, C.Q., 2009, Waste-heat-driven thermoacoustic engine and refrigerator, AAS Conference, Adelaide, Australia.
- [43] Symko, O. G., Abdel-Rahman, E., Kwon, Y. S., Emmi, M., and Behunin, R., 2004, Design and development of high frequency thermoacoustic engines for thermal management in microelectronics. *Microelectronics Journal*, 35, 185-191.



УДК 543.211

И.П. Завершинский,  
В.Н. Кнестяпин,  
Е.Я.Коган

Самарский государственный  
аэрокосмический университет имени  
академика С.П. Королева  
(национальный исследовательский  
университет) (СГАУ).

Московское шоссе, 34, г. Самара,  
443086, Россия

E-mail: ipzav63@mail.ru

## АКУСТИЧЕСКОЕ ПОЛЕ ТОНКОГО ТЕЛА В ПОТОКЕ НЕРАВНОВЕСНОГО ФЛУКТУИРУЮЩЕГО ГАЗА

Получены уравнения, описывающие структуру среднего акустического поля, источником которого служит хорошо обтекаемое тонкое тело в сверхзвуковом потоке неравновесного флуктуирующего газа. Найдена зависимость формы фронта ударных волн от соотношения между длиной волны и радиусом корреляции. Проведено сравнение полученных результатов с экспериментальными данными.

**Ключевые слова:** Обтекание; акустическое поле; неравновесность; нелинейность

### 1 Введение

Отдельный интерес в силу аэродинамических приложений вызывает задача описания эволюции и структуры ударной волны в газовой среде. Эта проблема подробно исследовалась в равновесных средах [1] и др. Однако в последнее время появилось значительное число работ, исследующих эволюцию и структуру ударной волны в разряде.

Естественной в неравновесной газоразрядной плазме представляется ситуация, при которой развитие рэлеевской неустойчивости приводит к усилению акустических волн малой амплитуды и ударных волн. Однако распространение ударных волн в неравновесных средах, прежде всего в частично ионизированной плазме, демонстрирует и другие черты, заметно отличающие их эволюцию от пути, очерченного выше. В акустически активных средах экспериментально наблюдаются следующие аномальные эффекты: ускорение ударных волн и немонотонность их фронта; заметное уменьшение амплитуды ударных волн при одновременном уширении их фронта, появление предвестников ударных волн [2-4] и др. Кроме того, на эксперименте наблюдается образование вихрей на фронте ударной волны [2], уменьшение волнового сопротивления [5], [6] и другие эффекты.

### 2 Постановка задачи и основные результаты

Задача определения структуры акустического поля, источником которого служит тонкое тело  $l_x/l_y \gg M$ , где  $l_x$  и  $l_y$  - продольный и поперечный масштаб тела, находящееся в сверхзвуковом потоке неравновесного газа, имеет важное значение, поскольку импульс, уносимый волнами, дает существенный вклад в силу сопротивления и подъемную силу при сверхзвуковом движении, формируя волновое сопротивление [6].

Анализ движения газа вдали от тонкого тела, при его движении в неравновесном газе, будем проводить при следующих стандартных предположениях. Рассматривается сверхзвуковое обтекание тонких тел при малых углах атаки однородным потоком неравновесного газа с невозмущенной скоростью  $\vec{v} = (U, 0, 0)$  при условии потенциальности возмущений его параметров (рисунок 1). Таким образом, предполагаются выполненными условия:  $M = v_0/u_s > 1$ ,  $l_x/l_y \gg M$  и  $\delta = l_y/l_x \ll 1$ , где  $l_{x,y}$  - эффективные длина и толщина тела,  $\delta$  - угол атаки,  $M = U/u_s$ ,  $u_s$  - скорость звука.

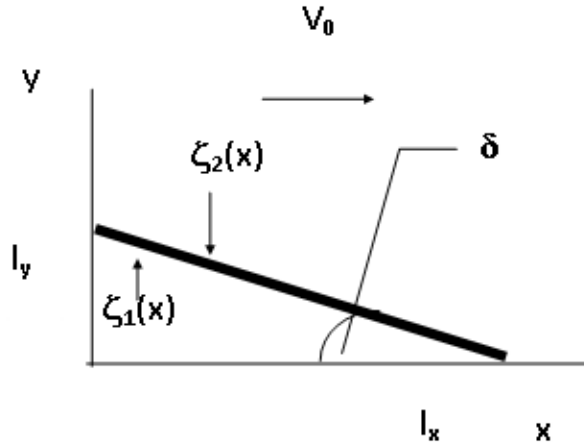


Рисунок 1. Поперечный разрез обтекаемого тела.

В качестве исходной будем рассматривать систему уравнений, включающую уравнения движения, непрерывности, состояния и уравнения для энергий поступательной и колебательной степеней свободы (для определенности зафиксируем тип внутренней степени свободы, выбрав колебательную степень свободы).

Последние три уравнения, записанные для возмущений давления и плотности газа  $P' = (P - P_0)/P_0$ ,  $\rho' = (\rho - \rho_0)/\rho_0$ , сводятся к одному [1]:

$$P' = u_\infty^2 \rho' + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 P_0}{\partial \rho_0^2} \rho'^2 - \kappa \left( \frac{1}{c_V} - \frac{1}{c_P} \right) \nabla \vec{v} + \frac{m u_\infty^2}{\tau} \int_{-\infty}^{\theta} \rho'(\theta') e^{-(\theta - \theta')/\tau} d\theta',$$

Положим  $v(x, y, t) = U + v'(x, y, t)$ ,  $\rho(x, y, t) = \rho_0 + \rho'(x, y, t)$ , и т.д., где  $v'$ ,  $\rho'$ ,  $P'$ ,  $T'$ ,  $\varepsilon' \sim \varepsilon^1 \ll 1$ , невозмущенная скорость потока параллельна оси  $x$ ,  $v' = \nabla \varphi$ .

Как указано в [7], движение газа вдали от тела, представляет собой звуковые волны. Акустическое поле, формируемое телом в потоке, нестационарно, если число Струхала мало:

$$Sh = \frac{U \omega^{-1}}{l_x} \ll 1.$$

Стационарное поле формируется, если число Струхала велико:  $Sh \gg 1$ , или дисперсионное соотношение для возмущений потока  $\omega = u_s k + U k$  допускает существование стационарных возмущений с  $\omega = 0$ .

Будем снова считать, что скорость звука содержит флуктуирующую компоненту  $u_s = u_s [1 + \zeta(\vec{r})]$ , где  $\vec{r} = (x, y)$ ,  $\zeta(\vec{r})$  - однородная случайная функция,  $\langle \zeta \rangle = 0$ . После серии стандартных преобразований, описанных в [2,6], для высокочастотных возмущений  $\omega t \gg 1$  с точностью до слагаемых  $\sim \varepsilon^2$  имеем

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} + U \frac{\partial}{\partial x} \right)^2 \varphi - u_\infty^2 (1 + \zeta(\vec{r}))^2 \nabla^2 \varphi = b \left( \frac{\partial}{\partial t} + U \frac{\partial}{\partial x} \right) \nabla^2 \varphi - \alpha_\infty u_\infty \varphi + R[\varphi],$$

где

$$R[\varphi] = \frac{1}{2u_\infty^2} \left( \frac{\partial}{\partial t} + U \frac{\partial}{\partial x} \right)^2 \frac{\partial \varphi}{\partial t} - \frac{1}{2u_\infty} \left( \frac{\partial}{\partial t} + U \frac{\partial}{\partial x} \right) (\nabla \varphi)^2 - \frac{\Psi_\infty - 1}{2u_\infty^2} \left( \frac{\partial}{\partial t} + U \frac{\partial}{\partial x} \right) \left[ \left( \frac{\partial}{\partial t} + U \frac{\partial}{\partial x} \right) \varphi \right]^2 - \nabla \left[ \nabla \varphi \left( \frac{\partial}{\partial t} + U \frac{\partial}{\partial x} \right) \varphi \right].$$

Представим функцию  $\varphi$  в виде суммы когерентной и флуктуирующей компонент  $\varphi = \langle \varphi \rangle + \varphi'$ , где  $\langle \varphi' \rangle = 0$ . Тогда в системе отсчета, движущейся со скоростью  $U$ ,  $t = t$ ,  $\xi = x - Ut$ ,  $y = y$  структура поля описывается парой связанных уравнений:

$$\frac{\partial^2 \langle \varphi \rangle}{\partial t^2} - u_\infty^2 \nabla_\xi^2 \langle \varphi \rangle = b \nabla^2 \frac{\partial \langle \varphi \rangle}{\partial t} - \alpha_\infty u_\infty \langle \varphi \rangle + R[\langle \varphi \rangle] + 2u_\infty^2 \langle \zeta \nabla_\xi^2 \varphi' \rangle + u_\infty^2 \langle \zeta^2 \rangle \nabla_\xi^2 \varphi$$

$$\frac{\partial^2 \varphi'}{\partial t^2} - u_\infty^2 \nabla_\xi^2 \varphi' = 2u_\infty^2 \zeta \nabla_\xi^2 \langle \varphi \rangle.$$

Решение уравнения (2) может быть получено методом функций Грина: выражение для  $\varphi'$  может быть записано в виде

$$\varphi'(\vec{r}_\xi, t) = G(\vec{r}_\xi, t) * 2\zeta(\vec{r}_\xi, t) \nabla_\xi^2 \langle \varphi \rangle.$$

Здесь  $\vec{r}_\xi = (\xi, y)$ .

Подставим соотношение (3) в уравнение (1). С принятой при получении (1) точностью это уравнение можно переписать в следующем виде

$$\begin{aligned} & \frac{\partial^2 \langle \varphi \rangle}{\partial t^2} - u_\infty^2 (1 + \sigma^2) \nabla_\xi^2 \langle \varphi \rangle = \\ & = b \nabla^2 \frac{\partial \langle \varphi \rangle}{\partial t} - \alpha_\infty u_\infty \langle \varphi \rangle + \\ & + R[\langle \varphi \rangle] + 4u_\infty^2 GB * \frac{\partial^2}{\partial t^2} \nabla_\xi^2 \langle \varphi \rangle \end{aligned} \quad (4)$$

исключив флуктуирующие величины и получив тем самым замкнутое уравнение, описывающее структуру осредненного акустического поля, излучаемого тонким телом в сверхзвуковом потоке неравновесного газа. Здесь

$$GB = \frac{\delta(t-t') B(\vec{r}_\xi - \vec{r}'_\xi)}{u_\infty^2} + F^{-1}[\Xi],$$

$B(\vec{r}_\xi - \vec{r}'_\xi) = \langle \zeta(\vec{r}_\xi) \zeta(\vec{r}'_\xi) \rangle$  - безразмерный коррелятор флуктуаций скорости звука, а функция  $\Xi$  в частном случае гауссовой корреляционной функции

$B = B_0 \exp(-|\vec{r}_\xi - \vec{r}'_\xi|^2 / L^2)$  имеет вид

$$\begin{aligned} \Xi = & \frac{\exp\left(\left(\frac{i u_\infty t}{L} - \frac{qL}{2}\right)\right) \operatorname{erfc}\left(\frac{i u_\infty t}{L} - \frac{qL}{2}\right)}{2u_\infty} + \\ & + \frac{\exp\left(\left(\frac{i u_\infty t}{L} + \frac{qL}{2}\right)\right) \operatorname{erfc}\left(\frac{i u_\infty t}{L} + \frac{qL}{2}\right)}{2u_\infty} \end{aligned} \quad ,$$

где  $L$  - радиус корреляции,  $q^2 = q_x^2 + q_y^2$ .

Эволюция среднего поля  $\langle \varphi \rangle$  в значительной степени зависит от величины  $L/\lambda$ , где  $\lambda$  - длина волны. При  $L/\lambda \ll 1$  подынтегральное слагаемое в (4) может быть разложено в ряд по степеням  $\vec{r}_\xi - \vec{r}'_\xi$ .

Используя асимптотическое представление функции  $\operatorname{erfc}(z)$ , приходим к уравнению

$$\begin{aligned} & \frac{\partial^2 \langle \varphi \rangle}{\partial t^2} - u_\infty^2 (1 + 3\sigma^2) \nabla_\xi^2 \langle \varphi \rangle = \\ & b \nabla_\xi^2 \frac{\partial \langle \varphi \rangle}{\partial t} - \alpha_\infty u_\infty \langle \varphi \rangle + \\ & + R[\langle \varphi \rangle] + (\mu_T, \nabla_\xi) \frac{\partial^2 \langle \varphi \rangle}{\partial t^2} \end{aligned} \quad (5)$$

где коэффициент турбулентной вязкости имеет вид

$$\mu_T = \frac{2}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} (\vec{r}_\xi - \vec{r}'_\xi) B |\vec{r}_\xi - \vec{r}'_\xi| d\vec{r}'_\xi.$$

При этих условиях характерная ширина фронта волны  $l \sim |\mu_T| \gg l_f$ , где  $l_f$  - длина свободного пробега, совпадающая по порядку величины с шириной фронта ударной волны в равновесном газе при тех же условиях.

Для оценки характерной длины затухания возмущения  $l_D$  заметим, что акустическое число Рейнольдса  $Re = M_s u_\infty / |\mu_T| \omega$  в рассматриваемых условиях мало  $Re \ll 1$ , в силу чего можно использовать стандартную процедуру поиска решения уравнения (5) [1]. В результате имеем оценку  $l_D \sim 2u_\infty^2 / |\mu_T| \omega^2$ .

Если рассеяние волны происходит на крупномасштабных вихрях с эффективным волновым числом  $k_\omega, k_x \gg k_\omega$ , то рассеяние происходит в основном на малые углы, так что зависимость от переменной  $u$  можно считать медленной. В этом случае эволюция ударной волны удовлетворяет уравнению

$$\begin{aligned} & \frac{\partial^2 \langle \varphi \rangle}{\partial t^2} - u_\infty^2 (1 + 3\sigma^2) \nabla_\xi^2 \langle \varphi \rangle = b \frac{\partial^3 \langle \varphi \rangle}{\partial t \partial \xi^2} - \\ & v_\infty \frac{\partial \langle \varphi \rangle}{\partial t} + R[\langle \varphi \rangle] + \\ & + \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial^3 \langle \varphi(\xi - \Xi, t - |\Xi|) \rangle}{\partial t \partial \xi^2} B(\Xi) d\Xi, \end{aligned}$$

где  $v_\infty = \alpha_\infty u_\infty$  - временной инкремент релеевской неустойчивости, рисунок 2.

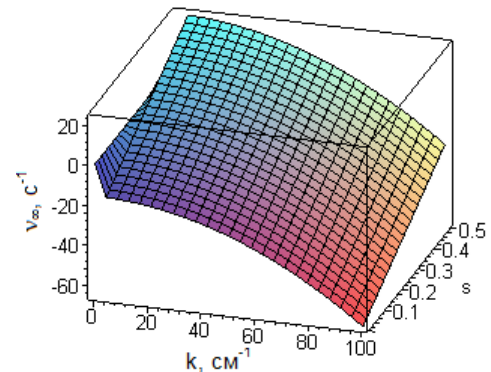


Рисунок 2. Зависимость акустического инкремента в колебательно возбужденном газе от волнового числа  $k$ , и степени неравновесности  $S$ .

Легко видеть, что при монотонно спадающей корреляционной функции  $B$  дисперсионная зависимость при достаточно больших волновых числах носит диссипативный характер:  $Im(\omega) > 0$ . При этом коэффициент турбулентной диссипации  $\sim M_s^2/k_y$  может существенно превышать коэффициент вязкостной диссипации  $b$ .

### 3 Заключение

Модели, полученные здесь, описывают более широкий класс явлений. Характер эволюции слабонелинейного начального возмущения в неравновесной флукутирующей газовой среде сильно зависит от степени неравновесности среды, спектра и начальной амплитуды возмущения, характера и степени турбулентности среды. Тот факт, что эволюция ударной волны в акустически активной среде зависит от множества управляющих параметров, проиллюстрирован выше и подтверждается экспериментально.

Действительно, в условиях [8,9]: тлеющий разряд в воздухе или азоте,  $P \sim 30$  Тор,  $M \sim 1.1-1.7$ ,  $\omega \sim 4-6 \cdot 10^4$  Гц,  $\tau \sim 3-5 \cdot 10^{-5}$  с,  $\alpha_\infty \sim 2 \cdot 10^{-3}$  см<sup>-1</sup> наблюдается некоторое увеличение амплитуды ударной волны при одновременном уширении ее фронта. В условиях данного эксперимента и флукутирующий фон и возмущение, распространяющееся в среде, имеют одинаковую природу - это акустические волны. В результате формируется стационарная акустическая турбулентность. Ударная волна, распространяющаяся по такой среде, усиливается, а ее рассеяние на флукутациях среды формирует турбулентную вязкость и приводит к уширению фронта волны на величину  $\Delta l \approx u_\infty^3/\mu\tau\omega^2 - u_\infty^3/\mu_\infty\omega^2$ . Напротив, в условиях [10] ударная волна  $M \sim 1.2-1.9$ , распространялась в среде, где турбулентные пульсации создавались шероховатостями на стенках рабочей камеры трубы и имели природу, отличную от природы ударной

волны. В результате наблюдалось одновременное ослабление и уширение фронта ударной волны.

Работа поддержана Минобрнауки РФ в рамках в рамках Программы повышения конкурентоспособности СГАУ на 2013-2020 гг. и Государственного задания вузам и научным организациям в сфере научной деятельности, проект № 608.

### Список использованных источников

- [1] Руденко, О.В. Теоретические основы нелинейной акустики [Текст] / О.В. Руденко, С.И. Солуян - М.: Наука, 1975. - 288 с.
- [2] Гридин, А.Ю. Структура ударной волны в плазме (выделение энергии запасенной в плазме разряда за ударной волной) [Текст] / А.Ю. Гридин, А.И. Климов // Химическая физика. 1993. - Т. 12. - № 3. - С. 363-365.
- [3] Макарян, В.Г. Слабые ударные волны в неравновесных средах с отрицательной дисперсией) [Текст] / В.Г. Макарян, Н.Е. Молевич // ЖТФ. - 2005. - Т. 75. - Вып. 6. - С. 13-18.
- [4] Галимов, Р.Н. Структура и бифуркации плоских ударных волн в колебательно-возбужденном газе с внешним источником накачки [Текст] / Р.Н. Галимов, Н.Е. Молевич // Известия РАН МЖГ. 2009. - №1. - С.188-202.
- [5] Бычков, В.Л. Расчетно-экспериментальное исследование сверхзвукового обтекания затупленного тела при наличии продольного электрического разряда [Текст] / В.Л. Бычков, Л.П. Грачев, И.И.Есаков и др. // Препринт ИПМ РАН. 1997. - №27. - 50 с.
- [6] Завершинский, И.П. Обтекание тел потоком неравновесного газа [Текст] / И.П. Завершинский, Е.Я. Коган // ТВТ. - 1999. - Т.37. - №5. - С. 779-783.
- [7] Ландау, Л.Д. Гидродинамика. [Текст] / Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц - М.:Наука,1988. - 736 с.
- [8] Климов, А.И. Распространение ударных волн в распадающейся плазме [Текст] / А.И. Климов, А.Н. Коблов, Г.И. Мишин, Ю.Л. Серов, К.В.Ходатаев, И.П. Явор // Письма в ЖТФ. - 1982. - Т. 8. - № 9. - С. 551-554.
- [9] Гридин, А.Ю. Распространение ударных волн в плазме тлеющего разряда [Текст] / А.Ю. Гридин, А.И. Климов, Н.Е. Молевич // ЖТФ. - 1993. - Т.63. - № 3. С.157-162.
- [10] Азарова, О.А. Взаимодействие ударной волны с пульсациями параметров потока [Текст] / О.А. Азарова, Е.А. Братникова, А.В. Самсонов, Л.С. Штеменко, Ф.В. Шугаев, В.Е. Яницкий // Вестник МГУ. Сер. 3. Физика. Астрономия. - 1996. - N 5. - С. 46-53. - № 6. С. 46-53.

**I.P. Zavershinskii, ACOUSTIC FIELD OF THIN BODY IN A FLOW OF  
V.N. Knestyapin, NONEQUILIBRIUM FLUCTUATING GAS  
E.Ya.Kogan**

Samara State Aerospace University  
34, Moskovskoye shosse, Samara,  
443086, Russia.  
ipzav63@mail.ru

*The equations describing the structure of the average acoustic field of well streamlined thin body in supersonic gas flow of the non-equilibrium random media are received. It is founded the dependence between shock wave front shape and relation of correlation radius and wave length. The results are compared with experimental data.*

**Keywords:** Streamline; acoustic field; non-equilibrium; non-linear

## References

- [1] Rudenko, O.V. (2013) *Theoretical Foundations of Nonlinear Acoustics*. Springer.
- [2] Gridin, A.Yu., Klimov, A.I. (1993) Shock wave structure in plasma (release of energy stored up in the discharge plasma behind the shock wave), *Russian Journal of Physical Chemistry B Focus on Physics*. 12(3), pp. 363-365.
- [3] Makaryan, V.G., Molevich, N.E. (2005) Weak shock waves in negative-dispersion nonequilibrium media, *Technical Physics*, 50(6), pp. 685-691.
- [4] Galimov, R.N., Molevich, N.E. (2009) Structure and bifurcations of plane shock waves in a vibrationally excited gas with an external pumping source, *Fluid Dynamics*, 44(1), pp. 158-169.
- [5] Bychkov, V.L., Grachev, L.P., Esakov, I.I. (1997) *Numerical and Experimental Investigation of Supersonic Flow around Blunt Body at the Existence of the Longitudinal Discharge*, KIAM Preprint № 27, p. 50
- [6] Zavershinskii, I.P., Kogan, E.Ya. (1999) Non-equilibrium gas flow around bodies, *High Temperature*, 37(5), pp. 779-783.
- [7] Landau, L.D., Lifshitz, E.M. (1987) *Fluid Mechanics*. Pergamon Press.
- [8] Klimov, A.I., Koblov, A.N., Mishin, G.I., Serov, Yu.L., Khodataev, K.V. (1982) The propagation of shock waves in a decaying plasma, *Tech. Phys. Letters*, 8(9), pp. 551-554.
- [9] Gridin, A.Yu., Klimov, A.I., Molevich, N.E. (1993) Propagation of shock waves in the glow discharge plasma, *Technical Physics*, 38(3), pp.157-162.
- [10] Azarova, O.A., Bratnikova, E.A., Samsonov, A.V., Shtemenko, L.S., Shugaev, F.V., Yanitskii, V.E. (1996) Interaction of shock wave with random flow parameters, 6, pp. 46-53.



УДК 621.373

**Е.В. Бурнаевская,  
В.Н. Гришанов**

Самарский государственный  
аэрокосмический университет  
имени академика С. П. Королёва  
(национальный исследовательский  
университет) (СГАУ)  
Московское шоссе, 34  
г. Самара, Россия,  
443086  
vladgrishanov@yandex.ru

## **ПРИМЕНЕНИЕ СТРУКТУРИРОВАННЫХ В ПРОСТРАНСТВЕ И ВРЕМЕНИ ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ В ВИБРОМЕТРИИ**

*Разработаны лазерные измерители виброперемещений, позволяющие одновременно фиксировать три пространственные компоненты перемещений поверхности – две угловые и одну поступательную. Для измерения угловых компонент перемещений используется зеркальная составляющая отраженного поверхностью излучения, а поступательной – диффузная. Импульсно-периодический режим работы лазера обеспечивает измерение частоты вибраций. Показано, что применение в виброметрах структурированных в пространстве и времени лазерных пучков, повышает быстродействие виброметров и расширяет номенклатуру измеряемых параметров.*

**Ключевые слова:** виброметрия, импульс, лазер, перемещение, поперечная структура лазерного пучка, временная структура лазерного пучка

### **1 Введение**

Механические колебательные процессы имеют большое значение в современной технике, применительно к которой многие виды механических колебаний называют вибрацией. Наличие таких колебаний может отражать исправное функционирование механизма (перемешивание и утрямбовка бетона, транспортировка и сортировка сыпучих тел, подача мелких деталей в поточном производстве, измельчение породы, забивка свай, вибропрокат, вибропрессование, виброочистка, виброабразивное упрочнение, бурение скважин и т.д. и т.п.), а может быть нежелательным и даже опасным явлением, сопровождающим его эксплуатацию (виброразрушение и износ, разъюстировка и шумы, профессиональные заболевания и т.д. и т.п.). Соответственно этому говорят о вибрации полезной или вредной. Во всех случаях как при полезном применении вибраций, так при борьбе с ней необходимо располагать экспериментально полученной информацией о параметрах, характеризующих вибрацию [1].

Бесконтактные оптические методы измерения вибраций выгодно отличаются от контактных отсутствием механической связи и, следовательно, влиянием зонда или датчика на объект измерений и измеряемые

параметры. Из известных трех групп оптических методов измерения вибраций: доплеровских, голографических и зеркальных, последние отличаются относительной простотой приборного обеспечения и интерпретации результатов, а также широким диапазоном измеряемых частот и амплитуд вибраций.

Траектория движения элемента колеблющейся поверхности содержит ценную информацию об особенностях колебательной системы и внешних воздействиях [2]. Так статистический анализ траекторий вершины режущего инструмента в трехмерном пространстве может помочь определить слабые области рабочего пространства станка, задать направления поиска недостатков его конструкции. Сравнивая характеристики траекторий, полученных в одинаковых условиях резания на разных станках, можно выявить причины разного качества получаемых поверхностей [3]. Передача вибрационных возмущений по механической структуре машины осуществляется упругими продольными и поперечными волнами (изгибными, сдвиговыми и пр.) [4].

Идентификация форм колебаний элементов конструкций требует измерений виброперемещений по нескольким пространственным координатам в последовательной или параллельной

постановке эксперимента [5]. Естественно, что параллельная постановка эксперимента возможна лишь при использовании многокомпонентных измерителей. Авторами были предложены два оригинальных лазерных измерителей виброперемещений, в которых реализован зеркальный метод [6], [7]. Источником измерительной информации являются диффузная и зеркальная компоненты отраженного от вибрирующей поверхности излучения.

Виброметры позволяют измерять параллельно две угловые и одну поступательную координаты элемента колеблющейся поверхности исследуемого объекта, а последний вариант [7] - также частоты колебаний. Оценке параметров и погрешностей последнего варианта виброметра и посвящена настоящая работа.

## 2 Структура лазерного виброметра

Структурная схема виброметра представлена на рисунке 1. Назначение

основных элементов и их взаимосвязи ясны из рисунка. Полупрозрачная пластина 2 служит для совмещения приёмного и передающего каналов. Полупрозрачная пластина 3 с матовой 4 и зеркальной 5 поверхностями закрепляется на объекте 14 матовой стороной 5 к вибрирующей поверхности.

Если в отраженном от колеблющегося объекта излучении содержатся достаточные для работы фотоприёмных устройств интенсивности диффузной и зеркальной компоненты, то она вообще не нужна, например, для окрашенного металлического проката. Телекамера 6 с объективом 7 и матричным фотоприёмником 8 образуют канал измерения угловых виброперемещений по зеркальной компоненте. Здесь матрица 8 устанавливается в фокальной плоскости объектива 7 для преобразования угловых перемещений в линейные.

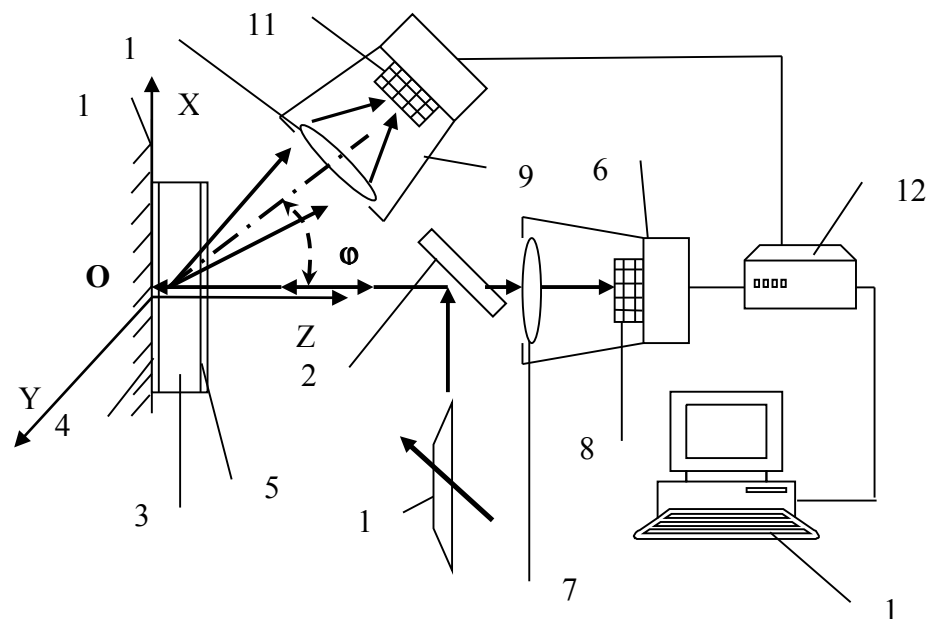


Рисунок 1. Структурная схема лазерного измерителя угловых и линейных виброперемещений: 1 – лазер с регулируемой частотой следования импульсов; 2, 3 – полупрозрачные пластины; 4 – матовая поверхность; 5 – зеркальная поверхность; 6, 9 – телекамеры; 7, 10 – объективы; 8, 11 – матричные фотоприёмники; 12 – двухканальное устройство сопряжения; 13 – ПЭВМ; 14 – вибрирующая поверхность

Телекамера 9 со своим объективом 10 и фоточувствительной матрицей 11 образуют канал измерения поступательных виброперемещений в направлении

падающего пучка широко распространённым триангуляционным методом [8]. Фоточувствительная матрица 11 телекамеры 9 установлена на расстоянии резкого изображения от объектива 10 пятна лазерного излучения на матовой поверхности 4. Оптическая ось телекамеры 9 составляет некоторый известный угол  $\varphi$  с полупрозрачной пластиной 3 и вибрирующей поверхностью 14, значение которого определяется расстоянием до поверхности 14 и амплитудой ее виброперемещений.

Таким образом, телекамера 6 фиксирует преимущественно зеркальную компоненту и служит датчиком угловых виброперемещений, в то время как телекамера 9 фиксирует преимущественно диффузную компоненту и служит датчиком поступательных виброперемещений. В результате в поле зрения каждой из телекамер, а, следовательно, и во введенном в ПЭВМ изображении с каждой из телекамер присутствует изображение лишь одного пучка, что существенно упрощает их обработку. Причем в подобной установке чувствительность к угловым перемещениям не зависит от чувствительности к поступательным.

Хотя в поле зрения телекамеры 6 присутствует диффузная компонента, но: а) она дефокусирована; б) её уровень для многих реальных поверхностей – проката, например, – много ниже зеркальной; в) то же достигается при использовании вспомогательной полупрозрачной пластины, фиксируемой на объекте, за счет оптимизации её отражательных свойств. Все три приведенные причины указывают на то, что интенсивность диффузной компоненты на фоточувствительной матрице телекамеры зеркального канала может быть снижена до уровня, когда легко осуществима амплитудная селекция зеркальной компоненты. Тут возможна и пространственная селекция, т.к. для получения высокой чувствительности к поступательным перемещениям необходимо работать с увеличением большим 1 в

диффузном канале. При расположении же фоточувствительной матрицы зеркального канала в фокальной плоскости объектива изображение создаваемое диффузной компонентой на ней всегда будет оставаться в центре. Наличие устройства сопряжения и ПЭВМ позволяет автоматизировать измерения амплитуд угловых и поступательных виброперемещений по изображениям. Элементы 1, 2 совместно с 6 – 11 обычно объединяются в единый оптико-механический блок.

### 3 Оценка погрешностей лазерного виброметра

Оптико-механический блок юстируется так, чтобы коллимированное излучение падало перпендикулярно зеркальной поверхности 5 полупрозрачной пластины 3. Тогда отраженное зеркальной поверхностью 5 полупрозрачной пластины 3 излучение будет распространяться вдоль оптической оси телекамеры 6 (телекамеры зеркального канала). Оптическая ось телекамеры 9 (диффузного канала) выставляется под заданным углом  $\varphi$  к нормали, восстановленной к вибрирующей поверхности.

Зеркальная компонента отраженного полупрозрачной пластиной 3 коллимированного излучения собирается объективом 7 телекамеры 6 на фоточувствительной площадке матричного фотоприёмника 8. Расположение фоточувствительной площадки матричного фотоприёмника 8 в фокальной плоскости объектива 7 позволяет преобразовывать угловые перемещения отраженного зеркальной поверхностью 5 полупрозрачной пластины 3, вызванные вибрациями, в смещения фокального пятна по фоточувствительной площадке матричного фотоприёмника, пропорциональные фокусному расстоянию объектива 7. Нормальное падение отраженного от полупрозрачного зеркала 2 лазерного пучка на вибрирующую поверхность и перпендикулярность оптической оси

объектива 7 к той же поверхности обеспечивает одинаковую чувствительность к угловым перемещениям поверхности 14 относительно двух взаимно перпендикулярных осей, лежащих в ее плоскости.

При наличии угловых колебаний поверхности 14 траектория лазерного пучка в фокальной плоскости объектива 7 будет описывать одну из фигур Лиссажу, которая при выборе частоты следования импульсов лазера 1 кратной частоте угловых колебаний распадется на систему точек. Размах фигур Лиссажу, рассчитанный ПЭВМ 13 по оцифрованным устройством сопряжения 12 изображениям при известном фокусном расстоянии объектива 7, и даст значения амплитуд угловых виброперемещений поверхности 14. Количество точек, на которые разбивается фигура Лиссажу, позволяет определить частоты угловых колебаний, в чём и проявляется преимущество структурированного во времени лазерного пучка в форме коротких импульсов излучения с перестраиваемым периодом следования.

Поступательные виброперемещения поверхности 14, имеющие отличную от нуля компоненту в направлении падающего лазерного пучка, вызовут перемещения изображения его следа на матовой поверхности 4 полупрозрачной пластины 3 по поверхности матричного фотоприёмника телекамеры 9. При высокой частоте виброколебаний по сравнению с кадровой частотой телекамеры изображение следа будет иметь форму отрезка. Длина отрезка вместе с известным углом  $\varphi$  и параметрами объектива 10 являются исходными данными для расчета амплитуды линейных виброперемещений в направлении оптической оси падающего на поверхность лазерного пучка с помощью ПЭВМ 13. При этом длина отрезка определяется по оцифрованным устройством сопряжения 12 изображениям также с использованием ПЭВМ 13. Выбор частоты следования импульсов лазера 1 кратной частоте поступательных виброперемещений, также

приведёт к разбиению отрезка на систему точек, количество которых при известной частоте следования импульсов лазерного излучения позволит определить частоту поступательных вибраций исследуемого участка поверхности.

При перемещении поверхности объекта 14 в направлении оптической оси падающего пучка на расстояние  $h$  перемещение пятна в пространстве предметов объектива 10 телекамеры 9 составит  $v$ . В случае плоской поверхности перемещения  $h$  и  $v$  связаны простым соотношением:

$$h = v \cdot \operatorname{ctg} \varphi; \quad (1)$$

которое и является исходным для оценки погрешности измерения амплитуды поступательных виброперемещений. Соотношение (1) следует из рассмотрения рисунка 2.

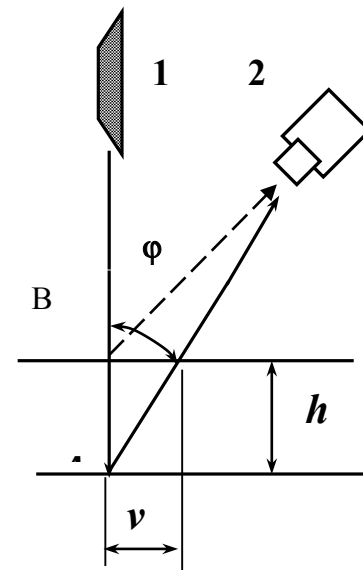


Рисунок 2. Геометрия измерения поступательных перемещений: 1 – лазерный модуль; 2 – телекамера канала поступательных перемещений; А – положение пятна излучения на поверхности в начальном её положении; В – положение пятна на смещённой поверхности;  $h$  – смещение поверхности;  $v$  – смещение пятна в поле предметов;  $\varphi$  – угол между оптическими осями лазерного пучка и объектива телекамеры

Абсолютная погрешность метода измерений поступательных перемещений, как погрешность косвенных измерений, стандартно описывается следующим выражением, учитывающим вклад двух составляющих, первая из которых обусловлена измерением смещения лазерного пятна по вибрирующей поверхности, а вторая – погрешностью установки угла между оптическими осями зондирующего пучка и объектива 10 телекамеры 9:

$$\Delta h = \sqrt{2\left(\frac{\partial h}{\partial v} \Delta v\right)^2 + \left(\frac{\partial h}{\partial \varphi} \Delta \varphi\right)^2} = \sqrt{2 \cdot \operatorname{ctg}^2 \varphi \cdot \Delta v^2 + \frac{v^2}{\sin^4 \varphi} \Delta \varphi^2} \quad (2)$$

где  $\Delta v$  – абсолютная погрешность измерения смещения лазерного пятна по поверхности объекта;  $\Delta \varphi$  – абсолютная погрешность измерения угла между оптическими осями телекамеры и коллимированного лазерного пучка. Поскольку поступательное перемещение объекта измеряется по двум положениям лазерного пятна на его поверхности, то слагаемое, обусловленное погрешностью  $\Delta v$  входит в выражение (2) с коэффициентом 2.

Корректнее качество результатов измерений характеризует не абсолютная величина погрешности  $\Delta h$ , а ее отношение к измеряемой величине  $\Delta h/h$  – относительная величина ошибки. Воспользовавшись определением относительной погрешности и подставив (1) в (2), получим выражение для относительной погрешности:

$$\frac{\Delta h}{h} = \sqrt{2\left[\left(\frac{\Delta v}{v}\right)^2 + \left(\frac{\sqrt{2} \cdot \Delta \varphi}{\sin 2\varphi}\right)^2\right]} \quad (3)$$

Оценим вклад каждого слагаемого выражения (3) в искомую погрешность. Т.к. это выражение представлено в относительных единицах, то первое

слагаемое  $(\Delta v/v)^2$ , которое в данном случае характеризует предметную область, можно перевести в плоскость изображений – плоскость матричного фотоприемника. Геометрические искажения, вносимые объективом телекамеры, с одной стороны, должны являться предметом самостоятельного исследования и, с другой стороны, оставаясь жесткими, они компенсируются на этапе обработки изображений [9]. Тогда выражение (3) примет следующий вид:

$$\frac{\Delta h}{h} = \sqrt{2\left[\left(\frac{\Delta w}{w}\right)^2 + \left(\frac{\sqrt{2} \cdot \Delta \varphi}{\sin 2\varphi}\right)^2\right]} \quad (4)$$

где  $\Delta w$  – погрешность измерения координат энергетического центра изображения лазерного пятна на фоточувствительной площадке матричного фотоприемника; а  $w$  – смещение координат энергетического центра изображения пучка на фоточувствительной матрице. Погрешность измерения координат энергетического центра изображения лазерного пятна на фоточувствительной площадке матричного фотоприемника  $\Delta w$  зависит от разрешающей способности фоточувствительной ПЗС-матрицы телекамеры, алгоритма обработки изображений и условий проведения эксперимента.

Опираясь на результаты работы [10], можно говорить о том, что погрешность измерения координат при подсветке контролируемой поверхности объектов с изотропной структурой в производственных условиях составляет в среднем 0,2 пк. В других источниках [11], можно найти данные, что при оптимизации значений мощности излучения и использовании оптических схем с дополнительным опорным пучком, удается достичь пространственного разрешения, исчисляемого сотыми долями размера одного фоточувствительного элемента матричного фотоприемника, в частности, равного 0,02 пк.



Высокоразрешающие ПЗС-матрицы телекамер дают число элементов разложения изображения  $1300 \times 1030$  пк [12]. В цифровых фотоаппаратах это число может достигать 22 мегапикселей и при отношении сторон 2/3 получается почти 4000 элементов в одной строке. В последнем случае, при  $\Delta w = 0,2$  и  $w = 4000$ , относительная погрешность в измерении координат может быть минимизирована до значения  $(\Delta w/w)^2 = 2,5 \cdot 10^{-9}$ . Среднеразрешающие телекамеры, например, телекамера SK-1004 имеет число элементов разложения  $576 \times 360$  [13], что дает  $(\Delta w/w)^2 = 3,086 \cdot 10^{-7}$ .

Для измерения угла между осью диаграммы направленности лазерного пучка и оптической осью телекамеры  $\varphi$  можно использовать теодолит. Теодолиты изготавливают со средней квадратической ошибкой при измерении горизонтальных углов от  $0,5''$  (у высокоточных) до  $30''$  (у технических) [14]. Если взять за основу теодолит средней точности 2Т2, для которого  $\Delta\varphi = 2'' = 9,696 \cdot 10^{-6}$  рад, то при измерении с его помощью угла  $\varphi$  теодолитом типа 2Т2, получаем  $[2(\Delta\varphi / \sin\varphi)^2] = 1,88 \cdot 10^{-10}$ . Для технического теодолита при  $\Delta\varphi = 30'' = 1,454 \cdot 10^{-4}$  рад и  $[2(\Delta\varphi / \sin\varphi)^2] = 4,228 \cdot 10^{-8}$ . Следовательно, для любого фотоприемного устройства можно подобрать соответствующий угломер, чтобы вклад погрешности измерения угла падения коллимированного пучка не превышал погрешности измерения координат энергетического центра изображения пучка.

Поскольку из сильного неравенства:

$$(\Delta w/w)^2 \gg [(2^{0,5} \cdot \Delta\varphi) / \sin 2\varphi]^2 \quad (5)$$

следует, что измерения практически всегда можно выполнять в условиях, когда погрешность координат энергетического центра изображения будет превалировать, то интервал относительных погрешностей будет иметь границы:

$$\Delta h/h = 2^{0,5} (\Delta w/w), \quad (6)$$

что для 22-мегапиксельной телекамеры даёт  $3 \cdot 10^{-4}$  и  $10^{-3}$  – для среднеразрешающей. Откуда видна нерациональность использования высокоразрешающих телекамер, т.к. увеличение числа пикселей изображения с  $576 \times 360 = 0,2$  Мпк до 22 Мпк приводит лишь к трёхкратному снижению погрешности измерения при возрастании объема обрабатываемой информации на два порядка. Более рациональный путь состоит в поиске и синтезе оптических схем, не требующих фотоприемников с предельным пространственным разрешением, и алгоритмов субэлементного разрешения.

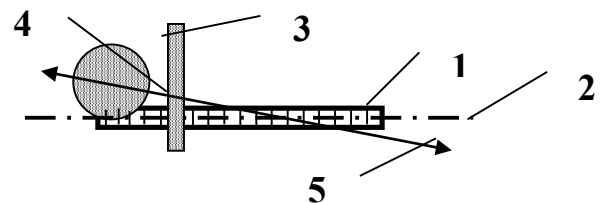


Рисунок 3. Погрешности настройки триангуляционной ЛСИГП: 1 - фоточувствительная линейка; 2 - центровая линия линейки; 3 - структурированный лазерный пучок в форме отрезка; 4 - коллимированный лазерный пучок; 5 - траектория перемещения изображения лазерного пучка при смещении объекта измерения

При измерении поступательных виброперемещений возможно использование высокого пространственного разрешения без значительного увеличения количества обрабатываемых элементов изображения. Как упоминалось выше, траектория изображения лазерного пятна на диффузной вибрирующей поверхности представляет собой отрезок прямой, поэтому для измерения длины этого отрезка достаточно линейного, а не матричного фотоприёмника. Современные ПЗС или КМОП линейки содержат до 4096 и более элементов на одном кристалле, т.е.  $(\Delta h/h) \sim 10^{-4}$  будет выполняться с опросом всего  $10^4$  элементов, что позволяет измерять параметры колебания шпинделей станков в реальном масштабе времени [15].

При воплощении канала измерения поступательных виброперемещений следует

учитывать скрещенность оптических осей лазера и фотоприёмного устройства и отклонение траектории перемещения изображения лазерного пучка от центральной линии фотоприёмной линейки. Рисунок 3 демонстрирует преимущество структурированного лазерного пучка в форме отрезка по сравнению с традиционной формы пучка.

#### **4 Перспективные области применения и элементная база многокомпонентного лазерного виброметра**

Зеркальные методы конкурентоспособны с интерферометрическими в области относительно больших перемещений по сравнению с длиной волны зондирующего электромагнитного излучения оптического диапазона. Поэтому рассматриваемый многокомпонентный лазерный виброметр предназначен, в первую очередь, для измерения виброперемещений оболочечных элементов: кожухов двигателей, стенок газо- и гидропроводов, где поступательные перемещения имеют величину  $\sim 1$  мм, а угловые достигают  $5^\circ$ .

Относительные высокие амплитуды измеряемых виброперемещений приводят к оценке дистанции до оптико-механического блока прибора в 35 – 120 мм, которая, в первую очередь, определяется требуемым увеличением  $\sim 10$  в канале измерения поступательных перемещений исходя из характерного линейного размера современной фоточувствительной матрицы или линейки  $\sim 10$  мм и измеряемого перемещения  $\sim 1$  мм. Здесь, с учётом переменной дистанции, оптимально использовать короткофокусные объективы с переменным фокусным расстоянием, например, типа CANON EF 11-24 mm F/4.0L USM.

Максимальная дистанция в 120 мм позволяет и для измерения угловых виброперемещений с размахом в  $5^\circ$  использовать серийные объективы с входной апертурой 10 мм и более. Требуемое фокусное расстояние объектива канала

измерения угловых виброперемещений составит  $\sim 100$  мм.

Предложений по камерам с матричными и линейными фоточувствительными датчиками сейчас очень много. Неплохие параметры демонстрируют камеры белорусской фирмы ОРМИНС. Во-первых, эти камеры позиционируются, как измерительные; во-вторых, совокупность параметров, заявляемая производителем, легко пересчитывается в погрешности измерения в предметной области их конкретного применения.

Учитывая невысокие требования к когерентности излучения в зеркальных методах измерения вибраций и небольшие расстояния от прибора до объекта, вполне обоснованным представляется использование в описываемом виброметре лазерных модулей на основе полупроводниковых лазеров с мощностью излучения  $\sim 1$  мВт. В них удачно сочетаются такие технические и эксплуатационные параметры, как структура поперечного сечения пучка, низковольтное электропитание, надёжность полупроводниковой электроники, прямая модуляция мощности излучения током накачки, низкая стоимость.

В каталогах фирм производителей оптико-электронных компонентов, как правило, присутствуют лазерные модули со структурированным лазерным пучком в форме отрезка прямой, например, LG-H635-4-5, лазерные модули с внешней импульсной модуляцией мощности излучения, например, KLM-M650-4-5 с максимальной частотой модуляции 500 кГц и т.п. Их спектр излучения принадлежит видимому диапазону, что обеспечивает удобство позиционирования прибора по отношению к объекту, хотя при необходимости можно подобрать аналоги, излучающие в инфракрасном диапазоне. Здесь следует отметить, что мощность излучения практически любого полупроводникового лазера легко модулируется током накачки до частот в десятки мегагерц, чем и решается задача измерения вибраций механических

конструкций многокомпонентным лазерным виброметром.

## 5 Заключение

Предложена оптическая схема лазерного виброметра, которая позволяет одновременно измерять три компоненты виброперемещений – две угловые и одну поступательную, а также их частоты. Для измерения поступательных смещений вибрирующей поверхности используется диффузная компонента отраженного ею излучения, а угловых – зеркальная. Пространственные координаты отраженного излучения фиксируются двумя многоэлементными фотоприёмниками, по выходным сигналам которых и рассчитываются перемещения методами обработки изображений.

Показано, что использование структурированного в пространстве лазерного пучка, форма поперечного сечения которого представляет собой отрезок, упрощает юстировку оптико-механического блока относительно вибрирующей поверхности. Структурированное во времени лазерное излучение в форме коротких импульсов с регулируемой частотой следования делает возможным измерение частот пространственных компонент вибраций вплоть до десятков и сотен мегагерц.

Оптико-механический блок лазерного виброметра при использовании современных твердотельных матричных фотоприёмников и лазерных модулей с полупроводниковыми лазерами получается компактным и технологичным в изготовлении и применении.

Работа выполнена при государственной поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках реализации мероприятий Программы повышения конкурентоспособности СГАУ среди ведущих мировых научно-образовательных центров на 2013-2020 годы.

## Список использованных источников

- [1] Иориш, Ю.И. Виброметрия. Измерение вибрации и ударов. Общая теория, методы и приборы [Текст] / Ю.И. Иориш – М.: Машиностроение, 1963. – 773 с.
- [2] Добрынин, С.А. Методы автоматизированного исследования вибрации машин: Справочник [Текст] / С.А. Добрынин, М.С. Фельдман, Г.И. Фирсов – М.: Машиностроение, 1987. – 224 с.
- [3] Козочкин, М.П. Аттракторы при резании и перспективы их использования в диагностике [Текст] / М.П. Козочкин, Ф.С. Сабилов // Измерительная техника, 2009. - № 2. – С. 37 – 41.
- [4] Шахматов, Е.В. Комплексное решение проблем динамики и виброакустики [Электронный ресурс] / Е.В. Шахматов // Динамика и виброакустика, 2014. - № 2. – С. 1 – 10.
- [5] Сабилов, Ф.С. Диагностика станков с использованием трёхкомпонентных датчиков вибрации [Текст] / Ф.С. Сабилов // Контроль. Диагностика, 2012. - № 12. – С. 66 – 72.
- [6] Гришанов, А.В. Лазерный измеритель амплитуды угловых и линейных виброперемещений [Текст] / А.В. Гришанов, В.Н. Гришанов – Патент РФ № 2324906 С2, М.кл. G01H 9/00. Бюл. 20.05.2008, № 14.
- [7] Гришанов, В.Н. Лазерный измеритель амплитуд и частот линейных и угловых виброперемещений. [Текст] / В.Н. Гришанов, Е.В. Гришанова, И.Р. Нигматулин, Ю.А. Христофорова. - Патент на полезную модель РФ № 121567 U1, М.кл. G01H 9/00. Бюл. 27.10.2012, № 30.
- [8] Дёмкин, В.Н. Лазерные технологии при измерении геометрии поверхности сложной формы (обзор) [Текст] / В.Н. Дёмкин, В.Е. Привалов. - Вестник СПбО АИН. Вып. 5. – СПб.: СПбГПУ, 2008. – С. 138 – 187.
- [9] Мошкин, В.И., Техническое зрение роботов [Текст] / В.И. Мошкин, А.А. Петров, В.С. Титов, Ю.Г. Якушенков. Под ред. Ю.Г. Якушенкова. – М.: Машиностроение, 1990. – 272 с.
- [10] Шлычков, В.И. Исследование точностных характеристик алгоритмов измерения координат в триангуляционных устройствах [Текст] / В.И. Шлычков // Оптический журнал. – 2005. – Т. 72. - № 6. – С. 73 – 76.
- [11] Гришанов, А.В. Применение в автоматизированных системах лазерных измерений алгоритмов обработки двух пучков на одном кадре изображения [Текст] / А.В. Гришанов, В.Н. Гришанов, В.И. Мордасов. - Тез. докл. III Всероссийской научно-практической конференции "Решетневские чтения". - Красноярск: САА, 1999. - С. 23 - 24.
- [12] Иванов, В.С. Основы оптической радиометрии [Текст] / В.С. Иванов и др.; под ред. проф. А.Ф. Котюка. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2003. – 544 с.

[13] Волков, В.Г. Сверхвысокочувствительные телевизионные системы [Текст] / В.Г. Волков // Специальная техника. – 2002. - № 4. – С. 2 – 11.

[14] Захаров, А.И. Геодезические приборы: Справочник [Текст] / А.И. Захаров - М.: Недра, 1989. - 314 с.

[15] Юркевич, В.В. Адаптированный контроль геометрических параметров [Текст] / В.В. Юркевич, А.А. Митропольский // Контроль. Диагностика, 2015. - № 5. – С. 51 – 53.

## **APPLICATIONS OF STRUCTURED IN SPACE AND TIME LASER BEAM IN VIBROMETER**

**Ekaterina V. Burnaevskaja,  
Vladimir N. Grishanov**

Samara State Aerospace University  
(SSAU)  
34, Moskovskoe shosse, Samara,  
443086, Russian Federation  
vladgrishanov@yandex.ru

*Developed laser meters vibratory, allowing simultaneous capture of three spatial components displacement surface - two corner and one progressive. To measure the angular displacement components used mirror component reflected by the surface of the radiation, and translational - diffuse. Repetitively pulsed mode laser provides a measurement of the frequency of vibration. It is shown that a primation in vibrometers structured in space and time of the laser beams, the performance of vibration meters and extends the range of the measured parameters.*

**Key words:** *vibrometry; pulse; laser; displacement; transverse structure of the laser beam; the temporal structure of the laser beam*

### **References**

- [1] Iorish, Y.I. (1963), "Vibrometry. Measurement of vibration and shock. General theory, methods and instruments" [Vibrometrija. Izmerenie vibracii i udarov. ObShhaja teorija, metody i pribory], Mashinostroenie, Moscow.
- [2] Dobrynin, S.A. (1987), "Methods of automated study of machine vibration" [Metody avtomatizirovannogo issledovaniya vibracii mashin: Spravotchnik], Mashinostroenie, Moscow.
- [3] Kozotchkin, M.P. (2009), "Attractors in cutting and prospects of their use in the diagnosis" [Attraktory pri rezanii i perspektivy ih ispolzovaniya v diagnostike], Izmeritel'naja tehnika, № 2, pp. 37 – 41.
- [4] Shahmatov, E.V. (2014) "A comprehensive solution to the problems of dynamics and vibroacoustics" [Kompleksnoe reshenie problem dinamiki i vibroakustiki], Dinamika i vibroakustika, № 2, S. 1, p. 10.
- [5] Sabirov, F.S. (2012) "Diagnostic tools using three-component vibration sensors" [Diagnostika stankov s ispolzovaniem trehkomponentnyh datchikov vibracii], Kontrol. Diagnostika, № 12, pp. 66 – 72.
- [6] Grishanov, A.V. (2008) "Laser measuring the amplitude of the angular and linear vibratory" [Lasernyj izmeritel amplitudy uglovyyh i linejnyh vibroperemeShhenij], Patent RF № 2324906 C2, M.kl. G01H 9/00. Byl. 20.05.2008, № 14.
- [7] Grishanov, V.N. (2012) "Laser measuring amplitude and frequency linear and angular vibratory" [Lasernyj izmeritel amplitud i tchastot linejnyh i uglovyyh vibroperemeShhenij], Patent na poleznuy model RF № 121567 U1, M.kl. G01H 9/00. Byl. 27.10.2012, № 30.
- [8] Demkin, V.N. (2008) "Laser technology in the measurement of the surface geometry of complex shape" [Lazernye tehnologii pri izmerenii geometrii poverhnosti sloznoj formy], Vestnik SPbO AIN. Vyp. 5. – Saint-Petersburg, pp. 138 – 187.
- [9] Moshkin, V.I. (1990), "The technical vision of robots" [Tehnicheskoe zrenie robotov], Mashinostroenie Moscow.
- [10] Shlytchikov, V.I. (2005) "Study accuracy characteristics of algorithms in coordinate measuring triangulation devices" [Issledovanie tochnostnyh harakteristik algoritmov izmerenija koordinat v triangulacionnyh ustrojstvah], Optic journal, T. 72. - № 6. – S, pp. 73 – 76.
- [11] Grishanov, A.B., Grishanov B.H., Mordasov V.I. (1999) "The use of automated systems, laser measurement algorithms of the two beams in one frame image" [Primenenie v avtomatizirovnyh sistemah lazernyyh izmerenij algoritmov obrabotki dvuh putchkov na odnom kadre izobrazenija] III Vserossijskoj nauchno-prakticheskoy konferencii "Reshetnevskije tchtenija", Krasnojarsk: SAA, pp. 23 - 24.
- [12] Ivanov, V.S. (2003) "Fundamentals of optical radiometry" [Osnovy opticheskoy radiometrii], Moscow, FIZMATLIT.
- [13] Volkov, V.G. (2002) "Ultra High-TV systems" [Sverhvyssokotchuvstvitelnye televizionnye sistemy], Special Technics № 4.
- [14] Zaharov, A.I. (1989) "Geodetic instruments: Directory" [Geodezicheskije pribory: Spravotchnik], Moscow.
- [15] Yurkevich, V.V., Mitropolski A.A. (2015), "Adaptive control of geometrical parameters" [Adaptivnii control geometricheskikh parametrov], pp. 51 – 53.

**В.И. Мордасов,  
Н.А. Сазонникова**

Самарский государственный  
аэрокосмический университет  
Московское шоссе, 34,  
г. Самара, Российская Федерация,  
443086  
nasazonnikova@yandex.ru

**Д.Н. Гребнев**

ОАО «РКЦ «Прогресс»  
ул. Земеца, д.18, г. Самара,  
Российская Федерация, 443009  
mail@progress.samara.ru

## **ЛАЗЕРНО-ВИБРАЦИОННАЯ ДЕФЕКТОСКОПИЯ МНОГОСЛОЙНЫХ СОТОВЫХ ОБОЛОЧЕК С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ЭФФЕКТА ОБРАТНОЙ СВЯЗИ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ЛАЗЕРАХ**

*Композиционные материалы, обладающие уникальным комплексом физико-механических характеристик, все шире применяются в аэрокосмической промышленности. Поскольку традиционные способы выявления дефектов не всегда оказываются достаточно производительными и чувствительными, актуальной задачей является разработка методов и средств контроля изделий из композиционных материалов. Целесообразно использовать методы виброакустической диагностики, которая позволяет не только обнаружить дефекты, но и распознавать их. Для исключения дрейфа рабочих характеристик измерительной системы и повышения её чувствительности целесообразно совмещение функций источника излучения и приемника в одном элементе при использовании автодинной системы на основе полупроводникового лазера. Использование высших спектральных гармоник автодинного сигнала позволяет определять расстояния до объекта и амплитуду перемещений и вибраций.*

**Ключевые слова:** многослойная сотовая оболочка, дефекты внутренней структуры, лазерно-вибрационный метод; автодинный сигнал

### **1 Введение**

Композиционные материалы, обладающие уникальным комплексом физико-механических характеристик, все шире применяются в различных отраслях промышленности, особенно в аэрокосмической. Композиты, обладающие высокими прочностными свойствами, позволяют сочетать низкую плотность и высокие прочностные характеристики материала, что обеспечивает более высокие характеристики удельной прочности по сравнению с некомпозиционными материалами [1], [2].

В отличие от однородных материалов, композиты обладают сложной гетерогенной структурой, разными свойствами сотового заполнителя и обшивки, большим количеством границ раздела слоев и связующего материала. Наличие столь сложной структуры, с одной стороны, позволяет достигать высоких

эксплуатационных свойств, с другой стороны, обуславливает необходимость контроля ее состояния из-за наличия повреждений и дефектов. Несмотря на наличие большого числа современных методов на эксплуатирующих предприятиях сотовые конструкции (СК) контролируются преимущественно при помощи метода свободных колебаний (простукивание изделия с регистрацией изменений характера звука на слух). Это связано с тем, что новейшие средства неразрушающего контроля (НК) требуют как значительных финансовых затрат, связанных с их приобретением, так и существенно увеличивают трудоёмкость выполняемых работ. В связи с этим современные средства используются лишь для уточнения размеров дефектов при ремонте.

Ранее была показана возможность применения лазерно-вибрационного метода для выявления дефектов сотовых

конструкций (СК) по результатам измерения параметров вибрационного процесса [3].

Цель данной работы – показать возможность использование автодинной системы с полупроводниковым лазером для определения амплитуды перемещений и вибраций поверхностей, а также для лазерно-вибрационной дефектоскопии многослойных сотовых конструкций и обосновать возможность определения параметров вибрации по результатам проведенных измерений.

## 2 Анализ существующих методов контроля. Требования к методу

В настоящее время выявление или пропуск дефекта СК полностью зависит от личных способностей персонала проводящего оперативный контроль воздушного судна, т.е. регламентируется человеческим фактором.

Для эффективного решения задач прогнозирования технического состояния (ТС) и остаточного ресурса систем, повышения их долговечности актуальными являются: совершенствование методов и средств НК контроля ТС; автоматизация сбора, обработки и хранения эксплуатационной информации; разработка и ведение базы данных мониторинга ТС систем; формирование перечня критичных с точки зрения надежности элементов исследуемых систем для контроля; детальная проработка перечня контролируемых параметров, мест, методов и технологий измерений, приборов для контроля и их класс точности, периодичность контроля [4], [5].

Поскольку традиционные способы выявления дефектов (например, ультразвуковой) не всегда оказываются достаточно производительными и чувствительными, а, кроме этого, требуют обеспечения всестороннего доступа ко всем

частям изделий, актуальной задачей является разработка методов и средств контроля изделий из композиционных материалов. Недостатками ультразвукового контроля являются: необходимость использования контрольных образцов с заранее смоделированными дефектами; субъективность определения границ и размеров дефекта, связанных с субъективностью и квалификацией инженера - дефектоскописта; ограниченность метода при контроле углеродсодержащих КМ вследствие сложности аппаратурного разрешения отраженных от различных границ раздела компонентов эхо-сигналов; ограниченная производительность измерений.

Методы неразрушающего контроля изделий из углеродсодержащих композиционных материалов должны соответствовать следующим требованиям [1-4]:

- требуемая информативность о наличии дефектов (поверхностных и глубинных);
- определение вида дефектов и повреждений (трещины, каверны (пустоты), расслоения, инородные включения и т.д.);
- определение координат, размеров, глубины залегания дефектов.

Значительный интерес представляют оптические методы контроля, благодаря бесконтактному получению первичной информации и возможности проводить измерения *in situ* в процессе нагружения. Так, например, с помощью метода корреляции цифровых изображений, наблюдая за изменениями поверхности, рассчитываются поля векторов перемещений. Далее получают компоненты деформации и рассчитывают не только количественную информацию (величину интенсивности деформации в расчетной области), но и качественную (распределения деформации в этой области).

Расширить возможности контроля можно путем совместной регистрации данных



методов на основе разных физических принципов. Так, например, в коллективе под руководством профессора Степановой Л.Н. (СибНИА им. С.А. Чаплыгина) для экспериментальных исследований деформации и разрушения элементов конструкций совместно применяют методы акустической эмиссии (АЭ) и тензометрии. В ИМСС УрО РАН в группе профессора Наймарка О.Б используется комбинирование АЭ и термометрии. В ИМАШ УрО РАН в группе под руководством академика Э.С. Горкунова применяются магнитные методы и тензометрия и т.д. [1], [4]

В работе [3] на основании исследований ряда авторов было установлено, что при появлении отслоений в сотовых конструкциях коэффициент демпфирования будет увеличиваться, а собственная частота колебаний - снижаться. Поэтому было предложено для обнаружения отслоения сотовых использовать комплексный параметр в виде отношения величины коэффициента демпфирования  $\xi$  и собственной частоте системы  $\omega$ , который можно записать в виде

$$K = \frac{\xi}{\omega} \quad (1)$$

Критерием оценки состояния СК будет являться превышение данным параметром максимально допустимой величины:

$$K < [K],$$

где  $[K]$  – максимально допустимое значение комплексного параметра.

Для выявления дефекта необходимо оценить амплитуду и частоту выходного сигнала преобразователя после возбуждения колебаний. С точки зрения получения информации задачу можно классифицировать как оценку неслучайных параметров сигнала на фоне шума. В качестве опорной функции можно использовать занесенный в память

усредненный сигнал, соответствующий бездефектной зоне объекта контроля [2].

Приборы, принцип действия которых основан на измерении акустической эмиссии, имеют низкий уровень отношения сигнал/шум, а оптические интерференционные системы характеризуются дрейфом рабочих точек. Поэтому используют методы виброакустической диагностики, которая позволяет не только обнаружить дефекты, но и распознавать их. В основе лазерной виброакустической диагностики лежит явление модуляции упругими волнами оптического сигнала.

### 3 Теоретическая часть

Для исключения дрейфа рабочих характеристик измерительной системы и повышения её чувствительности целесообразно совмещение функций источника излучения и приемника в одном элементе. Реализовать эту возможность позволяет эффект обратной связи, характерный для полупроводниковых лазеров [6], [7].

Работу полупроводникового лазера с внешней оптической обратной связью можно описать в рамках модели составного резонатора. В этой модели считается, что грань лазера, из которой выходит излучение, и внешний отражатель (внешнее зеркало), который возвращает свет в активную область, образуют (внешний) резонатор Фабри – Перо, который оптически связан с лазерным резонатором через его выходное зеркало и образует вместе с ним составной резонатор. Коэффициент отражения собственных зеркал полупроводникового лазера мал (порядка 0,3). Длина его резонатора гораздо меньше, чем в лазерах других типов (порядка нескольких сотен микрометров), и потому даже при слабом отражении от внешнего зеркала роль

внешней оптической обратной связи становится заметной.

В данном случае на величину оптоэлектронного сигнала существенное влияние оказывают степень когерентности собственного излучения лазерного диода и отраженного поверхностью излучения, поляризация и деполяризация отраженного от контролируемой поверхности излучения в зависимости от структуры поверхности, величины и формы микронеровностей, величины напряжений в поверхностном слое. Измерение оптоэлектронного сигнала также позволяет определять характеристики среды в составном резонаторе. Если влияние среды необходимо минимизировать, целесообразно применение схемы датчиков, использующих одномодовый волоконный световод для зондирования поверхности. В этом случае выходной торец волокна располагается вблизи контролируемой поверхности.

При выявлении внутренних дефектов (непроклей, нарушение сплошности, зажиривание) используются вибраторы колебаний, один находится с наружной стороны исследуемой поверхности в зоне расположения отражающего зеркала. Второй установлен с внутренней стороны оболочки. Он создает колебания всех участков оболочки головного обтекателя ракеты-носителя

При проведении дефектоскопии внутренней структуры многослойной сотовой оболочки величина оптоэлектронного сигнала будет зависеть от следующих параметров: отражательной способности контролируемой поверхности, расстояния от внешнего зеркала лазерного диода до контролируемой поверхности, оптических свойств среды в составном резонаторе (поглощение, рассеяние и др. процессы). Закономерности изменения отражательной.

Ранее был описан метод определения расстояния до объекта по отношению двух

спектральных составляющих автодинного сигнала полупроводникового лазера с гармонической модуляцией длины волны излучения посредством частотной модуляции тока накачки лазерного диода [6]. Однако, использование только одной измеряемой величины – отношения двух спектральных составляющих, может приводить к высокой погрешности измерения, обусловленных как влиянием уровня внешней оптической обратной связи, так и областью неоднозначности функций Бесселя, используемых в соотношениях для определения расстояния до объекта.

Работу полупроводникового лазера с внешней оптической обратной связью можно описать в рамках модели составного резонатора, который изображен на рисунке 1. В этой модели считается, что грань лазера, из которой выходит излучение, и внешний отражатель, который возвращает свет в активную область (в дальнейшем будем называть его "внешним" зеркалом), образуют (внешний) резонатор Фабри – Перо, который оптически связан с лазерным резонатором через его выходное зеркало и образует вместе с ним составной резонатор.

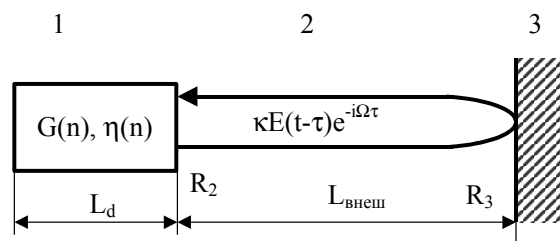


Рисунок 1. Составной резонатор. 1 – резонатор полупроводникового лазера, 2 – внешний резонатор, 3 – внешнее зеркало

Пусть электрическое поле внутри лазерного резонатора имеет вид  $E(t)\exp\{i\Omega t\}$ , а концентрация носителей, создаваемая в активной области, равна  $n$ .

Будем считать, что коэффициент отражения внешнего зеркала достаточно мал и многократными отражениями во внешнем

резонаторе можно пренебречь, тогда поведение лазера с таким составным резонатором можно описать следующими уравнениями:

$$\frac{d}{dt}E(t) = \left\{ i[\omega(n) - \Omega] + \frac{1}{2}[G(n) - \Gamma] \right\} E(t) + \kappa E(t - \tau) e^{-\Omega \tau} \quad (2)$$

$$\frac{d}{dt}n = -\gamma n - G(n)|E(t)|^2 + P \quad (3)$$

Здесь  $\Omega$  – частота генерации,  $\omega$  – одна из резонансных частот собственного резонатора лазерного диода,  $G$  – коэффициент усиления моды. Величина  $G$ , естественно, является функцией концентрации носителей  $n$ . Частота  $\omega$  также есть функция величины  $n$ , поскольку показатель преломления активной области зависит от концентрации носителей. Коэффициент  $\gamma$  – это обратное время жизни носителей, обусловленное спонтанной рекомбинацией ( $\approx 10^9 \text{ с}^{-1}$ ),  $\Gamma$  – потери в резонаторе ( $\approx 10^{11} \text{ с}^{-1}$ ), а  $P$  – число носителей, инжектируемых в единицу объема за единицу времени,  $\gamma$  – величина, пропорциональная току инжекции. Заметим, что выражение в фигурных скобках имеет тот же вид, что и для обычного лазера без внешнего резонатора.

Вклад от возврата части излучения описывает второй член в правой части уравнения (2). В нем  $\tau$  – время обхода внешнего резонатора,  $\kappa$  – параметр, характеризующий степень связи между внешним и лазерным резонаторами и определяющийся выражением

$$\kappa = (1 - R_2)(R_3 / R_2)^{1/2} c / (2\eta L_d) \quad (4)$$

где  $R_2$  и  $R_3$  – соответственно коэффициенты отражения от внешнего зеркала и обращенной к нему грани лазера, а  $L_d$  и  $\eta$  – соответственно длина и показатель преломления резонатора диодного лазера. Коэффициент отражения собственных зеркал полупроводникового лазера мал (порядка 0,3), к тому же длина его резонатора гораздо меньше, чем в лазерах

других типов (порядка нескольких сотен микрометров), и потому даже при слабом отражении от внешнего зеркала значение  $\kappa$  велико, вследствие чего роль внешней оптической обратной связи становится заметной.

В случае линейной зависимости коэффициента усиления  $G$  и показателя преломления  $\eta$  от концентрации  $n$  из уравнений (2) и (3) можно вывести следующие соотношения для стационарной частоты  $\Omega$  и порогового значения коэффициента усиления  $G_{\text{пор}}$  (или пороговой концентрации носителей):

$$\omega_0 = \Omega + \kappa \sin(\Omega \tau) + \alpha(1 - \cos \Omega \tau) \quad (5)$$

$$G_{\text{пор}} = G(n_{\text{пор}}) = \Gamma - 2 \cos(\Omega \tau) \quad (6)$$

Здесь  $\omega_0$  – собственная частота резонатора полупроводникового лазера, а величина  $\alpha$  – отношение изменения показателя преломления к изменению коэффициента усиления на длине  $\lambda/4\pi$ , обусловленных вариацией концентрации носителей:

$$\alpha = (2\omega/\eta) \frac{\partial \eta}{\partial n} / \frac{\partial G}{\partial n} \quad (7)$$

В газовых и других типах лазеров величина  $\alpha$  обычно настолько мала, что ею можно пренебречь по сравнению с единицей, однако в полупроводниковых лазерах на основе GaAs и InGaAsP величина, а по экспериментальным оценкам лежит в пределах от -1 до -7. Это связано с тем, что вблизи спектрального максимума усиления кривая дисперсии показателя преломления имеет характерную асимметрию. Таким образом, большое абсолютное значение параметра  $\alpha$  является дополнительной причиной сильного влияния внешней оптической обратной связи в полупроводниковых лазерах.

Осциллирующие члены, входящие в выражения (5) и (6), описывают интерференцию волн, отраженных собственным зеркалом (сколотой гранью кристалла) и внешним отражателем.

Блок-схема экспериментальной установки для измерения оптоэлектронного сигнала показана на рисунке 2. Излучение от источника света 1 с помощью микрообъектива 2 фокусировалось на исследуемую поверхность 4 таким образом, чтобы отраженный свет попадал обратно в активную область лазерного диода.

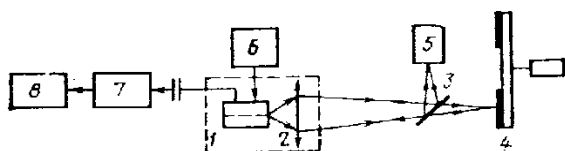


Рисунок 2. Схема экспериментальной установки для исследования электрического, оптического откликов полупроводникового лазера на внешнюю оптическую обратную связь: 1 – лазерный диод; 2 – микрообъектив; 3 – полупрозрачная пластина; 4 – исследуемая поверхность; 5 – фотодиод; 6 – блок питания постоянного тока; 7 – широкополосный усилитель; 8 – осциллограф

Микроперемещением объектива и лазера друг относительно друга достигалось такое взаимное расположение диода, микрообъектива и зеркала, когда величина внешней обратной связи была максимальной. Оптоэлектронный сигнал определялся как амплитуда импульсов напряжения, возникающих на диоде. Сигнал усиливался усилителем 7 и наблюдался на осциллографе 8. Критерием настройки на максимум величины внешней обратной связи служило достижение максимального значения оптоэлектронного сигнала при юстировке системы.

Для описания низкочастотного спектра автодинного сигнала при гармонической модуляции длины волны излучения лазерного диода мощность автодинного сигнала может быть представлена в виде разложения в ряд по функциям Бесселя и в ряд Фурье [6], [7].

Вводя коэффициенты  $C_{2n}$ ,  $C_{2n+1}$ , равные по модулю четным и нечетным

спектральным составляющим сигнала ряда Фурье и определяемые как:

$$C_{2n} = \sqrt{a_{2n}^2 + b_{2n}^2},$$

$$C_{2n+1} = \sqrt{a_{2n+1}^2 + b_{2n+1}^2},$$

можно получить соотношения характеризующие связь спектральных составляющих частотномодулированного автодинного сигнала с функциями Бесселя первого рода:

Для четных  $n$ :

$$C_{2n} = \sin(\theta) I_2(J_{2n-1}(\sigma) - J_{2n+1}(\sigma)),$$

Для нечетных  $n$ :

$$C_{2n+1} = \cos(\theta) I_2(J_{2n}(\sigma) - J_{2n+2}(\sigma)).$$

Для определения расстояния до объекта  $L$ , входящего в параметр  $\sigma$ , используем отношение  $2n$  и  $2n+2$  спектральных гармоник и отношение  $2n+1$  и  $2n+3$  спектральных гармоник:

$$\frac{C_{2n}}{C_{2n+2}} = \frac{(J_{2n-1}(\sigma) - J_{2n+1}(\sigma)) / (J_{2n+1}(\sigma) - J_{2n+3}(\sigma))}{(J_{2n}(\sigma) - J_{2n+2}(\sigma)) / (J_{2n+2}(\sigma) - J_{2n+4}(\sigma))} \quad (8)$$

$$\frac{C_{2n+1}}{C_{2n+3}} = \frac{(J_{2n}(\sigma) - J_{2n+2}(\sigma)) / (J_{2n+2}(\sigma) - J_{2n+4}(\sigma))}{(J_{2n+1}(\sigma) - J_{2n+3}(\sigma)) / (J_{2n+3}(\sigma) - J_{2n+5}(\sigma))} \quad (9)$$

Решение полученных уравнений (8), (9) относительно неизвестного параметра  $\sigma = \omega_A \tau_0$ , требует знания параметров токовой модуляции лазерного автодина, в частности девиации частоты излучения лазерного диода  $\omega_A$ . Принимая во внимание, что  $\tau_0 = 2 \cdot L / c$ , получаем соотношение для определения расстояния до объекта:

$$L = \frac{c}{2} \cdot \frac{\sigma}{\omega_A} \quad (10)$$

#### 4 Экспериментальные исследования

Компьютерное моделирование автодинного сигнала и спектра частотномодулированного полупроводникового лазера проводилось

при следующих параметрах: длина волны излучения лазера  $\lambda = 654$  нм, частота модуляции тока питания лазерного диода  $\Omega = 100$  Гц, расстояние до объекта  $L = 0.1$  м.

На рисунке 3 представлены частотномодулированные автодинные сигналы, смоделированные при различных значениях девиации частоты излучения полупроводникового лазерного диода  $\omega_A$ .

Как видно из рисунка 3, с увеличением  $\omega_A$  происходит как изменение формы автодинного сигнала, так и его спектра, при этом наблюдается увеличение числа гармоник низкочастотного спектра автодинного сигнала.

Для определения расстояния до объекта  $L$  по формуле (10), используя соотношения (8) и (9), были рассчитаны значения параметра  $\sigma$  по наборам четных и нечетных спектральных гармоник при увеличении девиации частоты излучения лазерного диода  $\omega_A$ . Результаты расчетов приведены в таблице 1.

Таким образом, показано, что при гармонической модуляции длины волны излучения лазерного диода, посредством частотной модуляции тока накачки, при увеличении девиации частоты излучения лазерного диода  $\omega_A$  в спектре автодинного сигнала наблюдается увеличение числа спектральных гармоник. Использование высших спектральных гармоник автодинного сигнала позволяет определять параметр  $\sigma$ , необходимый для определения

расстояния до объекта  $L$ , и, следовательно, амплитуды виброперемещений.

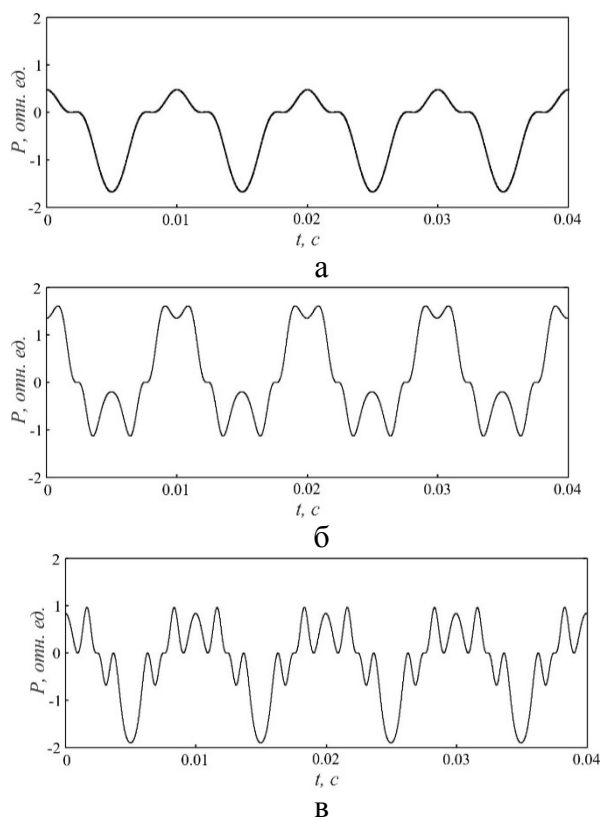


Рисунок 3. Смоделированный частотномодулированный автодинный сигнал и его спектр: (а) при  $\omega_A = 25 \cdot 10^8$  рад/с; (б) при  $\omega_A = 75 \cdot 10^8$  рад/с; (в) при  $\omega_A = 125 \cdot 10^8$  рад/с.

Таблица 1. Результаты компьютерного моделирования расчета параметра  $\sigma$  по номерам спектральных гармоник при различных значениях девиации частоты излучения лазерного диода  $\omega_A$

$\omega_A$ , рад./с	$\Sigma$ (заданное)	$\sigma$ (рассчитанное по номерам спектральных гармоник)									
		2/4	3/5	4/6	5/7	6/8	7/9	8/10	9/11	10/12	
25	1,667	1,667	1,667								
75	5,0			5,0	5,0	5,0	5,0				
125	8,333						8,333	8,333	8,333	8,333	

При построении системы с обратной связью источником шумов и помех может быть сама оптическая схема, в которой осуществляется механическое перемещение исследуемой поверхности. Так, лазерный режим чувствителен к длине внешней оптической цепи обратной связи, т. е. к расстоянию от торца диода до отражающей поверхности (рисунок 1). Эта чувствительность может быть использована для наблюдений неровностей поверхности, вызванных изменением поверхностной структуры или ее повреждением. В рассмотренной схеме вибрации внешнего зеркала могут стать источником помех. Поэтому целесообразно использовать лазеры с длиной когерентности, меньшей длины внешней связи.

## 5 Заключение

При проведении дефектоскопии поверхности в соответствии с уравнениями (2) – (7) величина оптоэлектронного сигнала будет складываться из следующих составляющих: отражательной способности внешнего зеркала  $R_3$  (в данном случае – от отражательной способности контролируемой поверхности),  $L_d$  – расстояние от внешнего зеркала лазерного диода до контролируемой поверхности, параметр  $s$  характеризует оптические свойства среды в составном резонаторе (поглощение, рассеяние и др. процессы). Закономерности изменения отражательной способности поверхности в зависимости от ее состояния, структуры, наличия различного рода повреждений были исследованы ранее.

На величину оптоэлектронного сигнала существенное влияние оказывает степень когерентности собственного излучения лазерного диода и отраженного поверхностью излучения.

Использование высших спектральных гармоник автодинного сигнала позволяет

определять расстояние до объекта и амплитуды виброперемещений. Целесообразно применять лазеры с длиной когерентности, меньшей длины внешней связи.

## Список использованных источников

- [1] Ендогур А.И.. Сотовые конструкции. Выбор параметров и проектирование [Текст] / А.И. Ендогур, В. Вайнберг, К.М. Иерусалимский. – М.: Машиностроение. – 1986. – 200 с.
- [2] Буланов И.М., Воробей В.В. Технология ракетных и аэрокосмических конструкций из композиционных материалов: Учебник для вузов. М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 1998. 516 с.
- [3] В.И. Мордасов, Н.А. Сазонникова, А.Д. Сторож, Н.Е. Гребнев, Д.Н. Гребнев. Метод лазерно-вибрационной дефектоскопии многослойных композиционных материалов // Труды Второй международной научно-технической конференции «Динамика и виброакустика машин». Самара, СГАУ, 15-17 сентября 2014 г. – С. 480-485.
- [4] Киселев Ю.В. Основы теории технической диагностики [Текст] / Ю.В. Киселев. – Самара: СГАУ, 2004. – 138 с.
- [5] Неразрушающие физические методы выявления дефектов в авиационных материалах. / под ред. А.Л. Дорофеева. – М.: ВИАМ, 1979. – 66 с.
- [6] Усанов Д.А., Скрипаль А.В., Астахов Е.И. Измерение амплитуды нановибраций частотно-модулированным лазерным автодином // ЖТФ. 2013. Т.83. № 12. С.152-154.
- [7] Giuliani G., Norgia M., Donati S. and Bosch T. Laser diode self-mixing technique for sensing application // J. Opt. A: Pure Appl. Opt. 2002. Vol. 4. p.283.

**Vasily I. Mordasov**  
**Nadezhda A. Sazonnikova**  
Samara State Aerospace University  
34, Moskovskoe shosse, Samara,  
443086, Russian Federation  
nasazonnikova@yandex.ru

**Dmitry N. Grebnev**  
OAO "SPC"Progress"  
18, Zemetsa str, Samara , 443009,  
Russian Federation  
mail@progress.samara.ru

## **LASER VIBRATION DEFEKTOSOKOPY OF MULTILAYER SHELLS USING FEEDBACK EFFECTS IN SEMICONDUCTOR LASERS**

*Composite materials with a unique set of physical and mechanical properties, are wide used in aerospace branch. Since conventional methods for detecting defects are not always sufficiently productive and sensitive, the actual task is to develop methods and control products from composite materials. It is advisable to use the methods of vibroacoustic diagnostics, which allows not only to detect defects, but also to recognize them. To eliminate the drift performance of the measuring system and increasing its sensitivity is expedient to combine the functions of the radiation source and the receiver in a single element using laser autodyne systems based on semiconductor laser.. The use of higher spectral harmonics autodyne signal allows to determine the distance to the object and the amplitude of movements and vibrations.*

**Key words:** *Multilayer composite materials , the internal structure of defects , laser vibrating method , image analysis , synthesis signal database defects*

### **References**

- [1] Endogur A.I., Vainberg M.V., Ierusalimskiy K.M. (1986) "Honeycomb structures. Selection of parameters and design" [Sotoye konstruksii.vybor parametrov i proektironanie], Mechanical Engineering.
- [2] Bulanov I.M., Vorobey V.V. (1998) "Rocket and aerospace composite structures constructions technology [Tekhnologiya raketnikh b aerokosmicheskikh konstruksiy iz kompozitsionnykh materialov], Moscow, N.E. Bauman MSTU.
- [3] Mordasov V.I., Sazonnikova N.A., Storozh A.D., Grebnev N.E., Grebnev D.N. (2014) "Method of laser vibrating defektoskopy of multilayer composite materials" [Metod lazerno-vibratsionnoy defektoskopii mnogoslownykh kompozitsionnykh materialov], Conference "Dynamics and Vibroacoustics", Samara, pp. 480-485.
- [4] Kiselev Yu. V. (2004) "Basic theory of technical diagnostics" [Osnovy teorii tekhnicheskoy diagnostiki], Samara.
- [5] Dorofeev A.L., (1997) "Nondestructive physical methods of defects detection in aircraft materials" [Nerazrushayushcie phisicheskie metody vyyavleniya defektov v aviatsionnykh materialakh], Moscow.
- [6] Usanov D.A., Skripal A.V., Astakhov E.I.. (2013) "Measuring of the nanovibrating amplitude by frequency-modulated laser autodyne" [Izmerenie amplitudy nanovibratsiy chastotno modulirovannykh lasernym avtyodinom], Journal of Technical Phisics No 12, pp. 152-154.
- [7] Giuliani G., Norgia M., Donati S. (2002) "Laser diode self-mixing technique for sensing application", J. Opt. A: Pure Appl. Opt. Vol. 4.