

АЕРО-
КОСМИЧЕСКИ
ИЗСЛЕДВАНИЯ
В БЪЛГАРИЯ

12

АКАДЕМИЧНО ИЗДАТЕЛСТВО
•Проф. МАРИН ДРИНОВ•

Редакционна колегия

Б. Бонев (главен редактор),
П. Велинов, П. Генов,
Б. Маджаров, Г. Мардироян
(отговорен секретар),
Д. Мишев, П. Неновски,
Х. Спиридонов, Л. Филипов,
С. Чапкънов, З. Димитрова
(отговорен редактор на броя)

Editorial Board

B. Bonev (Editor-in-Chief),
P. Vellinov, P. Genov,
B. Majarov, G. Mardirosjan
(Secretary), D. Mishev,
P. Nenovski, H. Spiridonov,
L. Philipov, S. Chapkanov,
Z. Dimitrova (Technical Editor)

Адрес

Аерокосмически изследвания
в България
Институт за космически
изследвания при БАН
България, София 1000,
ул. „Московска“ № 6

Address

Aerospace Research in Bulgaria
Space Research Institute,
Bulgarian Academy of Sciences
6 Moskovska Str., Sofia 1000,
Bulgaria

Академично издателство
„Проф. Марин Дринов“

Редактор
Н. Евтимова

Коректор
Б. Кременски

Техн. редактор
П. Глогинска

Изд. индекс 64
Формат 70x100/16
Печ. коли 12,25

Печатница
на Академично издателство
„Проф. Марин Дринов“
1113 София
ул. „Акад. Георги Бончев“, бл. 5
Пор. № 107
629.13(05)

© БАН, Институт
за космически изследвания
1996

АЕРо КОСМИЧЕСКИ ИЗСЛЕДВАНИЯ В БЪЛГАРИЯ

12

СОФИЯ • 1996

БЪЛГАРСКА АКАДЕМИЯ НА НАУКТИ

Съдържание

Contents

В. Дамгов, А. Холден

Кик-възбудждане на „хвантовани“
трептения / 26

V. Damgov, A. Holden

Kick-excitation of "quantized" os-
cillations / 5

В. Дамгов

Възбудждане на „хвантовани“
трептения и принцип на обрати-
мост на модулационно-парамет-
ричните взаимодействия / 38

V. Damgov

Excitation of "quantized" oscilla-
tions and principle of reversibility
of modulation — parametric inter-
actions / 27

П. Велинов, А. Попов,

И. Мастиков, Хр. Спасов,

М. Коев, П. Неновски,

К. Калитенков

Процесът на обтичане на Луната
от слънчевия вятър като из-
точник на магнитосферни сму-
щания / 50

**P. Velinov, A. Popov, I. Mastikov,
Ch. Spassov, M. Cohen,
P. Nenovski, N. Kalitenkov**

Process of flow-around the Moon
from solar wind as a source of mag-
netospheric disturbances / 39

Б. Димитров

Ренормализация на фонови по-
лета в близката околност на то-
пологически пространствено-
времеви структури (от тип „ръч-
ки“) вследствие взаимодействие
на скаларни и гравитационни по-
лета от втори порядък / 65

B. Dimitrov

Renormalization of background
fields in the near vicinity of worm-
holes due to interaction of second
order scalar and gravitational fields
/ 51

<p>К. Серафимов, В. Конева Геодезическите спътници и аерономията / 66</p> <p>Х. Спиридонов, Н. Георгиев Неотектоника и геодинамика на Предбалкана и Стара планина / 73</p> <p>А. Филипов, Г. Мардиросян, З. Матеева, Б. Рангелов Една възможност за преобразуване на слънчевата енергия с повишена ефективност – метод и реализация / 84</p> <p>Т. Назарски, Г. Димитров, Ч. Левчев, Хр. Проданов Скансираща антена для двух- полюаризационной радиометрической системы Р-400 в рамках МЦКП „Природа“ / 90</p> <p>О. Цветков, А. Христов Резултати от приложението на калмановия филтър в навигационния алгоритъм за GPS-Navstar/GЛОНАСС / 98</p> <p>П. Гецов, П. Христов, П. Ангелов Подход за проектиране и изследване на компютърни системи за управление на летателни апарати на базата на модели на Хоар / 105</p> <p>А. Андонов, З. Хубенова Метод за изграждане на автономна синхронизация с прогнозиране на случаини флуктуации на закъснението в космически радиолинии за връзка и управление / 123</p> <p>Д. Йорданов Извеждане на малки изследователски спътници по многостепенна схема от самолет носител / 130</p> <p>В. Баранов, Х. Христов, К. Бояджиев, С. Петков Изследване на формирането на псевдометеоритен поток от частици / 138</p> <p>В. Баранов, И. Лопа, З. Чивиков, Х. Христов Вариационна задача оптимизация форма головной части пла- нетного пенетратора / 146</p>	<p>K. Serafimov, V. Kotseva Geodetic satellites and aeronomy / 72</p> <p>H. Spiridonov, N. Georgiev Analysis of airspace and ground information in the study of the neotectonics and geodynamics of the Forebalkan and Stara planina / 82</p> <p>A. Filipov, G. Mardirossian, Z. Mateeva, B. Rangelov One possibility for solar energy transformation with increased effectiveness – method and implementation / 89</p> <p>T. Nasarsky, G. Dimitrov, Chr. Levchev, Chr. Prodanov Scanning antenna of twopolarization radiometric system R-400 on the ISCP „Priroda“ / 96</p> <p>O. Tzvetkov, A. Hristov An application of Kalman filter for GPS-Navstar/GLONASS positioning / 104</p> <p>P. Getzov, P. Christov, P. Angelov An approach for the flying vehicle computer control systems design and study, based on the Hoare's models / 121</p> <p>A. Andonov, Z. Houbenova A method for creation of an autonomous synchronization with forecasting of random fluctuations of the delay of cosmic radiolinks for communication and management / 129</p> <p>D. Iordanov Bringing to orbit of small research satellites by multistage scheme from an airplane-carrier / 136</p> <p>V. Baranov, C. Christov, K. Boyadjiev, S. Petkov A study on the formation of a stream of pseudometeorite particles / 145</p> <p>V. Baranov, I. Lopa, Z. Chiwickov, Ch. Christov Variational problem for optimization the shape of the front surface of a planet penetrator / 150</p>
--	---

Дискусии

Д. Вацов

Кръгов поток от газови иони в магнитното поле / 151

М. Вацов

Квазистатични процеси и термодинамични състояния в изкуствен модел на топлинен двигател / 167

Б. Василев

Метод за използване на магнитното поле на Земята за навигационни цели / 178

*Авиация и космонавтика
за всички*

Д. Йорданов

АПОЛО — реализираната американска амбиция / 182

Л. Георгиева, Ц. Цветков

Стимулиращо въздействие на българското космическо меню върху работоспособността на космонавтите при продължителни полети / 190

Нови книги / 195

Discussions

M. Vatsov

Equilibrium circle flux of gaseous ions in magnetic field / 166

M. Vatsov

Quasi-static processes and thermodynamic states in an artificial model of thermal engine / 177

B. Vassilev

Method of using of the earth's magnetic field for navigation purposes / 181

Popular aviation and space research / 182

New books / 195

Kick-excitation of “quantized” oscillations¹

Vladimir Damgov, Arun Holden*

Space Research Institute, Bulgarian Academy of Sciences

*Centre for Nonlinear Studies, Leeds LS2 9JT, U.K.

Introduction

The phenomenon of continuous oscillation excitation with amplitude from discrete value set of possible stationary amplitudes [1] will be analyzed numerically on the basis of a general model — a pendulum under the inhomogeneous action of external HF periodic force.

In fact, we will discuss a class of systems with specific excitation — adaptive kick-excited systems. The kick-excitation can be represented by a short, as compared with the main period of oscillations, action of an external sine force.

The case discussed in the paper is rather a self-affined and quantitatively similar to the well-known problem examined by Fermi [2-4]. As an explanation for the origin of cosmic rays, Fermi proposed a mechanism for charged particles to accelerate by collisions with moving magnetic field structures. A great number of papers deals with the simplest model case — the so-called model of Fermi-Past-Ulam [5-12]. In the setup of Fermi-Past-Ulam scattering problem a ball is made to fly and impact dissipatively on a signal sinusoidally vibrating surface under the influence of the gravitational acceleration, which hence reverses the flight. The amplitude of the surface vibration of the cosine type and the coefficient of restitution between the ball and the surface control the ball dynamics.

In the recent years, the principle ability of using the Fermi mechanism for boosting space rockets in the gravitation field of the planets and stars has been discussed in the literature. This is the model of a so-called “gravitational engine”, accelerating particles or bodies. The part of the vibrating plate may be played, for instance, by the field of a rotating binary star.

¹ An investigation supported by the Bulgarian National Foundation “Scientific Research” under Contract No TH-549/95.

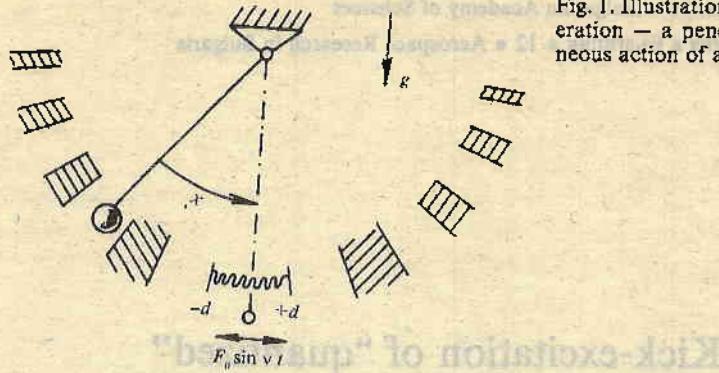


Fig. 1. Illustration of the system under consideration — a pendulum under the inhomogeneous action of an external periodic force

Similar phenomena occur in other subclasses of the class of kick-excited systems, e. g. in periodically kicked hard oscillators, ice-structure interaction model, kicked rotators, driven impact oscillators [3, 13-20].

At present the pendulum is also a widely used basic paradigm for analysis, both theoretical and experimental, of phenomena of excitation of complex, irregular and chaotic oscillations [3-20]. Extensive numerical and analog simulations have shown that this simple, low dimensional system exhibits complex behaviour including frequency and phase locking, intermittency and fractal basin boundaries.

The paper deals with common features in the behaviour of pendulum with invariable parameters in new conditions, namely the pendulum undergoes the action of continuous periodical external constrained force, which is inhomogeneous with respect to the coordinates of its motion.

Fig. 1 presents a schematic diagram of the pendulum system under consideration. The deviation of the pendulum from the lower equilibrium position is denoted by x . The external harmonic high-frequency force $F = F_0 \sin vt$, where $F_0 = \text{const}$, acts in a limit zone $[-d, d]$ of the trajectory of motion of the pendulum, which is symmetrically located around the lower equilibrium point. This is the meaning of the notion "inhomogeneous action" related to the trajectory of motion of the pendulum, or the same expressed by the notion "nonlinear harmonic force" which should be understood as a nonlinear dependence of its amplitude on the coordinate of motion of the driving system — the pendulum. The direction of action of the external force is parallel to the direction of motion of the pendulum and is periodically reversed. When, initially, the pendulum is turned aside from the equilibrium position outside the zone $[-d, d]$ and is released to oscillate, it periodically passes through the zone $[-d, d]$ and is subject to the action of the external force $F = F_0 \sin vt$. At these conditions, a stationary mode of pendulum oscillation can be established with a quasi-constant amplitude, within one of the hatched areas of attraction in Fig. 1. The particular stationary amplitude of pendulum motion is determined by the initial deviation and the initial speed (i. e. by the initial conditions). Different modes of motions are possible for the pendulum, depending on the initial conditions: it either catches up with one of the possible stationary orbits, or its motion is quickly damped. This is the heuristic value of the phenomenon — the presence of a possible discrete set of stationary amplitudes, i. e. a specific "quantization" of the pendulum motion by intensity as a parameter. At the same time, there exist "forbidden" zones of initial conditions, for which the motion is only a damped one. Obviously, there is a phenomenon of "quantized" oscillation excitation, a "quantization" of the dynamic states in a macro system. The excitation of one amplitude or another depends on the initial conditions, at constant other parameters and conditions. We consider that the pendulum in this

case is a self-oscillating system with high-frequency source of power supply (in contrast to the common perception that the self-oscillating systems should have a d. c. source of energy [21]). In quantum mechanics, the quantization (the notion of quanta, photons, phonons, gravitons) is postulated, and in the Theory of Relativity quantization is not derived by geometric considerations. At the phenomenon found, the "quantization" of transition of energy in portions directly follows from the mechanism of the processes and is formally mathematically defined. The quasiharmonic oscillator obeys the classical laws to a greater extent than any other systems. A number of problems, related to quasiharmonic oscillators, have the same solution in classical and quantum mechanics.

This paper presents a general picture of the motion of the pendulum under inhomogeneous excitation at different conditions. It is demonstrated that, due to the character of excitation (adaptive external kicking action), maintaining quasi-periodical and quasi-regular oscillations is possible. Bifurcation characteristics are presented and problems of excitation in the system of irregular and chaotic oscillations are discussed.

Numerical experiment of exciting "quantized" pendulum oscillations

A fascinating problem in modern dynamics is the origin of qualitative changes in the behaviour of nonlinear physical systems on very long time scales and the resulting low-frequency noise.

In this section we report a study of "quantized" oscillations excitation and bifurcation to irregular regimes in numerical simulations of the damped driven pendulum emphasizing the role of the phases of attraction for different stable states of the dynamical system.

Generally, almost periodic oscillations are excited in the system under consideration, due to the nature of excitation (the external force acts inhomogeneously: kicking excitation).

The inhomogeneously a. c. driven, damped pendulum system is given by the following set of three first order autonomous differential equations

$$(1) \quad \begin{cases} \dot{x} = y, \\ \dot{y} = -2\beta\dot{x} - \sin x + \varepsilon(x)F_0 \sin z, \\ \dot{z} = v, \end{cases}$$

where x is the pendulum's angle of elevation, $y = \frac{dx}{d\tau}$ its angular velocity; the driven torque is a sinusoidal torque with amplitude F_0 , frequency v , and phase $z = vt + \phi$. ϕ is the initial phase; β is the decrement of damping in the system; the dot denotes an operation of differentiation by the dimensionless time $\tau = \omega_0 t$, where ω_0 is the natural resonance frequency of the pendulum for oscillation with a disappearing small amplitude, the frequency of the external periodic source is in units of ω_0 ; the $v \gg 1$ case is considered.

The function $\varepsilon(x)$, which determined the nonlinearity of the external periodic force related to the coordinate of the excited system is accepted to be expressed as

$$(2) \quad \varepsilon(x) = \begin{cases} 1, & \text{at } |x| \leq d, \\ 0, & \text{at } |x| > d, \end{cases}$$

where the parameter d thus defines a symmetrical zone of action in the area of the lower equilibrium position, $d \ll 1$.

The Equations (1) and (2) imply that an almost symmetric solution is an almost periodic solution with a period T which is an odd-integer multiple of the driven period $\frac{2\pi}{\nu}$:

$$T = (2n+1) \frac{2\pi}{\nu}, \quad n = 1, 2, 3, \dots$$

A fourth-order Runge — Kutta routine was employed to compute numerical solutions of Eqs. (1). All calculations were carried out in double precision arithmetic. The integration time step generally was chosen to be 0.001 of the natural period. For each cycle of computations the discarding points were determined to be 500 thousand and calculating points to be 250 thousand. Comparison of the analytic and computed solutions to the linearized form of Eqs. (1) indicated that this technique gave numerical precision of seven decimal digits over one natural cycle.

Equations (1) constitute a flow in a three-dimensional phase space with dynamical variables $x, y=\dot{x}$ and the drive phase z . The control parameters F_0 and β and the initial conditions x_0 and $y_0 = \frac{dx_0}{dt}$ determine the pendulum's motion. Based on the

physical mechanism of excitation, which will be described in greater detail below and which is associated with a frequency lock and phase synchronization, the frequency ν of the external driving force at the experiment should be constant. As it will be made clear below, the initial phase ϕ plays a significant role at the adaptive maintenance of the pendulum oscillations. At the same time, we take into consideration that at the initial start of the pendulum the phase ϕ has an equally probable value in the range from 0 to 2π , which means that the pendulum enters the action zone $[-d, d]$ of the external force at an equally probable (arbitrary) value of the initial phase ϕ . Once again, the meaning of the initial phase ϕ (its role will be explained below) should be pointed out. The phase ϕ determines the state of the external driving force at the time when the pendulum enters the action zone $[-d, d]$. Therefore, the phase ϕ is a varying value from period to period and it plays a dominating role at the adaptive self-maintenance of the pendulum oscillations. In all calculations the initial value of the initial phase ϕ is chosen to be zero; $\phi = \phi_0 = 0$. After the transition process is completed, a regime of automatic adaptive self-adjustment of the initial phase is established, around a value of ϕ_{st} , which is characteristic for any regime and the corresponding set of parameters.

We have obtained computer solutions of Eqs. (1) and analyzed the resulting data using three diagnostic tools: time series of the angular x and the angular velocity \dot{x} , phase-plane plots (\dot{x} vs. x) and bifurcation characteristics (the oscillations amplitude vs. the controlled parameters). The numerical solutions are obtained for F_0 values in the range $0.1 \leq F_0 \leq 50.0$, for β values of the damping in the range $0.0001 \leq \beta \leq 0.5$, for d values in the range $0.001 \leq d \leq 0.05$, for fixed values of the driving frequency $\nu = 51.0, 97.0, \dots$ and always starting from the initial conditions

$y_0 = \frac{dx_0}{dt} = 0, x = \text{vary}$. In all cases in order to eliminate transients, the solution were

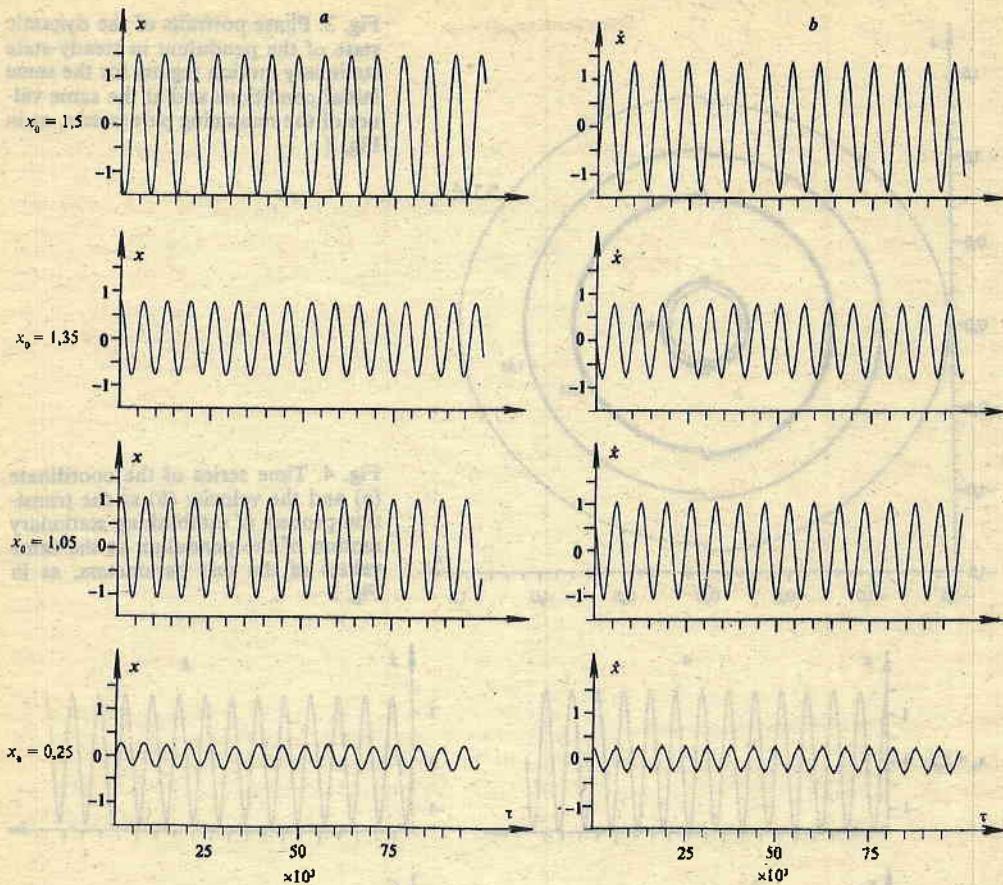


Fig. 2. Time series of the coordinates x (a) and the velocity \dot{x} (b) in steady-state stationary regime of motion of the pendulum at the following initial conditions: $x_0=1.5, 1.35, 1.05$ and 0.25 . The values of the rest unchanging parameters are: $y_0=0, F_0=2, v=51.0, \beta=0.01, d=0.025$

run through at least 1000 periods of the driving force before actual data taking was started.

Below, we present the main results of the numerical experiment at the following values of the parameters: $\beta=0.01, v=51.0, F_0=2.0, d=0.025, y_0=0, x_0=\text{vary}$.

Figs. 2 and 3 show the time series and the combined phase portraits of a stationary steady-state pendulum motion at four different initial conditions: $x_0=0.25; 1.05; 1.35; 1.5$. Figure 2a shows the time series of the coordinate x and Fig. 2b shows the time series of the angular velocity \dot{x} . Both in Fig. 2b and Fig. 3 the abrupt changes of the velocity of pendulum motion in the narrow driving zone of the external force are clearly distinguished. By Fig. 2 and Fig. 3 we have sought to illustrate different possible regimes and cases. At an initial condition of $x_0=1.5$, periodic oscillations are excited, very close to the harmonic ones, with a stationary amplitude of ~ 1.45 . The initial condition of $x_0=1.05$ determines a stationary amplitude of ~ 1.1 . In both cases the value of the initial condition is chosen very close to the possible ("allowed") amplitude values. The area of attracting related to the initial conditions for any one of the possible stationary amplitudes (see the hatched areas in Fig. 1) varies from 15%

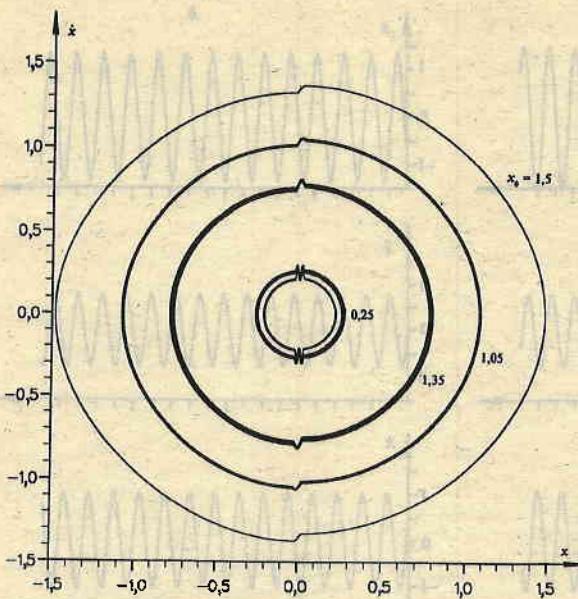


Fig. 3. Phase portraits of the dynamic state of the pendulum in steady-state stationary motion regime for the same initial conditions and at the same values of the remaining parameters, as in Fig. 2

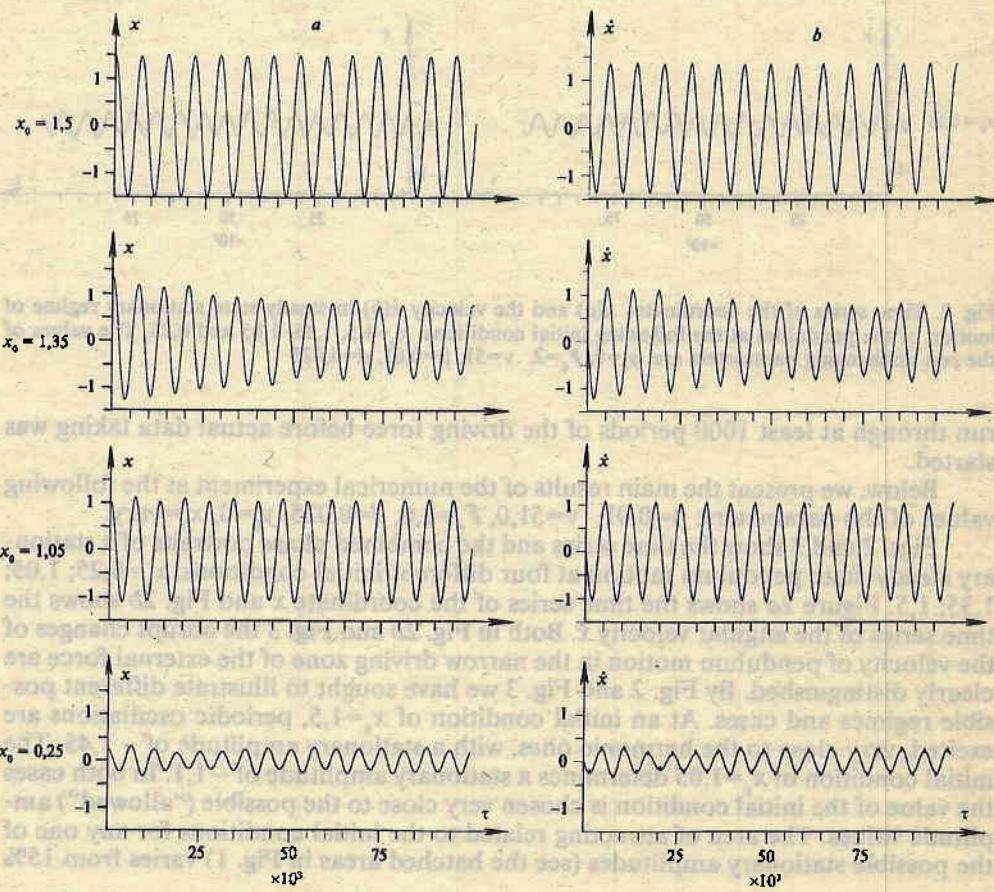


Fig. 4. Time series of the coordinate (a) and the velocity (b) at the transition process of establishing stationary motion of the pendulum at the same values of the rest parameters, as in Fig. 2

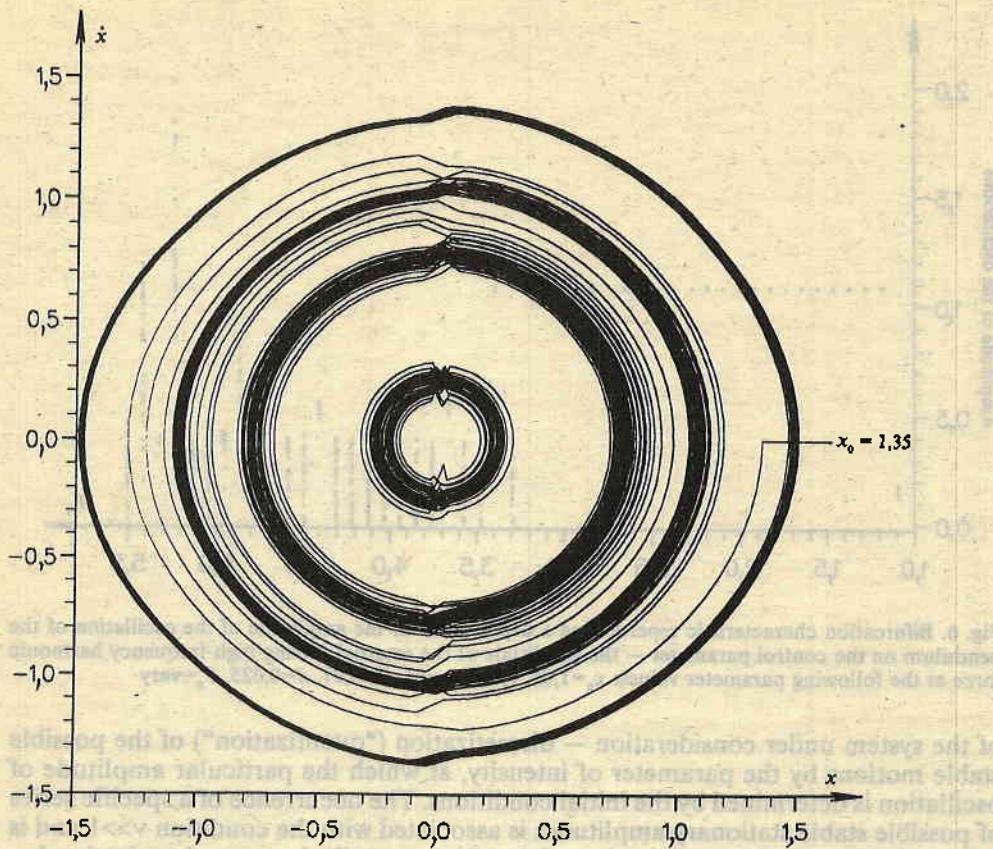


Fig. 5. Phase portraits of the dynamic state of the pendulum at the transition process of establishing stationary motion of the pendulum at the same values of the rest parameters, as in Fig. 2

to 7%, with an increase of the absolute values of x_0 from 0.25 to 1.5, respectively. When the initial condition is set to be between these areas of attracting, different modes are possible — either the oscillations are quickly damped, or the motion is “trapped” and stabilized on one of the possible lower (“allowed”) orbits. The latter possibility is illustrated in Fig. 4 and Fig. 5, which present the transition processes of establishing a stationary motion for the same 4 initial conditions as those specified related to Fig. 2 and Fig. 3. At an initial condition of $x_0 = 1.35$ (clearly seen in Fig. 5) — a value located between the “allowed” values of the stationary amplitudes ~ 1.1 and ~ 1.45 , the pendulum becomes “heavier” and passes through the possible stationary orbit with an amplitude of ~ 1.1 , then is “trapped” on an orbit with amplitude ~ 0.75 . Another feature of the presented data of the pendulum behaviour is that while its motion around one of the orbits, with an amplitude of ~ 1.45 in this case, is sufficiently close by its nature to the harmonic principle of motion, at the motion around other orbits (with lower values in this case) an amplitude — two and amplitude — three modulated motion may be observed. This is especially characteristic in the case of the orbit with amplitude ~ 0.25 , which is an amplitude — three motion (see Fig. 3 and Fig. 4).

As a whole, Figs. 2, 3, 4, and 5 illustrate the most important common features

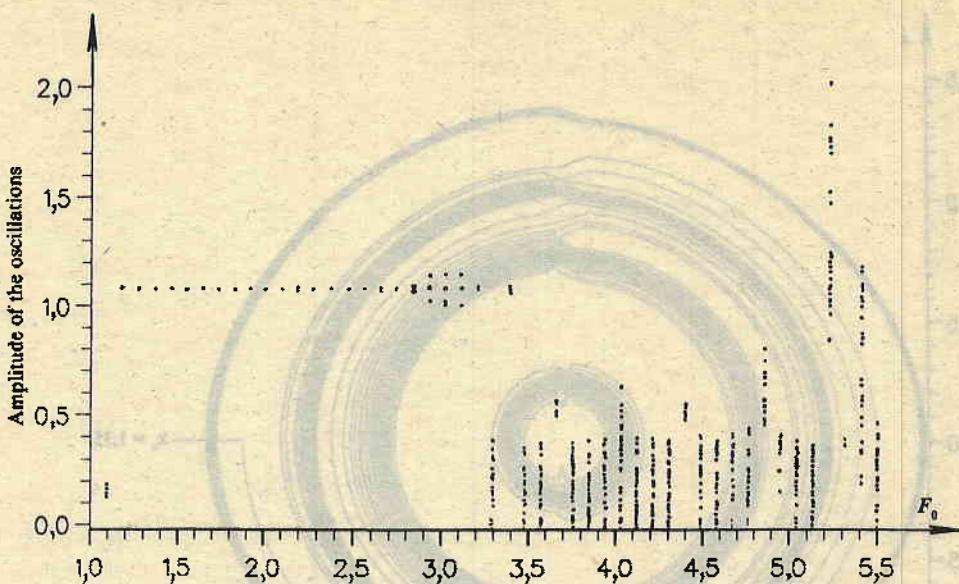


Fig. 6. Bifurcation characteristic representing a dependence of the amplitude of the oscillation of the pendulum on the control parameter — the amplitude of the external driving high-frequency harmonic force at the following parameter values: $x_0=1,05$, $y_0=0$, $v=51$, $\beta=0,01$, $d=0,025$, $F_0=\text{vary}$

of the system under consideration — discretization (“quantization”) of the possible stable motions by the parameter of intensity, at which the particular amplitude of oscillation is determined by the initial conditions. The occurrence of a specific series of possible stable stationary amplitudes is associated with the condition $v \gg 1$ and is defined by the condition of locking of the phase φ and phase synchronization between the motion of the pendulum and the external periodic force. The physical mechanism of phase adaptivity and its role for the maintenance of unchanging oscillations of the pendulum at a considerable change of a number of parameters and conditions will be clarified below and in the subsequent Sections.

Fig. 6 shows a bifurcation characteristic that presents, in this case, a dependence of one of the possible steady-state amplitudes of pendulum oscillations ($\sim 1,1$) on a control parameter which in the case is the value of the amplitude of the external driving high-frequency harmonic force. The presence of a threshold value for the amplitude of the driving force ($\sim 1,1$) is seen, and for values above this threshold a steady-state stationary regime of pendulum oscillations with amplitude $\sim 1,1$ is realized. In the range of values of $F_0 \sim [1,1, 2,8]$, i. e. when the amplitude of the external excitation force is changed by almost 200%, the amplitude of pendulum oscillations remains practically unchanged and the motion is period — 1.

This property is the second very important principle of the system under consideration — the independence of the steady-state stationary amplitude of pendulum oscillation of the change of the amplitude of the external high-frequency driving force in a wide range.

At a value of the excitation amplitude of $F_0 \sim 2,8$, a bifurcation of tripling the period occurs. Amplitude — three oscillations exist up to values of $F_0 \sim 3,26$, when, as a result of a new complicated bifurcation, complex irregular oscillations occur. This bifurcation is preceded by a return to a quasi-periodic determinate regime, followed by a sharp transition from quasi-periodic regime to an irregular one (such sudden

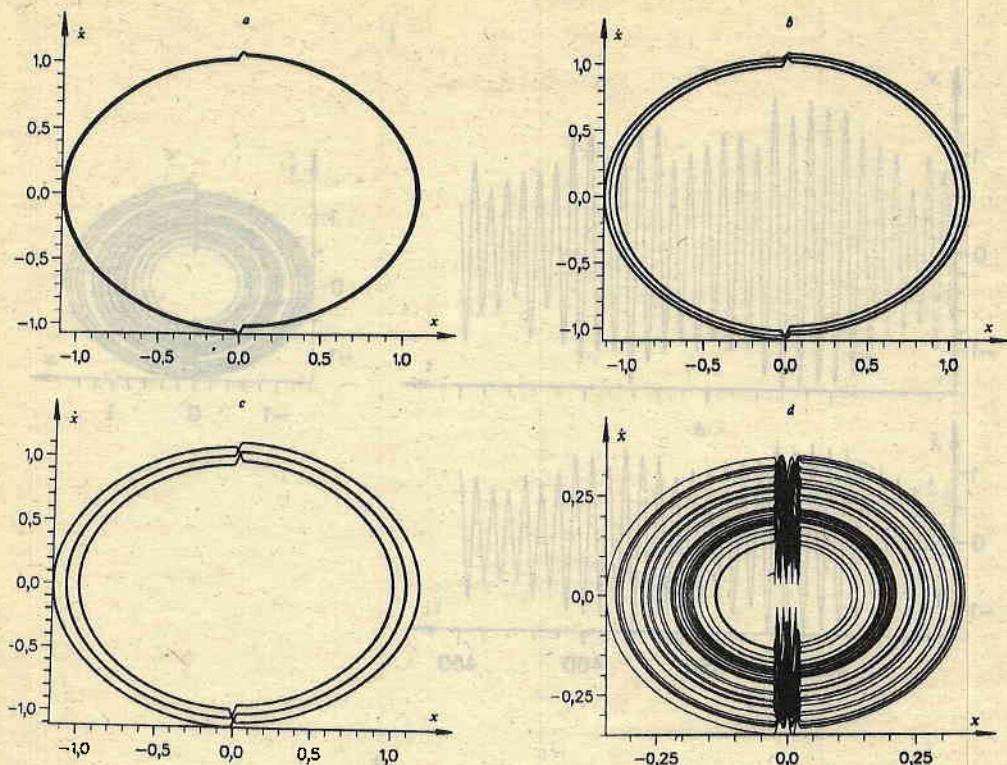


Fig. 7. Phase portraits of the motion in the system of Fig. 1 at (a) $F_0=2.775$, (b) $F_0=2.8$, (c) $F_0=3.2595$, (d) $F_0=3.26$ and the same values for the rest parameters, as for Fig. 2; $x_0=1.05$

qualitative changes are usually called crises). The three specific portions of the bifurcation characteristic are also illustrated in Figs. 7, 8, and 9. At a value of $F_0=2.775$ the oscillations are almost harmonic (see Fig. 7a). At a minor change of the value of F_0 , amplitude — three oscillations are established as a result of bifurcation (see Fig. 7b). These oscillations undergo some increase, without changing their nature, up to a value of $F_0=3.2595$ (see Fig. 7c). At further minor increase of the value of the control parameter F_0 , a new bifurcation occurs and the oscillations in the system become strongly irregular (see Fig. 7d).

The bifurcation characteristics are of a similar nature for the remaining possible stationary amplitudes of pendulum motion in the "allowed" spectrum of Amplitudes of oscillating motion.

Figs. 8 and 9 represent an illustration of the irregular oscillations of the pendulum at different values of the parameter F_0 and the parameter β , which represent the decrement of damping of the pendulum. Fig. 9 gives an idea of pendulum behaviour in extreme conditions — hyperloading and strong external driving.

Fig. 10 is another bifurcation characteristic, when the value of the damping decrement β is chosen as a control parameter. At small values of β the motion in the system has a strongly irregular nature. With the increase of the value of β , as a result of bifurcations, steady-state stationary quasi-harmonic pendulum oscillations are established, which exist over the range of values of $\beta \sim [0.007, 0.02]$. At the set value of

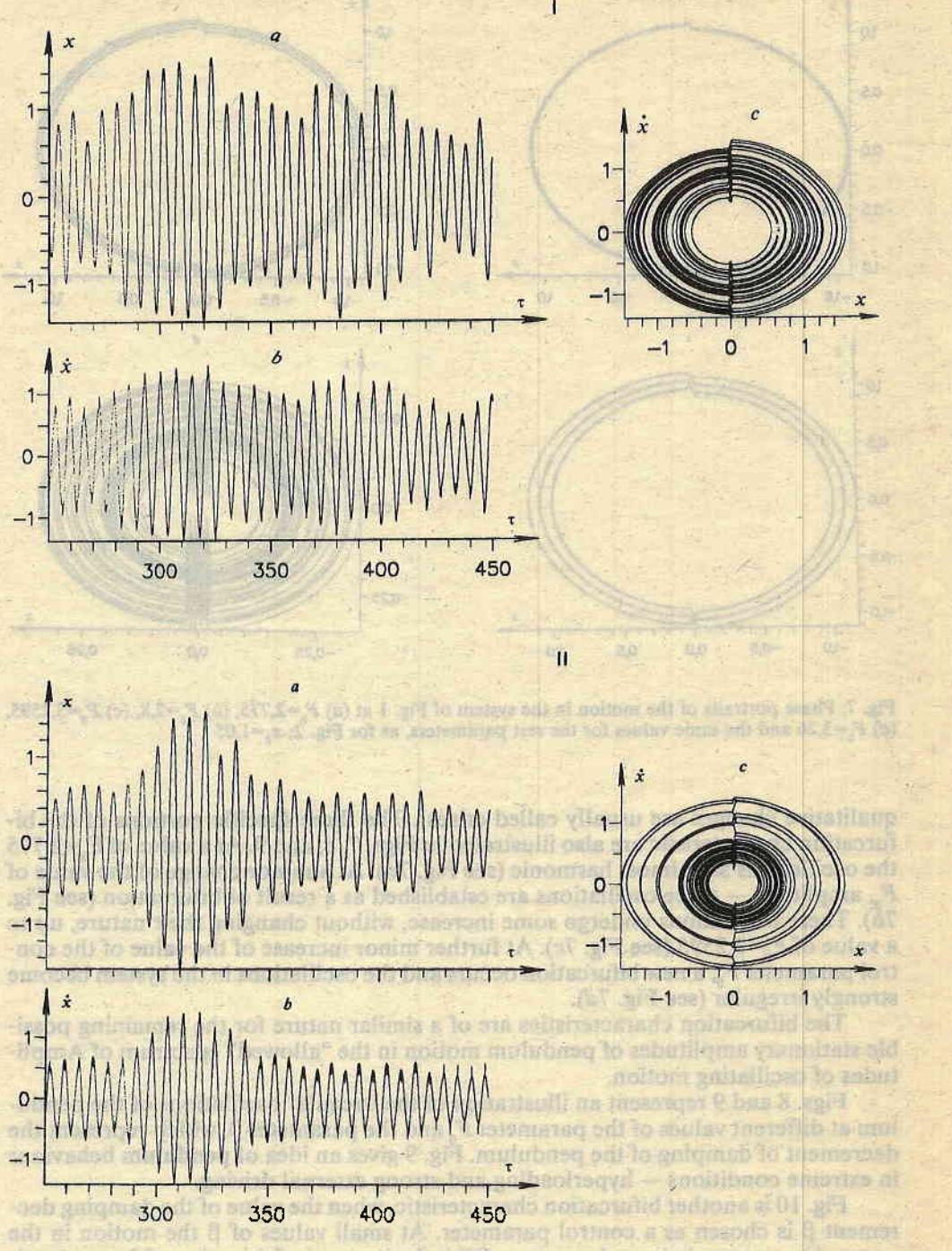
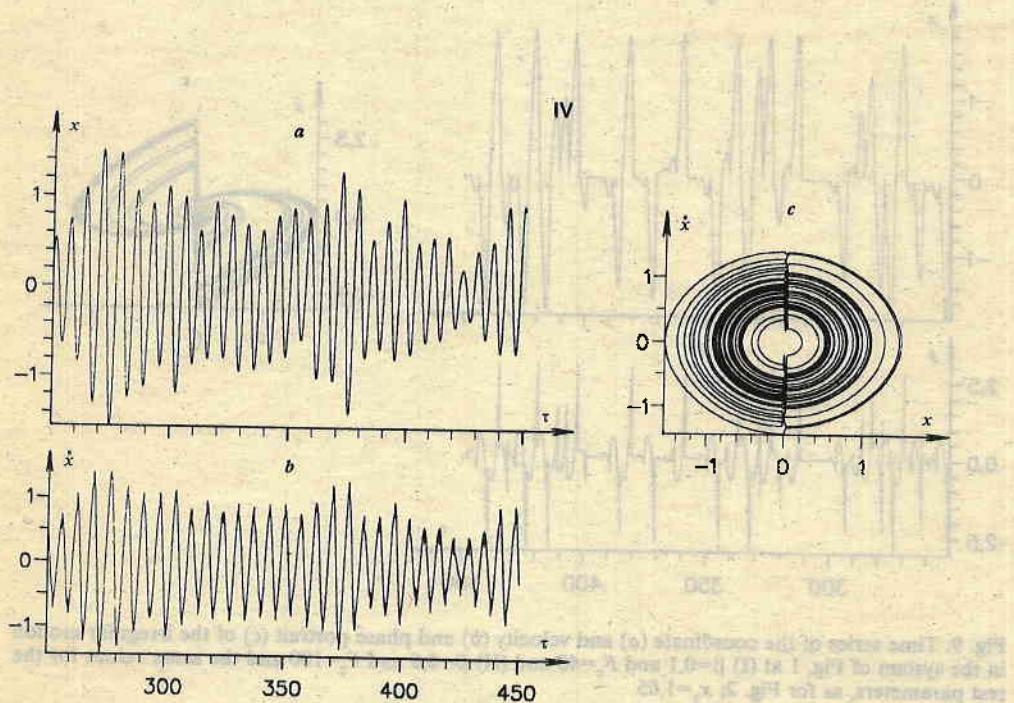
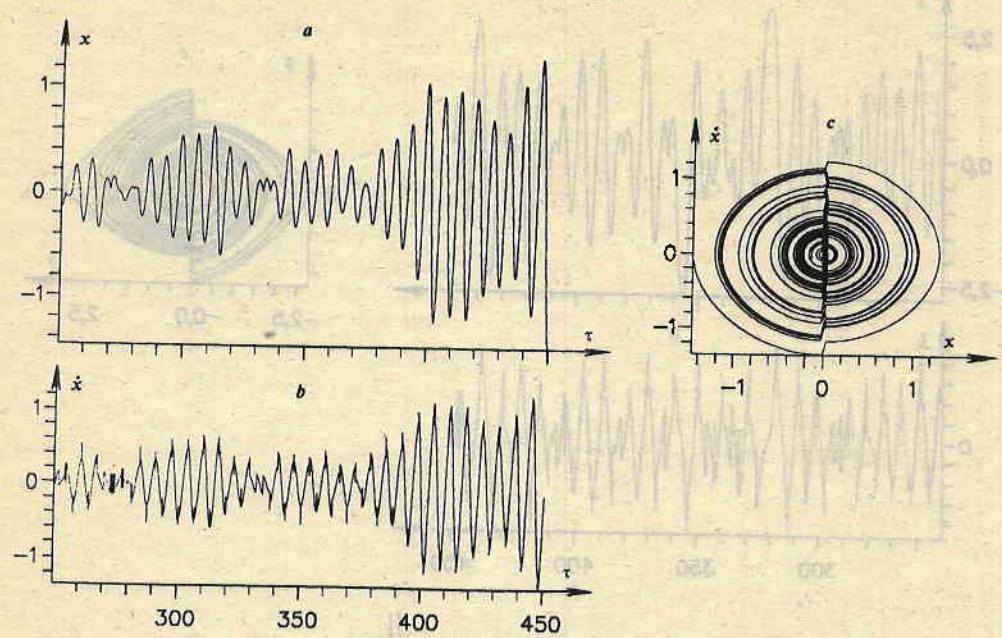


Fig. 8. Time series of the coordinate x (a) and angular velocity \dot{x} (b) and phase portrait (c) of the irregular motion in the system of Fig. 1 at (I) $F_0=5,190$, (II), $F_0=5,195$, (III) $F_0=6,480$ and (IV) $F_0=6,51$ and the same values for the rest parameters, as for Fig. 2; $x_0=1,05$



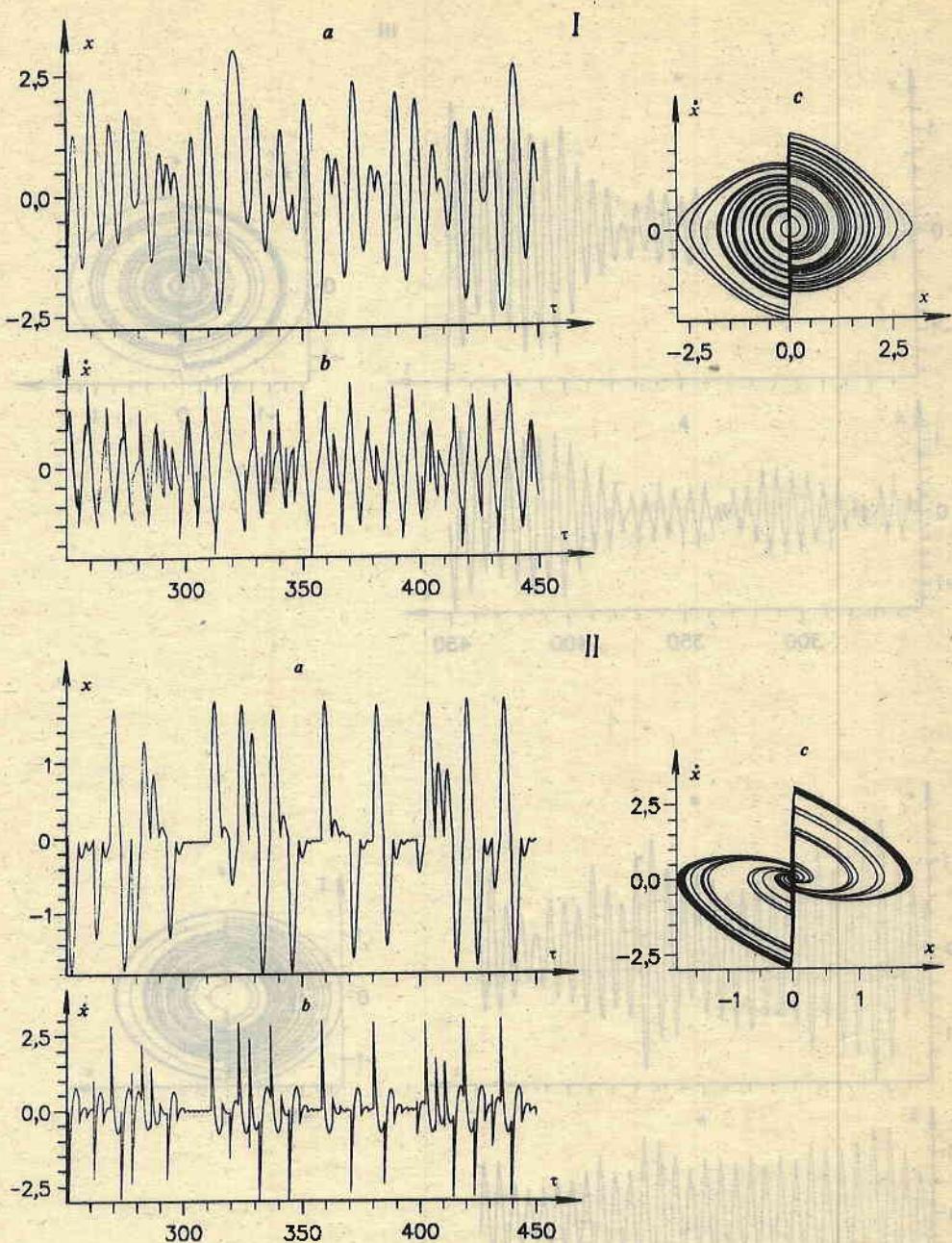


Fig. 9. Time series of the coordinate (a) and velocity (b) and phase portrait (c) of the irregular motion in the system of Fig. 1 at (I) $\beta=0.1$ and $F_0=40$ and (II) $\beta=0.5$ and $F_0=100$ and the same values for the rest parameters, as for Fig. 2; $x_0=1.05$

the amplitude $F_0=2.0$, for values of $\beta>0.02$, the pendulum oscillations mainly degenerate into faster or slower damped ones.

Fig. 11 gives a general idea of the nature of the pendulum oscillations on the

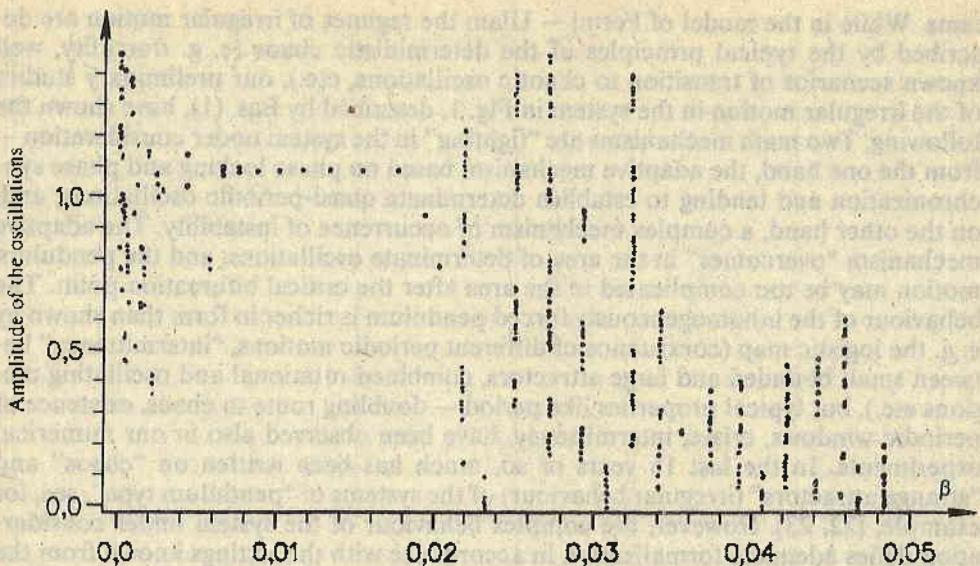


Fig. 10. Bifurcation characteristic representing the dependence of the amplitude of the pendulum oscillations on the value of the damping decrement β at the following parameter values: $x_0=1,05$, $y_0=0$, $v=51$, $d=0,025$, $F_0=2$, $\beta=\text{vary}$

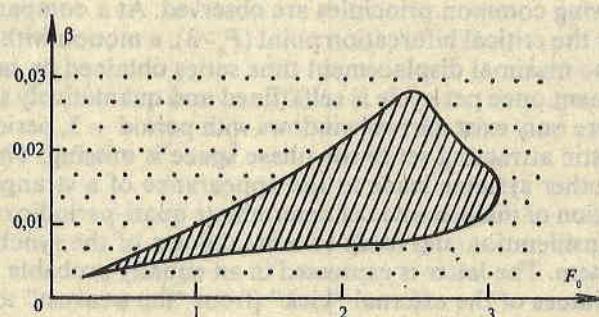


Fig. 11. Illustration on the nature of motion in the system of Fig. 1 in the plane of main parameters — damping decrement β vs amplitude of the external driving force F_0 . The hatched area corresponds to steady-state stationary oscillations; the dots denote the area of complicated irregular pendulum oscillations

plane of basic parameters — the state diagram is given as a function of both the external driving amplitude F_0 and the damping parameter β . The continuous line and the hatching define the area of parameters that ensure stationary oscillations. For values of parameters outside this area, the oscillations have strongly irregular nature.

The areas of parameter values corresponding to an irregular motion of the pendulum (see Fig. 6 at $F_0 > 3,26$ and Fig. 11 — the space filled with dots) require a very extensive and detailed investigation. As it was already pointed out, the system under consideration in Fig. 1 is relative by a number of attributes to the Fermi's problem in the setup of Fermi — Ulam, represented by a vibrating surface, from which an elastic ball is bouncing freely and is falling back by the gravitational effect. In spite of this, there are substantial differences in the nature of the irregular motion in the two sys-

tems. While in the model of Fermi — Ulam the regimes of irregular motion are described by the typical principles of the deterministic chaos (e. g. fractality, well known scenarios of transition to chaotic oscillations, etc.), our preliminary studies of the irregular motion in the system in Fig. 1, described by Eqs. (1), have shown the following. Two main mechanisms are “fighting” in the system under consideration — from the one hand, the adaptive mechanism based on phase locking and phase synchronization and tending to establish determinate quasi-periodic oscillations, and, on the other hand, a complex mechanism of occurrence of instability. The adaptive mechanism “overcomes” in the area of determinate oscillations, and the pendulum motion may be too complicated in the area after the critical bifurcation point. The behaviour of the inhomogeneously forced pendulum is richer in form than shown by e. g. the logistic map (coexistence of different periodic motions, “intermittency” between small bounded and large attractors, combined rotational and oscillating motions etc.), but typical properties like period — doubling route to chaos, existence of periodic windows, crises, intermittency, have been observed also in our numerical experiments. In the last 15 years or so, much has been written on “chaos” and “strange attractors” (irregular behaviour) of the systems of “pendulum type”, see, for example, [22, 23]. However, the complex behaviour of the system under consideration defies adequate formalization in accordance with the settings known from the literature. The pendulum trajectories can be bounded and unbounded, the pendulum can have steady-state behaviour that is non an equilibrium point, not periodic, and not quasiperiodic.

When the amplitude of the external driving force F_0 is a control parameter (see Fig. 6) the following common principles are observed. At a comparatively small increase of F_0 after the critical bifurcation point ($F_0 > 3$), a motion with stochastic character appears (the maximal displacement time series obtained by sampling the pendulum displacement once per cycle is selfaffined and quantitatively similar to brownian motion). There only exist narrow windows with period — 3, period — 7, period — 14. A characteristic attracting set in the phase space is missing. The eruptive instability, which in other systems leads to the appearance of a strange attractor, only breaks the condition of maintenance of determinate quasi-periodic oscillations in the system under consideration and leads to a breakdown of the synchronous input of energy in the system. The latter is expressed in an equally probable manifestation of wide spectra of values of the external “kick” (from “the weakest” to “the strongest” influence of the external driving force), therefore the describing point can with equal probability be located in any point of the phase space. The character of the motion substantially depends on the value of the damping decrement β . At small values of β there is a mature random process. When the value of β is increased, noticeable fractal structures are possible to appear in the phase space. In some cases, the chaotic motion abruptly terminates, only to resume after some “laminar time”. At the same time, both for values of the amplitude F_0 slightly above the critical bifurcation value ($F_0 > 3$) and at significant values of F_0 ($F_0 > 10$), there exist areas in which the pendulum oscillations generally have a damping character. The time constant of damping depends on the values of the parameters β and F_0 , its value significantly increasing with the value of F_0 .

Theoretical studies and experiments on the externally forced pendulum [24] showed that chaotic oscillations of the pendulum are obtained after the breaking of symmetry of oscillations. At the same time, in the system under consideration of a pendulum under an inhomogeneous external action breaking the symmetry oscillations is, on the contrary, a necessary component of the adaptive mechanism for maintaining determinate oscillations. With the increase of the value of the parame-

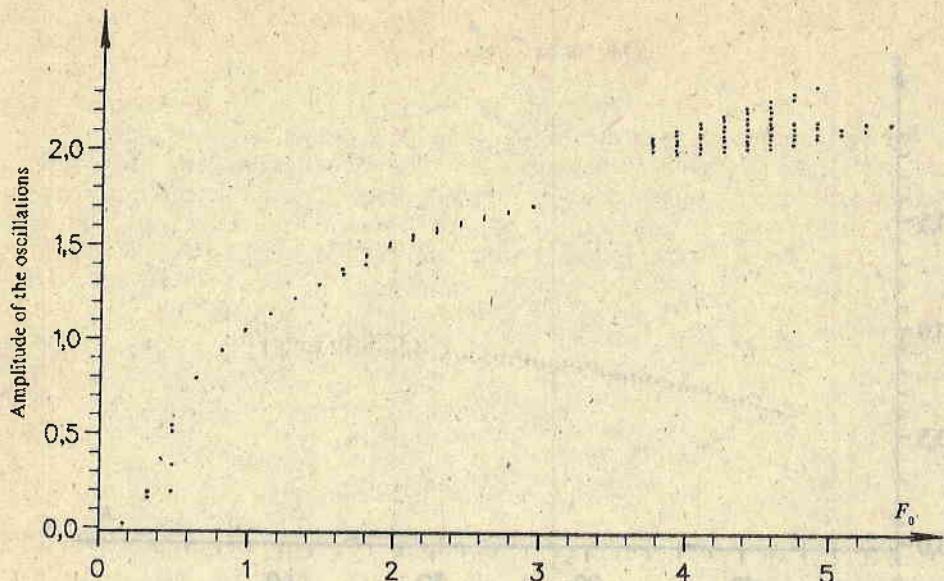


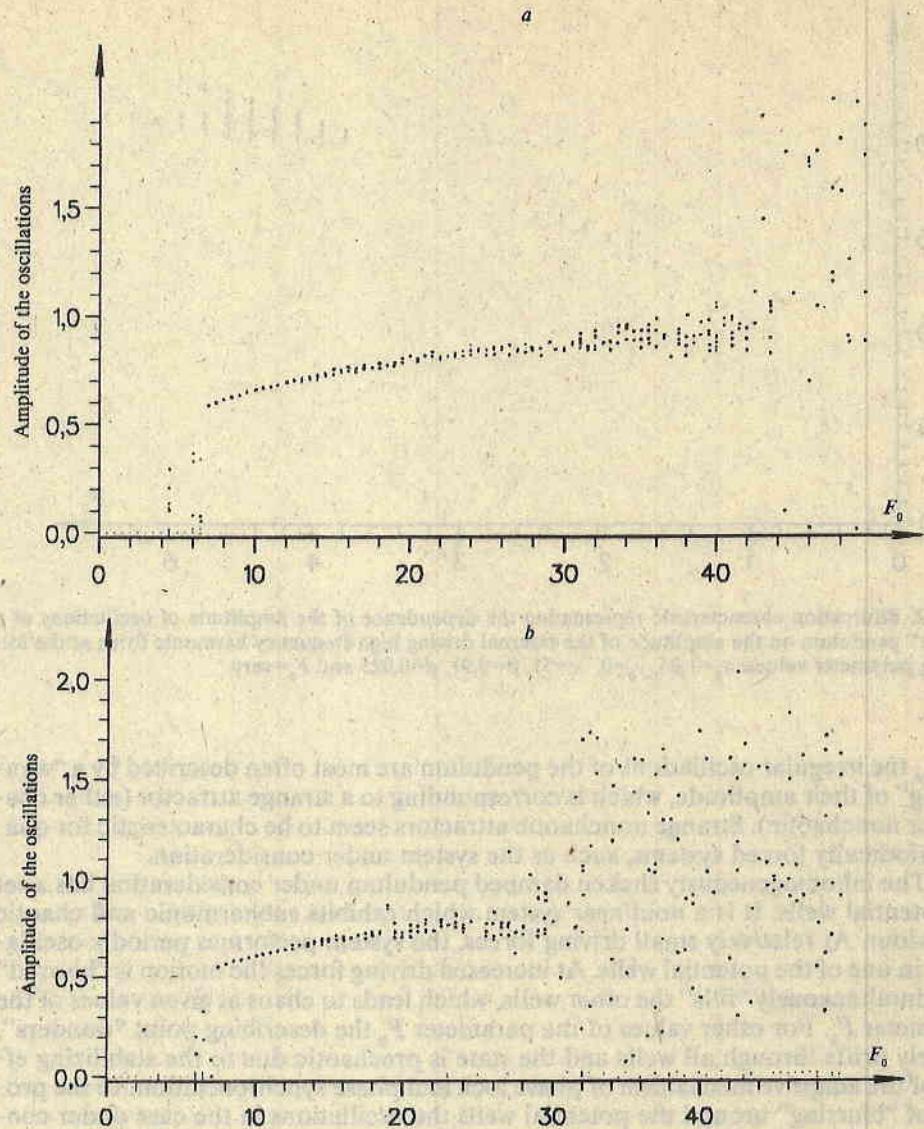
Fig. 12. Bifurcation characteristic representing the dependence of the amplitude of oscillations of a "linear" pendulum on the amplitude of the external driving high-frequency harmonic force at the following parameter values: $x_0=1,05$, $y_0=0$, $\nu=51$, $\beta=0,01$, $d=0,025$ and $F_0=\text{vary}$

ter F_0 , the irregular oscillations of the pendulum are most often described by a "wandering" of their amplitude, which is corresponding to a strange attractor (either chaotic or nonchaotic). Strange nonchaotic attractors seem to be characteristic for quasi-periodically forced systems, such as the system under consideration.

The inhomogeneously shaken damped pendulum under consideration has a set of potential wells. It is a nonlinear system which exhibits subharmonic and chaotic behaviour. At relatively small driving forces, the system performs periodic oscillations in one of the potential wells. At increased driving forces the motion is "blurred" and simultaneously "fills" the other wells, which leads to chaos at given values of the parameter F_0 . For other values of the parameter F_0 the describing point "wanders", vaguely drifts through all wells and the state is prechaotic due to the stabilizing effect of the adaptive mechanism of phase lock and phase synchronization. In the process of "blurring" around the potential wells the oscillations in the case under consideration are mainly "turned around" the first, deepest potential well in the vicinity of $x \sim 0,25$, which has stronger attracting adaptive properties due to the presence of conditions for nonsymmetric amplitude — three modulated oscillations.

It is interesting to compare the data stated above with the case of a "linear" pendulum. In this case, the function $\sin x$ is substituted by x in the system of equations (1).

Fig. 12 shows a bifurcation characteristic, which in this case is a dependence of one of the steady-state stationary amplitudes of oscillation of the "linear" pendulum on the value of the amplitude of the external driving high-frequency harmonic force F_0 . By comparing it with the bifurcation characteristic in Fig. 6, we can note the following. While in the nonlinear case there is a clearly expressed threshold by value of the amplitude F_0 ($F_0 \sim 1,1$ in Fig. 6), over which stationary steady-state oscillations with unchanging amplitude are excited, in the linear case (Fig. 12) there is a portion



of values of the control parameter $0,5 < F_0 < 1,8$, for which a smooth increase of the amplitude of oscillation in the system is characteristic. For values $F_0 > 1,8$ the characteristic reaches a relatively flat section, but nevertheless the amplitude of oscillation of the "linear" pendulum obviously depends on the value of F_0 . At the nonlinear pendulum (Fig. 6), in a wide area of values of F_0 ($1,1 < F_0 < 2,8$) the amplitude of its oscillations is practically fully independent of the amplitude of the external force (the external driving amplitude may vary up to 200%, at which the oscillating process remains unchanging). The adaptive mechanism of self-adjustment acts less strongly in the case of a "linear" pendulum. This is obvious, since the absence of nonlinearity precludes the action of the modulation-parametric mechanism of energy input into the oscillation process, characteristic for the nonlinear case. Continuing with the comparison, it is seen that in the case of a "linear" pendulum the multi-

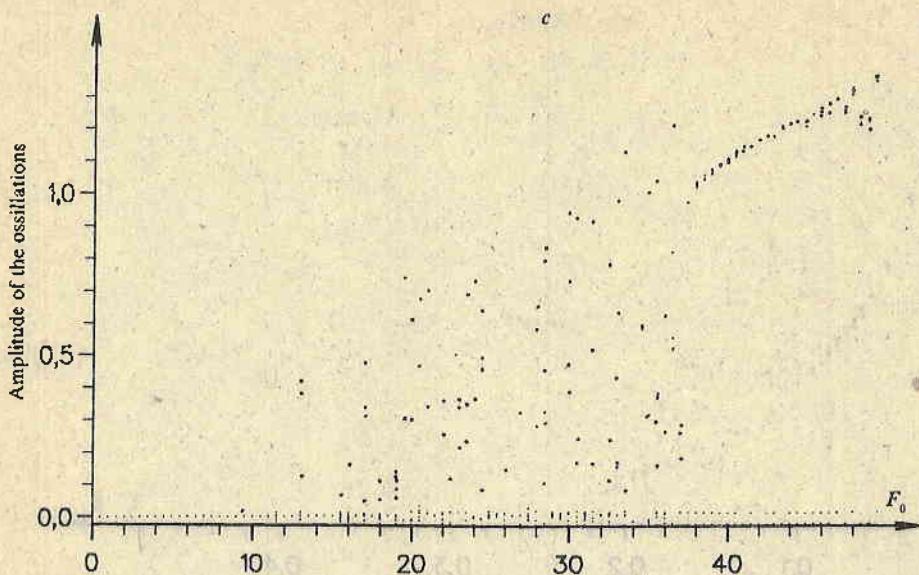


Fig. 13. Bifurcation characteristic representing the dependence of the amplitude of oscillations of a "linear" pendulum on the amplitude of the external driving high-frequency harmonic force at $\beta=0,09$ (a), $\beta=0,1$ (b) and $\beta=0,225$ (c) and the following values of the rest parameters: $x_0=0,75$ (a and b) and $x_0=1,05$ (c), $y_0=0$, $v=51$, $d=0,025$, $F_0=\text{vary}$

amplitude regimes at increased values of F_0 ($F_0 > 3,6$) are much better expressed than in the nonlinear case.

The increase of the value of the decrement β substantially softens the section of the bifurcation characteristic described by an increase of the amplitudes of oscillation. This is illustrated in Fig. 13. It is seen that in this case the threshold value of the amplitude F_0 and the area of stable stationary steady-state oscillations are much better expressed. The case of a very high value of the parameter β shown in Fig. 13c is described by a wide area of irregular oscillations and the steady-state stationary oscillations are realized at high values of the driving amplitude F_0 ($F_0 > 37$). In order to get a more full idea, fig. 14 shows a bifurcation characteristic of the "linear" pendulum, the control parameter is the decrement of damping β , and the value of the amplitude of the external driving force has been chosen to be high, $F_0=40$. The areas of stationary steady-state oscillations and irregular oscillations are clearly distinguished. At small values of the oscillations are of quasi-determinate nature, as opposed to the nonlinear case, where for the same values of β the oscillations are of clearly expressed irregular nature.

Now it is time to give a more detailed explanation and illustrate more evidently the adaptive mechanism of maintaining unchanging the pendulum oscillations, which was mentioned several times in the above text. Fig. 15 shows conditionally a period of the sinusoid of the external driving harmonic force at $F_0=1,1$ (Fig. 15a) and $F_0=2,8$ (Fig. 15b). The time of interaction of the pendulum with the external high-frequency source is determined by the phase φ , corresponding to the time when the pendulum flies into the zone of driving $[-d, d]$ and the phase φ_{out} , when it leaves the zone. The pendulum is speeded up during the positive half period and is stopped during the negative half period. The resulting energy absorbed by the pendulum is

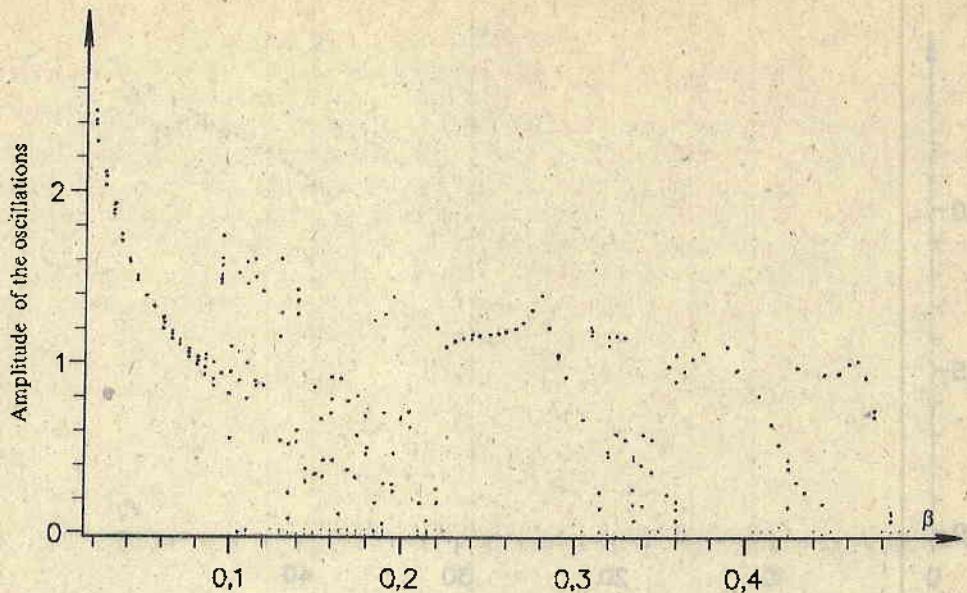


Fig. 14. Bifurcation characteristic representing the dependence of the amplitude of oscillations of a "linear" pendulum on the value of the damping decrement β at the following parameter values: $x_0=1.05$, $y_0=0$, $F_0=40$, $v=51$, $d=0.025$, $\beta=\text{vary}$

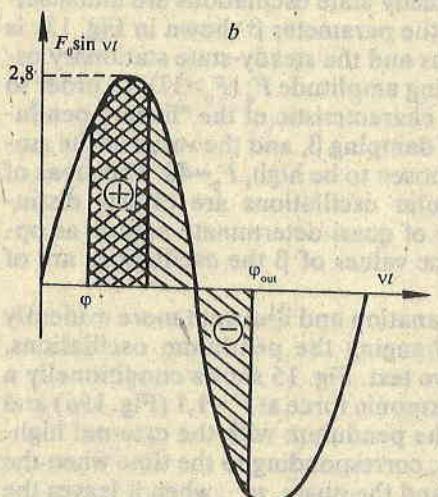
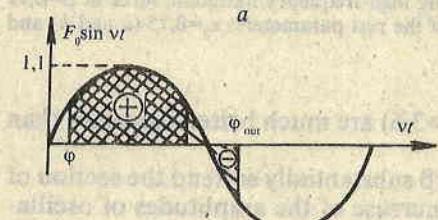


Fig. 15. Illustration to the explanation of the adaptive mechanism of selfcontrol of the input portion of energy in the pendulum oscillations: one period of the external harmonic force at $F_0=1.1$ (a) and $F_0=2.8$ (b). The phase ϕ corresponds to the time when the pendulum enters the driving zone and ϕ_{out} — to the time when it leaves the zone

proportional to the double hatched area marked with the sign \oplus in Fig. 15. In a regime of stationary steady-state oscillations of the pendulum its amplitude remains unchanged at a drastic change of the amplitude of the external driving force, e. g. at a change of F_0 at almost 200% within the range $1,1 < F_0 < 2,8$ (see Fig. 6). The portion of energy absorbed by the pendulum, delivered by the external source, remains unchanged at an arbitrary value within this range. This is automatically achieved due to the adaptive change and self-adjustment of the phase φ , where the pendulum flies into the driving zone $[-d, d]$. It is clearly seen from Fig. 15a that changing the amplitude F_0 from 1,1 to 2,8 causes the phase φ to be changed in such a way that the double hatched area with the sign \oplus remains unchanged (compare Fig. 15a and Fig. 15b), therefore the portion of energy input in the pendulum remains unchanged.

Consider the influence of the parameters v and d about which almost nothing has been said so far.

The analysis shows that the condition $v \gg 1$ should be satisfied in order to obtain a discrete series of steady-state amplitudes of pendulum oscillation, i. e. the frequency of the external driving force should be much higher than the natural resonance frequency of the pendulum. For example, in the range of values $1 < v < 10$ and the rest unchanging parameters, the pendulum may only have one steady-state amplitude of oscillation. At increased values of v a discrete series of possible steady-state amplitudes is realized. As it was always seen, at $v=51$ there exist 4 steady-state stationary amplitudes of motion of the pendulum: $\sim 0,25$, $\sim 0,75$, $\sim 1,1$ and $\sim 1,45$ (see Figs. 2 and 3). At further increase of the value of v , the number of the stationary amplitudes of motion of the pendulum is also increased. E. g., at $v=97$, the possible discrete series of stationary amplitudes amounts to 9 values: $\sim 0,25$, $\sim 0,43$, $\sim 0,60$, $\sim 0,75$, $\sim 0,93$, $\sim 1,1$, $\sim 1,20$, $\sim 1,33$, $\sim 1,45$.

Since the function $\epsilon(x)$ was chosen to be even function of the type (2), then v should take on odd values. Regardless that at $v \gg 1$ this condition is considerably softened, the numerical analysis shows a significant difference of the oscillation modes, e. g. at $v=51$ and $v=50$. At the numerical and theoretical analysis it is possible that the preset v to be odd. At a natural system, built on the conditions of Fig. 1 and the Expr. (2) the condition v to be odd is automatically achieved, since due to the adaptivity of the system and its non-isochronism (the frequency of pendulum oscillations depends on the amplitude of its oscillations) this condition corresponds to the regime that is most favourable as related to energy input. Indeed, in order to ensure the stationary oscillation of the pendulum, the latter should enter the driving zone $[-d, d]$, both "from the left" and "from the right", each time at the same phase of the high-frequency driving force, differing from the preceding cycle with $l\pi$, where $l=1, 3, 5, \dots$. Obviously the stationary oscillations of the pendulum will be excited, if the ratio of the external force frequency to the pendulum oscillation frequency is a multiple to an odd integer.

It should be particularly noted that only the precise odd integer ratio of frequencies and zero deviation from the respective resonance frequency ensure symmetrical almost harmonic oscillations of the pendulum. When these conditions cannot be simultaneously satisfied, nonsymmetrical regimes of oscillations of the pendulum are realized. A clear example of such nonsymmetrical regime at $v=51,0$ is amplitude — three oscillations of the pendulum around a value of $\sim 0,25$ (see Fig. 3).

The value $v=51,0$ gives the ratio between the external driving force frequency and the natural frequency of the pendulum at disappearingly small amplitudes of oscillation. At a finite amplitude (e. g. $\sim 0,25$) the ratio between the external driving force frequency and the equivalent to that amplitude resonance frequency of the pendulum (this ratio will be denoted by N) is greater than 51, i. e. $N > 51$ due to the non-

isochronism of the oscillations. For example, the numerical experiment shows that frequency ratios $N=53, 55, 57$, and 59 correspond to the stationary oscillations with amplitudes $\sim 0.25, \sim 0.75, \sim 1.1$, and ~ 1.45 (see Fig. 3). Only at pendulum oscillations with amplitude ~ 1.45 there are conditions for oscillations with a precisely odd multiplicity of frequencies $N=59$. As seen from Figs. 2 and 3, in this case the pendulum oscillations are "purest" and closest to the harmonic ones. In the remaining cases there is some fluctuation of the resonance frequency around the precise multiple frequency. At higher values of v it is possible the more complete fulfillment of the conditions; N to be an odd integer, which provides symmetrical oscillations of the pendulum. For example, at $v=97$ the 9 steady-state amplitudes listed above are realized, to which 9 odd multiplicities of the frequencies correspond: from $N=101$ to $N=117$.

The numerical analysis of the influence of the parameter d , defining the zone of action of the external high-frequency harmonic force showed the following. There exist ranges of values for d , in which the possible discrete series of steady-state amplitudes of oscillations of the pendulum and their values remain unchanged. These ranges of values of d depend on the frequency of the external driving force. For example, in the case of $v=51$, the main oscillation processes and regimes of the pendulum remain unchanged in the range of values for $d=[0.01, 0.045]$ and the rest unchanging parameters. This is again possible due to the adaptivity of the system, when the phase φ , corresponding to the moment when the pendulum enters the zone of action, is so changed that the portion of energy of the external source that is input into the oscillating process should remain unchanged.

Conclusion

The paper presents the phenomenon of excitation of continuous oscillations with a possible discrete set of stable amplitudes. The discussion is performed on the basis of a model system representing a pendulum driven by an external harmonic force, which is nonlinear by the angle of its deviation. The inhomogeneous action of the external force is set by constraining the zone of its action on a certain small part of the trajectory of motion.

The basic properties characterizing the mechanism of "quantized" oscillation excitation are:

(1) Excitation of oscillations of the quasieigenfrequency of the system with a set of discrete stationary amplitudes, depending only on the initial conditions: i. e., discretion of the energy absorption processes, a specific "quantization" of the amplitude or intensities of the excited oscillations.

(2) The possibility for an effective division of the frequency with high rate frequency of the unary transformation. Principally new is the possibility to excite oscillations of the eigenfrequency under the action of external high frequency force upon the unperturbed linear and conservative linear and nonlinear oscillating systems.

(3) Adaptive self-control of the energy contribution in the oscillating process, revealed as a maintenance of the amplitude values and the oscillations frequency in the system in case of significant change of the amplitude of the external action, the quality factor (Q -factor, load, losses), and other external actions, i. e. this is a phenomenon of strong adaptive stabilization of regimes at a parameter change up to hundreds per cent. This effect of "dynamic stabilization" can play an important role in other, quite different physical phenomena such as quadrupole mass filters and various types of plasma confinement.

The simple pendulum is a very old device, yet it is a paradigm of contemporary

nonlinear dynamics. The equation of motion for the driven, damped pendulum models a variety of physical phenomena, e. g. such as radio-frequency driven Josephson junctions and charge-density-wave transport, etc. This fact, supported by the research of a great number of scientists for centuries, allows us to speak about the inexhaustibility of the pendulum as a basic paradigm of nonlinear dynamics and, on the basis of our research on the general model of a pendulum to move to generalization such as the class of kick-excited systems. The deterministic dynamical systems of "pendulum type", driven by external nonlinear to coordinates forces, exhibit large families of irregular non-periodic solutions in addition to the expected and studied harmonic and subharmonic motion. The physical significance of these and other irregular motions which appear to occur in pendulum systems apparently is to be yet more studied and discussed.

References

1. D a m g o v , V. P. G e o r g i e v . — Aerospace Research in Bulgaria, 11, 1994, 3-18.
2. F e r m i , E. — Physical Review, 75, 1949, 1169-1192.
3. P i k e , E., L. L u n g i a t o (Eds). Chaos, Noise and Fractals. Bristol, Adam Hilger, 1987.
4. F o r d , J. — Physical Reports, 213, 1992, No 5, 271-310.
5. U l a m , S. — Proceedings of the 4 th Berkeley Symp. on Math. Stat. and Probability. University of California Press, 3, 1961, 31-47.
6. H o l m e s , P. — J. Sounds and Vibrations, 84, 1982, No 2, 173-189.
7. L i c h t e n b e r g , A., M. L i b e r m a n . Regular and Stochastic Motion. New York, Springer — Verlag, 1983.
8. E v e r s o n , R. — Physica D, 19, 1986, 355-383.
9. T u f i l l a r o , N., A. A l b a n o . — American J. Physics, 54, 1986, No 10, 939-944.
10. I s o m ä k i , H. — In: Nonlinear Dynamics in Engineering Systems, ed. W. Schiehlen. Berlin, Springer, 1990, 61-96.
11. Z i m m e r m a n , R., C. C e l a s c h i , L. N e t o . — American J. Physics, 60, 1992, No 4, 370-375.
12. J a i n , S. — Physical Review Letters, 70, 1993, No 23, 3553-3556.
13. S h a w , S., P. H o l m e s . — J. Applied Mechanics, 50, 1983, 849-857.
14. T o m p s o n , J., R. G h a f f a r i . — Physical Review A, 27, 1983, No 3, 1741-1743.
15. S c h u s t e r , H. Deterministic Chaos. New York, Physik — Verlag, 1984.
16. I s o m ä k i , H., J. v o n B o e h m , R. R a t h y . — Physics Letters A, 107, 1985, No 8, 343-346.
17. T u n g , P i - c h e n g . — JSME Int. J., Series III, 35, 1992, No 3, 378-386.
18. S o l i m a n , M., J. T h o m p s o n . — Int. J. Bifurcation and Chaos, 2, 1992, No 1, 81-91.
19. T r o e s c h , A., D. K a r r , K. B e i e r . — Int. J. Bifurcation and Chaos, 2, 1992, No 3, 607-620.
20. C e c c h i , G. et al. — Chaos, 3, 1993, No 1, 51-62.
21. H a y a s h i , C. h. Nonlinear Oscillations in Physical Systems. New Jersey, Princeton, Princeton University Press, 1985.
22. H a s t i n g s , S., J. M c L e o d . — American Mathematical Monthly, 100, 1993, No 6, 563-572.
23. C h r i s t i a n s e n , P., R. P a r m e n t i e r . Structures, Coherence and Chaos in Dynamical Systems. Manchester University Press, 1989.
24. B a y l y , P. h., L. V i r g i n . — Int. J. Bifurcation and Chaos, 2, 1992, No 4, 983-988.

Received 28. XI. 1994

Кик-възбудане на „квантовани“ трептения

Владимир Дамгов, Арън Холден

(Резюме)

Представен е числен анализ на явлението възбуддане на трептения с дискретен ред устойчиви амплитуди под въздействието на външна, нелинейна по координатата периодична сила. Численият експеримент е направен на основата на уравнение, описващо движението на махало. Дадени са времеви серии, съвместни фазови портрети, бифуркационни характеристики. Като управляващи параметри са взети амплитудата на външната въздействаща сила и коефициентът на демпфиране в системата. Детерминираната проява на явлението се характеризира с две важни закономерности: дискретизация („квантовост“) на възможните устойчиви амплитуди и силна адаптивна устойчивост при значителни изменения на амплитудата на външното въздействие, качествения фактор на трептящото звено и други външни влияния. Дадена е нагледна физическа интерпретация на самоадаптивните свойства, обусловени от характерен фазов параметър на системата. Нерегулярното поведение на системата се характеризира със сложна комплексна динамика: период — 3, 7, 14 осцилации; трептения, подобни на Брауновото движение; развити хаотични трептения (детерминистичен хаос); нерегулярни движения, описвани със страничен, но не хаотичен атрактор и др. Формиран и предложен е клас самоадаптивни кик-възбудими системи.

Excitation of "quantized" oscillations and principle of reversibility of modulation — parametric interactions¹

Vladimir Damgov

Space Research Institute, Bulgarian Academy of Sciences

Introduction

The phenomenon of "quantized" oscillation excitation will be analyzed on the basis of a general model — a pendulum under the action of external HF periodic force, nonlinear as regards the pendulum coordinates.

The fundamental problem of pendulum investigation, the analytical study of which goes back to Huygens [1, 2], is isomorphic to a variety of physical phenomena, particularly such as radio-frequency driven Josephson junction and charge-density wave transport [3, 4]. This correspondence, recognized over a quarter of a century ago has led to various studies of phenomena related to the Josephson effect by means of mechanical analogs. The different types of steady-states, or attractors, of the driven pendulum and of rf-driven Josephson junction and the ranges of control parameters for which they occur have been studied extensively in numerical and analog simulations.

The pendulum is a well-known phenomenon intensively studied for over 300 years. At present, the pendulum is quite rightly considered to be one of the most general models in nonlinear dynamics [5-8]. Biased, we could say that any phenomenon that can be observed in the pendulum is of considerable generality. In systems of the "pendulum type" phenomena like "resonance", "frequency pulling, synchronization and stabilization", etc. have been discovered. In the early 50-ies N. N. Bogolyubov and P. L. Kapitza discovered the possibility for stabilization of the upper unstable equilibrium pendulum point using weak high-frequency modulation applied to the point of suspension — a phenomenon that is applied for example in heated plasma stabilization in experiments for thermonuclear reaction utilization [5, 9]. It is not a mere coincidence that the quantum-mechanic radio-frequency driven Josephson

¹ An investigation supported by the Bulgarian National Foundation "Scientific Research" under Contract No TH-549/95.

junction discovered recently, as well as the charge-density wave transport process are completely analogous to the pendulum with its strong sinusoidal nonlinearity. The inexhaustibility of the pendulum as a general model is corroborate once again by the presented herewith phenomenon of continuous oscillation excitation with an amplitude belonging to a discrete value set of possible stable amplitudes. We believe that the general problem of excitation of oscillations in different systems under an inhomogeneous action of a nonlinear external force (nonlinear with respect to the coordinate of the excited system) should be most beneficially analyzed on the example of the pendulum.

Principle is stated for modulation-parametric interactions as reversible processes, representing fundamental issue of effective control of electric systems equivalent impedances [10, 11]. Heuristic viewpoint of the principle understanding and application is presented, analysing the effect of unifrequency non-degenerative parametric regeneration [10, 11] and — herewith — the phenomenon of excitation of "quantized" oscillations.

Energy parametric input, transformation and transmission is described as a rule with reactive parameter variation. Such processes are characterized by generation and interconversion of combination frequencies. Two opposite in character yet simultaneous in manifestation processes take part — this of combination frequency generation accompanied by input signal — parametric element interaction and that of "reverse" combination frequencies conversion with the same parametric element. Thus is determined system reaction to input signal or signals with other combination frequencies and system influence as either regenerative or degenerative.

Within this context is formulated the principle of modulation-parametric reversible interactions, connected with mutually reversible transformation and mixing of signals in the presence of parametric elements. Variation of equivalent (effective) impedance parameters accompanies the process.

Analysing those simultaneous inseparable signal frequency transformation processes, analytical differentiation into "forward" and "back" sub-processes is made. First stage of analysis represents equation set, referring to "forward" signal transformation and combination spectrum generation. Second analysis stage includes equation solution and gives system reaction in presence of combination components as result of "back" transformation.

The paper presents a picture of the internal formation of oscillations in the pendulum system and the mechanism of a modulation-parametric energy input channel for their maintenance.

Analysis of the pendulum oscillations under inhomogeneous external driving in the proximity of small amplitudes: proof for the presence of a modulation-parametric channel for input of energy into the oscillation process

The inhomogeneous driving of an external high-frequency source of power supply causes a characteristic mixing of its frequency (or its spectrum of frequencies) with the frequency of the oscillations of the excited system. The

characteristic argument of the system is an adaptively adjusted phase that provides a most favourable, from energetic point of view, interaction between the driven pendulum and the high-frequency source of power supply. In the language of frequency, the process of nonlinear interaction of the pendulum with a high-frequency external source is expressed by generating an infinite spectrum of combination frequencies. At that, the adaptive automatic adjustment to a most favourable phase is the necessary condition of such mixing of the two oscillation processes, at which spectral components with a frequency close to the equivalent resonance frequency of the pendulum appear. Those spectral components maintain the pendulum oscillations constant and steady and the phase conditions of excitation of one or another amplitude of oscillation have a discrete nature and differ at the respective initial conditions (initial kinematic parameters of the pendulum).

The analysis is carried out on the basis of the following equation describing the pendulum oscillations under the effect of an external periodic force, nonlinear along the coordinates:

$$(1) \quad \ddot{x} + 2\beta\dot{x} + \omega_0^2 \sin x = \varepsilon(x)F \sin vt,$$

where x — angle of deviation of the pendulum from the vertical, ω_0 — frequency of the small natural oscillations, $2\beta\dot{x} + \omega_0^2 \sin x$ — function accounting for the friction and the unharmonicity of the oscillations, $F > 0$ — amplitude of the external force with high frequency $v > \omega_0$, $\varepsilon(x)$ — function determining the position of the force in space.

The solution of Eq. (1) is presented in the form

$$(2) \quad x = X_0 + \sum_n x_n,$$

where X_0 corresponds to the main oscillations of the pendulum, $\sum_n x_n$ — sum of combination components generated at the effect of the external force of the pendulum.

By substituting (2) into (1) and bearing in mind that $\sum_n x_n$ is small as compared to X_0 , we may write down:

— Equation about the main oscillations

$$(3) \quad \begin{aligned} \ddot{X}_0 + 2\beta\dot{X}_0 + \omega_0^2 \sin X_0 + \left[\omega_0^2 \cos X_0 \sum_n x_n \right]_{X_0} \\ = \left[\varepsilon(X_0)F \sin vt \right]_{X_0} + \left[\frac{d\varepsilon(X_0)}{dx} \sum_n x_n F \sin vt \right]_{X_0}; \end{aligned}$$

— Equation about any l -th combination component out of the possible n -set

$$(4) \quad \begin{aligned} \ddot{x}_l + 2\beta\dot{x}_l + \left[\omega_0^2 \cos X_0 \sum_n x_n \right]_l \\ = \left[\varepsilon(X_0)F \sin vt \right]_l + \left[\frac{d\varepsilon(X_0)}{dx} \sum_n x_n F \sin vt \right]_l. \end{aligned}$$

The subscripts "X₀" and "I" in (3) and (4) mean that only the components with the frequency of the main oscillations or the corresponding combination frequency are selected from the respective members of the Equations.

$$(5) \quad X_0 = a \cos(\omega t + \varphi_0) = a \cos \theta,$$

$$(6) \quad \sum_n x_n = \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_n \cos[(v+n\omega)t + \varphi_n]$$

where a , ω and φ_0 — amplitude, frequency and phase of the main oscillation of the pendulum; A_n , $(v+n\omega)$ and φ_n — amplitude, frequency and phase of the n -th combination frequency. The frequency ω is close to the resonance frequency of the small oscillations ω_0 .

The function $\varepsilon(x)$ may be analytically represented in a different way, such as

$$(7a) \quad \varepsilon(x) = \begin{cases} 1 & \text{at } |x| \leq d \\ 0 & \text{at } |x| > d \end{cases}$$

$$(7b, c) \quad \varepsilon(x) = e^{-\frac{x^2}{2d^2}}, \quad \varepsilon(x) = \begin{cases} \frac{1}{2} \left[1 + \cos\left(\frac{\pi}{d}x\right) \right] & \text{at } |x| \leq d \\ 0 & \text{at } |x| > d \end{cases}$$

where $d \ll 1$ and $d \ll a$. At conditions (5) we use the expansion of the functions (7) in Fourier series:

$$(8) \quad \varepsilon(X_0) = \varepsilon(a \cos \theta) = a_0 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} a_{2n} \cos 2n\theta,$$

$$(9) \quad \frac{d\varepsilon(X_0)}{dx} = \frac{d\varepsilon(a \cos \theta)}{dx} = 2 \sum_{m=1}^{\infty} b_{2m} \sin 2m\theta.$$

The following expressions are obtained for the coefficients in (8) and (9) for the function of the form of (7a):

$$(10) \quad a_0 = \frac{2\theta_0}{\pi}, \quad a_{2n} = \frac{1}{\pi n} \sin 2n\theta_0, \quad b_{2m} = \frac{2}{\pi a} \frac{\sin 2m\theta_0}{\sin \theta_0}, \quad \theta_0 = \arccos \frac{d}{a}.$$

Substituting (5), (6) and (8), (9) into (3) we obtain the shortened equations of establishing the amplitude a and phase φ_0 of the pendulum oscillations accounting for an infinite spectrum of combination frequency:

$$(11) \quad \dot{a} = -\beta a + \frac{G_1}{2\omega} - \frac{F}{2\omega} (a_{N-1} - a_{N+1}) \cos N\varphi_0,$$

$$(12) \quad \dot{\varphi}_0 = -\frac{\omega^2 - \tilde{\omega}_0^2}{2\omega} + \frac{G_2}{2\omega a} + \frac{F}{2\omega a} (a_{N-1} + a_{N+1}) \sin N\varphi_0$$

where

$$(13) \quad \begin{aligned} \begin{Bmatrix} G_1 \\ G_2 \end{Bmatrix} = & \omega_0^2 \frac{J_0(a)}{a} \left[A_{1-N} \left\{ \begin{array}{l} \sin (\varphi_0 - \varphi_{1-N}) \\ \cos (\varphi_0 - \varphi_{1-N}) \end{array} \right\} + A_{-1-N} \left\{ \begin{array}{l} \sin (\varphi_0 - \varphi_{-1-N}) \\ \cos (\varphi_0 - \varphi_{-1-N}) \end{array} \right\} \right] \\ & + \omega_0^2 \sum_{k=1}^{\infty} (-1)^k J_{2k}(a) \left[+ \sum_{n=\pm 1-2k-N}^{+} A_n \left\{ \begin{array}{l} \sin (\varphi_0 \mp 2k\varphi_0 \mp \varphi_n) \\ \cos (\varphi_0 \mp 2k\varphi_0 \pm \varphi_n) \end{array} \right\} \right. \\ & \left. + \sum_{n=\mp 1+2k-N}^{-} A_n \left\{ \begin{array}{l} \sin (\varphi_0 \mp 2k\varphi_0 \pm \varphi_n) \\ \cos (\varphi_0 \mp 2k\varphi_0 \mp \varphi_n) \end{array} \right\} \right] \\ & - F \sum_{m=1}^{\infty} b_{2m} \left[- \sum_{n=\mp 1+2m}^{+} A_n \left\{ \begin{array}{l} \sin (\varphi_0 \mp 2m\varphi_0 \pm \varphi_n) \\ \cos (\varphi_0 \mp 2m\varphi_0 \pm \varphi_n) \end{array} \right\} + \sum_{n=\pm 1-2m}^{-} A_n \left\{ \begin{array}{l} \sin (\varphi_0 \mp 2m\varphi_0 \mp \varphi_n) \\ \cos (\varphi_0 \mp 2m\varphi_0 \mp \varphi_n) \end{array} \right\} \right. \\ & \left. + \sum_{n=\mp 1+2m-2N}^{+} A_n \left\{ \begin{array}{l} \sin (\varphi_0 \pm 2m\varphi_0 \mp \varphi_n) \\ \cos (\varphi_0 \pm 2m\varphi_0 \mp \varphi_n) \end{array} \right\} - \sum_{n=\pm 1-2m-2N}^{-} A_n \left\{ \begin{array}{l} \sin (\varphi_0 \mp 2m\varphi_0 \mp \varphi_n) \\ \cos (\varphi_0 \mp 2m\varphi_0 \mp \varphi_n) \end{array} \right\} \right], \end{aligned}$$

J — Bessel function of the first order, $\tilde{\omega}_0^2 = \omega_0^2 \frac{2J(a)}{a}$ — change of the resonance frequency of the synchronous oscillations with the change of their amplitude, $N = \frac{v}{\omega}$ — multiplicity of the frequency division in the system, \sum^{+} — means that any term of the sum consists of two addends — for the upper and lower sign of n , respectively.

In the regime of stationary oscillations $a=0$ and $\varphi_0=0$. By denoting

$\delta_0 = 2\beta \frac{\omega}{\omega_0^2}$, $\eta_1 = \frac{G_1}{\omega_0^2 a}$, $\eta_2 = \frac{G_2}{\omega_0^2 a}$, $\xi = \frac{\omega^2 - \tilde{\omega}_0^2}{\omega_0^2}$, from (11) and (12) we obtain expressions for the amplitude and phase of the stationary oscillations of the pendulum:

$$(14) \quad a = F \left\{ \omega_0 \sqrt{\left(\frac{\delta_0 - \eta_1}{a_{N-1} - a_{N+1}} \right)^2 + \left(\frac{\xi - \eta_2}{a_{N-1} + a_{N+1}} \right)^2} \right\}^{-1},$$

$$(15) \quad \varphi_0 = \frac{1}{N} \operatorname{arctg} \left(\frac{\xi - \eta_2}{\delta_0 - \eta_1} \frac{a_{N-1} - a_{N+1}}{a_{N-1} + a_{N+1}} \right).$$

A complex spectrum of frequencies is generated in the system, induced by the strongly inhomogeneous effect of the external force. At that, as a result of the reversibility of the modulation-parametric interactions (see [10-12]) the combination components perform input of energy both in the main oscillations of the pendulum and in the oscillations of any combination components of that spectrum. In this way, maintaining the stationary oscillations in the system is an integral effect of summing up the actions produced and mediated by an infinite spectrum of combination components. Since the excitation of the components as a result of the action of an exter-

nal high-frequency source is of synchronous nature, the system under consideration is marked by strong phase selectivity. Here, similarly to the cyclic accelerators in which phase selection and acceleration is only performed on the "equilibrium" particles, a substantial meaning have those combination components x_n (see (6) and (12)), the phase φ of which has the most appropriate value from the point of view of the optimum input of energy in the zone of driving of the external high-frequency source. This represents the adaptivity of the system and its self-adjustment to a steady-state stationary regime. In other words, the total action of the combination frequencies which contribute at the quasi-stationary frequency of oscillation of the pendulum, performs phase adjustment of those oscillations to the most favourable phase from energy point of view of the establishment of stationary regim. This transition process was analyzed by writing down shortened equations similar to those in (11) and (12), about a certain volum of combination components (4) and their joint solving with (11) and (12) by numerical methods. Establishing the stationary amplitude a and phase φ_0 of the pendulum oscillations has itself oscillating and rapidly damped nature. Processes of establishing of stationary regimes are observed, at which the amplitude and phase continue to "wander" in a certain area around the equilibrium vlues of a and φ_0 .

It is interesting to note that there exist l -th combination frequencies that satisfy the equation

$$(16) \quad v + l\omega = \pm\omega$$

and fall within the bandwidth of the pendulum as an oscillating link of the system. They "directly" affect the main pendulum oscillations, without skipping the parametric effect due to the reversibility of the modulation-parametric interactions. Indeed, if only those l -th components satisfying the condition (16), i. e. $l = \pm 1 - N$, are taken into account out of the entire spectrum of combination frequencies, the infinite sums disappear in the expression (13) and it takes on the following form:

$$(17) \quad \begin{aligned} \left\{ \begin{array}{l} G_1 \\ G_2 \end{array} \right\} = & \omega_0^2 \left\{ [J_0(a) \pm J_2(a)] A_{1-N} \left\{ \begin{array}{l} \sin (\varphi_0 - \varphi_{1-N}) \\ \cos (\varphi_0 - \varphi_{1-N}) \end{array} \right\} \right. \\ & \left. + [J_0(a) \mp J_2(a)] A_{-1-N} \left\{ \begin{array}{l} \sin (\varphi_0 - \varphi_{-1-N}) \\ \cos (\varphi_0 - \varphi_{-1-N}) \end{array} \right\} \right\} \\ & - \frac{F}{2} \left\{ (b_N - b_{N+2}) \left[A_{1-N} \left\{ \begin{array}{l} \sin [(N+1)\varphi_0 - \varphi_{1-N}] \\ \cos [(N+1)\varphi_0 - \varphi_{1-N}] \end{array} \right\} \right] \right. \\ & + A_{-1-N} \left\{ \begin{array}{l} \sin [(N+1)\varphi_0 + \varphi_{-1-N}] \\ \cos [(N+1)\varphi_0 + \varphi_{-1-N}] \end{array} \right\} \left. \right] + (b_{N-2} - b_N) \left[A_{1-N} \left\{ \begin{array}{l} \sin [(N-1)\varphi_0 + \varphi_{1-N}] \\ \cos [(N-1)\varphi_0 + \varphi_{1-N}] \end{array} \right\} \right. \\ & \left. + A_{-1-N} \left\{ \begin{array}{l} \sin [(N-1)\varphi_0 - \varphi_{-1-N}] \\ \cos [(N-1)\varphi_0 - \varphi_{-1-N}] \end{array} \right\} \right]. \end{aligned}$$

In order to determine the stationary amplitude and phase of the two components accounted for: $x_{1-N} = A_{1-N} \cos(\omega t + \varphi_{1-N})$ and $x_{-1-N} = A_{-1-N} \cos(-\omega t + \varphi_{-1-N})$

Eq. (41) may be written in complex matrix form (see, for example, [12] for the method of complex notation):

$$(18) \quad \begin{aligned} & \begin{bmatrix} -\omega^2 & 0 \\ 0 & -\omega^2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_{1-N}^c \\ x_{-1-N}^c \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} j\beta\omega & 0 \\ 0 & -j\beta\omega \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_{1-N}^c \\ x_{-1-N}^c \end{bmatrix} \\ & + \begin{bmatrix} \omega_0^2 J_0(a) & -\omega_0^2 J_2(a) e^{-j2\phi} \\ -\omega_0^2 J_2(a) e^{j2\phi} & \omega_0^2 J_0(a) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_{1-N}^c \\ x_{-1-N}^c \end{bmatrix} \\ & - \frac{F}{2} \begin{bmatrix} b_N(e^{jN\phi_0} + e^{-jN\phi_0}) \\ [b_{N+2} e^{j(N+2)\phi_0} + b_{N-2} e^{-j(N-2)\phi_0}] \end{bmatrix} \begin{bmatrix} b_{N-2} e^{j(N-2)\phi_0} + b_{N+2} e^{-j(N+2)\phi_0} \\ b_N(e^{jN\phi_0} + e^{-jN\phi_0}) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_{1-N}^c \\ x_{-1-N}^c \end{bmatrix} \\ & = \begin{bmatrix} \left\{ \omega_0^2 J_1(a) e^{j\phi_0} + j \frac{F}{2} [a_{N+1} e^{j(N+1)\phi_0} - a_{N-1} e^{-j(N-1)\phi_0}] \right\} \\ \left\{ \omega_0^2 J_1(a) e^{-j\phi_0} + j \frac{F}{2} [a_{N-1} e^{j(N-1)\phi_0} - a_{N+1} e^{-j(N+1)\phi_0}] \right\} \end{bmatrix}, \end{aligned}$$

where x_{1-N}^c and x_{-1-N}^c — complex quantities. Substituting the parameters $A_{\pm 1-N}$ and $\varphi_{\pm 1-N}$ obtained from (18) into (17), the possible discrete spectrum of stationary amplitudes and phases of pendulum oscillation can be determined from (14) and (15).

Thus, the analysis demonstrates that except the main modulation channel there is a parametric channel of input of energy into the system. The quantitative analysis carried out with numerical methods on the basis of Eqs. (7a) and (10)-(15) showed the following. Accounting for the presence of a modulation-parametric channel of input of energy into the system makes the mechanism of phase selfadjustment, underlying the energy exchange and the maintenance of continuous oscillations in the system, considerably more flexible. At that, from the one hand, the discrete series of possible steady-state amplitudes is substantially specified and, on the other hand, the oscillations in the system demonstrate greater independence of the random changes of the external factors, as well as of the quality factor of the oscillating link and the amplitude of the driving force in a wide range.

Conclusion: Final discussion on the problem under consideration and differences between two basic cases

In the interaction between the excited system and the power supply (external HF source) a constrain force is formed, which is frequency of phase (in general-argument) modulated force. As it has been shown above, a characteristic argument of the system can be some adaptively tuning phase, providing the most advantageous interaction between the excited oscillating system and the high-frequency power supply. These facts are caused to call the considered method of oscillation excitation "argument method".

From the point of view of the single — frequency problem, the principles of interaction in the superhigh frequency devices with an electronic mechanism of generation, cyclic accelerators of charged particles, the Fermi's mechanism of acceleration of cosmic particles, etc. may be considered as partial manifestations of the found more general "argument mechanism" of excitation of periodic motions in macroscopic oscillating systems.

The existence of such unusual properties of functioning of the considered class of oscillating systems with finite degrees of freedom allows us to speak about certain synergetic principles of grouping into stable formations, which are inherent in the simplest oscillating systems and processes. In the case considered the system does not just get energy from the external source in the forced mode, i. e. in the regime requiring conditions for the functioning of the external action and itself begins to act over the source, changing and adapting the appearing force of the action under the proper regime of functioning.

It is known that normally the frequency-phase modulation is considered beyond the relation with its energy interpretation; to obtain it, additional sources of energy and special modulator devices are always used in the radiophysical systems. In the case under consideration, the principle of modulation acts as a mechanism providing the interaction of the excited oscillation system with the external high frequency source.

If there were not an inverse adaptive action of the system on the exciting source, then, for example, it would be possible in linear oscillating systems to excite forced oscillations only with the frequency of the external force. The argument method of input of energy from a high frequency source allows to excite in linear systems continuous oscillations with their natural resonance frequency.

The discreteness of the amplitudes of the excited oscillations is also retained in the cases of a zero or negative coefficient of friction, and in this case the phase adaptivity provides nullifying or removing the "excessive energy".

Returning to the problem of the mechanism of excitation of the pendulum in the light of the stated above, the following should be additionally noted.

A phenomenon of J. Béthenod is known [13], which is explained by Rocar through a parametric change of the reactive parameter. We will show that it is possible in a similar system to excite asynchronous oscillations or rotating motions of the pendulum by using the hysteresis section of the resonance curve of the "dynamically" nonlinear electric resonance circuit formed in this way. The useful acceleration is created at high resonance amplitudes and the unchanging reaction against pendulum motion (stopping) occurs at low amplitudes as a result of an appropriate jump in the hysteresis section of the resonance curve.

The resonance circuit (Fig. 1) is power-supplied by a source of AC voltage E with frequency much higher than and incomparable to the natural frequency of the pendulum. The latter forms a free hung ferromagnetic plate acted upon by the magnetic field of the solenoid L . At the same time, there is an "inverse" action expressed by periodic modulation of the equivalent inductance of the solenoid.

Fig. 2 qualitatively shows the dependence of the solenoid inductance on the angle of deviation y of the pendulum from its equilibrium position $y=0$. The periodic change of the solenoid inductance at the pendulum motion leads to the resonance characteristic of the electric resonance circuit becoming substantially nonlinear. Fig. 3 qualitatively shows the dependence of the voltage U across the electric resonance circuit on the said angle of deviation y . The pendulum motion results in characteristics with a clearly expressed hysteresis zone that are typical for the nonlinear resonance (the so-called "beak-like" characteristics) which are symmetrical about

Fig. 1. Electrical resonance circuit periodically interacting with an oscillating pendulum

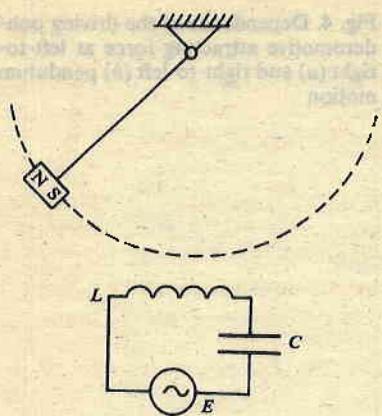
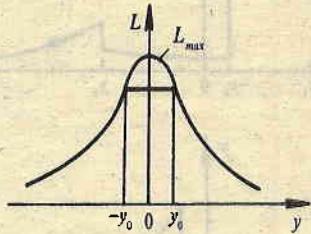


Fig. 2. Dependence of the solenoid inductance on the position of the ferromagnetic plate of the pendulum



the point $y=0$. Since a variable current leads through the solenoid, a ponderomotive attracting force F , which is always directed to the equilibrium position of the pendulum $y=0$, drives the ferromagnetic plate of the pendulum. A very specific interaction is obtained as a result.

The solenoid attracts the ferromagnetic plate, which when approaching it changes its inductance in such a way that the electric resonance circuit "goes" to a resonance. The voltage across the resonance circuit is increased as a result of this approach to the resonance, which causes an increase of the current in the solenoid and even stronger attraction of the ferromagnetic plate. When the plate approaches the resonance position of $y=0$, the system "skips" the resonance and, due to the non-linearity, the amplitude on the resonance circuit is changed with a jump and its value becomes many times smaller. When the plate leaves the range $y=0$, the solenoid already has a stopping action on it, but it is done at much lower amplitudes of voltage across the resonance circuit. In this way the input of energy is positive per period. The stated process is also illustrated in Fig. 4. For example, at left - to - right pendulum motion (Fig. 4a) up to position $y=0$ the force F will have speeding action, and later, at $y>0$ — stopping action. It is seen from Fig. 3 that the pendulum is speeded up at high voltage amplitudes (up to U_{\max}) across the solenoid and is stopped at relatively small amplitudes, which do not exceed U_1 . The correspondence between the voltage amplitudes U and the driving force F can be established by the comparison of Fig. 3 and Fig. 4a. At right - to - left pendulum motion (Fig. 4b) the process is quite similar — the acceleration substantially exceeds the stopping action since, due to the symmetry, on the one hand, and the dynamic duality of values, on the other hand, the dependence of the force on the coordinate is mirror-reversed. The oscillating pendulum motion results in useful speeding up once per period. In this way an effec-

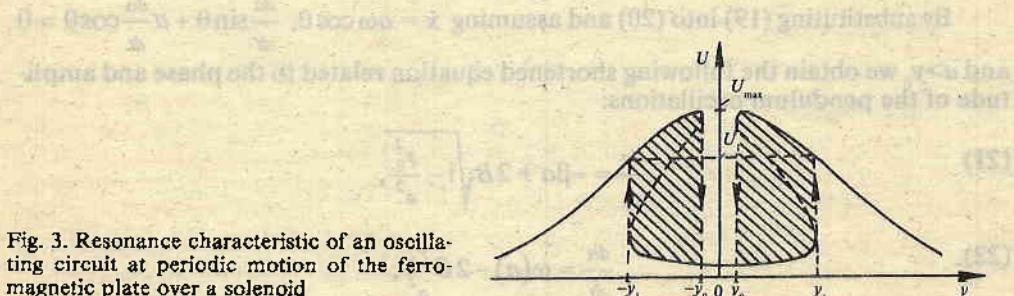


Fig. 3. Resonance characteristic of an oscillating circuit at periodic motion of the ferromagnetic plate over a solenoid

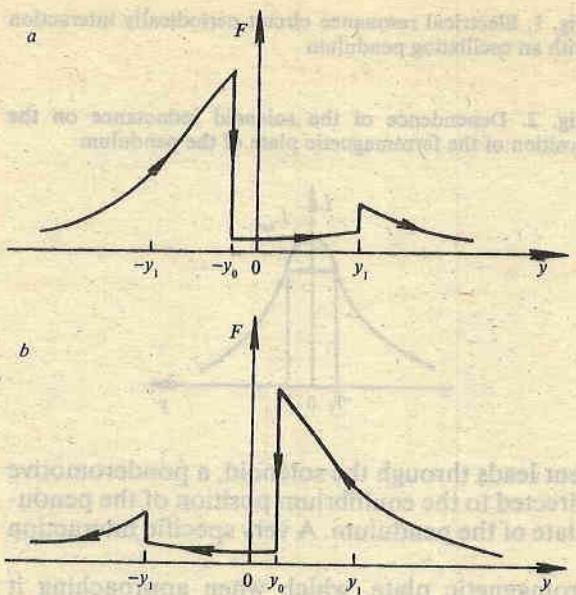


Fig. 4. Dependence of the driving ponderomotive attracting force at left-to-right (a) and right-to-left (b) pendulum motion

tive input of energy into the pendulum is obtained, which compensates for its natural losses due to friction. The input energy is proportional to the area of the hysteresis section of the resonance curve (the hatched area in Fig. 3). An synchronous excitation of stationary oscillations or rotating pendulum motion is realized.

The analytical study of the represented effect may be performed on the basis of the following equation describing the mechanical motion in the system:

$$(19) \quad \ddot{y} + 2\beta\dot{y} + \omega_0^2 \sin y = \frac{kL_0 J_0^2}{2ml^2} \left\{ \frac{\dot{y} + |\dot{y}|}{2} \delta(y + y_0) + \frac{\dot{y} - |\dot{y}|}{2} \delta(y - y_0) \right\},$$

where β is a coefficient accounting for the energy losses of the pendulum due to friction, ω_0 is the natural frequency of small oscillations of the pendulum, ml^2 is the inertial torque pendulum, l is the pendulum length, m is the ferromagnetic plate mass. L_0 and y_0 are explained by Figs. 2, 3 and 4, J_0 is the averaged effective value of the electric current, k is a coefficient accounting for the width of the ponderomotive pulse of the force, $\delta(y \pm y_0)$ is Dirac's delta-function.

As a first approximation, the solution of Eq. (19) may be represented as:

$$(20) \quad y = a \sin \theta, \quad \theta = \omega t + \alpha.$$

By substituting (19) into (20) and assuming $\dot{x} = a\omega \cos \theta$, $\frac{da}{dt} \sin \theta + a \frac{d\alpha}{dt} \cos \theta = 0$ and $a > y_0$ we obtain the following shortened equation related to the phase and amplitude of the pendulum oscillations:

$$(21) \quad \frac{da}{dt} = -\beta a + 2B \sqrt{1 - \frac{y_0^2}{a^2}},$$

$$(22) \quad \frac{da}{dt} = \omega(a) - 2B \frac{y_0}{a^2},$$

where $\omega(a)$ is the frequency of pendulum oscillations, depending on its amplitude,

$$B = \frac{kI_0J_0^2}{2ml^2}.$$

For the established oscillations ($\frac{da}{dt} = 0$ and $\frac{d\alpha}{dt} = 0$) from (21) the following solutions are obtained:

$$(23) \quad a_1^2 = \frac{2B^2}{\beta^2} \left[1 - \sqrt{1 - \frac{\beta^2}{B^2} y_0^2} \right],$$

$$(24) \quad a_2^2 = \frac{2B^2}{\beta^2} \left[1 + \sqrt{1 - \frac{\beta^2}{B^2} y_0^2} \right].$$

The steadiness study shows that solution (23) is unsteady and solution (24) is steady. Therefore, in order to excite continuous stationary oscillations the pendulum should receive such an initial puls that its amplitude should be greater than a_1 .

The argument method of input of energy into oscillating processes may find wide application at solving important problems of creating new methods and systems of excitation and maintenance of continuous oscillations and transformations of signals and energy, which may be provisionally grouped in the following way:

1. Transformation of the signals by frequency with high efficiency at a single division of frequency in several ten, hundred and thousand times, which is represented by various radio-engineering devices with a discrete series of steady-state regimes of operation, e. g. transducers of SHF oscillations to lower frequencies, high-efficiency frequency dividers, oscillators in a wide frequency range, frequency modulators in the optical range, high-efficiency transformers of energy in the optical and near infrared range (there are powerful sources producing this energy) into energy of the submillimeter range (where there are still missing powerful sources of electromagnetic waves), which is needed to carry out the control processes such as the ones in a thermonuclear reaction;

2. Transforming the energy from one kind to another, e. g. electric energy to mechanical, and vice-versa, which is performed by electrical and electromechanical transformers, electrical signal generators, wave energy transducers, nontraditional methods of transformation of thermal energy to electrical, etc.

3. Stabilization of various parameters at their change in a wide range (such as 50 to 100 to 200%), including voltage stabilizers for microprocessor systems with a great range of permissible load changes, etc.

4. Development of new base components for computing devices, having a great number of discrete steady states.

5. Intensification of various processes through special organization of argument interaction of different oscillating systems or wave processes, e. g. manipulations such as cavitation destruction, cleaning, emulgating non-mixable liquids and liquid-phase materials, development of various wave technologies.

6. Modelling of micro and macro processes with the methods of the classic Theory of Oscillations, explanation and developing of models of the processes of interaction of electromagnetic waves in the ionosphere and magnetosphere of the Earth, the phenomena of generating powerful low-frequency waves in the near space in the presence of cosmic electromagnetic background, interaction of particles with elec-

tromagnetic waves in plasma medium, radio emission of the magnetospheres of the outer planets in the Solar System, at the creation of a mega-quantum resonance-wave model of the Solar System [14], etc.

References

1. Huygens, Ch. The Pendulum Clock or Geometrical Demonstrations Concerning the Motion of Pendula as Applied to Clocks. Iowa State University Press, 1986.
2. Moles, J. — *Physica D*, **31**, 1988, 252-268.
3. MacDonald, A., M. Plischke. — *Physical Review B*, **27**, 1983, 201-211.
4. Pedersen, N. — *Europhysics News*, **19**, 1988, 53-55.
5. Strijk, T. Method for Investigation of Dynamical Systems of "Pendulum Type". Alma Atta, Nauka Publisher, 1981.
6. Sagdeev, R., D. Usikov, G. Zaslavsky. Nonlinear Physics. From the Pendulum to Turbulence and Chaos. N. Y., London, Harwood Academic Publishers, 1988.
7. Могозов, А. — In: Research Reports in Physics. Nonlinear Waves. Eds. Gaponov-Grekov, A. et al. Berlin, Springer — Verlag, 1990, 276-282.
8. Mawhin, J. — Applied Mathematics and Mechanics (ZAMM), **73**, 1993, No 4-5, T54-T62.
9. Yip, S., F. Dimaggio. — Computers and Structures, **46**, 1993, No 4, 725-740.
10. Damgov, V. — Comptes Rendus de l'Académie Bulgare des Sciences, **46**, 1993, No 2, 57-60.
11. Damgov, N. — Earth, Moon, and Planets, **61**, 1993, 87-117.
12. Damgov, V. — IEE Proc., Part G: Electronic Circuits and Systems, **131**, 1984, No 1, 1-9.
13. Minorsky, N. Nonlinear Oscillations. N. Y., D. van Nostrand Company Inc., 1962.
14. Damgov, V., D. Douboshinsky. — Earth, Moon, and Planets, **56**, 1992, 233-242.

Received 28. XI. 1994

Възбуддане на „квантовани“ трептения и принцип на обратимост на модулационно-параметричните взаимодействия

Владимир Дамгов

(Резюме)

Представено е аналитично изследване на явлението възбуддане на „квантовани“ трептения от гледна точка на формиране на модулационно-параметричен канал за ефективно влагане на енергия в колебателния процес. Подчертана е широката проява на принципа на обратимост на модулационно-параметричните взаимодействия, формулиран и предложен от автора. Последният се формира на основата на „правото“ и „обратното“ преобразуване на спектър от изходни комбинационни компоненти в присъствието на параметричен или нелинеен елемент. На тази основа е изведена динамиката на формиране на вътрешната структура на трептенията в система, представена от махало под външно нехомогенно въздействие на периодичен източник. Показано е, че образуваният модулационно-параметричен канал за ефективно влагане на енергия придава съществена гъвкавост на самоадаптивния механизъм на възбуддане и поддържане на трептения с възможен дискретен ред устойчиви амплитуди. В заключителната дискусия аналитично е демонстрирано, че при взаимодействие на махало с електрически трептящ кръг е възможна проява на друг (асинхронен) механизъм на възбуддане и поддържане на незатихващи трептения, но с една определена амплитуда.

Process of flow-around the Moon from solar wind as a source of magnetospheric disturbances

Peter Velinov, Alexandar Popov*, Ivan Mastikov*,
Christo Spassov**, Maxim Cohen**,
Petko Nenovski***, Nicolai Kalitenkov****

Central Solar-Terrestrial Influences Laboratory, Bulgarian Academy of Sciences

*Institute of Mechanics, Bulgarian Academy of Sciences

**Institute of Geophysics, Bulgarian Academy of Sciences

***Space Research Institute, Bulgarian Academy of Sciences

****Polar Geophysical Institute, RAS, Murmansk

1. Introduction

The problem of the magnetohydrodynamical lunar wake being due to the interaction of the solar wind with a super Alfvénic velocity (Alfvénic Mach number $M_A = 4-20$) with the lunar pseudo-magnetosphere has not been clarified yet. Only when the spacecraft Explorer-35 (IMP-E) was launched on 19 July 1967 and placed into lunar orbit on 22 July 1967, the first precise measurements of the nature of the interaction of the solar wind with the Moon were made [1-3]. These measurements showed that during the interaction of the solar wind with the Moon there was no formation of a bow shock wave on the noon side of the Moon, but a plasma wake was indicated on its night side. So the Moon has been regarded as a nonmagnetic sphere with relatively low conductivity, which absorbs (or neutralizes) the solar plasma occurred on it.

Thus the presence of the Moon does not disturb the interplanetary field lines except for in the free plasma region on the night side [1, 2, 4]. As a result an umbra is formed behind the Moon that could not exist, if the Moon had possessed a high conductivity. The principal phenomena in the solar wake are [5, 6]:

- A downwind plasma umbral cavity or void containing an enhanced intensity of the interplanetary magnetic field (IMF) ($<+30\%$) only slightly perturbed in direction;
- A downwind penumbral region aft of a rarefaction wave or Mach cone, elliptical in cross sectional geometry, contains a reduced plasma flux and magnetic field ($>-30\%$);

c) A very limited penumbral region, upwind of the lunar Mach cone, sometimes contains an enhanced ($<+30\%$) magnetic fields and plasma fluxes.

Although the data from the Explorer-35 and their interpretation increase our understanding of the interaction between the solar wind and the Moon, there are unresolved problems as for example:

1) What sort of source mechanism is producing the positive penumbral anomalies sometimes observed in the IMF?

2) How far behind the Moon is its wake detectable and by what means?

3) Whether the lunar wake effect exists on the Earth magnetosphere and on which of its processes and parameters?

Indeed each geomagnetic phenomenon with period equal to the lunar synodic period of 29.53 days can be related to the magnetic field of the Moon, or to the lunar pseudo-magnetosphere wake, as it is known that the solar wind disturbs the Moon magnetic field strongly, regardless of its origin.

The object of this work is to discuss some of these problems. The effect of the lunar wake on the magnetosphere disturbances has been studied by using: a) comparative analysis; b) correlative analysis; c) spectral analysis and d) theoretical analysis of the small irregularities due to the lunar wake on the magnetosheath and on the magnetopause during the new Moon.

2. Comparative analysis

The catalogues [7] and the Solar-Earth data [8] have been used as an initial base for the interplanetary medium parameters (the velocity V of the solar wind, the direction and the IMF polarity). It is evident that the long tail of the night side of the Moon appears to be a peculiar magneto-corpuscular eclipse, limited by the irregular magnetic fields. The region of this eclipse is much larger than the optical one and does not coincide with it at all. The effect of the magneto-corpuscular eclipse (if it exists) could be observed more often than the optical one as it would influence the Earth when the optical umbra did not reach it.

The preliminary analysis of the so selected periods for all new Moons from 1970 to 1980 showed that in a number of cases at comparatively quiet values of the solar wind on the zero day or on the $\pm 1^{\text{st}}$, 2^{nd} ... day, moderate increases of geomagnetic $\sum K_p$ -index are obtained during one day, which is in no case a magnetic storm, but eventually can be a weak influence of a lunar wake on the magnetosphere. Several cases of this kind are shown on Fig. 1 with effects on the zero day — the day of the new Moon (on Febru-

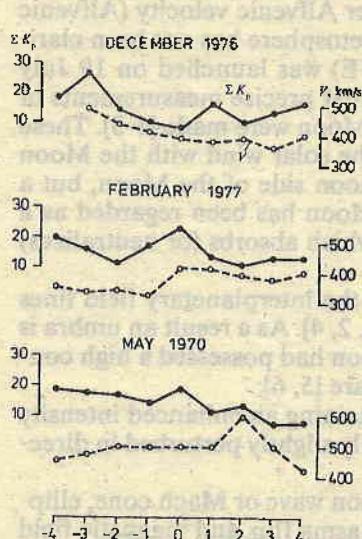


Fig. 1. Examples demonstrating the geomagnetic index increase by new Moon at quiet values of the velocity of the solar wind. There can be observed 102 such increases out of a total of 114 investigated periods, i. e. in 89 per cent from the cases

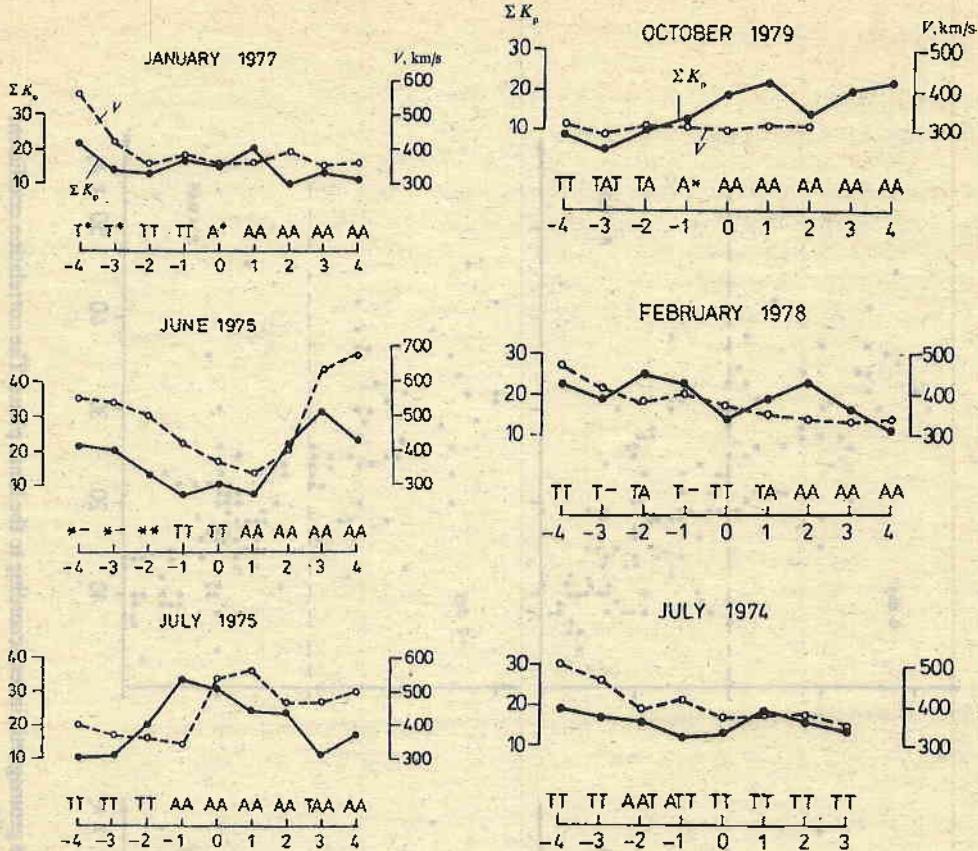


Fig. 2. Similar as on Fig. 1. The change of the polarity of the IMF is shown besides

Fig. 3. The same as on Fig. 1. A perturbation in the polarity of the IMF by the new Moon is shown in addition. There are 112 perturbations out of a total of 145 investigated periods, i. e. in 77 per cent from the cases

ary 1977 and on May 1970) and on the first day after the new Moon (on December 1976). However, these cases are not isolated and have comparatively high frequency. The analysis of 114 new Moon periods ($-4, +4$ days) during the period 1970-1980 showed that there are 102 such days of the $\sum K_p$ - index increase. These weak increases of $\Delta \sum K_p \approx 5 \div 10$ on the background of the comparatively quiet (even abating in time) course of the solar wind can be caused by the disturbing effect of the magnetohydrodynamical wake of the Moon, appearing on account of the process of flow-around the Moon from the solar wind with a superAlfvenic velocity.

The analysis of the periods ($-1, +1$ day) when a maximal effect can be expected of the lunar plasma wake on the Sun — Moon — magnetosphere line showed another peculiarity. At these very moments the tendency of "reversion" of the IMF polarity appears ($A \rightarrow T$ or $T \rightarrow A$, A — from the Sun, T — to the Sun). A and T are sam-

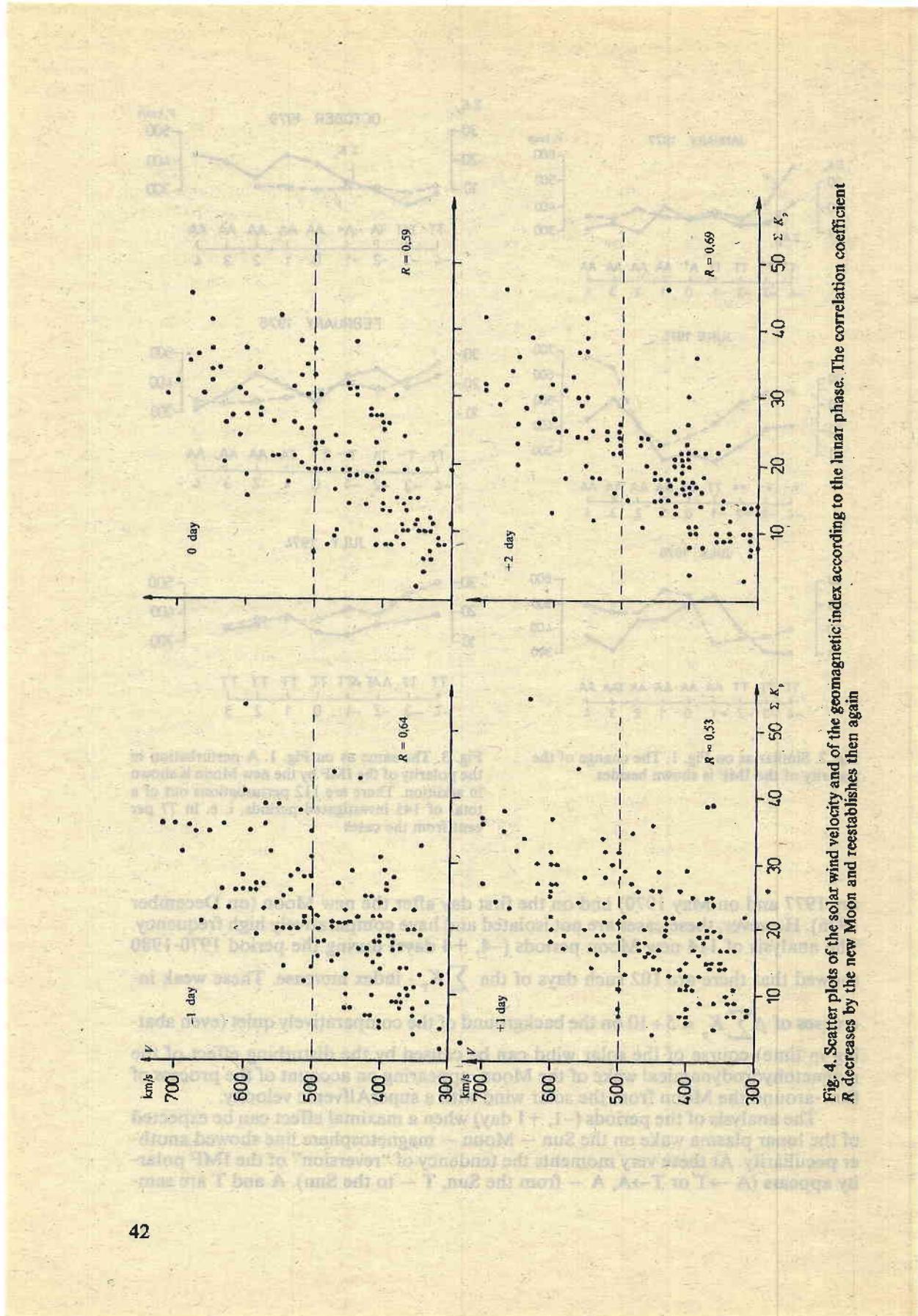


Fig. 4. Scatter plots of the solar wind velocity and of the geomagnetic index according to the lunar phase. The correlation coefficient R decreases by the new Moon and reestablishes then again

pled from the ground-based data [8]. For instance, 112 "reversions" or polarity disturbances of the A \rightarrow AT \rightarrow A or T \rightarrow TA-T type of the investigated periods have been observed during 1972-1984. The frequency of 77 per cent is also an indication for the disturbing effect of the lunar pseudo-magnetosphere, which has an influence on the variations of the magnetic field components, measured for polar latitudes. Such three periods of sharp IMF polarity change on the zero day (on January 1977) and one day before the new Moon (on June and on July 1975) are demonstrated on Fig. 2. On Fig. 3 three periods are shown with more smooth T \rightarrow TA \rightarrow A inversion by the new Moon period, and in the last case (on July 1974) the lunar wake caused a perturbation in the polarity only.

3. Correlative analysis

As it is known, as early as in the 60's a close relation between the phenomena observed in the solar wind and some geomagnetic processes was obtained. As basic characteristic we have chosen the three hour planetary K_p -index and its derivative $\sum K_p$. One of the first works, indicating the correlative relationship of the solar wind velocity V (km/s) to the magnetospheric activity [9] is the work, where:

$$\sum K_p = [V - (330 \pm 17)] / (8.44 \pm 0.74).$$

Subsequently, a number of other relations of the K_p -index to the parameters of the interplanetary medium was established [10, 11].

In this work we shall try to find the relation of the solar wind velocity V to $\sum K_p$ depending on the lunar phase in order to establish whether the magnetohydrodynamic wake of the Moon changes this relation by the zero day. For this purpose all diurnal periods (-4, +4 days) of the new Moon were analysed during the period 1970-1985 and the correlation coefficient R was determined of V to $\sum K_p$. Some of these results are shown on Fig. 4 for $\Delta = -1, 0$ (new Moon), 1st and 2nd day. It is seen from this figure, that during the period of the new Moon and the first day after it R reaches its minimum, after which on the second day quickly reestablishes. The latter is shown more clearly on Fig. 5, where the results from all computations are presented. The correlation coefficients for high velocity fluxes of the solar wind ($V > 500$ km/s) R_H and R_n for the normal solar wind ($V < 500$ km/s) are represented separately (seen on Fig. 5). From Fig. 5 we come to a general conclusion that on days by the new Moon a change of the correlation relation of the solar wind velocity to the $\sum K_p$ geomagnetic index is observed, which is due to the perturbing effect of the lunar wake on the magnetosphere.

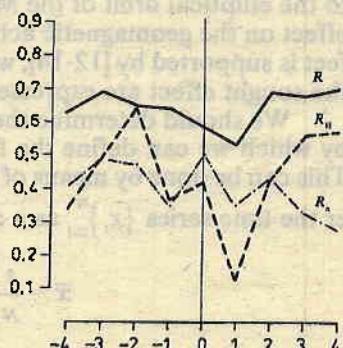


Fig. 5. Relationship of R to the lunar phase. R_H is the correlation coefficient for the high velocity fluxes of the solar wind $V \geq 500$ km/s, R_n for the normal solar wind

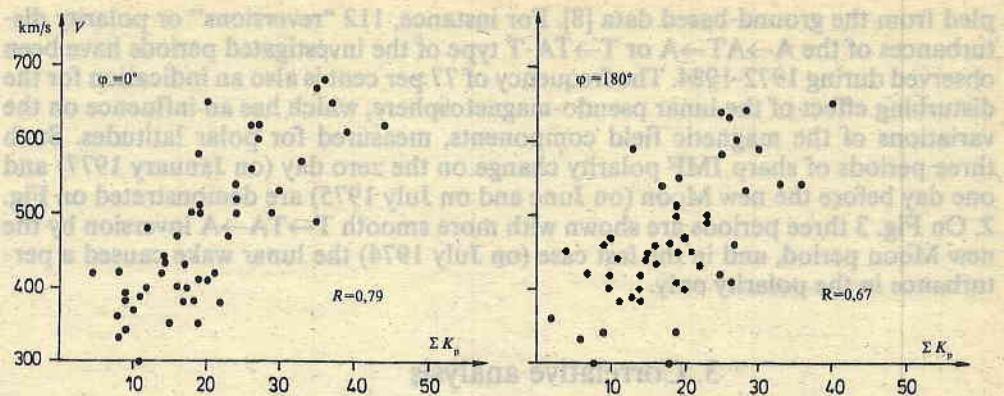


Fig. 6. Scatter plot as on Fig. 4 for two cases: parallelism ($\varphi=0^\circ$) and antiparallelism ($\varphi=180^\circ$) between the IMF and the Sun-Earth line

An interesting result concerning the influence of the IMF direction on this relation is shown on Fig. 6, where these days are selected from the so indicated 9-day periods (Fig. 4, 5), in which $\varphi=0^\circ$ and 180° . The correlation coefficient $R(\varphi=180^\circ)=0.67$ practically does not differ from the normal value of R on the days out of the new Moon period ($-1, +1$). But $R(\varphi=0^\circ)=0.79$ exceeds to a large extent all the cases considered up to now, which indicates that the interaction of the solar wind with the Moon during the period by the new Moon is maximized in terms of parallelism of the B magnetic induction of the IMF and the line Sun-Moon-Earth.

4. Spectral analysis

The statistical proof of the lunar wake effect on the magnetosphere perturbations demands measurements of the solar wind velocity V before and after the Moon together. The problem is complex as all measurements have been done in practice after the Moon. For this reason it is more suitable to perform a spectral analysis of the perturbations, i. e. of the $\sum K_p$ series with a view eventually to indicate a periodicity of 29.53 days (this number varies from 29.25 to 29.83 days due to the elliptical orbit of the Moon). It should be pointed out, that the possible lunar effect on the geomagnetic activity has been discussed in a number of works. This effect is supported by [12-14], while in [15, 16] an uncertainty and the insignificance of the sought effect are expressed.

We should determine the length $-N$ of the series before discussing the methods by which we can define the frequency characteristics of the considered processes. This can be done by means of confidence intervals. For this purpose we shall consider the time series $\{x_i\}_{i=1}^N$ as a casual process, and the distribution of the parameters

$$\bar{x} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i, \quad S^2 = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^2$$

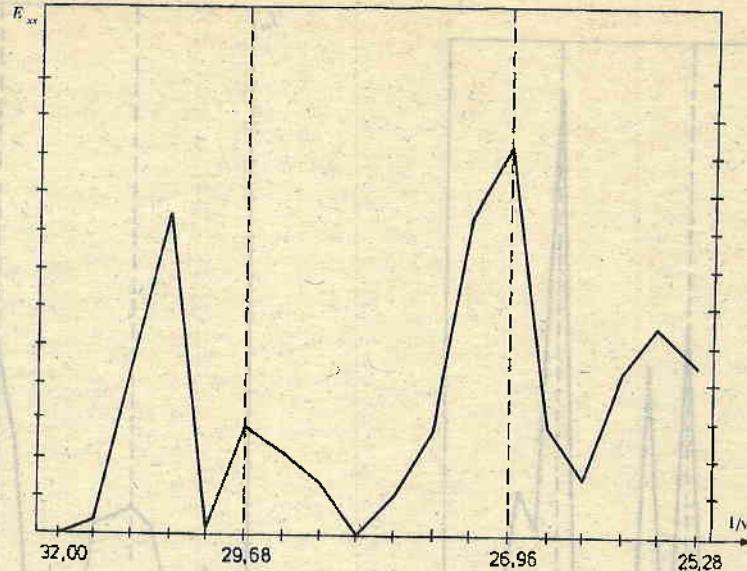


Fig. 7. Spectral density distribution for frequencies corresponding to periods of 25,28 to 32,00 days. The distinctly expressed 27-day solar variation and the more weak lunar one are seen

is normal and they have a probability distribution as:

$$P_x(\varepsilon) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left[-\frac{(\varepsilon - \mu)^2}{2\sigma^2}\right]; \quad \forall \varepsilon \in (-\infty, +\infty).$$

The necessary amount of the data sample is conditioned by

$$N = \left(V_{1-\alpha/2} S / \varepsilon\right)^2$$

and by the condition that the distance between the mean of the sample \bar{x} and the mathematical expectation of the totality to be of the order of 0,5 units at confidential probability 95 per cent. Let we have $\alpha=0,05 \rightarrow V_{1-\alpha/2} = 1,96; S^2 = 71,676; \varepsilon = |\mu - \bar{x}| \sim 0,5$.

Therefore the amount of the sample is of the order of 1000 observations. But as we need $N=2^S$ with a view to apply the Fast Fourrier Transformation (FFT) the amount to be selected is 1024 ($S=10$). In our case this is the period from 01.06.1965 to 28.06.1968. Then a stationarity examination was made which gave positive results. The results obtained are shown on Fig. 7, where the distribution of the spectral density is given for frequencies corresponding to periods from 32,0 to 25,3 days. Here it is seen clearly expressed periods of 27 days and slight expressed one of 29,6 days. Data were filtered in order to eliminate the influence of the frequency corresponding to a period of 30,6 days. Low frequency filter was used for this purpose. Then the data obtained were filtered to eliminate the determinantal component (27-day solar variation). This was done by usingd determinantal filter. The data filtered this way were let pass trough the FFT and the spectral density was determined (Fig. 8) and

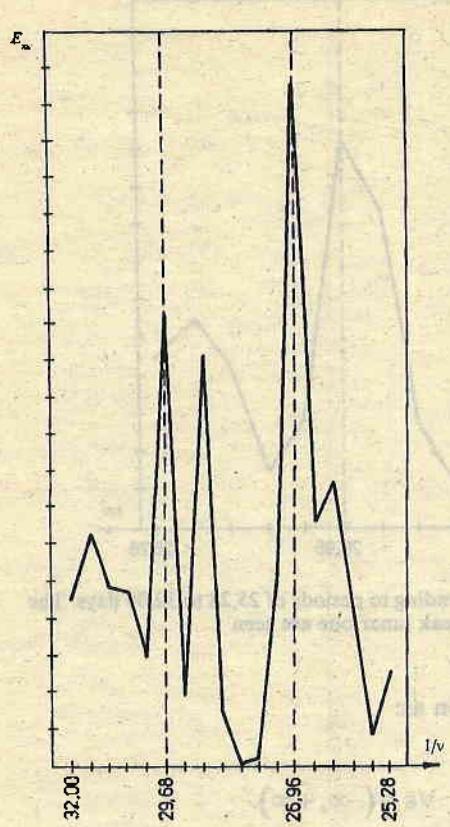


Fig. 8. The same as on Fig. 7 after filtering to eliminate the deterministical component (27 days) and the influence of the period of 30,6 days

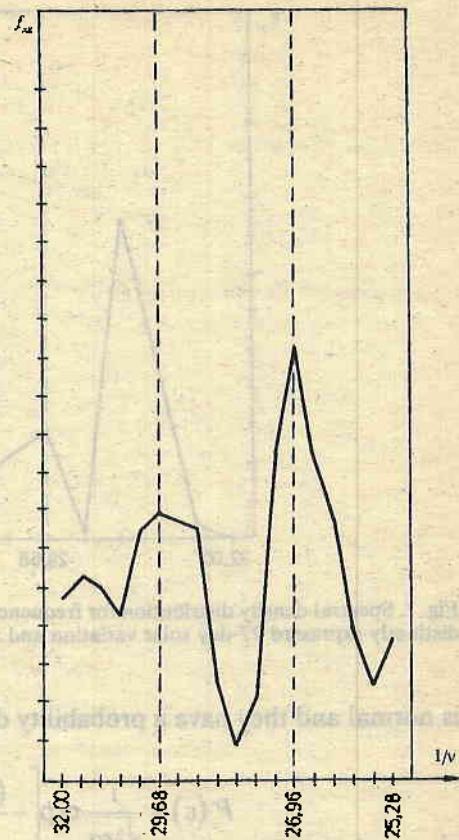


Fig. 9. Smoothed estimation of the spectral analysis. The previous results are averaged by three points to enhance the stability of the spectral density

then the smoothed estimation was obtained (Fig. 9). In the last figure the result is averaged by three points. This leads to an enhancement of the stability of the spectral density estimation.

In fine it is necessary to determine the interval of confidence of the estimation obtained for the spectral density. We take a confidential probability $\gamma=0,50$, and for the interval of confidence 50 per cent we receive $0,525 \cdot 10^{-8} < f_{xx}^* < 1,019 \cdot 10^{-8}$. From the 50 per cent interval of confidence a conclusion may be drawn that there exists an effect of the lunar wake, but it is comparatively slight.

5. Theoretical model

In the model of Spreiter, Marsh and Summers [17] the Moon is considered as a nonconducting sphere, which fully absorbs the falling particles. The equations of the ideal magnetohydrodynamics under the assumption of $V||B$ re-

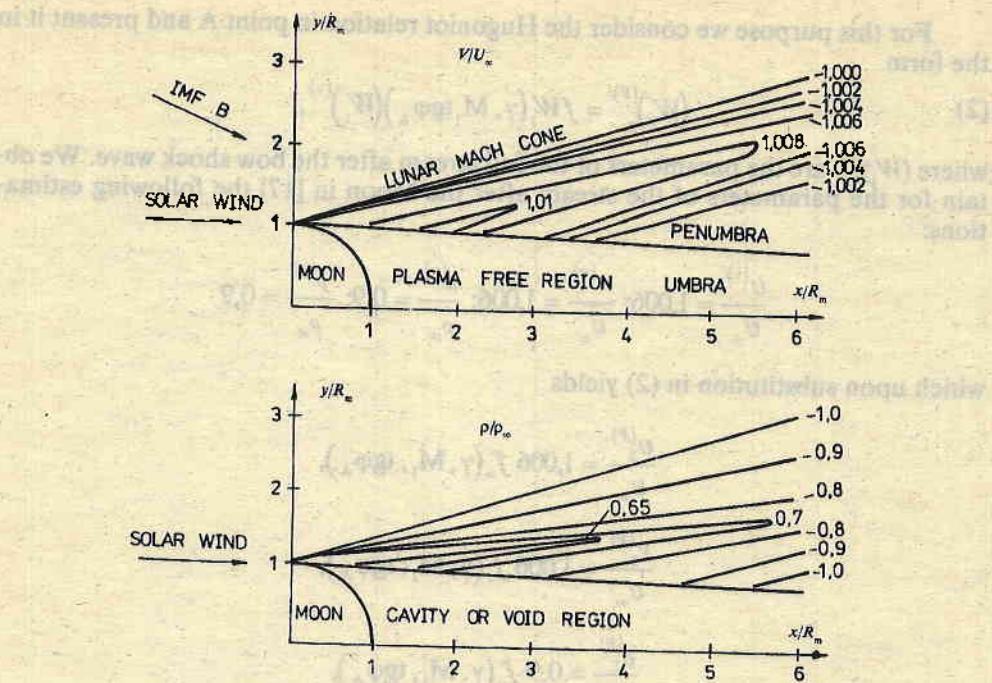


Fig. 10. The results obtained by Spreiter, Marsh and Summers [17], which have been used as initial conditions for our theoretical model

duce to the effective gas-dynamical equations. The problem is solved in an axis symmetrical approach. The cavity or void formed behind the Moon is limited by the tangential discontinuity

$$V_n = 0, \quad B_n = 0, \quad \{p + B_t^2/8\pi\} = 0$$

where the internal magnetical pressure attained in terms of conservation of the magnetic flux and full pressure from the outer side are balanced. After passing from gas to pseudogas in [17] we get the correlation of the characteristics

$$(1) \quad d\theta \pm \left[\left(\frac{V^*}{a^*} \right)^2 - 1 \right]^{1/2} \frac{dV^*}{V^*} = 0, \quad \frac{dy}{dx} = \operatorname{tg}(\theta^* \pm \mu^*)$$

where V^* is the modul of the pseudogas velocity, θ^* — the angle between the line of the current and the axis Ox (actually the Sun — Moon line), a^* — velocity of the sound, $(a^*)^2 = (\partial p / \partial \rho) S^* = \text{const}$, $\mu^* = \arcsin(1/M^*)$, M^* — Mach number. The results obtained in [17] by equating the system (1) and reduced from pseudogas to gas are shown on Fig. 10. By using these results and the method mentioned in [18], an estimation can be made of the effect of the small irregularities occurring due to the plasma wake of the Moon. We have done computations in the meridional plane only in the phase of the new Moon. This enables us to give small irregularities only in the elliptical part of the magnetosheath region (Fig. 11).

For this purpose we consider the Hugoniot relation in point A and present it in the form

$$(2) \quad (W_i)^{(F)}_2 = f W_i(\gamma, M_i, \operatorname{tg} \varphi_A) (W_i)^{(v)},$$

where $(W_i)^{(F)}_2$ are the parameters of the full stream after the bow shock wave. We obtain for the parameters of the stream after the Moon in [17] the following estimations:

$$\frac{U_2^{(v)}}{U_\infty} = 1,006; \quad \frac{V_2^{(v)}}{U_\infty} = 1,006; \quad \frac{\rho_2^{(v)}}{\rho_\infty} = 0,9; \quad \frac{P_2^{(v)}}{P_\infty} = 0,9$$

which upon substitution in (2) yields

$$\frac{U_2^{(F)}}{U_\infty} = 1,006 f_u(\gamma, M_i, \operatorname{tg} \varphi_A),$$

$$\frac{V_2^{(F)}}{U_\infty} = 1,006 f_v(\gamma, M_i, \operatorname{tg} \varphi_A),$$

$$\frac{\rho_2^{(F)}}{\rho_\infty} = 0,9 f_p(\gamma, M_i, \operatorname{tg} \varphi_A),$$

$$\rho_2^{(F)} = (0,9)^\gamma f_p(\gamma, M_i, \operatorname{tg} \varphi_A).$$

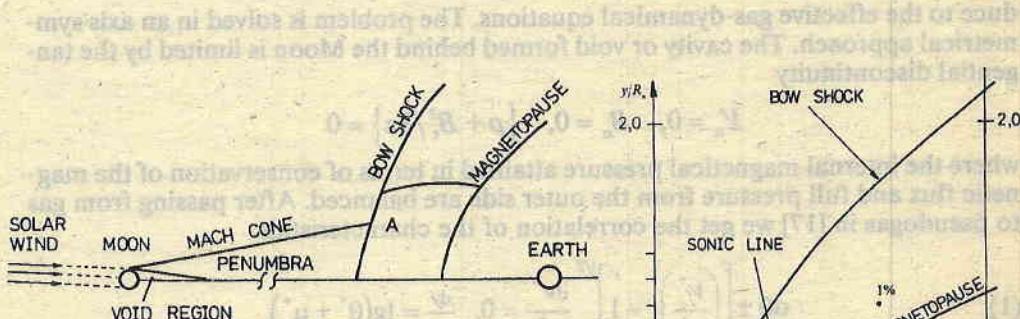
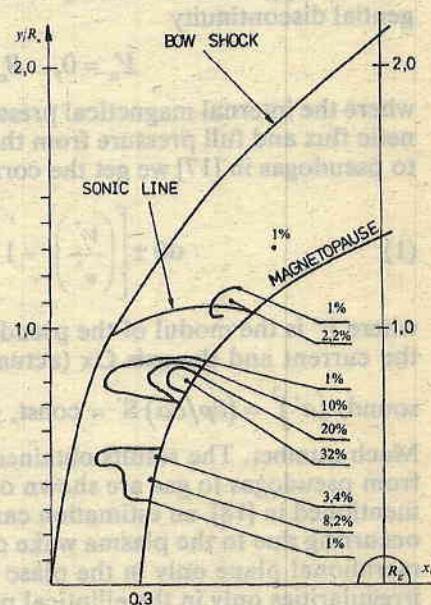


Fig. 11. Geometry of the theoretical model in the meridional plane in a phase of a new Moon. The small irregularities due to the plasma wake of the Moon are given in the elliptical part of the magnetosheath only

Fig. 12. Results obtained by the numerical solution of the hydrodynamical equations system at the initial conditions from Fig. 10, i. e. small irregularities due to the plasma wake of the Moon



We present the full stream as $W_2^{(F)} = W_2^0 + \tilde{W}_2$ (W^0 is the base flux, and \tilde{W} – the irregularities, as $\tilde{W} \ll W^0$) and receive for the velocities ($V_x = U$, $V_y = V$), the density and the pressure of the small irregularities after the bow shock wave the expressions as follows:

$$(3) \quad \frac{\tilde{U}_2}{U_\infty} = 0,006 f_u(\gamma, M_1, \operatorname{tg} \varphi_A),$$

$$(4) \quad \frac{\tilde{V}_2}{U_\infty} = 0,006 f_v(\gamma, M_1, \operatorname{tg} \varphi_A),$$

$$(5) \quad \frac{\tilde{\rho}_2}{\rho_\infty} = -0,1 f_\rho(\gamma, M_1, \operatorname{tg} \varphi_A),$$

$$(6) \quad \frac{\tilde{p}_2}{p_\infty} = [(0,9)^\gamma - 1] f_p(\gamma, M_1, \operatorname{tg} \varphi_A).$$

The results obtained by solving the equation system in [18] under initial conditions (3)–(6), i. e. at small irregularities, being due to the plasma wake of the Moon are shown on Fig. 12.

This consideration is naturally simplified, as the irregularities in the lunar wake are not stationary. Moreover, the condition $V_{n/m}=0$ of the magnetopause can no longer be considered as fulfilled in case of inhomogeneities. The latter can be involved and absorbed in the magnetosphere in a manner already discussed in [19]. Hence the condition $V_{n/m}=0$ should be substituted by the conditions $V_{n\uparrow}=0$ and $V_{n\downarrow}=0$, where the arrows indicate the most favourable orientations of the magnetic moments of absorption and reflections of these irregularities [17], which occur in the lunar wake and enhanced in the magnetosheath region (3)–(6). The conductivities in the polar ionosphere exert an influence on this effect of penetration, where the field lines are projected from the equatorial magnetopause.

It can be supposed that in a nonstationary case the disturbances of the Alfvénic waves type will be enhanced, as the irregularities in the velocity components lead to more large deviations in the base stream (in the magnetosheath region) compared with the irregularities and parameters of the pressure p and density ρ . Whether and how would they distribute within the magnetosphere is a problem, which could not be solved adequately, without specifying boundary conditions of the magnetosphere (magnetopause). This will be an object for detailed future studies.

Acknowledgement. This research is supported by the National Science Foundation under Grant.

References

1. Ness, N. F., K. W. Behannon, C. S. Scarce, S. C. Cantarano. — J. Geophys. Res. **72**, 1967, p. 5769.
2. Ness, N. F., K. W. Behannon, H. E. Taylor, Y. C. Whang. — J. Geophys. Res. **73**, 1968, p. 3421.
3. Siscoe, G. L., E. F. Lyon, J. H. Binsack, H. S. Bridge. — J. Geophys. Res. **74**, 1968, p. 59.

4. Colburn, D. S., R. G. Currie, J. D. Michalov, C. P. Sonett. — Science, N. Y., **158**, 1967, p. 1040.
5. Ness, N. F. Lunar Explorer 35, Space Research IX, Eds. K. S. W. Champion, R. A. Smith and R. L. Smith — Rose, North Holland, Amsterdam, 1969, p. 678.
6. Ness, N. F. NASA — Goddard Space Flight Center. Preprint X-692-70-141, (1970). Invited review presented at STP Symposium — Leningrad, May 1970.
7. King, J. H. Interplanetary Medium Data Book 1963-1975 (1977); Supplement 1, 1975-1978, (1979); Supplement 2, 1978-1982 (1983), NSSDC/WDC-A-R d. S, NASA — GSFC.
8. Solar-Geophysical Data, prompt rep., WDC-A, Boulder, Colorado (1970-1985).
9. Snyder, W., M. Neugebauer, R. Rao. — J. Geophys. Res., **68**, 1963, p. 6361.
10. Wilcox, M., H. Schatten, N. F. Ness. — J. Geophys. Res., **72**, 1967, p. 19.
11. Balib, Jones, Coleman. — J. Geophys. Res., **74**, 1969, p. 2289.
12. Suckdorff, E. — Geophysica Helsinki, **5**, 1956, p. 95.
13. Bigg, E. K. — J. Geophys. Res., **68**, 1963, p. 1909.
14. Bell, B., R. J. Defouw. — J. Geophys. Res., **69**, 1964, p. 3169.
15. Michel, F. C., A. J. Dessler, G. K. Walters. — J. Geophys. Res., **69**, 1964, p. 4177.
16. Rassbach, M. E., A. J. Dessler, A. G. W. Cameron. — J. Geophys. Res., **71**, 1966, p. 4141.
17. Spreiter, J., M. Marsh, A. Summers. — Cosmic Electrodin., **1**, 1970, p. 5.
18. Popov, A., I. Mastikov, M. Kartalev. — Space Res. in Bulgaria, **8**, 1986.
19. Lemaire, J. — Aeronomica Acta, Brussel A-N 207, 1979.

Received 16. XII. 1994

Процесът на обтичане на Луната от слънчевия вятър като източник на магнитосферни смущения

**Петър Велинов, Александър Попов, Иван Мастиков,
Христо Спасов, Максим Коен, Петко Неновски,
Николай Калитенков**

(Резюме)

За откриване на ефект от магнитохидродинамичната лунна следа, дължаща се на процеса на обтичане на Луната от слънчевия вятър, е извършен анализ на около 150 периода на новолуния ($-4, +4$ дена) през 1970—1985 г. За тази цел са сравнени параметрите на междупланетната среда (според Каталога на Кинг) и на магнитосферната активност. Установено е, че: а) в 89% от периодите са наблюдавани дни с увеличен геомагнитен K -индекс (дори при намаляващи по време стойности на скоростта V на слънчевия вятър); б) в 77% от случаите е наблюдавана смяна на полярността (или смущения в полярността) на междупланетното магнитно поле (ММП) в дните -1 до $+1$ около новолуние; в) корелационният коефициент R между V и K_p зависи от фазата на Луната и има различни значения при спокойен слънчев вятър и при високоскоростните потоци на слънчевия вятър ($V > 500$ km/s); г) корелационният коефициент R зависи също и от ъгъла между ММП и линията Слънце—Луна—Земя като $R(0^\circ) = 0,79$, $R(180^\circ) = 0,67$; д) построен е теоретичен модел за въздействието на дребномащабните нееднородности на лунната следа върху външната магнитосфера и по-специално върху магнитопаузата.

Renormalization of background fields in the near vicinity of wormholes due to interaction of second order scalar and gravitational fields

Bogdan Dimitrov

High Energy Astrophysics Section, Space Research Institute,
Bulgarian Academy of Sciences

1. Introduction

During the past four-five years there has been an obvious interest in the theory of wormholes, which could possibly provide an explanation to the long-lasting and fundamental problem about the vanishing of the cosmological constant and the modification of coupling constants in quantum gravity. Wormholes can be defined as microscopic connections between smooth, large and distant regions of space-time, appearing as a result of quantum gravitational fluctuations of space-time topology [1]. It has been argued that in the process of pinching off wormholes carry away information, which becomes inaccessible to a macroscopic observer at infinity, i. e. loss of quantum coherence is observed [2,3]. A typical example for quantum coherence loss is the process of splitting up of a particle into two particles near the horizon of a black hole [4–6]. The information from the particle, which has fallen into the hole will be lost for an observer at infinity and therefore he will measure a mixed state rather than a pure one. Coherence loss has also been advocated by S. Hawking and R. Laflamme [7] in reference to the problem about nonrenormalizability of gravity due to the infinite number of effective interactions with unpredictable strengths. This effect is supposed to be significant for scalar particles [8].

However, an opposite point of view also exists — baby universes and wormholes do not cause an effective (observable) loss of quantum coherence [9], since a sequence of measurements rapidly collapses the wave function of the family of universes into one of an infinite number of coherent α eigenstates. The same opinion, although given a different interpretation, has been supported also by S. Coleman [10] — coherence has never been lost, because the different phases between the different α eigenstates remain unobservable even after a sequence of interactions.

Another important aspect of wormholes is that they turn all space-time coupling constants, masses and the cosmological constant into dynamic α variables [11,15] and thus the vanishing of the cosmological constant and the smallest possible α -value of the Newton's gravitational constant are strongly favoured [16].

In the strict mathematical sense, the insertion of wormhole ends in the baby universe is accounted by additional terms $L_i = L_i(\Phi, \partial_\mu \Phi)$ in the effective Lagrangian of wormhole theory [2,3,9–11];

$$(1) \quad L_{\text{eff}} = L_0 + \sum (a_i + a_i^*) L_i,$$

where $L_0 = L_0(\Phi, \partial_\mu \Phi)$ and $L_i = L_i(\Phi, \partial_\mu \Phi)$ are local functions of the background scalar and gravitational fields, a_i^* and a_i are respectively creation and annihilation operators for baby universes and i^* is the PCT transform of i .

It has been suggested in the present paper that the interaction between a fluctuating second order self interacting ($\lambda \Phi^4$) scalar field and a perturbed second order gravitational field may lead to the appearance of the above mentioned additional terms in the effective wormhole Lagrangian (1), if the short distance limit $r \rightarrow 0$ (i. e. the near vicinity of the wormhole) is considered. An important aspect of the proposed theory here is that the scalar field is assumed to be time and coordinate dependent and thus "senses" the metric perturbations of the baby universe due to the presence of the wormhole. Similar ideas have been suggested also in ref. [12,13], where in the first approximation wormholes have been treated as spherical perturbations of the background three-metric Ω_g :

$$(2) \quad g_{\mu\nu} = \sigma^2 a^2 (\Omega_{\mu\nu} + h_{\mu\nu}),$$

where a is the scale factor and $h_{\mu\nu}$ denotes the metric perturbation, usually expanded in scalar, vector and tensor harmonics on the three-sphere [14].

The present paper is organized as follows:

In Section 2 the scalar and gravitational fields have been decomposed into background ones ($\Phi_0, g_{\mu\nu}$) and fluctuating ones ($\Phi', h_{\mu\nu}$):

$$(3) \quad g_{\mu\nu} = g_{\mu\nu}^0 + h_{\mu\nu} \quad \text{and} \quad \Phi = \Phi_0 + \Phi',$$

where we assume that the fluctuation variables are of second-order and the metric perturbation varies inversely proportional to the space distance, i. e. $h_{\mu\nu} = O\left(\frac{1}{r}\right)$. For

simplicity spherical harmonics decomposition has not been taken into account. The well-known quantum-gravity partition functional integral Z over all space-time geometries and matter (in the present case scalar) fields has been defined, supplemented also by an integration over the fluctuating variables ($\Phi', h_{\mu\nu}$) and thus accounting for the presence of wormholes.

In Section 3 the method of zeta-function regularization has been applied for calculating the determinant of a second-order differential operator, obtained after performing the integration over the fluctuating scalar field variable Φ' in the partition functional integral Z . Calculations have been performed in the short-distance limit $r \rightarrow 0$ and also under the assumption that background fields do not change in space and time so rapidly if compared with the fluctuating fields. That is why background fields can be considered "frozen" in space and time.

In Section 4 a brief discussion of the physical meaning of the additional non-polynomial term

$$(4) \quad L_{\text{ren}}(g_0^{\mu\nu}, \Phi_0) = \frac{\delta}{2} \left[-\frac{3\gamma_2 \lambda \Phi_0^2}{3\gamma_1(m_1^2 + 6\lambda \Phi_0^2)} \right]^2$$

has been performed. This term, obtained in the effective wormhole Lagrangian of background fields after performing the Φ' integration, evidently accounts for the interaction between the fluctuating fields near the wormhole and in this way "signals" of the presence of the wormhole itself. In order to see whether quantum coherence will be lost or not it has to be checked whether the additional nonpolynomial term will persist at large distances (in the limit $r \rightarrow \infty$), where a distant observer is able to make certain conclusions. However, for that purpose the self-consistent problem about the space (and time) evolution of the background scalar and gravitational fields has to be solved, which is not very easy to deal with at all. Since the result obtained evidently depends on the approximation, in which it has been worked out, to a certain extent it confirms John Preskill's conclusion [16] about quantum indeterminacy of coupling constants in quantum gravity, as far as the influence of short distance physics is concerned.

2. Quantum gravity partition functional integral in the presence of fluctuating scalar and gravitational fields

Our starting point is the effective action of self-interacting ($\lambda\varphi^4$) scalar field, coupled to gravity:

$$(5) \quad S = \int_M d^4x \frac{1}{2} \sqrt{g} \left[-M_p^2 R + g^{\mu\nu} \partial_\mu \varphi \partial_\nu \varphi + (m^2 + \xi_0 R) \varphi^2 + \lambda \varphi^4 \right].$$

The first term in parenthesis in (5) is the gravitational part of the action, ξ_0 is a numerical coefficient, expressing the coupling between scalar and gravitational fields and the integration is performed over the closed four-manifold M of the baby universe.

As already mentioned in the Introduction, the gravitational and scalar fields are decomposed into background $(\hat{g}_{\mu\nu}^0, \hat{\Phi}_0)$ and fluctuating ones $(\hat{h}_{\mu\nu}, \Phi')$:

$$(6) \quad \varphi = \hat{\Phi}_0 + \Phi', \quad \hat{g}^{\mu\nu} = \hat{g}_0^{\mu\nu} + \hat{h}^{\mu\nu},$$

where for convenience we have used the 'hat' variables:

$$(7) \quad \hat{g}_0^{\mu\nu} = \sqrt{g} g^{\mu\nu}, \quad \hat{h}^{\mu\nu} = \sqrt{g} h^{\mu\nu}, \quad h^{\mu\nu} = O\left(\frac{1}{r}\right).$$

instead of the conventional ones $g^{\mu\nu}$ and $h^{\mu\nu}$. We assume also that the signature of the background metric

$$(8) \quad ds^2 = dt^2 + a^2(t) d^3\Omega_3$$

in positive (+, +, +, +). In (8) $a^2(t)$ is the scale factor and Ω_3 — the unit three-sphere.

In terms of all background and fluctuating variables, the quantum gravity partition functional integral can be defined in the following way:

$$(9) \quad Z = \int_M d\hat{g}_{\mu\nu}^0 d\hat{\Phi}_0 d\Phi' d\hat{h}^{\mu\nu} e^{-S(\hat{g}_{\mu\nu}^0 + \hat{h}_{\mu\nu}, \hat{\Phi}_0 + \Phi')}$$

where $S(\hat{g}_{\mu\nu}^0 + \hat{h}_{\mu\nu}, \hat{\Phi}_0 + \Phi')$ is the action (5) in terms of the decomposition (6).

According to Hawking's definition [17,18], the integral (9), if taken only in respect to the background variables, gives the transition amplitude:

$$(10) \quad Z = \langle \hat{\Phi}_0^{(2)}, g_{\mu\nu}^{(0)(2)} | \hat{\Phi}_0^{(1)}, g_{\mu\nu}^{(0)(1)} \rangle$$

to go from a three-geometry $g_{\mu\nu}^{(0)(1)}$ on an initial (baby universe) spacelike surface to a three-geometry $g_{\mu\nu}^{(0)(2)}$ on a final (baby universe) spacelike surface and the integral is taken over all four geometries and scalar fields, which match $(\hat{\Phi}_0^{(1)}, g_{\mu\nu}^{(0)(1)})$ and $(\hat{\Phi}_0^{(2)}, g_{\mu\nu}^{(0)(2)})$ on the initial and final surfaces respectively. Unlike Hawking's definition, where no fluctuation variables are taken into account, the proposed new definition (9) of the modified partition functional integral encompasses also the short distance effects near the wormhole, which will be further investigated. Note also that a complex rotation $t \rightarrow -it$ of the time coordinate has been performed so that the path integral (9) does not oscillate and does not converge.

By use of (6) and (7) the action can be decomposed into several parts, some of them containing both background and fluctuation variables:

$$(11) \quad S(\hat{g}_{\mu\nu}^0 + \hat{h}^{\mu\nu}, \hat{\Phi}_0 + \Phi') = \hat{S}_1(\hat{g}_{\mu\nu}^0, \hat{\Phi}_0) + S_1(\hat{h}^{\mu\nu}, \hat{\Phi}_0, \Phi') + \hat{S}_1(\Phi', \hat{g}_{\mu\nu}^0) \\ + S_2((h^{\mu\nu})^2) + S_2(\hat{\Phi}_0, (h^{\mu\nu})^2) + S_2(\hat{\Phi}_0, \Phi', (h^{\mu\nu})^2) + S_2(\Phi', (h^{\mu\nu})^2).$$

Terms $S_1(\dots)$ account for second-order metric perturbations and terms, containing both second-order metric and scalar field perturbations account for scalar particle-graviton interactions. This is unlike the case investigated in Hawking's paper [19], where the performed action decomposition (in terms of our notations)

$$(12) \quad S(\hat{g}_{\mu\nu}^0 + \hat{h}^{\mu\nu}, \hat{\Phi}_0 + \Phi') = S_0(\hat{g}_{\mu\nu}^0, \hat{\Phi}_0) + S_1(h^{\mu\nu}) + S_1(\Phi')$$

in practice excludes any such interactions.

We will denote the integral over the $\{\hat{g}_{\mu\nu}^0\}$, $\{\hat{h}^{\mu\nu}\}$ and $\{\hat{\Phi}_0\}$ fields in (9) by Z_1 , and we will focus only on the evaluation of the Φ' integral:

$$(13) \quad Z = Z_1 \int d\Phi' e^{-[S_1(\hat{h}^{\mu\nu}, \hat{\Phi}_0, \Phi') + S_1(\Phi', \hat{g}_{\mu\nu}^0) + S_2(\hat{\Phi}_0, \Phi', (h^{\mu\nu})^2) + S_2(\Phi', (h^{\mu\nu})^2)]}.$$

We shall also assume that the fluctuating scalar field changes more rapidly in comparison with the background fields so that the latter may be considered "frozen" in space and time, i. e. stationary and uniform in space. After calculating the different terms in the action (13) and rearranging the different kinds of terms, containing Φ' , the following expression can be obtained:

$$(14) \quad Z = Z_0 \int d\Phi' e^{-\int d^4x [a\Phi'^2 + b(\partial_\mu \Phi')(\partial_\nu \Phi') + b(\partial_\mu \Phi')(\partial_\nu \hat{\Phi}_0) + c\Phi']},$$

where a , b and c are, as expected, functions of the background fields $\hat{\Phi}_0$ and $\hat{g}_0^{\mu\nu}$ and also of the perturbed gravitational field $\hat{h}^{\mu\nu}$:

$$(15) \quad a = (\hat{g}_0^{\mu\nu} + \hat{h}^{\mu\nu})(R_{\mu\nu}^{(0)} + R_{\mu\nu}^{(1)})\xi_0 + m^2 \left(\sqrt{g^0} + \frac{1}{2}\hat{h} \right) \\ + \frac{1}{2} \left(\sqrt{g^0} + \frac{1}{2}\hat{h} \right) + 3\lambda\hat{h}\hat{\Phi}_0^2 + 3\lambda\hat{h}^{\mu\nu}h_{\mu\nu}\hat{\Phi}_0^2,$$

$$(16) \quad b = \hat{g}_0^{\mu\nu} + \hat{h}^{\mu\nu},$$

$$(17) \quad c = 2\xi_0\hat{\Phi}_0(\hat{g}_0^{\mu\nu} + \hat{h}^{\mu\nu})(R_{\mu\nu}^{(0)} + R_{\mu\nu}^{(1)}) + 4\lambda\hat{\Phi}_0^3 \left(\sqrt{g^0} + \frac{1}{2}\hat{h} \right) \\ + m^2\hat{h}^{\mu\nu}h_{\mu\nu}\hat{\Phi}_0 + \xi\hat{h}^{\mu\nu}R_{\mu\nu}^{(1)}\hat{\Phi}_0 + 2\lambda\hat{h}^{\mu\nu}h_{\mu\nu}\hat{\Phi}_0^3.$$

In deriving (14) we have neglected terms, higher than second order in Φ' . After performing the integration by parts in (14), the partition functional integral Z can be written in the following way:

$$(18) \quad Z = Z_0 \int d\Phi' e^{-\int d^4x [\Phi'\hat{A}\Phi' + \Phi'\hat{B}]},$$

In (18) \hat{A} and \hat{B} are differential operators of the kind:

$$(19) \quad \hat{A} = a - b\Box - (\partial_\mu b)\partial_\nu = a - [b\partial_\mu + \partial_\mu b]\partial_\nu, \\ \hat{B} = c - b\Box\hat{\Phi}_0 - (\partial_\nu\hat{\Phi}_0)(\partial_\mu b) = c - [b\partial_\mu + \partial_\mu b]\partial_\nu\hat{\Phi}_0.$$

It will be proved in the Appendix A that by a suitable gauge transformation in respect to the space variable r

(20) $\partial'_\mu = \partial_\mu + f(r)$
the first order derivatives in (19) can be removed and therefore \hat{A} and \hat{B} can be written as:

$$(21) \quad \hat{A} = a' - b\Box',$$

$$(22) \quad \hat{B} = c - b\Box'\hat{\Phi}_0.$$

Note that to the positive signature of the metric the Delambertian \Box is:

$$(23) \quad \Box' = \frac{\partial^2}{\partial t^2} + \Delta^{(3)},$$

where $\Delta^{(3)}$ is the Laplacian of the space-three-manifold, embedded in a given three-geometry. In other words, the choice of the variable r will not affect the eigenvalue spectrum of the operators \hat{A} and \hat{B} , since the background fields (and thus the functions a , b and c , depending on them) are "frozen" in space and time according to our previous assumption.

3. Zeta-function regularization and the resulting scalar-gravity background field renormalization

Our main aim in this Section will be the evaluation of the integral (18). First, we make the simple transformation:

$$(24) \quad \Phi' = \Phi_1' - \frac{1}{2} \hat{B} \hat{A}^{-1}$$

and thus (18) can be written in a more familiar way:

$$(25) \quad Z = Z_1 e^{-\frac{1}{4} \hat{B}^2 \hat{A}^{-2} + \frac{1}{2} \hat{B}^2 \hat{A}^{-1}} \int d\Phi_1' e^{-\Phi_1' \lambda \Phi_1'}$$

$$= Z_1 e^{\frac{1}{2} \hat{B}^2 \hat{A}^{-1} - \frac{1}{4} \hat{B}^2 \hat{A}^{-2}} (\det \hat{A})^{-\frac{1}{2}}.$$

Note that the transformation (24) can still be applied no matter that \hat{A} and \hat{B} are not functions, but operators.

The determinant of the differential operator \hat{A} will be calculated by applying the well-known method of zeta-function regularization, previously developed by Hawking [20] and others [21,22]. For this purpose the following basic formulae will be used:

$$(26) \quad \det \hat{A} = \exp \left[- \left(\frac{d\zeta(s)}{ds} \right)_{s=0} \right],$$

where

$$(27) \quad \zeta(s) = \sum \lambda_n^{-s}$$

is the defined in [20] generalized zeta-function and λ_n are the eigenvalues of the differential operator \hat{A} , s is an integer number ($s > 2$). Since we intend to reduce our problem to a well-known quantum-mechanical problem, we will assume that the space-three manifold, over which the operator \hat{A} , is defined, is the three-sphere. Of course, the eigenvalues can also be found in the case of other manifolds.

In the present case we denote the eigenvalues of the operator by \hat{A} by $\lambda_n = E_n^2$. This means that the operator equation

$$(28) \quad \hat{A} \Psi = 0$$

is being satisfied by an arbitrary function Ψ of the kind:

$$(29) \quad \Psi = e^{E_n t} f_n(r)$$

The last also means that only stationary states of (28) will be investigated. Substituting (29) into (28), the following equation for the eigenvalue functions f_n is obtained:

$$(30) \quad \Delta^{(3)} f_n(r) = \left[-E_n^2 + V(r, \hat{\Phi}_0, \hat{g}_{\mu\nu}^0) \right] f_n(r)$$

where $\Delta^{(3)}$ is the Laplacian on the three-sphere (i. e. in spherical coordinates r, θ and ϕ):

$$(31) \quad \Delta^{(3)} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial^2}{\partial \phi^2}.$$

The function $V(r, \hat{\Phi}_0, \hat{g}_{\mu\nu}^0)$ can be evaluated in the short-distance limit $r \rightarrow 0$ by use of (15) – (17), (21), (22) and the following estimates for the gravity field [23]:

$$(32) \quad \hat{h}^{\mu\nu} \equiv \sqrt{g} h^{\mu\nu} = O\left(\frac{1}{r}\right); \quad \frac{\partial h^{\mu\nu}}{\partial x^\lambda} = O\left(\frac{1}{r^2}\right); \quad R_{\mu\nu}^{(1)} \sim \frac{\partial^2 h^{\mu\nu}}{\partial x^\lambda \partial x^\mu} = O\left(\frac{1}{r^3}\right).$$

Keeping in mind the above assumptions, the following expression in the limit $r \rightarrow 0$ is derived:

$$(33) \quad V(r, \hat{\Phi}_0, \hat{g}_{\mu\nu}^{(0)}) = \alpha R_{\mu\nu}^{(0)} \xi_0 + \frac{1}{2} \gamma_1 (m_0 + 6\lambda \hat{\Phi}_0^2) + \frac{1}{r} (3\gamma_2 \lambda \hat{\Phi}_0^2) + \frac{1}{r^2} (\xi_0 \beta_1 \hat{g}_{\mu\nu}^{(0)}) + \frac{1}{r^3} \xi_0 \beta_2,$$

where $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$, are constants. The function (33) may physically be interpreted as a three-dimensional potential barrier of the kind:

$$(34) \quad V(r) = A_1 + \frac{B_1}{r} + \frac{C_1}{r^2} + \frac{D_1}{r^3}; \quad A_1, B_1, C_1, D_1 \text{ are constants}$$

which will evidently affect the eigenvalues of the operator \hat{A} . It may be thought as if in the vicinity of their neck ($r \rightarrow 0$) wormholes create an effective potential barrier, influencing scalar (and other) particles, penetrating down the wormhole from the baby universe. Since in a higher approximation the perturbed metric may involve higher powers of $\frac{1}{r}$, we should keep in mind the simple fact from quantum mechanics [24],

that the motion of a particle in a potential field $U = -\frac{\alpha}{r^s}$ ($s > 2$) is restricted in a small area around the coordinate center and will finally fall upon it. However, such a movement is unlikely in the present case because of space-time nonlocality (Fig. 1).

Moreover, such a restricted motion would contradict current models in quantum gravity, based on the assumption about infinite past and infinite future states on different space surfaces [25]. It can be therefore concluded that a particle, falling down the wormhole will probably "sense" only the lower order terms and ($\sim \frac{1}{r}$ and $\sim \frac{1}{r^2}$)

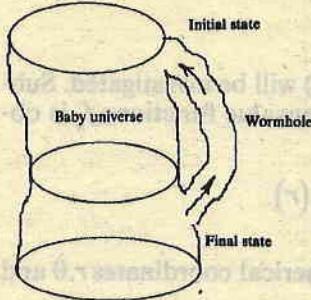


Fig. 1. Particle motion down the wormhole from an initial state to a final state and thus not crossing the intermediate state of the baby universe [25]

of the potential barrier. However, the following question inevitably arises: if the fluctuating metric involves higher order terms of $\frac{1}{r}$, how can this process of "sensing" happen? A suggestion is made in this paper that in a more realistic model the background scalar and gravitational fields continuously evolve in a self-consistent manner and thus changing the coefficients A_1, B_1, C_1, D_1 , unlike in our simplified model. By means of a such self-regulating mechanism the potential terms are adjusted in such a way so that falling particles are influenced only by lower order potential terms in $\frac{1}{r}$. That is

why we shall neglect terms in the fluctuating metric with higher powers than $O\left(\frac{1}{r^2}\right)$.

Further, we present the eigenvalue function $f_n(r)$ as:

$$(35) \quad f_n(r) = \chi_n(r) Y_{lm}(\theta, \phi),$$

where $Y_{lm}(\theta, \phi)$ are the usual spherical functions. We have to keep in mind also that in a spherically symmetric field an additional "centrifugal" term $\frac{l(l+1)}{r^2} \chi_n$ appears in the potential as a result of moment conservation and level degeneracy [24]. From (30), (31), (33) and (35) the following equation for $\chi_n(r)$ is obtained:

$$(36) \quad \frac{d^2 \chi_n(r)}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{d \chi_n(r)}{dr} + \left[E_n^2 - A_1 - \frac{B_1}{r} - \frac{C_1}{r^2} - \frac{l(l+1)}{r^2} \right] \chi_n = 0,$$

where

$$(37) \quad A_1 = \alpha R_{uv}^{(0)} + \frac{1}{2} (m^2 + 6\lambda\hat{\Phi}_0^2) \gamma_1,$$

$$(38) \quad B_1 = 3\gamma_2 \lambda \hat{\Phi}_0^2,$$

$$(39) \quad C_1 = \xi_0 \beta \hat{g}_n^{uv}$$

and l can be regarded as the conserved momentum of the baby universe. In terms of the new variables

$$(40) \quad \rho = 2r \sqrt{E_n^2 - A_1},$$

$$(41) \quad n_1 = \frac{B_1}{2\sqrt{A_1 - E_n^2}},$$

$$(42) \quad c_1 + l(l+1) = l_1(l_1+1)$$

equation (36) can be written as:

$$(43) \quad \frac{d^2\chi_n(\rho)}{d\rho^2} + \frac{2}{\rho} \frac{d\chi_n(\rho)}{d\rho} + \left[\frac{1}{4} - \frac{n_1}{\rho} - \frac{l_1(l_1+1)}{\rho^2} \right] \chi_n(\rho) = 0.$$

It is reasonable to search out for a solution, which is finite at $\rho \rightarrow 0$ (of the form $\chi_n \sim \rho^{l_1}$) and which is vanishingly small at $\rho \rightarrow \infty$ (of the form $\chi_n \sim e^{-\frac{\rho}{2}}$) [24]. Both assumptions are physically reasonable, since all fields decay at infinity and it is useless to deal with infinite solutions at $\rho \rightarrow 0$. Therefore, the function $\chi_n(\rho)$ can be written as:

$$(44) \quad \chi_n(\rho) = e^{-\frac{\rho}{2}} \rho^{l_1} w(\rho).$$

Substituting (44) into (43), we derive the equation

$$(45) \quad \rho w'' + (2l_1 + 2 - \rho)w' + (n_1 - l_1 - 1)w = 0,$$

where the prime denotes the derivative in respect to the variable ρ . Equation (45) has a well-known solution [24]:

$$(46) \quad w(\rho) = F(-n_1 + l_1 + 1, 2l_1 + 2, \rho),$$

where F is the so called degenerate hypergeometric function:

$$(47) \quad F(\alpha, \gamma, z) = \frac{\Gamma(\gamma)}{2\pi i} \int_C e^t (t-z)^{-\alpha} t^{\gamma-1} dt = 1 + \frac{\alpha}{\gamma} \frac{z}{1!} + \frac{\alpha(\alpha+1)}{\gamma(\gamma+1)} \frac{z^2}{2!} + \dots$$

The contour C comes from infinity (when $\text{Re } t \rightarrow -\infty$), goes to infinity (when $\text{Re } t \rightarrow +\infty$) and has poles at $t=0$ and $t=z$. It is evident from (47) that the solution $F(\alpha, \gamma, z)$ is vanishing at infinity when $\alpha \leq 0$. In the present case $\alpha = -n_1 + l_1 + 1$ and so the following condition has to be fulfilled:

$$(48) \quad n_1 \geq l_1 + 1$$

This means that the eigenvalue levels are restricted from below. From (37), (38) and (41) the eigenvalue spectrum $\lambda_n = E_n^2$ can easily be found:

$$(49) \quad \lambda_n = E_n^2 = \frac{1}{2} \left(m_1^2 + 6\lambda \hat{\Phi}_0^2 \right) - \frac{3\gamma_2 \lambda \hat{\Phi}_0^2}{4n_1^2},$$

where m_1 is the renormalized mass due to the action of the background gravitational field:

$$(50) \quad m_1^2 = m^2 + 2\alpha R_{\mu\nu}^{(0)}.$$

It can easily be checked that the spectrum (49) is always positive in the limiting case $\frac{\lambda \hat{\Phi}_0^2}{m_1^2} \ll 1$. In the opposite case ($\frac{m_1^2}{6\lambda \hat{\Phi}_0^2} \ll 1$) E_n can be positive if the inequality

$$(51) \quad n_1^2 > \frac{\gamma_2}{3\lambda \hat{\Phi}_0^2}$$

is satisfied. If we assume that γ_2 and λ are positive constants, this may really happen, since according to (48) the eigenvalue levels are restricted from below and the investigated case $\frac{m_1^2}{6\lambda\hat{\Phi}_0^2} \ll 1$ requires $\lambda\hat{\Phi}_0^2$ to be great. We will also assume that the positive (and thus continuous) eigenvalue spectrum ranges from zero to infinity. From (39), (42), (51) and (48) it is evident that such an assumption is justifiable especially for small l and small constants ξ_0 or β .

Finally, the generalized zeta-function (27) can be calculated, replacing the sum over n_1 by a continuous integration (since the spectrum is continuous) and multiplying each $\lambda_{n_1} = E_{n_1}^2$ from (49) by n_1^2 , since each eigenvalue level with a main quantum (level) number n is $\sum_{l=0}^{n-1} (2l+1) = n^2$ degenerate:

$$(52) \quad \zeta(s) = \int_0^\infty dn_1 n_1^2 \lambda_{n_1}^{-s} = \int_0^\infty dn_1 n_1^2 \left[\frac{1}{2} \left(m_1^2 + 6\lambda\hat{\Phi}_0^2 \right) \gamma_1 - \frac{3\gamma_2 \lambda\hat{\Phi}_0^2}{4n_1} \right]^{-s}$$

By making the substitutions

$$(53) \quad K = \frac{1}{2} \gamma_1 \left(m_1^2 + 6\lambda\hat{\Phi}_0^2 \right),$$

$$(54) \quad L = \frac{3\gamma_2 \lambda\hat{\Phi}_0^2}{4}$$

the integral (52) can be written as:

$$(55) \quad \zeta(s) = \frac{1}{K^s} \int_0^\infty dn_1 \frac{n_1^{2(s+1)}}{\left(n_1^2 - \frac{L}{K} \right)^s}.$$

The last integral is of well-known type and can be evaluated by means of the following formulae [26]:

$$(56) \quad \int_0^\infty dn_1 \frac{n_1^\alpha}{\left(n_1^2 + M^2 \right)^\alpha} = \frac{\Gamma\left(\frac{1+\beta}{2}\right)\Gamma\left(\alpha - \frac{1+\beta}{2}\right)}{2(M^2)^{\alpha-\frac{1+\beta}{2}}\Gamma(\alpha)},$$

where Γ is the gamma-function $\Gamma(\alpha) = \int_0^\infty e^{-x} x^{\alpha-1} dx$. We obtain the following expressions for the generalized zeta-function $\zeta(s)$ and its first derivative:

$$(57) \quad \zeta(s) = \frac{1}{K^s} \left\{ \frac{\Gamma\left(s + \frac{3}{2}\right)\Gamma\left(-\frac{3}{2}\right)}{2\left(-\frac{L}{K}\right)^{\frac{3}{2}}\Gamma(s)} \right\} = \frac{1}{K^s} I(s),$$

$$(58) \quad \frac{d\zeta(s)}{ds} = -\frac{s}{K^{s+1}} I(s) + \frac{1}{K^s} \frac{\Gamma\left(s + \frac{3}{2}\right)}{\Gamma(s)} \left(\Psi\left(s + \frac{3}{2}\right) - \Psi(s) \right),$$

where $I(s)$ denotes the term inside the brackets in (57). The following standard expressions have also been used:

$$\Gamma'(z) = \Gamma(z)\Psi(z); \quad \Gamma(z+1) = z\Gamma(z), \quad (59)$$

$$(59) \quad \Psi(n+1) = 1 + \frac{1}{2} + \dots + \frac{1}{n} - \gamma; \quad \Psi(z+1) = \frac{1}{z} + \Psi(z).$$

$\Psi(z)$ is the Oiler function and γ — the Oiler constant:

$$(60) \quad \gamma = \lim_{n \rightarrow \infty} \left(1 + \frac{1}{2} + \dots + \frac{1}{n} - \ln n \right) = 0.5772157.$$

The final result for the partition functional integral (25) with account of (26), (52) and (58) is

$$(61) \quad Z = Z_1 e^{\frac{1}{2} \hat{B}^2 \hat{A}^{-1} - \frac{1}{4} \hat{B}^2 \hat{A}^{-2}} \left[\exp \left(-\frac{d\zeta}{ds} \Big|_{s=0} \right)^{-\frac{1}{2}} \right] = Z_1 \exp \left[\frac{1}{2} \hat{B}^2 \hat{A}^{-1} - \frac{1}{4} \hat{B}^2 \hat{A}^{-2} \right] \exp \left[\frac{\delta}{2} \left(-\frac{3\gamma_2}{2\gamma_1} - \frac{\lambda \hat{\Phi}_0^2}{(m_1^2 + 6\lambda \hat{\Phi}_0^2)} \right)^{\frac{3}{2}} \right].$$

4. Discussion

The physical meaning of eq. (61) will be more easily revealed if we rewrite it into another way:

$$(62) \quad Z = \int d\hat{g}_0^{\mu\nu} d\hat{\Phi}_0 \exp \left(\frac{1}{2} \hat{B}^2 \hat{A}^{-1} - \frac{1}{4} \hat{B}^2 \hat{A}^{-2} \right) \times \exp \left\{ - \int d^4x \left[L_0(\hat{g}_0^{\mu\nu}, \hat{\Phi}) + L_{\text{ren}}(\hat{g}_0^{\mu\nu}, \hat{\Phi}_0) \right] \right\},$$

where we will call $L_{\text{ren}}(\hat{g}_0^{\mu\nu}, \hat{\Phi}_0)$ a renormalized (nonpolynomial) Lagrangian:

$$(63) \quad L_{\text{ren}}(\hat{g}_0^{\mu\nu}, \hat{\Phi}_0) = \frac{\delta}{2} \left[-\frac{3\gamma_2}{2\gamma_1} - \frac{\lambda \hat{\Phi}_0^2}{(m_1^2 + 6\lambda \hat{\Phi}_0^2)} \right]^{\frac{3}{2}}.$$

The physical essence of expression (63) is that the interaction between the fluctuating second-order gravitational and scalar fields leads to an effective renormalization of the background fields with an additional nonpolynomial non-local term. The numerical constant δ in the renormalization term (63) and (61) equals to

$$(64) \quad \delta = \frac{\Gamma\left(\frac{3}{2}\right)\Gamma\left(-\frac{3}{2}\right)}{2\Gamma(0)} \left\{ \Psi\left(\frac{3}{2}\right) - \Psi(0) \right\}$$

and has an important physical meaning. Remember that δ has appeared in the process in the evaluation of the zeta-function integrals (52), (55), originally derived from equation (65):

$$(65) \quad \Delta^{(3)} f_n(r) = \left[-E_n^2 + V(r, \hat{\Phi}_0^2, \hat{g}_0^{\mu\nu}) \right]$$

with a potential barrier $V(r, \hat{\Phi}_0, \hat{g}_0^{\mu\nu})$ (33), reflecting the properties of short distance physics ($r \rightarrow 0$) and of the background fields. That is why to a certain extent δ may be viewed as a coupling constant between short-distance physics and background fields. Note also that the self-coupling constant λ of the scalar field plays an important role in the renormalization term (63) and thus shows that the initial "nonlinear" features of the scalar field are an important prerequisite for this result. Unhappily, at the present moment it would be premature to relate the constant or its numerical value to any concrete physical observable. In this aspect it would be interesting to check whether a similar coupling constant will appear when working out in a higher order approximation of the fluctuating gravitational field. Unfortunately, it has not been

possible to find an exact solution of (65), when higher order terms $\sim O\left(\frac{1}{r^3}\right)$ were included.

Then it may probably happen that the additional term (63) is not unique and thus will depend on the approximation, assumed in advance. That is why the result in this paper confirms, to a certain extent, J. Preskill's conclusion in ref. [16] about quantum indeterminacy of our predictions, as far as short-distance-physics is concerned: "It is because the renormalization of G (the Newton's gravitational constant) is dominated by nonuniversal short-distance effects that we are unable in the end to make precise predictions about the values of other constants."

However, in Section 3 of this paper it was emphasized that quantum indeterminacy will not be so clearly manifested because only the lowest order terms

$\sim O\left(\frac{1}{r}\right)$ and $\sim O\left(\frac{1}{r^2}\right)$ would probably be the most dominant ones, when investigating

the motion of particles through the wormhole. In reference to the problem about coherence loss it is worth reminding that it may be established only by a distant observer. In the present case, however, we have not solved the self-consistent problem about scalar and gravitational field evolution and that is why we do not know whether the additional renormalization term will persist or die off at large distances. In other words, although the additional renormalization term (63) resembles in a sense the additional term (1), here we cannot affirm that global effects due to wormholes are surely induced. However, such a possibility about the existence of global effects should not be excluded until the self-consistent problem about scalar and gravitational field evolution is solved. The latter means that a system of two nonlinear differential equations should be solved. It is known that if a stable solution (or a configuration) is assumed to exist, then such a solution can be found in the framework of the so-called self-organization theory [27]. As a common rule in this theory, space nonuniform distribution of a given physical variable can give a greater variety of scenarios for its evolution.

It should be noted also that the correct treatment of the partition functional integral (9) should include some gauge-fixing terms so that (9) would be invariant under arbitrary gauge transformations of the fluctuating scalar and gravitational fields [28–30]. However, we are interested only in gravitational fields, which are asymptotically flat at infinity ($h_{\mu\nu} = O\left(\frac{1}{r}\right)$) — an assumption, frequently applied in wormhole theory. Also, we have removed all first-order derivatives in the operators \hat{A} and \hat{B} (19), also Appendix A), which can break the gauge invariance in respect to the fluctuating scalar field. Moreover, it is unlikely that the additional term (63) of background fields may appear as a consequence of the introduction of gauge-fixing terms and Faddeev-Popov determinants [28], depending on fluctuating field variables and not on the background field variables.

As a final result of this paper, it may be concluded that wormholes (and fluctuating topologies in general) may possibly “amplify” and change the surrounding scalar and gravitational fields. This can be thought as a quantum gravity and topology effect and is worth further investigating it, despite our present ignorance about the essence of this phenomena.

5. Appendix A

It shall be proved in this appendix that after performing a gauge (coordinate) transformation

$$(66) \quad \partial'_\mu = \partial_\mu + f(r)$$

the operators \hat{A} and \hat{B} can be written as second order operators only and in terms of the new space variable r' in (21), (22):

$$(67) \quad \hat{A} = a' - b'\square'; \quad \hat{B} = c - b'\square'\hat{\Phi}_0.$$

in other words, in accordance with the formulas (19)

$$(68) \quad \hat{A} = a - b\square - (\partial_\mu b)\partial_\nu = a - [b\partial_\mu + (\partial_\mu b)]\partial_\nu,$$

$$\hat{B} = c - b\square\hat{\Phi}_0 - (\partial_\nu\hat{\Phi}_0)(\partial_\mu b) = c - [b\partial_\mu + (\partial_\mu b)](\partial_\nu\hat{\Phi}_0)$$

we will have to establish the validity of the following operator equality:

$$(69) \quad [b\partial_\mu + (\partial_\mu b)]\partial_\nu = b\partial_\mu\partial_\nu,$$

which has to be satisfied for any gauge transformation of the kind (66). After substituting (66) into (69) we obtain

$$(70) \quad b\partial_\mu\partial_\nu + (\partial_\mu b)\partial_\nu = b'(\partial_\mu + f(r))(\partial_\nu + f(r)).$$

In (70) and (69) b' is a function of the new variable r' . However, according to the equivalence principle in gravity theory the relative order dependence $h_{\mu\nu} = O\left(\frac{1}{r}\right)$ in the function

$$b = \hat{g}_0^{\mu\nu} + \hat{h}^{\mu\nu}$$

should hold in any coordinate system. That is why it can be written:

$$(71) \quad b'(r') = b(r) = O\left(\frac{1}{r}\right) \sim \frac{\alpha}{r}; \quad \alpha = \text{const}$$

and therefore the first terms on the left and the right side of (70) cancel each other. Furthermore, let us assume that (70) acts on an arbitrary (but known) function $g(r)$. As a result we derive:

$$(72) \quad [(\partial_\mu b) - bf](\partial_\nu g) = [b(\partial_\mu f) + bf^2]g.$$

If we denote

$$(73) \quad \frac{\partial_\nu g}{g} = A(r)$$

and take into account the estimates:

$$(74) \quad b(r) = \frac{\alpha}{r}; \quad \partial_\mu b = -\frac{\alpha}{r^2}$$

finally we derive the following differential equation for the function $f(r)$:

$$(75) \quad \frac{\alpha}{r} \frac{df}{dr} + \frac{f^2}{r^2} + \alpha \frac{A(r)}{r} f + \alpha \frac{A(r)}{r^2} = 0$$

Our statement will be proved if we establish that a solution of this differential equation exists for an arbitrary function $f(r)$. However, the differential equation (75) is of the type:

$$(76) \quad \frac{df}{dr} = F(f, r)$$

and from the theory it is well-known that a solution of this equation always exists.

This precludes the proof of the statement.

Acknowledgements. I am grateful to Dr S. Manoff from the Theoretical Physics Department at the Institute for Nuclear Research and Nuclear Energy in the Bulgarian Academy of Sciences for helpful discussions and advices.

References

1. Weinberg, S. — Rev. Mod. Phys., **61**, 1989, p.1.
2. Strominger, A. — Phys. Rev. Lett., **52**, 1984, p. 1733.
3. Giddings, S., A. Strominger. — Nucl. Phys., **B306**, 1988, p. 890.
4. Hawking, S. — Commun. Math. Phys., **43**, 1975, p. 199.
5. Hawking, S. — Commun. Math. Phys., **87**, 1982, p. 395.
6. Hawking, S. — Phys. Rev., **D14**, 1976, p. 2460.
7. Hawking, S., R. Laflamme. — Phys. Lett., **B209**, 1988, p. 39.
8. Hawking, S. — Phys. Lett., **B195**, 1987, p. 337.
9. Giddings, S., A. Strominger. — Nucl. Phys., **B307**, 1988, p. 854.
10. Coleman, S. — Nucl. Phys., **B307**, 1988, p. 867.
11. Coleman, S. — Nucl. Phys., **B310**, 1988, p. 643.
12. Hawking, S. — Mod. Phys. Lett., **A5**, 1990, p. 145; — Mod. Phys. Lett., **A5**, 1990, p. 453.
13. Hawking, S. — Phys. Rev., **D37**, 1988, p. 904.
14. Lifshitz, E., I. M. Khalatnikov. — Adv. Phys., **12**, 1963, p. 185.
15. Klebanov, I., L. Susskind, T. Banks. — Nucl. Phys., **B317**, 1989, p. 665.

16. Preskill, J. — Nucl. Phys., **B323**, 1989, p. 141.
17. Hawking, S. — Phys. Lett., **B134**, 1984, p. 403.
18. Hartle, J., S. Hawking. — Phys. Rev., **D28**, 1984, p. 2960; Hawking, S. — also in: Relativity, Groups and Topology II, 1984.
19. Hawking, S. — In: General Relativity. An Einstein Centenary Survey, ed. S. W. Hawking and W. Israel, Cambridge, Cambridge University Press, 1979.
20. Hawking, S. — Commun. Math. Phys., **55**, 1977, p. 133.
21. Parker, L. — In: Recent Developments in Gravitation. Cargese 1978., ed. M. Levy and S. Deser, 1978.
22. Ramond, P. Field Theory. A Modern Primer. Massachusetts, The Benjamin Cumming Publishing Company Inc., 1984.
23. Weinberg, S. Gravitation and Cosmology. New York, John Wiley and Sons Inc., 1972.
24. Landau, L., E. Lifschitz. Quantum Mechanics. A Nonrelativistic Theory. Moscow, Nauka Publishing House, 1989, IVth edition (in Russian).
25. Hawking, S. — Nucl. Phys., **B244**, 1984, p. 135.
26. Ryder, L. H. Quantum Field Theory. Cambridge, Cambridge University Press, 1984.
27. Haken, H. Synergetics. Hierarchy of Instabilities in Self-Organizing Systems and Devices. Berlin, Springer, 1983.
28. Faddeev, L. D., V. N. Popov. — Phys. Lett., **B25**, 1967, p. 29.
29. DeWitt, B. S. — In: Quantum Gravity 2, Ed. C. I. Isham, R. Penrose and D. Sciama. Oxford, Oxford University Press, 1981.
30. Barvinsky, A. O. — Phys. Rep., **230**, 1993, p. 237.

Received 7. XI. 1994

Ренормализация на фонови полета в близката околност на топологически пространствено-времеви структури (от тип „ръчки“) вследствие взаимодействие на скаларни и гравитационни полета от втори порядък

Богдан Димитров

(Резюме)

В рамките на теорията за пространствено-времевите структури (от тип „ръчки“) в най-ранната Вселена е доказано, че взаимодействието на флуктуационни скаларни и гравитационни полета от втори порядък води до ренормализация на действието на фоновите полета с допълнителен член от неполиномиален тип. Приложен е методът на дзета-функция регуляризация за изчисляването на неполиномиалния член, зависещ съществено от нелинейните свойства на скаларното поле ($\lambda\Phi^4$ теория).

Предложена е физическа интерпретация, съгласно която структурите „ръчки“ създават ефективен квантово-механичен потенциален бариер, взаимодействащ върху частиците, преминаващи през ръчките.

Геодезическите спътници и аeronомията*

Кирил Серафимов, Венета Коцева

Централна лаборатория по висша геодезия,
Българска академия на науките

Космическата геодезия сега е в сърцевината на висшата геодезия. Още през 1957 г. тя постави основите за бързото обновяване на тази древна наука — геодезията. Нещо повече — появи се нова наука — планетната геодезия, или т. нар. планетодезия. Планетодезията изучава фигурата, размерите и гравитационното поле на планетите от Слънчевата система и на техните естествени спътници. Ако не се засяга твърде специфичната област за геодезическото изучаване на планетите гиганти, които са предимно газови, а също и за атмосферите на малките планетни тела, планетодезията в значителна степен е геодезия на всички твърди планетни и малки тела в Слънчевата система, в широкия смисъл на този термин. Интензивното развитие на планетодезията е тясно свързано с прогреса в областта на космическите изследвания, които позволиха да се използват традиционните методи за изследване на Земята при изучаването на други тела от Слънчевата система. За малко повече от четвърт век междупланетните автоматични станции (МАС) летяха до най-отдалечените райони на Слънчевата система. Досега само една от планетите — Плутон, трудно достъпна поради своята отдалеченост, остава неизследвана непосредствено от борда на космически апарат. Термините „планетодезия“ и в частност „сравнителна планетодезия“ влязоха не изведенъж в широка употреба. Наред с тях и сега фигурират такива названия като „космическа геодезия“, „астрогеодезия“ и по-частните названия „селенодезия“ за Луната, „ареодезия“ за Марс, „афродезия“ или „венеродезия“ за Венера. Официално международно признание по същество термините „планетодезия“ или „планетна геодезия“ получиха в резолюциите на Международния симпозиум „Фигура и динамика на Земята, Луната и планетите“ в Прага, 15–20. IX. 1986 г. [1,2]. Създадена беше съвместна работна група при IAU (International Astronomical Union), IAG (International Association of Geodesy) и COSPAR (Committee on Space Research)

По доклада на акад. К. Серафимов за 40-годишнината на ЦЛВГ, БАН

по „Картографски координати и ротационни елементи на планетите и спътниците“. В [3,4] са разгледани някои терминологични проблеми и е установено, че всички науки за Земята и другите небесни тела сега разширяват обекта на изследванията си, без обаче да менят наименованията си. Така например геометрията си остава със същото име, въпреки че от хилядолетия тя вече не се занимава само с измерване на земните участъци.

В настоящия проблемен обзор преди всичко ще дефинираме понятието „геодезически спътници“. Те трябва да удовлетворяват конкретни изисквания по отношение на техническите си характеристики, параметрите на техните орбити, условията за видимост, височината на летене и бордовото оборудване [5]. В [6] подробно са изложени необходимите изисквания за геодезически спътник. Тук най-общо ще ги разгледаме по следния начин:

а) Изисквания към орбитата — голяма височина; голям орбитален наклон; минимален эксцентрицитет на орбиталната елипса; висок перигей; двусосна ориентация и др.

б) Изисквания към бордовото оборудване, формата и размерите на спътника — високостабилни генератори на честота; висококачествени радиоусилватели; специални ретранслатори; оптически отражатели; радиовисотомер; микроакселерометър; оптически фар; бордови лазерни далекомери; минимално отношение между площта на средното сечение и масата на спътника; силна отражателна способност на повърхността на спътника.

Разбира се, монтирането на всичко изброено върху един спътник е невъзможно, но за да се използва обектът за геодезически и/или за геодинамически цели, поне част от посочените изисквания трябва да бъдат изпълнени. В [7] е предложена следната класификация:

1. Спътници, чийто орбитни параметри, налични пасивни устройства (лазерни отражатели), стабилност и др. са позволили да бъдат определени от международната научна общност като обекти за изследвания;

2. Спътници, чийто апаратурен състав позволява решаването на геодезически задачи (радари, алтимери и др.);

3. Комплексни космически обекти, включително околосемни платформи и орбитални станции, които извършват пълна или непълна комбинация от пречни („*in-situ*“) измервания, съчетани с дистационни проучвания в активен и пасивен режим и с наземни наблюдения.

Още от зората на Космическата ера проблемите за точното решаване на геодезическите задачи, включително за световната и континенталната триангулация; привързването на отдалечени острови; глобалните геодинамични изследвания; дрейфа на континентите и др., се свързват тясно с аeronомията [8,9]. Спиралното въздействие върху спътниците беше в основата на първоначалните определения на неутралната температура, плътност и налягане на високата атмосфера на Земята и на времевите и пространствените изменения на тези параметри. Впоследствие получаваните сведения чрез наземни наблюдения на ИСЗ бяха основата, върху която се изградиха международните референтни модели за високата атмосфера CIRA-68, CIRA-72 и имаха голяма роля за формирането на CIRA-86. Именно тези сведения съставляват съществени части от аeronомията [10]. Ще изтъкнем, че за целите на физикохимията на високата атмосфера геодезическите спътници бяха най-удобните обекти за наблюдения, тъй като само при тях е налице отлично познаване на орбитните параметри и на динамиката на собствените движения на спътника. Затова наземните оптични и фотоелектрични наблюдения на геодезическите ИСЗ бяха и си остават преобладаващата част от всички измервания за определяне на глобални-

те неутрални параметри — T_n , n_n и p_n . От своя страна пък коригираните данни за атмосферните въздействия позволяват да се решават по-точно проблемите за геодезическите измервания с висока точност на орбитните параметри и за анализа при геодинамичките и геофизическите задачи. Така се стига до естествената интеграция на тези два типа проучвания, която продължава и сега. Ще се спрем накратко на нейните перспективи и съвременни проблеми.

Състоянието на съвременните модели за неутралните съставящи, в това число и на най-представителните модели като CIRA-86 и свързания с нея MSIS, не е удовлетворително. Все още липсва обвързване между моделите за неутралните компоненти и референтните модели за ионосферата (например IRI-79). Както е отбелязано в [11—14], отсъствието на съпоставимост между двата основни класа аeronомични модели — тези за ионизираните и за неутралните съставящи, е индикатор не само за техните несъответствия, но и за недостатъчната им точност. В [11—13] е отбелязано, че главният източник за тези отклонения от адекватните сведения и грешки е недоброто познаване на абсолютните стойности и измерванията на неутралните параметри. Затова съвременната аeronомия изиска преразглеждане на представите и данните за основните процеси, явления и структури главно на неутралните компоненти и особено на тяхната връзка с ионизиращите съставящи. Един от базисните проблеми, който не се отчиташе достатъчно при определянето на параметрите на високата атмосфера от спирачните ѝ въздействия върху ИСЗ, е наличието на многобройни и твърде активни възбудени частици. Още в [15] е определена тяхната голяма роля в кинетиката на ионосферната плазма, в енергийния баланс на термосферата, в преноса на слънчево-земните въздействия и в аeronомичните процеси. Тук ще развием някои основни представи за влиянието на възбудените частици върху движението на геодезическите спътници и ще предложим способи за отчитане на спирачните им електромагнитни и механически въздействия.

От анализа на орбитните параметри на ИСЗ след слънчеви ерупции и в някои случаи, когато се появяват рязко повишени концентрации на възбудени частици, се установява повишаване на спирачното въздействие на високата атмосфера върху спътниците. Аeronомичните процеси, които протичат при това, следват принципната схема:

1. Повищена дисоциация, осъществявана пряко или чрез предисоциативни процеси поради нарасналата интензивност на слънчевата ултравиолетова радиация. Доскоро се предполагаше, че по този механизъм се абсорбира и препредава слънчева енергия към корпусите на космическите летателни апарати главно чрез молекулярен кислород [10, 15]. Но вече е доказано, че активен участък в дисоциативните процеси е и молекулярият азот [16, 17]. Това е първият път, по който слънчевата активност — и в дълговременните, и в еруптивните ѝ прояви, въздейства върху геодезическите спътници — главно чрез повишаване на неутралната температура T_n на дисоциираните частици и чрез абсорбираната и преизлъчвана енергия във високата атмосфера. По-високата T_n води в частност до по-голямо спирачно въздействие върху спътниците, а от последното може да се изчисли обратно T_n и енергията на изменението в дисоцииращата радиация, което е предизвикало повищението ѝ.

2. Второто пряко въздействие на слънчевата активност, в частност на ерупциите, върху аeronомичните параметри, а чрез тях и върху движението на ИСЗ, е свързано с повишената ионизация при различните прояви на слънчевата активност, която се дължи на увеличената ултравиолетова, рентгенова и гама-радиация. Преките нараствания след ерупциите имат най-голям ефект в

ниската йоносфера, където спътниците не летят, но и известни влияния в областта F, където се движат повечето ИСЗ. Ще отбележим, че йонизационните ефекти влияят върху движението на спътниците по два начина:

2.1. Чрез нарастване на ионната N_i и електронната N_e концентрация, които предизвикват изменения в зареждането, собствения потенциал и електромагнитните взаимодействия на спътниците с околната им плазма. Електромагнитното спирачно действие на плазмата върху космическите летателни апарати доскоро не се отчиташе. Това предизвиква значителни грешки при определянето на механичното съпротивление за движението на спътниците. В [18, 19] е показана важността на измененията в електромагнитния ефективен радиус на спътниците. Тази тематика широко се разработва, но е далеч от своето разрешаване, понеже при различни конфигурации на космическите обекти, при променливи плаземни условия на термосферата, при разнообразни комбинации от електрически и магнитни уреди на борда на ИСЗ и при изменящи се режими на тяхното функциониране се получават дотолкова несъпоставими условия, че засега няма обща теория за тези взаимодействия.

2.2. Чрез нарастване на електронната T_e и ионната T_i температура, което следва след ерупциите и което съпровожда йоносферните и геомагнитните смущения. Термализирането на фотоелектроните, на първичните геоактивни протонни и електронни потоци и на вторичните и третичните техни йонни и електронни продукти става чрез повишаване на електронната и ионната температура. Последните от своя страна предизвикват нарастване на неутралната температура T_n , което става чрез охлаждането на електроните и ионите от неутралните v_{en} и електронно-йонните v_{ei} колизии, а в значително по-малка степен чрез сблъскванията v_{in} . Релаксационното време за тези препредавания, които водят до повишаване на T_n , е сравнително малко, а за обикновените височини на спътниците над 200 km, то не нараства пропорционално с височината, понеже има големи въздействия от v_{ei} и от повишаване на ролята на неутралните азотни атоми. Концентрацията на тези атоми също нараства след експресивни прояви на слънчевата активност.

N_e, N_i, T_e, T_i , повишени по електромагнитен път или чрез повишаване на T_n , водят до увеличаване на съпротивлението на високата атмосфера за движещите се в нея ИСЗ. Представата, че можем да решим обратната задача – от повишението спирачно действие за спътника да намерим коя да е от тези 4 величини – е несъществима. Разглежданата обратна задача, освен че е типично некоректна, включва толкова много лабораторни, теоретични или априорни представи, величини и коефициенти, че изключва рационалното решение. Но съвместният анализ на йонно-сондни наземни и спътникови данни, комбинирани с локални спътникови измервания на N_e, N_i, T_e, T_i или използването на съдържанията от инкохерентните скетер-радари позволява при наличие на резултати за спирачните въздействия на високата атмосфера върху ИСЗ да се уточнят скоростите на аеродинамичните реакции, да се определят практически неизмерими по други начини величини или да се проведат експерименти по процеси с много труден опитен анализ, каквито са тези за намиране на v_{en} и v_{ei} . А различните видове наземни, спътникови и ракетни радиофизически, плазмени и оптически измерения, които водят до определяне на N_e, N_i, T_e, T_i заедно с измерения спътников драг, който се определя най-точно при геодезическите спътници, довеждат до възможности за трактовка на редица засега неконтролируеми пряко аeronомични процеси, например тези за енергийния пренос между неутралните и йонизираните компоненти.

3. Един от важните способи за пренос на слънчевите въздействия и едно-

временно с това за взаимно обвързване на спирачното действие върху спътниците с аeronомичните параметри е чрез възбуддането на неутрални и ионизирани частици. Различните типове високоенергийни слънчеви влияния (както чрез електромагнитната, така и чрез корпукулярната радиация от слънчевия вятър) водят до ионизация, дисоциация или само до възбуддане, включително и вибрационно. Впрочем съществена част от продуктите на ионизационно-неутрализационния и дисоциативно-асоциативния баланс са също във възбудено състояние. Най-добрият пример за това са продуктите от дисоциативната рекомбинация, която е доминантен неутрализационен процес за обикновените височинни области, в които летят спътниците [8, 15, 17].

4. Възбудените частици увеличават спирачните въздействия на високата атмосфера главно по два начина:

4.1. Чрез енергийно препредаване, т. е. чрез привеждане например на вибрационната колебателна температура T_v към неутралната T_n , което става чрез съответните девъзбудящи колизии или чрез радиативно деактивиране. При това неутралната температура се повишава, а с това нараства спирачният ефект.

4.2. Чрез улеснената и интензифицирана ионизация на възбудените частици. Последната въздейства върху движението на ИСЗ по отбелзаните способи 2.1 и 2.2. Проблема за влиянието от деактивирането на възбудените частици върху корпусите на космическите летателни апарати не е третиран пълноценено и представлява интересна нова област за анализ на възможни преки взаимодействия на ИСЗ с възбудените компоненти.

5. Особено силни са въздействията върху орбитните параметри на ИСЗ от интензифицирания динамичен пренос, който съпровожда по-големите прояви на слънчевата активност. Резките изменения на транспорта на неутралните и ионизираните съставящи пряко поставя по траекторията на спътника нови, значително променени плазмени компоненти, които се характеризират дори с променени T_n , P_n и N_n . От последните промени следват и значителни вариации на спирачните действия на високата атмосфера. Обратно — намирането на динамичния принос от дивергентния член в балансовите уравнения за коя да е аеродинамична компонента чрез точно определяне на спирачното действие е възможно само при комплексни измервания, които предлагат точни сведения за всички членове на баланса с изключение на транспортната му част. В тази област влиянието могат да бъдат както чрез дифузията на неутралните и ионизираните съставящи, така и чрез преустройството на токовите и ветровите системи. Повишаването на спирачното въздействие в този случай се постига по три начина:

5.1. Чрез по-голяма отадена енергия и съответното повишение на T_n при дисипирането на токовите и ветровите системи и в процеса на дифузия;

5.2. Чрез преки влияния на движещата се маса на високата атмосфера;

5.3. Чрез електромагнитните взаимодействия на космическия обект с плазмените динамични системи.

6. Ефектите на слънчевия вятър в спокойно и интензифицирано състояние до голяма степен бяха разгледани в предишните части на тази принципна схема. Магнитосферно-йоносферните взаимодействия, както и йоносферните и геомагнитните бури и смущения, проявяват своите влияния чрез измененията на ионизираните, дисоциираните и възбудените компоненти, чрез енергийния и динамическия пренос, електромагнитните влияния и другите страни на кинетичните и динамическите процеси във високата атмосфера. Поради това тяхното индициране чрез орбитните елементи на геодезическите спътници може

да стане само в комплексни експерименти, които позволяват определянето на основните плазмени и аeronомични характеристики от преки или дистанционни измервания, като спирачното влияние е един комбиниран, допълнителен опитен критерий и експериментална даденост.

Особено важно е използването на промените в спирачното въздействие на високата атмосфера за намирането на концентрациите на някои недостъпни за преки измервания съставящи, между които твърде важна е вибрационно-възбудената азотна молекула N_2 ($V=0, 1, 2, \dots$). Докато за редица възбудени съставящи можем да съдим по техните естествени оптични и ултравиолетови емисии — например тези за $O(^1D)$, $O(^1S)$ и др., то за N_2 , няма никакви преки критерии. Поради това към методите за комплексно определяне на N_2 ($V=0, 1, 2, \dots$), развити в [20], може да се добавят и сведенията, които се получават от спирачните влияния върху геодезическите спътници.

Резултатите от наблюденията на геодезическите ИСЗ са особено удобни за комплексно използване с ракетни сондажи. В [21, 22] са предложени способи за комбиниране на ракетните измервания с други спътникови и наземни измервания. Към оптималния брой сондажи, определени за различни йоносферни части според [21, 22], добавянето на сравнително дълготрайните резултати от мрежа с наблюдални станции за спирачното въздействие на високата атмосфера върху спътниците позволява значително да се подобри точността, взаимната обвързаност и адекватността на анализа.

Използването на наблюденията на геодезическите спътници и техните преки измервания в йоносферната и магнитосферната плазма за аeronомични цели значително подпомагат съвременната наука за околноземното пространство. От друга страна, напредъкът на аeronомията позволява да се уточняват референтните модели за неутралната висока атмосфера (CIRA-86) и за йоносферата (IRI-88) и да се дават все по-адекватни изходни данни за корекции на орбиталните измервания. С това аeronомичните постижения пряко ползват космическата геодезия. От друга страна, подобреният знания за околноземното пространство позволяват по-точното отчитане на неговите влияния върху различните способи за намирането на координатите на точки от земната повърхност или в Световния океан и за разрешаването на основни геономични проблеми. Това е взаимно свързващият комплекс, който обединява усилията на специалисти с различна квалификация на комбинирано мултидисциплинарно трениране на земно-космическите проблеми.

Л и т е р а т у р а

1. Sjogren, W. L. Planetary geodesy, IAG/COSPAR/IAU Intern. — In: Symp. "Figure and dynamics of the Earth, Moon, and Planets", Prague, 1987.
2. Anderson, A. J. The gravity field of the terrestrial planets, IAG/COSPAR/IAU Intern. — In: Symp. "Figure and dynamics of the Earth, Moon, and Planets", Prague, 1987.
3. Серафимов, К. Върху класификацията на научните области „Физика на космическото пространство“ и „астронаутика“. — В: Сб. доклади Юбил. сесия по астрономия и астронавтика, Ст. Загора, 1972.
4. Серафимов, К. Космическите дейности като двигател на научно-техническата революция. — Физика, астрономия, идеология, философия, 1, 1985.
5. Даскалов, М. Космическа геодезия. С., Техника, 1980.
6. Георгиев, Н., А. Хаджийски, В. Конева. Изкуствени спътници на Земята, използвани за целите на геодезията и геодинамиката. — Геод., карт., земеустр., 1988, бр. 4.
7. Серафимов, К. Геодезическите спътници и аeronомията. Доклад Юбил. научна сесия „40 години ЦЛВГ“, 1988.

8. Серафимов, К. Космические исследования в Болгарии. С., БАН, 1979.
9. Георгиев, Н., А. Г. Масевич, Б. М. Кленецкий, С. К. Татевая. Использование оптических наблюдений искусственных спутников Земли для геодезии. С., БАН, 1979.
10. Banks, P. M., G. Kockarts. Aeronomu, p. A and B. N.Y. and London, Acad. Press, 1973.
11. Серафимов, К., М. Гогошев, Ц. Гогошева. Модели точного высотного распределения эмиссии 6300 Å. — Геомагнетизм и аэрономия, 17, 1977, № 6.
12. Gogosheva, Ts., K. Serafimov, M. Gogoshev. Optical testing of IRI and MSS model intercomparison. — In: 23th COSPAR Plen. Meet., Budapest, June 1, 1980.
13. Serafimov, K., M. Gogoshev. Possibilities for CIRA models improvements through the use of ground based rocket and satellite airglow data. — In: 25th COSPAR Plen. Meet., 1984.
14. Ivanov-Kholodny, G. S., K. B. Serafimov. Relations and comparisons of neutral atmosphere models with IRI. — In: 27th COSPAR Plen. Meet., Helsinki, 1988.
15. Серафимов, К. Физика средней ионосферы. С., БАН, 1970.
16. Richards, G. P., D. G. Torg, M. R. Torg. Photodissociation of N, a significant source of thermospheric atomic nitrogen. — Journ. Geoph. Res., 86, 1981, No A3.
17. Serafimov, K. Atomic nitrogen in near-Earth surrounding. — Space Science Review, 1989, No 2.
18. Serafimov, K., I. Kutiev, M. Gogoshev, Ts. Dachev, L. Bankov, Ju. Matvii-chuk. Electrostatically and magnetically active radius of a satellite. — In: U. N. General Assembly, Doc. A/AC. 105/259 add. 1, U. N. New-York, Jan. 14, 1980.
19. The world in space. United Nations, Ed. R. Chipman. New Jersey, Prentice Hall, 1982.
20. Серафимов, К. Методи за наземни и преки измервания на вибрационно възбудените атомни молекули. — Бълг. геофиз. сп., с., БАН, 1989.
21. Серафимов, К. Оптимальное число зондажей для полного исследования ионизационно-нейтрализационных и динамических характеристик средней ионосферы. — Космические исследования, XI, 1973, № 4.
22. Serafimova, M. Optimum number of rocket soundings for the complete determinations of the ionospheric parameters. — In: 36th Int. Astronaut. Congress, Stockholm, 1985.

Постъпила на 19. IV. 1994 г.

Geodetic satellites and aeronomy

Kiril Serafimov, Veneta Kotseva

(Summary)

A discussing survey of the interrelations between the planetary geodesy, the geodetic satellites, the aeronomy and the basic neutral and ionospheric parameters of the upper atmosphere has been made. The contemporary problems and the long-term perspectives of the integrated geodetic-aeronomic investigations and experiments have been considered. The principal scheme according to which the aeronomic processes are running is given. Their drag at the orbit movements of the geodetic satellites has been elucidated. Different possibilities for using the observations of the geodetic satellites together with the observations of rockets, sounding balloons and other types observations from ground stations and satellites with purpose to make more precise the references of the neutral upper atmosphere and the ionosphere have been indicated.

Неотектоника и геодинамика на Предбалкана и Стара планина

Хернани Спиридонов, Никола Георгиев

Институт за космически изследвания, БАН

1. Постановка на задачата

Уточняването на основните неотектонски единици в пределите на Предбалкана и Стара планина, тяхната разнообразна морфологка и тектонска изразителност, границите между тях, се осъществява при съчетание на два основни подхода: използване на дистанционна (аерокосмическа) информация и на комплекс от данни, получени от геолого-тектонски, геофизически и геоморфологични наблюдения, измервания и различни по мащаб карти и материали.

2. Регионални неотектонски структури в Предбалкана и Стара планина

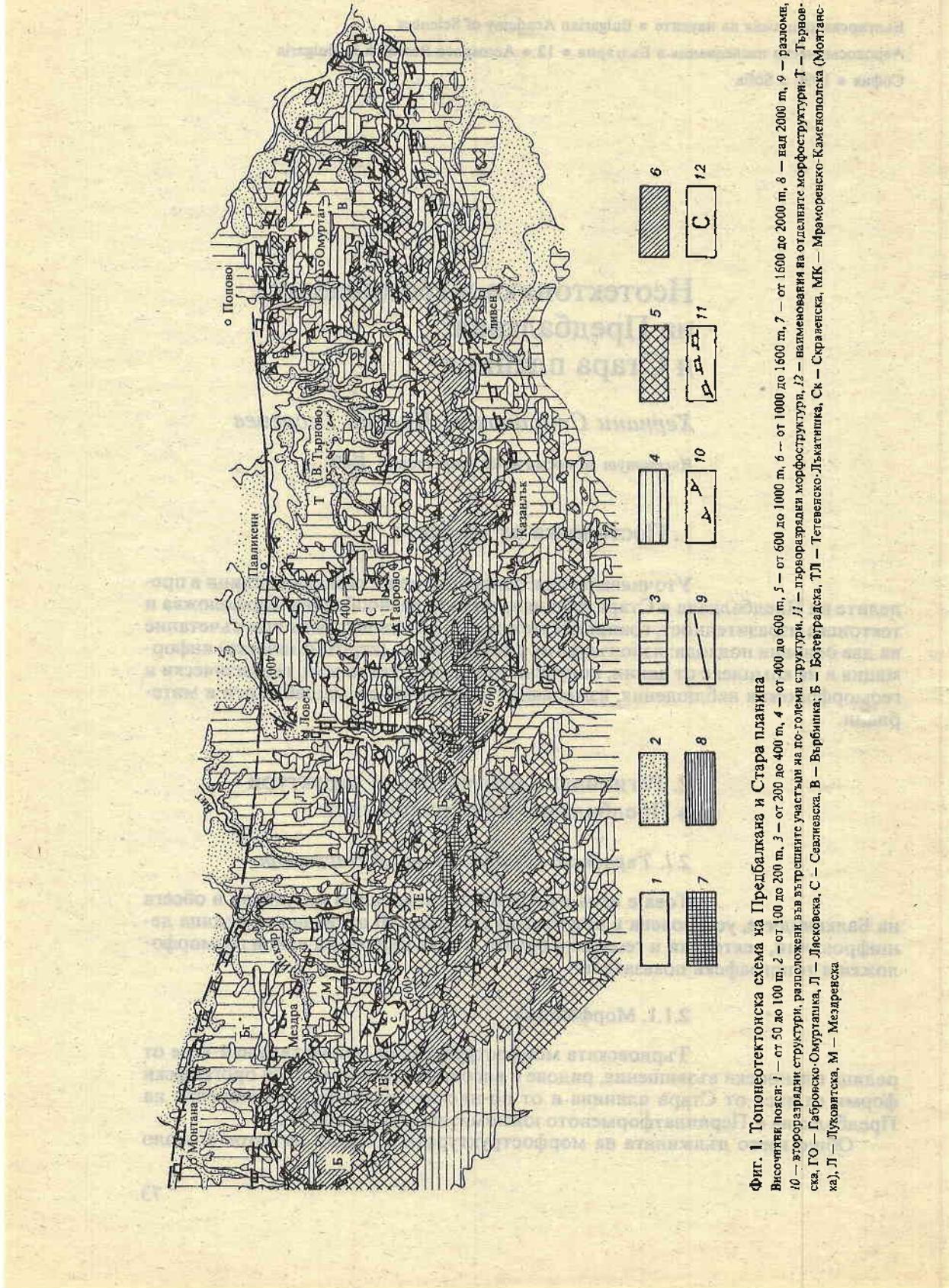
2.1. Търновска регионална морфоструктура

Това е една от големите регионални структури в обсега на Балканите, установена в резултат на комплексно отчитане на редица дешифровъчни, тектонски и геоложки белези, а така също и на някои геоморфологични и топографски показатели.

2.1.1. Морфология

Търновската морфоструктура се подчертава най-вече от редица планински възвишения, ридове и височини (хълмове). Тези орографски форми са част от Стара планина и от по-ниските планини и възвишения на Предбалкана и Периплатформеното южномизийско понижение.

Общо взето дължината на морфоструктурата от запад на изток е около



200 km, а средната ширина — 50—60 km, площта — около 12 000 km². По същество това е силно удължена морфоструктурна единица в съотношение 4:1 и затова тя е приета като регионална единица от голямата тектонска зала на Балканите. Реално разгледаният външен вододелен пръстен от планини и възвищения огражда вътрешно овално пространство със значително по-нисък релеф и голямо разнообразие от силно удължени в посока изток — запад отделни планини, възвищения и ридове. Вътрешното ядро на морфоструктурата се разчленява от речната система на реките Янтра и Камчия, които формират проломни долини и долинни разширения в отделни отсечки на речните поречия. По името на по-големите селища е наречено Габровско-Омурташко.

В рамките на Габровско-Омурташкото вътрешно ядро се наблюдават още три по-малки морфоструктури от по-висок порядък. По имената на централните селища в тях те са наречени Севлиевска, Лясковска и Върбишка (фиг. 1).

2.1.2. Геолого-тектонска характеристика

В строежа на Търновската кръгова морфоструктура вземат участие мезозойско-палеогенски структурни комплекси, но най-голямо е присъствието на скали с юрска и долнокредна възраст. Този комплекс оформя юрско-долнокредния структурен подетаж в рамките на Предбалкана [1]. Той е резултат на австрийската тектогенеза, проявена след бедула, но преди отлагането на седиментите на горната креда. Южната вододелна дъга на Търновската морфоструктура е част от Шипченския антиклиниорий [2], Котелската ивица (Матор-планинската антиклинала) [3] и Лудокамчийската зона.

Северно от този ограден вал е разположена понижена зона, която оформя вътрешното ядро на Търновската морфоструктура и тя съвпада с Южната синклинална ивица на Предбалкана [1]. Останалите геологични структури, които влизат в Габровско-Омурташкото вътрешно ядро, се изграждат от юрско-долнокредния структурен етаж и тук влизат редица синклинали и антиклинали [1].

От трети порядък в обсега на Габровско-Омурташкото вътрешно ядро се установиха още три по-малки морфоструктури: Лясковската, Върбишката и Севлиевската. От изброените най-голям интерес представлява Лясковската. Тя всъщност е част от Ловешко-Търновската гънково-блокова ивица. На север структурата се огражда от Водолей-Драгановската дислокация, която е част от Предбалканския разлом [4, 5].

2.2. Ботевградска регионална морфоструктура

Ботевградската регионална морфоструктура се оформя също в пределите на Балканите. Тя обхваща голяма площ, разположена между Врачанския Балкан на запад, и на изток достига до горното поречие на р. Осъм в Троянската планина. Общата дължина е около 100—120 km. Ширината на морфоструктурата е около 25—30 km, като на север опира до долината на р. Искър, а на юг обхваща билни участъци на Стара планина. Общата посока на морфоструктурата е 120°. И тук съотношението е 1:4, подобно на Търновската структура, т. е. в случая е ясно оформлен друг сегмент от голямата тектонска зона на Балканите.

2.2.1. Морфология

Морфоструктурата също така по своя морфологични облици прилича много на Търновската. И тук се наблюдава външен вододелен

пояс, оформен от високи планински ридове и по-ниски възвищения. Чрез ясно изразена понижена ивица между външния вододелен пояс и вътрешните участъци на морфоструктурата се наблюдава вътрешното Тетевенско-Лъкатишко ядро. В неговата централна част се разполага най-ниският участък на структурата – Ботевградската котловина.

Може да се допълни, че тези добре изразени морфологични граници се подчертават от речната мрежа. При дешифрирането на космическите изображения на Ботевградската морфоструктура речната мрежа беше също най-характерният дешифровъчен признак.

2.2.2. Геолого-тектонска характеристика

В строежа на Ботевградската регионална морфоструктура се наблюдава рядко срещана особеност. Скравенската котловина, която е ядката на структурата и е най-дълбоко потънала, се разполага в теменната част на Берковския антиклиниорий. Котловината е изпълнена с плиоцен-хваторнерни утайки и нейните оградни склонове външност представляват северното и южното бедро на антиклиналата. От тях са останали отделни петна. На север антиклиналата се отделя от Предбалкана чрез Старопланинската челна ивица [1,6]. От южна страна се прокарва Видличкият разлом [2]. Вътрешното ядро на Ботевградската регионална морфоструктура е изградено от докамбрийски и палеозойски скални комплекси, а така също и палеозойски гранитоиди, а мантията на ядрото – от мезозойски седименти (трас, юра, долната креда).

Външният вододелен пояс на юг се оформя от Свогенската и Централнобалканската антиклинала, на изток от Тетевенския свод (засводяване). Последният на запад продължава през височините Лисец, планината Драгойца, Лютибродската и Згуриградската антиклинала. От южна страна външният вододелен пояс се оконтурва от Свогенската и Централнобалканската антиклинала, изградени от палеозойска ядка и мезозойска мантия и завършва на запад с Чипровската антиклинала, изградена от триаски и юрски седименти.

Тетевенско-Лъкатишкото околовододелено понижение външност е изпълнено с триаско-юрско-долнокредни седименти и само южно от Ботевградската антиклинала се наблюдават навлечени маси на ордовика и горния карбон.

2.3. Монтанска регионална морфоструктура

Следващата голяма морфоструктура с регионален характер, която в много отношения се отличава от другите, разгледани досега, е Монтанската. Става въпрос за територията, която обхваща възвищията Веслец, Милин камък, Пъстрина и други по-ниски хълмове и ридове. Те изпълват пространството на изток от гр. Роман и Червен бряг на р. Искър до гр. Монтана на запад.

2.3.1. Морфология

Морфологията на изследвания участък е разнообразна, но общо взето става въпрос за удължен в посока СЗ – ЮИ овал, силно разчленен напречно от притоците на р. Огоста и горното поречие на реките Съкт, Искър и Вит. Независимо от тази напречна разкъсаност отделните ридове имат посока изток – запад.

Останалата част, която се наблюдава на юг, север и изток от посочените дъги на антиклиналата, е значително по-равна. Тя е също така в голяма степен

разделена от реките Искър, Малък Искър, Калник, Катунец и Каменица, като се формират напречни ридове в посока север — юг. Височината на всички тези отделни ридове не надхвърля 400 m.

2.3.2. Геолого-тектонска характеристика

Най-голямата тектонска структура, която съвпада с овална на регионалната морфоструктура, е Монтанската антиклинала, която е част от големия Белоградчишки антиклиниорий, изграден на запад от юрски и долнокредни седименти, а в източна посока се наблюдават ургонски алгски варовици, албски мергели и пясъчници. Върху тези седименти се разполагат трансгресивно отложениета на горната креда [7]. Тук се отделят два структурни етажа: долнокреден и горнокреден-палеогенски.

Останалите тектонски структури, които се наблюдават южно и източно от Монтанската антиклинала, са Луковитската и Мездренската синклинала. Тези понижения са запълнени предимно с палеогенски седименти [8].

3. Анализ на съвременните вертикални движения на Предбалкана и Стара планина на основата на геодезични данни

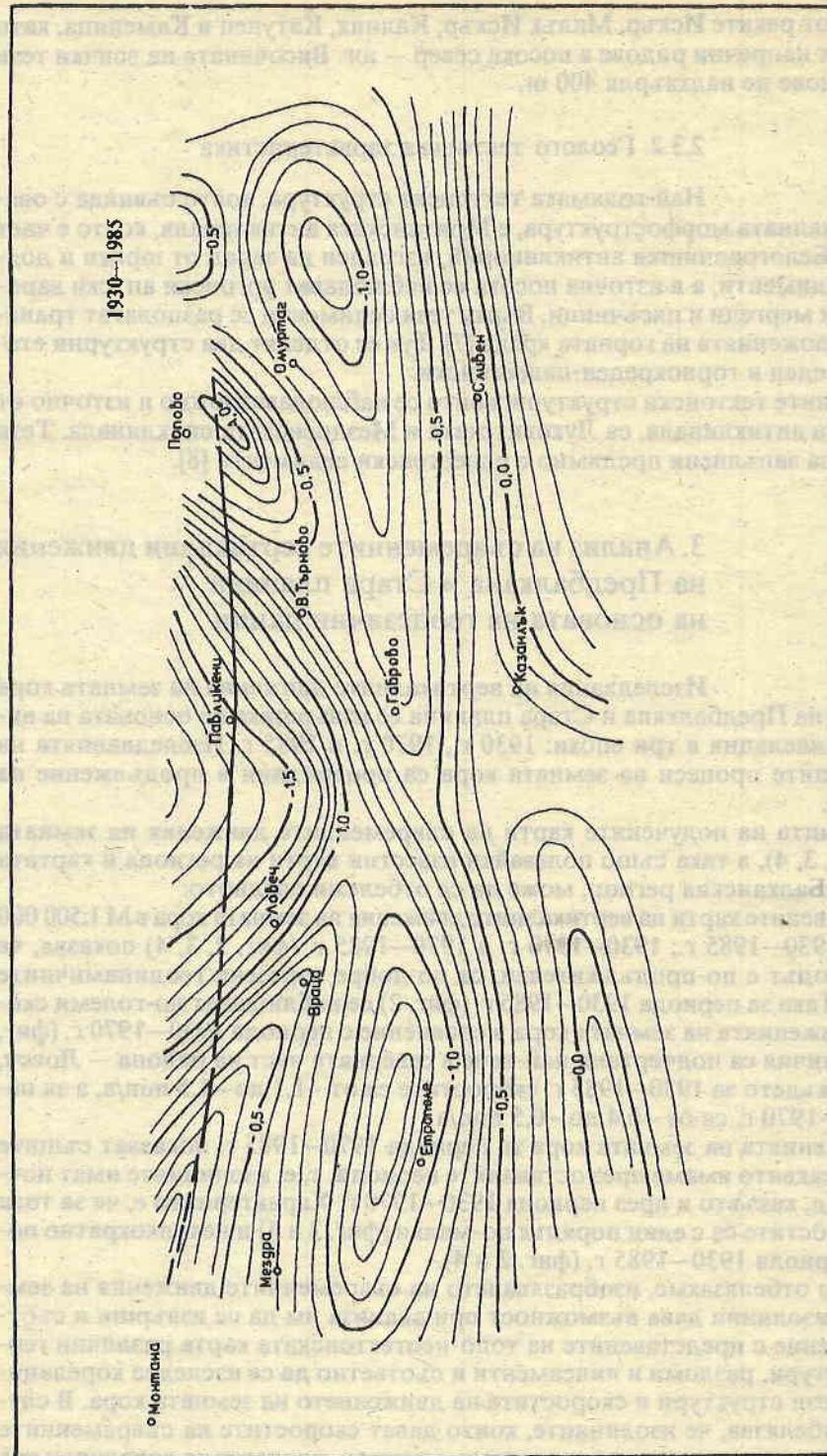
Изследвания на вертикалните движения на земната кора в пределите на Предбалкана и Стара планина се извършиха на основата на високоточна нивелация в три епохи: 1930 г., 1970 г. и 1985 г. Изследванията на геодинамичните процеси на земната кора са провеждани в продължение на половин век.

С помощта на получените карти на съвременните движения на земната кора (фиг. 2, 3, 4), а така също ползвайки известни карти на региона и картата на Карпато-Балканския регион, може да се отбележи следното:

1. Изгответните карти на вертикалните движения на земната кора в M 1:500 000 за епохите 1930—1985 г.; 1930—1970 г. и 1970—1985 г. (фиг. 2, 3, 4) показва, че когато периодът е по-продължителен, са по-добре изразени геодинамичните тенденции. Така за периода 1930—1985 г. (фиг. 2) се наблюдават по-големи скорости на движениета на земната кора в сравнение с периода 1930—1970 г. (фиг. 3). Тези различия са подчертани най-вече в северната част на района — Ловеч, Павликени, където за 1930—1985 г. скоростите са от -1,1 до -1,5 mm/a, а за периода 1930—1970 г. са от -0,4 до -0,5 mm/a.

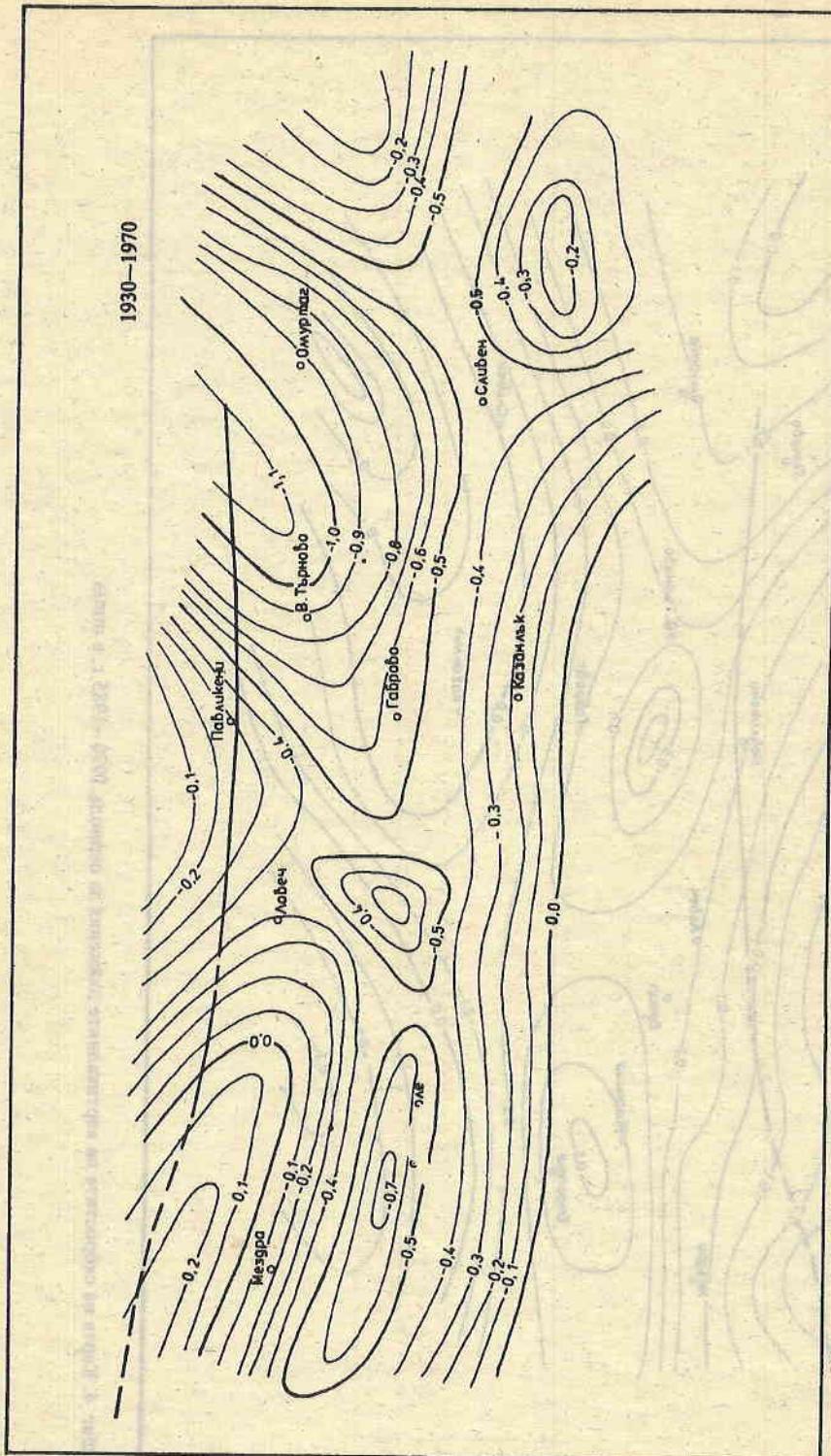
2. Движенията на земната кора за периода 1970—1985 г. показват същите тенденции, каквито имаме през останалите периоди, т. е. изолиниите имат почти същия вид, какъвто и през периода 1930—1970 г. Характерното е, че за този период скоростите са с един порядък по-малки (фиг. 3 и 4) и неколократно по-малки от периода 1930—1985 г. (фиг. 2 и 4).

3. Както отбелязахме, изобразяването на съвременните движения на земната кора с изолинии дава възможност при анализа им да се извърши и съответно сравнение с представените на топо-неотектонската карта различни геологически структури, разломи и линеаменти и съответно да се изследва корелацията между тези структури и скоростите на движението на земната кора. В случая тук се забелязва, че изолиниите, които дават скоростите на съвременните движения на земната кора през изследвания период, подчертано корелират със



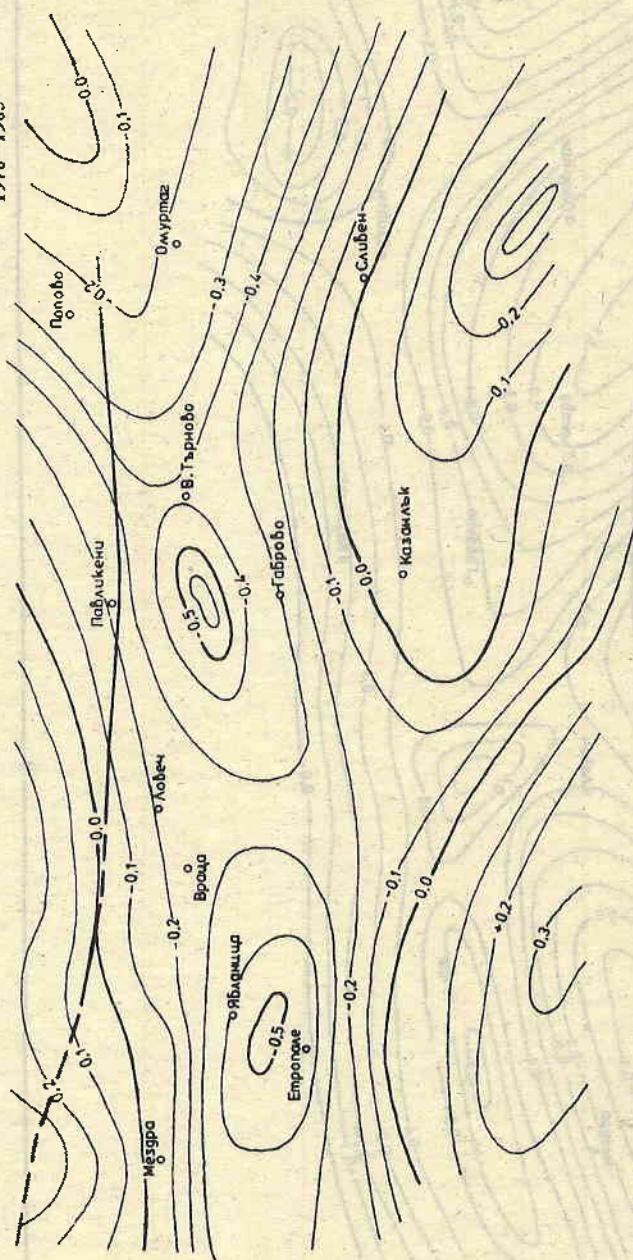
Фиг. 2. Кarta на скоростите на вертикалните движения за периода 1930-1985 г. в $\text{мм}/\text{а}$

Фиг. 3. Карта на скоростите на вертикалните движения за периода 1930—1970 г.



Фиг. 3. Карта на скоростите на вертикалните движения за периода 1930—1970 г. в mm/a

1970—1985



Фиг. 4. Карта на скоростите на вертикалните движения за периода 1970—1985 г. в mm/a

съответните геоложки морфоструктури. Изолиниите, които са получени за периода 1930—1985 г. (фиг. 2), отговарят на потъващата Тетевенско-Лъкатнишка и Скравенската (С) морфоструктура. Северно и южно от тези потъвания се забелязва една тенденция на намаляване на стойностите на потъване. Тези движения обхващат Мездренската (М) и Луковитската (Л) морфоструктура. Може да се приеме, че съвременните движения с негативен знак характеризират Търновската (Т), Върбишката (В) и Габровско-Омуртагската (ГО) структура. На юг от тези движения скоростите започват да показват тенденция към преминаване от отрицателни към положителни стойности ($-0,5 \text{ mm/a}$ достигат до $+0,1 \text{ mm/a}$).

На фиг. 3 изолиниите характеризират скоростите на съвременните движения на земната кора за периода 1930—1970 г. Трябва да се отбележи, че независимо от по-малките стойности на скоростите на вертикалните движения и по-голямото количество обособени зони с различни скорости на движения на земната кора и тук се запазва общата тенденция. Особеното за този период е, че изолиниите по-добре характеризират морфоструктурното разчленение на геоложките образувания.

От картата за периода 1970—1985 г. се вижда, че общата тенденция е запазена, но годишните скорости за периода са с един-два порядъка по-малки.

4. Заключение

1. В пределите на Предбалкана и Стара планина, които представляват ясно изразени тектонски и морфологични зони, при използването на аерокосмическа и комплексна информация на геонауките се установиха три регионални морфоструктури: Търновска, Ботевградска и Монтанска.

2. Всяка отделна морфоструктура се характеризира с подчертан морфологичен облик и тектонска изразителност: Търновската и Ботевградската притежават близки черти: имат централно вътрешно ядро, около което е понижение и външен вододелен пояс. Разликата между тях е, че ако вътрешното ядро на Ботевградската морфоструктура е разположено в централната ѝ част, на Търновската то се намира в нейната централна северна периферия. Монтanskата регионална морфоструктура притежава удължен вътрешен овал, заобиколен от периферни понижения.

3. Регионалните морфоструктури реално представляват част от илирския колизионен ороген, като формирането им в по-широк аспект може да се свърже с алпийските тектонски движения (австрийски, ларамийски и илирски).

4. Регионалните морфоструктури предопределят съответна хидрографска мрежа, образуваща индивидуални водосборни басейни.

5. Регионалните морфоструктури се състоят от локални синклинални и антиклинални единици, чиято съвкупност ги формира.

6. Съвременните вертикални движения на земната кора в обхвата на трите големи регионални морфоструктури показват следното: централните участъци на Ботевградската и Търновската морфоструктура забележимо потъват, докато при Монтanskата е обратното.

Л и т е р а т у р а

1. Бончев, Е. Проблеми на българската геотектоника. С., Техника, 1971. 204 с.
2. Бончев, С. Геологична карта на Предбалканската антиклинала между реките Тимок и Ботуния. — Тр. БПД, 1910, № 3, 34—65.
3. Чумаченко, П. В., С. Н. Чернявска. Юрская система во Восточной Старе-планине. II. Палеографическая и палеотектоническая эволюция. — Geol. Balt., 20, 1990, № 3, 17—58.
4. Дацев, Х., П. Гочев. Нови данни за тектонския строеж на Търновско по резултати от сейзмичните проучвания. — Год. УПГ, 11, 1960, 21—35.
5. Карагюлев, Ю. Преславски антиклиниорий. — В: Тектоника на Предбалкана. С., БАН, 1971, 333—424.
6. Бончев, Е. Балканидите, геотектонско положение и развитие. С., БАН, 1986. 273 с.
7. Пиронков, П. Структури в Мраморенско-Каменополската част на Белоградчишки антиклиниорий. — В: Тектоника на Предбалкана. С., БАН, 1971, 192—197.
8. Аладжова-Христева, К. Л. Недялкова, Ц. Цанков. Литостратиграфия и деформации палеогеновых отложений в западной и средней части Предбалкана и Старой планины. — Geol. Balt., 21, 1991, № 6, 49—90.
9. Бончев, Е. Основи на тектониката на България. — Год. ДГМП, отд. А, 4, 1946, 336—379.
10. Бончев, С. Обяснение на листа Цариброд от геоложката карта на България в М 1:126 000, УБ, 1930, № 100.130 с.
11. Гочев, П., П. Чумаченко. Команска флексура. — В: Тектоника на Предбалкана. С., БАН, 1971, 242—249.
12. Гочев, П. Тетевенски антиклиниорий. — В: Тектоника на Предбалкана. С., БАН, 1971, 229—324.
13. Дацев, Х. Строеж на земната кора в България. С., Техника, 1988. 334 с.
14. Карагюлев, Ю. Северна ивица на Предбалкана. — В: Тектоника на Предбалкана. С., БАН, 1971, 66—107.
15. Цанков, Ц. Белоградчишки антиклиниорий. — В: Тектоника на Предбалкана. С., БАН, 1971, 111—223.
16. Чумаченко, П. В., С. Н. Чернявска. Юрская система во Восточной Старе-планине. Стратиграфия. — Geol. Balt., 19, 1989, № 4, 33—65.

Постъпила на 8. VII. 1994 г.

Analysis of airspace and ground information in the study of the neotectonics and geodynamics of the Forebalkan and Stara Planina

Hernani Spiridonov, Nikola Georgiev

(Summary)

In the paper, on the grounds of the available ground and air-space information, the neotectonics and the modern geodynamics of the Forebalkan and Stara Planina have been studied. The problem to be solved is based theoretically on the formulations of the new global tectonics. Under the terms of the recent achievements in this field, Bulgaria and the Balkan Peninsula are treated as an active margin (segment) of the Eurasian platform. In it, several first-order tectonic units have been outlined: the Misian platform, a deformed marge of the platform, the collage zones on its periphery and the post-collage paleogen-neogen sediment basins, overlaying them.

The particularization of the basic neotectonic units within the zone of the Fore-

balkan and Stara Planina, their varied inner morpholoical and tectonic expressiveness, the boundaries between them, as well as their modern geodynamics is accomplished through the combination of two basic methods: use of remote sensing (airspace) information and of a complex of data obtained by geodetic, geophysical, geological, tectonic and geomorphological observations, measurements and maps and materials with different scale.

Within the zone of the Forebalkan and Stara Planina, the following regional morphostructures have been outlined: Tarnovo, Botevgrad and Mramoren-Kamenopol morphostructures. Within their limits smaller and predominantly oval and circular local structures have been observed.

The regional morphostructures mentioned above have been confirmed by the second levelling performed within them which has outlined sinking areas (up to -1 mm per year) for the first two of them, and shifting areas (up to +1 mm per year) for the last one.

Една възможност за преобразуване на слънчевата енергия с повищена ефективност — метод и реализация

Антон Филипов, Гаро Мардиросян*,
Зоя Матеева**, Бойко Рангелов***

Софийски университет „Св. Кл. Охридски“

* Институт за космически изследвания, БАН

** Географски институт, БАН

*** Геофизичен институт, БАН

I. Мотивация

Изчерпването на конвенционалните източници на енергия на Земята, както и значителните екологични проблеми, свързани с това, мотивират търсенето на нови енергийни ресурси и възможности за тяхното ефективно оползотворяване. Огромният и практически неизчерпаем потенциал от слънчева енергия, както и нейните екологични предимства, са предпоставка за преоценка на възможностите за по-ефективното ѝ усвояване. Оптималният ефект от работата на съоръженията, преобразуващи слънчевата енергия в топлинна и електрична, зависи както от природни – физични и физикогеографски, така и от технико-експлоатационни фактори.

Природните фактори обуславят притока на лъчиста слънчева енергия към приемно-преобразувателните повърхности на хелиосъоръженията. Ефективността на тяхната работа зависи от интензитета и времетраенето на обльчването. С нарастване на ъгъла между слънчевите лъчи и обльчваната повърхност интензитетът на прямата слънчева радиация, която е основният източник на енергия за преобразуване, се повишава. Както е известно, съотношението между количеството пряка слънчева радиация S , падаща за единица време по нормалата към дадена повърхност, и същата радиация S' , падаща под произволен ъгъл към тази повърхност, е:

$$\frac{S}{S'} = \frac{1}{\sin h},$$

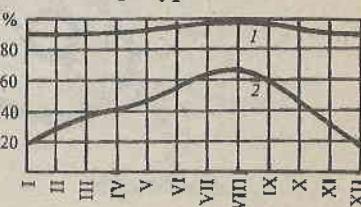
където h е височината на Слънцето над хоризонта.

Постъпванията по нормалата към дадена повърхност слънчева радиация при безоблачно небе има квазипостоянен годишен ход за разлика от тази, попадаща върху повърхност, различна от нормално ориентираната. Стойностите ѝ се доближават до максимално възможните при безоблачно небе, като зависят главно от параметрите на атмосферата. За България тези стойности достигат средно до $S = 1,25 \text{ cal. cm}^{-2} \cdot \text{min}^{-1}$, докато при радиацията, постъпваща върху хоризонтална повърхност, се наблюдават съществени годишни вариации с максимум, достигащ едва до $S' = 0,68 \text{ cal. cm}^{-2} \cdot \text{min}^{-1}$.

Времетраенето на облъчване зависи от продължителността на деня и от облачността. Основните фактори, обуславящи продължителността на деня в дадена точка, са астрономичните, но важно значение има и сографията. Това следва от факта, че действителното време на появяване или изчезване на диска на Слънцето се определя от откритостта на хоризонта. Известно е например, че едно възвишение на релефа, закриващо хоризонта с 1° , води до закъснение на изгрева и ускоряване на залеза с около 6 min.

Основен фактор за времетраенето на облъчване е облачността. Наличието на плътна облачност, закриваща слънчевия диск, преустановява притока на пряка слънчева радиация, която е основната приходна част от радиацията, усвоявана от хелиосъръженията. Характерните за България параметри на облачност, обуславят значителна сума на слънчевото грееене, особено през летните месеци, когато тя достига над 70 % от максимално възможната при ясно небе. Тези климатични условия са твърде благоприятни за експлоатацията на хелиосъръженията и са близки до условията на страни с традиции в хелиоенергетиката. Важно значение за ефективната работа на тези съоръжения има и степента на променливост на дневната облачност. Честото закриване на слънчевия диск води до многократно прекъсване на работния цикъл. Това се отразява особено неблагоприятно върху ефективността на конвенционалните хелиосъръжения. Тяхното използване е практически целесъобразно при непрекъснато слънчево грееене с продължителност минимум 6 часа. В България такива условия се наблюдават през 60 – 80 % от дните на топлото полугодие, но през зимата тези стойности намаляват до 20 % [1]. При конструкции, чиято приемно-преобразуваща повърхност е нормално ориентирана към слънчевия поток е достатъчно наличието на непрекъснато слънчево грееене с продължителност минимум 2 часа. При климатичните условия на България това означава съществено удължаване на годишната продължителност на периода, през който такъв тип съоръжения работят ефикасно (фиг. 1).

Ефективността на хелиопреобразувателните съоръжения зависи и от технико-експлоатационните им характеристики, като естествено най-добри резултати се получават при конструкции, оползотворяващи оптимално природния потенциал от хелиоресурси. Общият недостатък на известните ни хелиосъръжения [2] е сравнително ниският им интегрален коефициент при преобразуване на слънчевата енергия, независимо от високите им енергийни показатели в отделни моменти от деня. В това отношение съществуват значителни резерви и възможности за подобряване оползотворяването на хелиоресурсите.

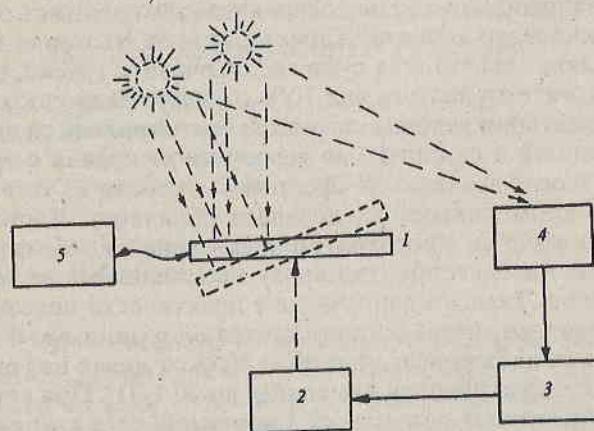


Фиг. 1. Непрекъснато слънчево грееене с продължителност най-малко 2 часа дневно (1) и най-малко 6 часа дневно (2)

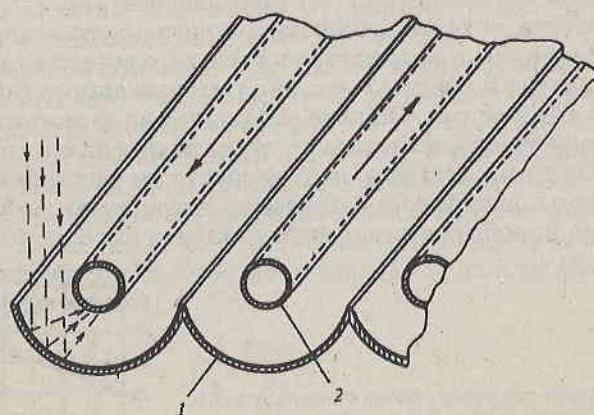
II. Метод

Една възможност за повишаване на ефективността при преобразуването на слънчевата енергия дават разработеният метод и устройството за реализирането му [3]. Същността на метода се състои в това, че приемно-преобразувателният блок се задвижва през дискретни интервали от време и се фиксира автоматично във функция от моментното положение на Слънцето така, че лъчите му да падат по нормалата към активните повърхности на този блок. По този начин във всеки момент от време и независимо от сезона, благодарение на оптималното насочване, се гарантира приемане и преобразуване на слънчевата енергия с максимално възможния коефициент на ефективност.

Едно допълнително повишаване на коефициента на ефективност се получава чрез прилагането на принципа на концентрация на слънчевите лъчи, отразени от параболична повърхност.



Фиг. 2. Най-обща блокова схема на устройството за приемане и преобразуване на слънчева енергия с повишен коефициент на ефективност



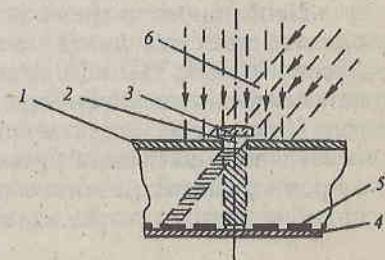
Фиг. 3. Схематична илюстрация на конструкцията на приемно-преобразувателния блок

III. Реализация

В най-общ вид блоковата схема на устройството, с което се реализира предложението метод при вариант за преобразуване на слънчевата енергия в топлина — и по-специално за загряване на вода — е показана на фиг. 2. Приемно-преобразувателният блок 1 е в механична връзка със задвижващия блок 2, състоящ се от електродвигател и редуктор. Задвижващият блок е свързан електричко с управляващия блок 3, който от своя страна е включен към слънчев сензор 4, монтиран върху блока 1. Консуматорът 5 е свързан чрез гъвкава тръбна връзка с приемно-преобразувателния блок.

Конструкцията на приемно-преобразувателния блок е илюстрирана на фиг. 3. Състои се от параболични повърхности 1, съединени така, че да образуват общ панел. Върху вътрешната (вдлъбнатата) част на параболичните повърхности е залепено отражателно фолио или самите повърхности чрез метализация са покрити с отражателен слой. Във фокуса на всяка параболична повърхнина е монтирана тръба 2, в която се намира нагряваната вода. Тръбата има конфигурация тип „меандър“, като чрез гъвкава тръбна връзка се осъществяват връзките със захранващата водопроводна мрежа и с консуматора. Материалът, геометрията и евентуалното покритие на тръбата гарантират максимално възможното погълщане на топлина. С цел осъществяване на топлоизолация отгоре панелът е покрит със стъкло.

В централната част на приемно-преобразувателния блок е монтиран слънчевият сензор. Предназначенето му е да определя онова положение, при което слънчевите лъчи да падат по нормалата към него, и следователно и по нормалата към активната плоскост на приемно-преобразувателния блок. Възможни са няколко варианта на сензори, способни да изпълняват това си предназначение. Най-общо принципът на действие на един от тези варианти е илюстриран чрез фиг. 4. Сензорът е конфигуриран във вид на кутия, на горния капак 1 на която има диафрагма 2. Възможно е на диафрагмата да се монтира и оптична леща 3. На дъното 4 са разположени фоточувствителните елементи (фотодиоди, фототранзистори или фоторезистори) 5 в дискретен вид или в интегрално изпълнение. Съотношението между геометричните размери на диафрагмата, активните и изолираните части на фоточувствителните елементи, разстоянието им до диафрагмата и взаимното им разположение е такова, че винаги се гарантира попадане на слънчевите лъчи б върху един или два съседни фоточувствителни елемента [4].



Фиг. 4. Илюстрация на принципа на действие на слънчевия сензор

IV. Действие

В зависимост от височината на Слънцето над хоризонта и от положението на панела на приемно-преобразувателния блок, снопът слънчеви лъчи попада върху съответния фоточувствителен елемент. Съответният електричен сигнал отива в управляващия блок, който подава команда и чрез електродвигателя и редуктора си задвижващият блок изменя положението на панела спрямо Слънцето. Дискретното позициониране продължава дотогава, докато снопът слънчеви лъчи не попадне върху „нулевия“ фоточувствителен елемент, намиращ се точно срещу диафрагмата на сенсора. Това означава, че последният, resp. и панелът на приемно-преобразувателния блок, се намират в положение, при което слънчевите лъчи попадат по нормалата към плоскостта на панела. Тогава отразените от параболичните повърхнини лъчи се концентрират върху тръбите със загряваната вода. Благодарение на топлоизолацията въздухообменът е възпрепятстван и се избягва разсейването в околното пространство на погълнатата от тръбите топлина.

След време, когато вследствие на движението на Слънцето лъчите му започват да изместяват концентрацията си от тръбите, благодарение на реакцията на сенсора панелът отново се позиционира по описания начин. На практика дискретният процес на позициониране на приемно-преобразувателния блок се явява аналогов по отношение на топлоприемането.

Допустимата неточност при позиционирането на приемно-преобразувателния блок зависи от геометричните размери на параболичните повърхнини, формата на сечението и диаметъра на тръбите със загряваната течност и качествата на сенсора.

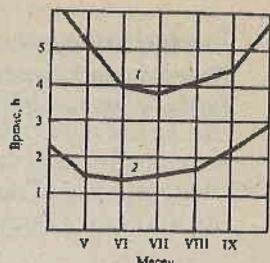
V. Предварителни резултати и изводи

Прототип на накратко описаното устройство за приемане и преобразуване на слънчева енергия с повищена ефективност беше изработен в Центъра за възобновима енергия (ЦВЕ) [5]. Активната площ на панела на приемно-преобразувателния блок е $1,25 \text{ m}^2$, а общата дължина на тръбите със загряваната течност е 12 м. Устройството беше свързано паралелно към електрически бойлер тип M72268П80 с вместимост 80 литра, производство на „Елпром“ — Варна.

Прототипът на устройството за приемане и преобразуване на слънчевата енергия с повищена ефективност беше експлоатирано в района на София през лятото и началото на есента на 1994 г. По време на експлоатацията в реални условия бяха потвърдени реализуемостта на метода и работоспособността на устройството. Получените резултати дават възможност да се направят някои предварителни изводи.

Необходимото време за загряване на водата чрез описаните метод и устройство през отделните месеци е показано в графичен вид на фиг. 5. Тук за месеци VI, VII, VIII и IX данните са взети от обективните измервания на съответните физични величини, а за останалите месеци са получени по теоретичен път. На същата фигура за сравнение е показана и графиката на необходимото за загряване до същата температура време, усреднено за няколко вида от най-широко разпространените стационарни водозагряващи хелиосъоръжения с подобни конструктивни характеристики.

Фиг. 5. Необходимото време за загряване на водата при стационарни водозагряващи хелиосъръжения (1) и хелиосъръжение, реализиращо описанния метод (2)



Както се вижда и от фигурата, основният резултат е значително по-малкото време, необходимо за загряване на водата чрез описаните метод и устройство за реализацията му.

Естествено с цел максимално повишаване на коефициента на ефективност на накратко представеното устройство за приемане и преобразуване на слънчева енергия с повишен коефициент на ефективност е необходима оптимизация на геометричните му параметри, на материала и покритието на елементите му и на останалите му конструктивни параметри.

Литература

1. Климатичен справочник на България. Т. I. Слънчево грееще и слънчева радиация. С., Наука и изкуство, 1978.
2. SOLARSTORM – Komponenten, Systeme, Zubehör. AEG, Nürnberg, 1992.
3. Филипов, А., Г. Мардиросян. Устройство за преобразуване на слънчева енергия. Патент, рег. № 97850/04.06.1993, Патентно ведомство на РБългария, София.
4. Мардиросян, Г. Кандидатска дисертация, ЦЛКИ–БАН, София, 1984.
5. EDRESS 1994. London, James and James Science publishers Ltd., 1994.

Постъпила на 10.X.1994 г.

One possibility for solar energy transformation with increased effectiveness – method and implementation

*Anton Filipov, Garo Mardirossian,
Zoya Mateeva, Boyko Rangelov*

(Summary)

The paper is dedicated to a method and its implementation, by which solar energy is caught and transformed into heat and electric energy with increased effectiveness coefficient. The essence of the method lies in the automatic orientation of the active surfaces of the receiving-transmitting elements as a function of the current sun height in such a way that its rays fall adjacently to these surfaces at any moment. In this way, thanks to this optimum orientation catching and transformation of solar energy with the maximum possible efficiency coefficient is provided at any time of the day regardless of the season. Additional increase of this coefficient may be achieved by applying the principle of concentration of solar rays that have been reflected by a parabolic surface.

Сканирующая антенна для двухполюризационной радиометрической системы Р-400 в рамках МЦКП „Природа“

Тодор Назырски, Георги Димитров,
Чавдар Левчев, Христо Проданов

Институт космических исследований, БАН

Антенна является одним из основных элементов любой радиометрической системы. Характеристики антенны определяют пространственную разрешающую способность и функциональные особенности системы (возможность работы в режиме сканирования или трассировки, работа в двухполюризационном режиме и т.д.), а также оказывают существенное влияние на чувствительность и шумовые характеристики прибора. Перед антенными устройствами для космических радиометрических систем ставятся еще ряд требований, вызванных ограничениями в габаритах и весу, а также специфическими условиями работы антенн — чаще всего в открытом космическом пространстве.

На основе проведенных научно-теоретических исследований и накопленного практического опыта в разработке космических радиометрических систем были сформулированы следующие основные технические требования к двухполюризационной сканирующей радиометрической системе Р-400, входящей в состав аппаратуры Международного целевого комплексного проекта (МЦКП) „Природа“. Прибор Р-400 должен иметь полосу обзора порядка 350—400 km при высоте орбиты носителя 300—350 km. При этом решено осуществить коническое сканирование с отклонением основного лепестка диаграммы направленности (ДН) на угол 40° относительно надира, что обеспечивает постоянство размеров пикселя на поверхности Земли при движении носителя по орбите и оптимальное соотношение между сигналами с различной поляризацией. Влияние сканирования на трехосевую систему стабилизации носителя должно быть минимально возможным. Антенна должна давать возможность работы на обеих (горизонтальной и вертикальной) линейных поляризациях. Пространственная разрешающая способность сканирующего радиометра определяется размерами пикселя, который должен иметь форму „элпса“ с ося-

ми порядка 55 и 40 km соответственно. Необходимо также обеспечить постоянство формы ДН с максимально возможной точностью во всем секторе углов сканирования. Кроме того, для повышения точности прибора необходимо принять меры по минимизации бокового и особенно заднего излучения антенны. Конструктивные особенности носителя накладывают ограничения на габариты антенны. Ее диаметр не должен превышать 1100 mm, а высота вместе с облучателем должна быть не больше 500 mm. Рабочая длина волны прибора Р-400 составляет 4 см.

При проектировании антенной системы прибора Р-400 были приняты во внимание результаты, полученные при разработке подобных бортовых сканирующих радиометрических приборов для различных советских и американских космических аппаратов („Skylab“, „Метеор“, „Nimbus 5“ и др.) [1, 2, 3].

С учетом этих результатов для прибора Р-400 решено использовать неподвижную однозеркальную антенну с поворачивающимся облучателем. Для обеспечения покрытия заданной полосы обзора сигналами обеих поляризаций, в приборе используется реверсивное сканирование, т. е. при одном направлении движения луча принимается сигнал с одной поляризацией, а при инверсном направлении — с другой. Реверсивное коническое сканирование осуществляется путем вращения облучателя антенны при помощи специально разработанного сканирующего электродвигателя. Такая концепция позволяет минимизировать инерционный момент, создаваемый движущимися частями сканирующей антенны, что существенно уменьшает влияние на систему стабилизации носителя. Расчеты показывают, что для обеспечения предусмотренных в техническом задании пространственной разрешающей способности и полосы обзора прибора Р-400 необходимо, чтобы ДН антенны имел ширину основного лепестка не превышающую $4^\circ - 5^\circ$ (по половинной мощности) и возможность поворота главного максимума диаграммы в пределах порядка $\pm 35^\circ$. Тогда при длительности одной дугообразной строки сканирования порядка 4 s, гарантируется плотное покрытие земной поверхности сигналами радиотеплового излучения Земли обеих поляризаций с необходимым коэффициентом покрытия. Это дает возможность решить задачу определения геофизических параметров поверхности по интенсивности принимаемых сигналов радиотеплового излучения и по соотношению между сигналами с обеими поляризациями. Как показано в [4], наличие при покрытии позволяет на этапе численной обработки полученных данных (самостоятельно или совместно с другой аппаратурой, входящей в состав МКЦП „Природа“) значительно повысить пространственную разрешающую способность радиометрической системы. Для сохранения постоянства формы основного лепестка ДН при сканировании в достаточно широком секторе углов решено использовать сферическую форму зеркала, которая, в силу симметрии, особенно удобна для решения подобной задачи. Недостатком такой конструкции является пониженное значение коэффициента использования поверхности зеркала и, как следствие, некоторое снижение разрешающей способности радиометрической системы. Влияние этого фактора можно уменьшить при оптимальном выборе фокусного расстояния и ширины сферического зеркала. Геометрические параметры зеркала, обеспечивающие необходимую ширину и сектор сканирования главного максимума ДН, могут быть определены по методике, изложенной в [5, 6]. Ширину a освещаемой облучателем части поверхности зеркала (рис. 1) можно определить из:

$$(1) \quad S \approx 70 \frac{\lambda}{a}.$$

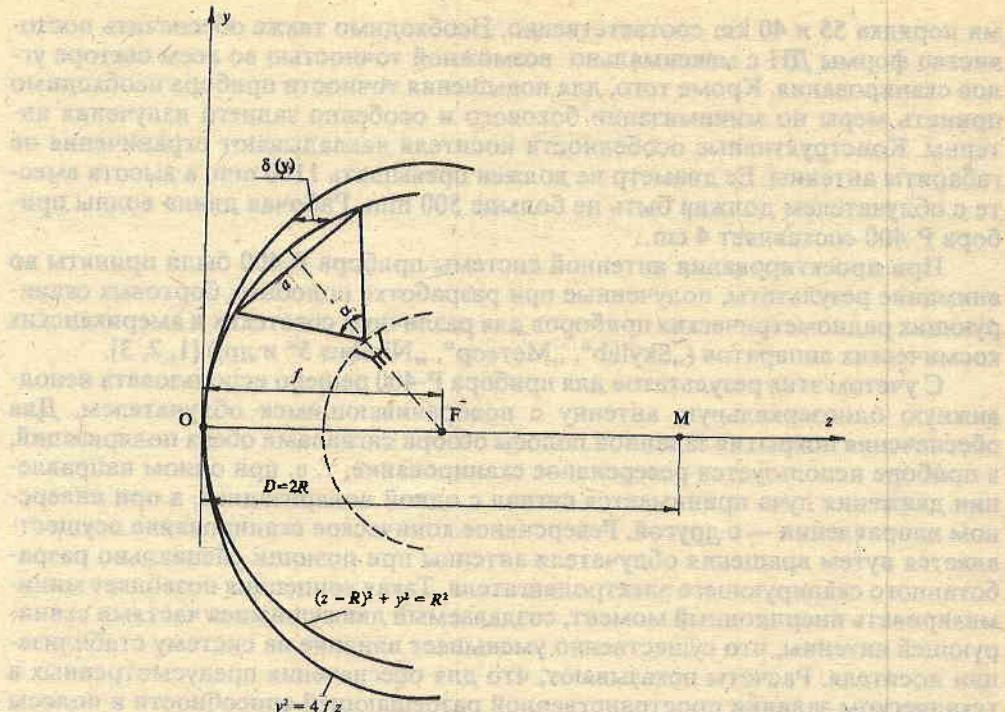


Рис. 1

где θ — известная из предварительных расчетов ширина ДН по половинной мощности в градусах, а λ — рабочая длина волны. Формула (1) справедлива, строго говоря, только для параболической формы зеркала, но при небольших размеров сферического зеркала, в силу близости формы отрезка окружности до параболы, также дает достаточно точные результаты. Радиус сферы R определяется из условия:

$$(2) \quad \left(\frac{a}{\lambda}\right)^4 = 16 \left(\frac{R}{\lambda}\right)^3,$$

которое гарантирует, что фазовая ошибка на краях раскрыва не будет превышать $\pi/8$. Оптимальное значение фокусного расстояния f , обеспечивающее наилучшие фазовые характеристики в раскрыве зеркала, определяется как:

$$(3) \quad f = \frac{R}{2} - \frac{a^2}{32R}.$$

Ширина ДН облучателя α определена из:

$$(4) \quad \alpha = \operatorname{arctg} \frac{a}{R}$$

Расчеты по формулам (1) – (4) показали, что необходимое для обеспечения требуемой ширины ДН антенны (с учетом сектора сканирования) значение размера a составляет 560 mm, а диаметр сферы $2R$ – 1070 mm, что входит в

ограничения, накладываемые техническим заданием. Полученное оптимальное значение фокусного расстояния f составляет 250 mm.

В качестве облучателя антенны, в соответствии с рекомендациями в [5] выбран рупор с квадратным сечением раскрыва, диагональ которого расположена в плоскости качания. Размеры раскрыва облучателя подобраны в соответствии с расчетами по формуле (4) таким образом, чтобы во всем секторе углов сканирования главный лепесток ДН облучателя не выходил за пределами зеркала, что обеспечивает уровень бокового излучения антенны, не превышающий — 17 dB.

Сигнал от облучателя поступает на вход поляризационного селектора, выполненного на основе стандартного квадратного волновода с подходящим образом расположенных штырями. Выход селектора соединяется с СВЧ ключ-модулятором на PIN-диодах, который коммутирует ко входу радиометрического приемника последовательно горизонтально и вертикально поляризованной составляющей принимаемого сигнала. Кроме того ключ-модулятор осуществляет амплитудную манипуляцию СВЧ сигнала с частотой манипуляции 1000 Hz [7]. Модуляция сигнала непосредственно у выхода поляризационного селектора улучшает чувствительность прибора, так как позволяет счищаться с потерями сигнала в последующих элементах антенно-фидерного тракта. Далее амплитудно модулированный сигнал поступает на вращающееся волноводное сочленение и через короткий отрезок гибкого волновода на вход радиометрического приемника. Угол отклонения облучателя $\pm 35^\circ$ определяется из соображений обеспечения необходимой ширины полосы обзора 350—400 km, а местоположение облучателя из условия отклонение луча на 40° от надира с целью обеспечения работы в режиме конического сканирования, а также для обеспечения рассчитанной оптимальной величины фокусного расстояния f (рис. 1). Время отклонения луча рассчитано из условия полного покрытия полосы обзора сигналом обеих поляризаций и составляет 4 s. Для выполнения указанных в техническом задании ограничения на габаритах антенны предусмотрен вырез части сферической поверхности, которая не используется в процессе работы зеркала.

Общий вид конструкции сканирующей антенны радиометра Р-400 приведен на рис. 2.

Движение облучателя осуществляется специально разработанным электродвигателем с реверсивным действием. Волноводный тракт антенны проходит непосредственно через ротор электродвигателя. Электронная схема управления электродвигателем вырабатывает 40 стробирующих импульсов на каждой строке сканирования, которые обеспечивают пуск аналого-цифрового преобразователя принимаемого сигнала. Это дает возможность автоматически получить информацию не только об амплитуде, но и о пространственно-временных характеристиках сигнала, т.е. осуществить автоматическую пространственно-временную привязку принимаемого радиотеплового излучения исследуемой поверхности.

Для уменьшения деформации поверхности зеркала вследствие температурных колебаний отражающая поверхность покрывается специальным радиопрозрачным теплоизолационным материалом. Внешняя поверхность зеркала обшита экранно-вакуумной теплоизолацией (ЭВТИ). Облучатель антенны также покрывается радиопрозрачным теплоизолационным материалом.

Для контроля температурных деформаций элементов антенной системы предусмотрена установка пяти температурных датчиков. Три из них расположены на отражающей поверхности зеркала: один — в центре, и два — в краях.

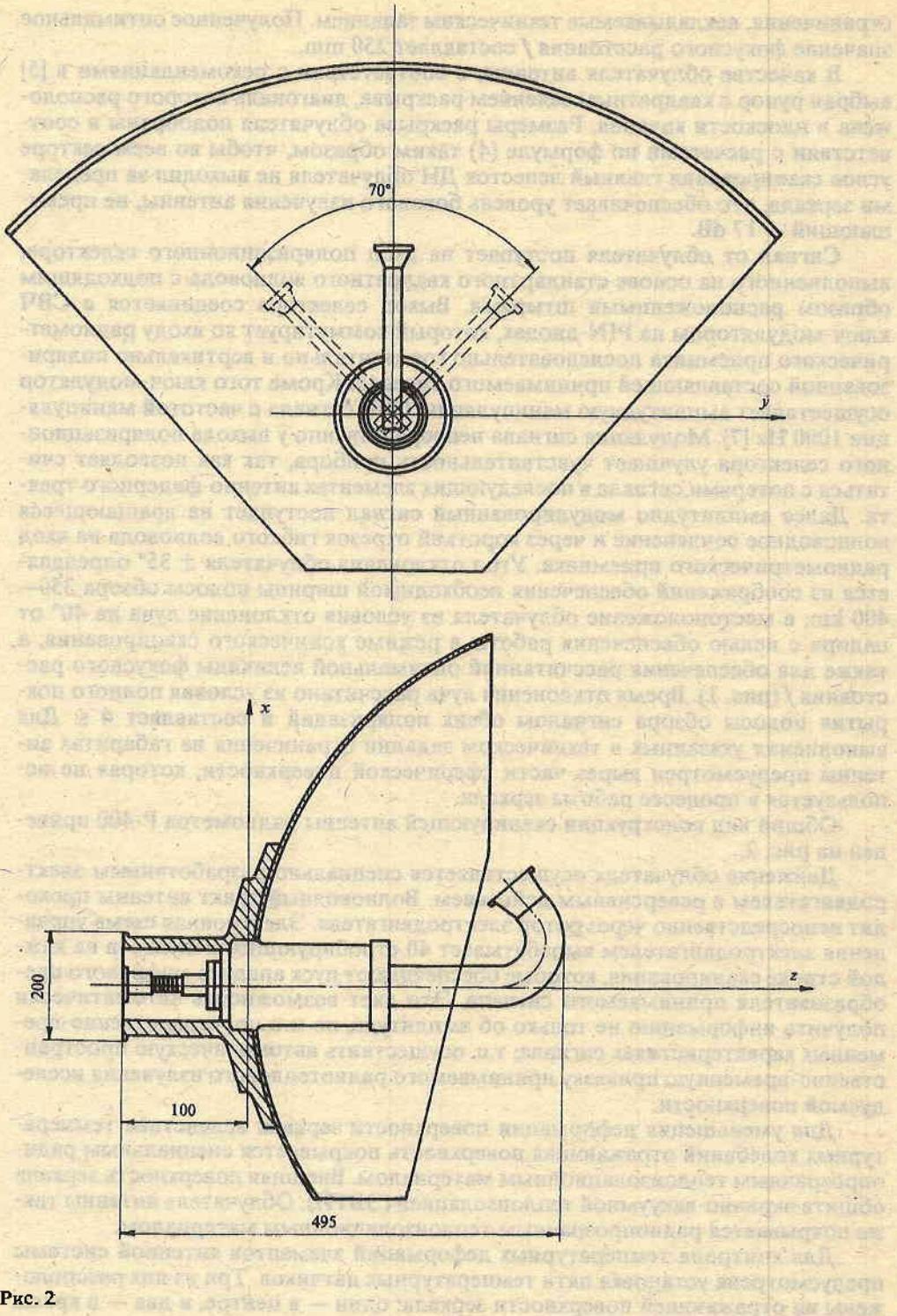


Рис. 2

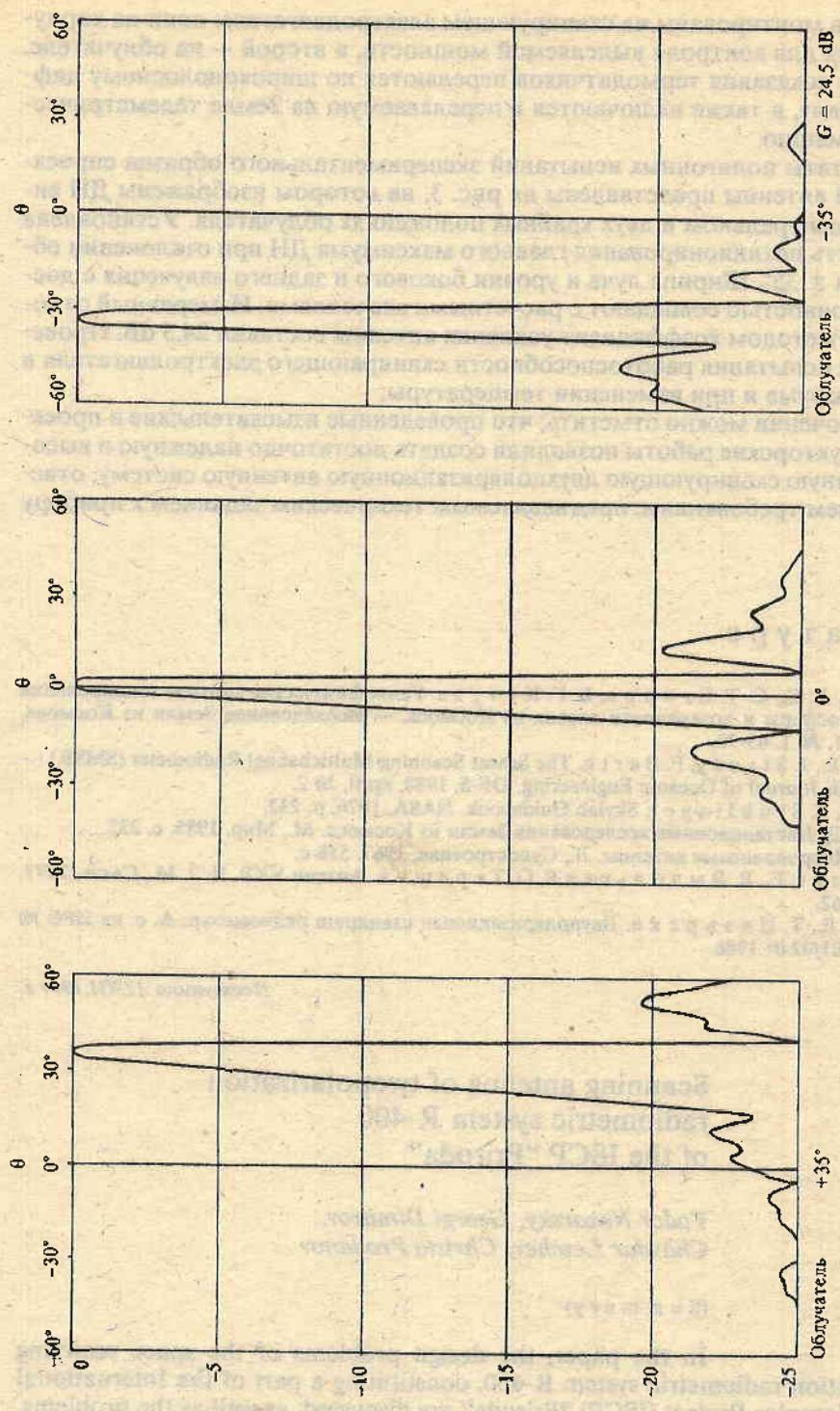


Рис. 3

Два датчика монтированы на сканирующем электродвигателе: один на корпусе двигателя для контроля выделяемой мощности, а второй — на облучателе. Результаты показания термодатчиков передаются по широкополосному цифровому каналу, а также включаются в передаваемую на Землю телеметрическую информацию.

Результаты полигонных испытаний экспериментального образца спроектированной антенны представлены на рис. 3, на котором изображены ДН антенн при центральном и двух крайних положениях облучателя. Установлена правильность позиционирования главного максимума ДН при отклонении облучателя на $\pm 35^\circ$. Ширина луча и уровни бокового и заднего излучения с достаточной точностью совпадают с расчетными значениями. Измеренный относительным методом коэффициент усиления антенны составил 24,5 dB. Проведены также испытания работоспособности сканирующего электродвигателя в условиях вакуума и при изменении температуры.

В заключении можно отметить, что проведенные изыскательские и проектно-конструкторские работы позволили создать достаточно надежную и высокоэффективную сканирующую двухполяризационную antennную систему, отвечающую всем требованиям, предъявляемым техническим заданием к прибору Р-400.

Л и т е р а т у р а

1. Гуревич, А. С., С. Т. Егоров, Б. Г. Кутузов. Радиофизические методы зондирования атмосферы и поверхности океана из Космоса. — Исследование Земли из Космоса, 1981, № 1, 63-70.
2. Njokc E., J. Stacey, F. Barth. The Seasat Scanning Multichannel Radiometer (SMSR). — IEEE Journal of Oceanic Engineering, OF-5, 1980, April, № 2.
3. Belew, L., E. Stuhlinger et al. Skylab Guidebook. NASA, 1976, p. 232.
4. Мишелев, Д. Дистанционные исследования Земли из Космоса. М., Мир, 1985. с. 232.
5. Кюн, Р. Микроволновые антенны. Л., Судостроение, 1967. 518 с.
6. Айзенберг, Г., В. Ямпольский, О. Терешин. Антени УКВ. Ч. 2. М., Связь, 1977. с. 262.
7. Мишелев, Д., Т. Назарски. Двуполяризационен сканиращ радиометър. А. с. на НРБ № 41091/02.01.1986.

Поступила 12.XII.1994 г.

Scanning antenna of twopolarization radiometric system R-400 of the ISCP "Priroda"

*Todor Nazarsky, Georgi Dimitrov,
Chavdar Levchev, Christo Prodanov*

(Summary)

In the paper, the design problems of the space scanning twopolarization radiometric system R-400, constituting a part of the International Scientific Complex Project (ISCP) "Priroda" are discussed, as well as the problems, related with the choice of the scanning antenna type and the scanning angle, the

antenna's functioning in a twopolarization regime and the obtaining of the needed direction diagram.

The antenna system construction is shown and the operation of its major components is considered, such as: the polarization of its major components is considered, such as: the polarization separator, the modulator, the rotating coaxial wave-conducting tract, in combination with the scanning electric motor.

The results from the measurements of the direction diagram and the antenna gain coefficient are presented.

Finally, the antenna system technical parameters are analyzed on the grounds of the requirements for it, defined in the Technical requirements for it, defined in the Technical Requirements for the Radiometric System R-400 and in the "Priroda" project Scientific Program.

СЕРВИСНОЕ ОБОРУДОВАНИЕ
ДЛЯ КОМПЛЕКСА РАДИОМЕТРИЧЕСКОГО
СИСТЕМЫ Р-400 — 24Д-с

Однако, в отличие от предыдущих

некоторые параметры не изменяются.

ЗАВЕДЕНИЯ

ЗАВЕДЕНИЯ СОСТАВЛЕНЫ ПОД РАБОТУ НА РДС.
Приложенные к ним требования и рекомендации, изложенные в настоящем разделе, не являются обязательными для выполнения работ по разработке и производству радиометрических блоков, т.к. в них не приведены в полной мере технические требования, предъявляемые к радиометрическим блокам. Вместо этого в заведении определены общий принцип работы, а также принципы, используемые в конструкции и эксплуатации радиометрических блоков.

Приложенные к настоящему заведению технические требования и рекомендации не являются обязательными для выполнения работ по разработке и производству радиометрических блоков. Вместо этого в заведении определены общий принцип работы, а также принципы, используемые в конструкции и эксплуатации радиометрических блоков.

ЗАВЕДЕНИЯ И ПРИЛОЖЕНИЯ

ПРИЛОЖЕНИЯ К ЗАВЕДЕНИЮ

ПРИЛОЖЕНИЯ К ЗАВЕДЕНИЮ ВЫПОЛНЯЮЩИЕМУЩИЕМУ ОТВЕТСТВЕННОСТЬ
ЗА ВЫПОЛНЕНИЕ РАБОТ ПО РАЗРАБОТКЕ И ПРОИЗВОДСТВУ РАДИОМЕТРИЧЕСКИХ БЛОКОВ

$$(x - 2) + (1 - y) + (y - z) = 3$$

Българска академия на науките • Bulgarian Academy of Sciences
Аерокосмически изследвания в България. 12 • Aerospace Research in Bulgaria
София • 1996 • Sofia

Резултати от приложението на Калмановия филтър в навигационния алгоритъм за GPS — Navstar / ГЛОНАСС

Орлин Цветков, Ангел Христов

Институт за космически изследвания, БАН

Въведение

. КСН от типа на GPS - Navstar [1] и ГЛОНАСС излъчват сигнали в L - честотния диапазон, модулирани от псевдослучайни далекомерни кодове и служебно навигационно съобщение. При първичната обработка на тези сигнали се извличат данните на навигационното съобщение и се извършват измервания на основните параметри – времезакъснение на радиосигнала и доплерово отместване на честотата.

По такъв начин се получава информация за:

- ефемеридите на видимите спътници в геофиксирана, геоцентрична координатна система;
- йоносферните корекции в разпространението на сигналите;
- псевдоразстоянието (поради наличието на отместване между потребителя и системното време) до спътниците;
- скоростта на изменение на псевдоразстоянието.

След това чрез изчислителна процедура (т. нар. вторична обработка) се определят координатите и скоростта на обекта в нужната географска система.

1. Филтър на Калман за решаване на навигационната задача

Основното навигационно уравнение за разглежданите системи представлява нелинейна система от четири уравнения и има вида

$$(1) \quad R_i = (X_{si} - X)^2 + (Y_{si} - Y)^2 + (Z_{si} - Z)^2 + t,$$

където X, Y, Z са потребителски координати; X_{si}, Y_{si}, Z_{si} — координати на спътниците ($i=1+4$); R_i е измерено разстояние до спътниците ($i=1+4$); t — разлика между системното и потребителското време.

Системи уравнения от този вид обикновено се решават чрез използване на метода на Нютон или подобни на него итеративни алгоритми [2]. Но ограниченията от бързодействието на изчислителната процедура и наличието на грешки в навигационните измервания, имащи случаен характер, обуславят използването на рекурентни алгоритми за статистическа обработка на псевдоразстоянията R_i . В такива случаи задачата се свежда до задача за оценка на потребителските координати с определени вероятностни критерии по наблюдаваните измервания. За линейни задачи Калмановият филтър дава оптимална оценка на неизвестните параметри, ето защо той бе използван в симулираните операции, а получените оценки се разглеждат като субоптимални поради нелинейността на (1). Векторният израз на линеаризираната форма на (1) е

$$(2) \quad \mathbf{Z} = \mathbf{H}\mathbf{X} + \mathbf{V},$$

където \mathbf{Z} е вектор на измерването — включва разликата между измерените и изчислените 4 псевдоразстояния, съответстващи на времезакъснението на сигналите и 4 псевдоскорости, съответстващи на доплеровото отместване на честотата: $Z = |\delta R_1 \delta R_2 \delta R_3 \delta R_4 \delta DR_1 \delta DR_2 \delta DR_3 \delta DR_4|$; \mathbf{X} е вектор на позиционните координати, скорост, ускорение и време; \mathbf{H} — матрица на измерването, даваща зависимостта между измерванията и параметрите за оценяване:

$$\mathbf{H} = \begin{vmatrix} C_{x_1} & C_{y_1} & C_{z_1} & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ C_{x_2} & C_{y_2} & C_{z_2} & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ C_{x_3} & C_{y_3} & C_{z_3} & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ C_{x_4} & C_{y_4} & C_{z_4} & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & C_{x_1} & C_{y_1} & C_{z_1} & 1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & C_{x_2} & C_{y_2} & C_{z_2} & 1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & C_{x_3} & C_{y_3} & C_{z_3} & 1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & C_{x_4} & C_{y_4} & C_{z_4} & 1 \end{vmatrix}$$

$$C_{x_{si}} = dR_i/dx; \quad C_{y_{si}} = dR_i/dy; \quad C_{z_{si}} = dR_i/dz;$$

\mathbf{V} — вектор, отразяващ шума в измерванията — бял шум, с нулево математическо очакване и ковариационна матрица R :

$$\mathbf{R} = \begin{vmatrix} \sigma_1^2 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_2^2 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_3^2 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \sigma_4^2 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \sigma_5^2 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \sigma_6^2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \sigma_7^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \sigma_8^2 \end{vmatrix}$$

Реализацията на алгоритъма за Калманова филтрация изисква представянето на движението на обекта чрез стохастически модел. За описание на движението бе допуснато, че на достатъчно къси интервали обектът се движи с постоянна скорост, а различните маневри и атмосферни промени се разглеждат като пертурбации в константната траектория на скоростта [4]. Ускорението бе представено като случаен процес с експоненциална корелационна функция. При тези условия векторното уравнение за динамичния модел приема вида

$$(3) \quad X = FX + u,$$

където X е вектор, състоящ се от компонентите на координатите, скоростта и ускорението на обекта; F — преходна матрица, която за единомерен случай се представя като:

$$F = \begin{vmatrix} 1 & T & T^2/2 \\ 0 & 1 & T \\ 0 & 0 & 1 \end{vmatrix};$$

u — бял шум с ковариационна матрица Q :

$$Q = 2d\sigma_m^2 \begin{vmatrix} T^5/20 & T^4/8 & T^3/6 \\ T^4/8 & T^3/3 & T^2/2 \\ T^3/6 & T^2/2 & T \end{vmatrix}$$

σ_m^2 — дисперсия на ускорението на обекта; d — реципрочна стойност на времеконстантата на корелация на ускорението; T — период на дискретизация.

Понеже подлежат на оценка и още два временни параметъра, отчитащи отместването между системното и потребителското време — t и скоростта на това отместване — Δt , за тях бе използван моделът (3), с преходна матрица F и ковариационна матрица Q , съответно:

$$F = \begin{vmatrix} 1 & T \\ 0 & 1 \end{vmatrix}; \quad Q = \begin{vmatrix} 2h_0 T + 8\pi^2 h_1 T / 3 & 8\pi h_1 T^2 / 2 \\ 8\pi^2 h_1 T^2 / 2 & 8\pi^2 h_1 T \end{vmatrix},$$

където h_0 е фазов шум; h_1 — честотен шум.

Дискретният вид на Калмановия алгоритъм има следната последователност:

1. Инициализиране стойностите на вектора на състоянието X_{k-1} и ковариационната матрица на грешките в оценките — P_{k-1} :

$$X_{k-1}(+) = X_0; \quad P_{k-1}(+) = P_0.$$

2. Прогнозиране на X_k и P_k :

$$X_k(-) = F_{k-1} X_{k-1}(+),$$

$$P_k(-) = F_{k-1} P_{k-1}(+) F_{k-1}^T + Q_{k-1}.$$

3. Определяне коефициента на усилване на филтъра:

$$K_k = P_k(-) H_k^T [H_k P_k(-) H_k^T + R_k]^{-1}.$$

4. Оценяване на X_k и P_k :

$$X_k(+) = X_k(-) + K_k [Z_k + H_k X_{k-1}(-)],$$

$$P_k(+) = [I - K_k H_k] P_k(-).$$

2. Симулирани операции и резултати

За целите на изследването бе симулирано движение на обект в геофиксирана, геоцентрична координатна система с различни динамични характеристики (вж. табл. 1). На фиг. 1 са изобразени симулираните ускорение и скорост за обекти с ниска, средна и висока динамика.

За симулиране на измерените псевдоразстояния и делта-псевдоразстояния бе разработена програма, моделираща движението на 21-спътникова конфигурация. За избраното време на наблюдение – 120 s бяха видими 7 спътника с масков ъгъл < 5 .

През първите 60 s бяха използвани спътници, осигуряващи геометричен коефициент – 1,5, а след това с цел да се провери поведението на Калмановия филтър при промяна на геометрична геометричната конфигурация на спътниците, участващи в навигационното решение, бе предизвикано преминаване от един към друг спътник, което скокообразно промени геометричния коефициент на 5,2.

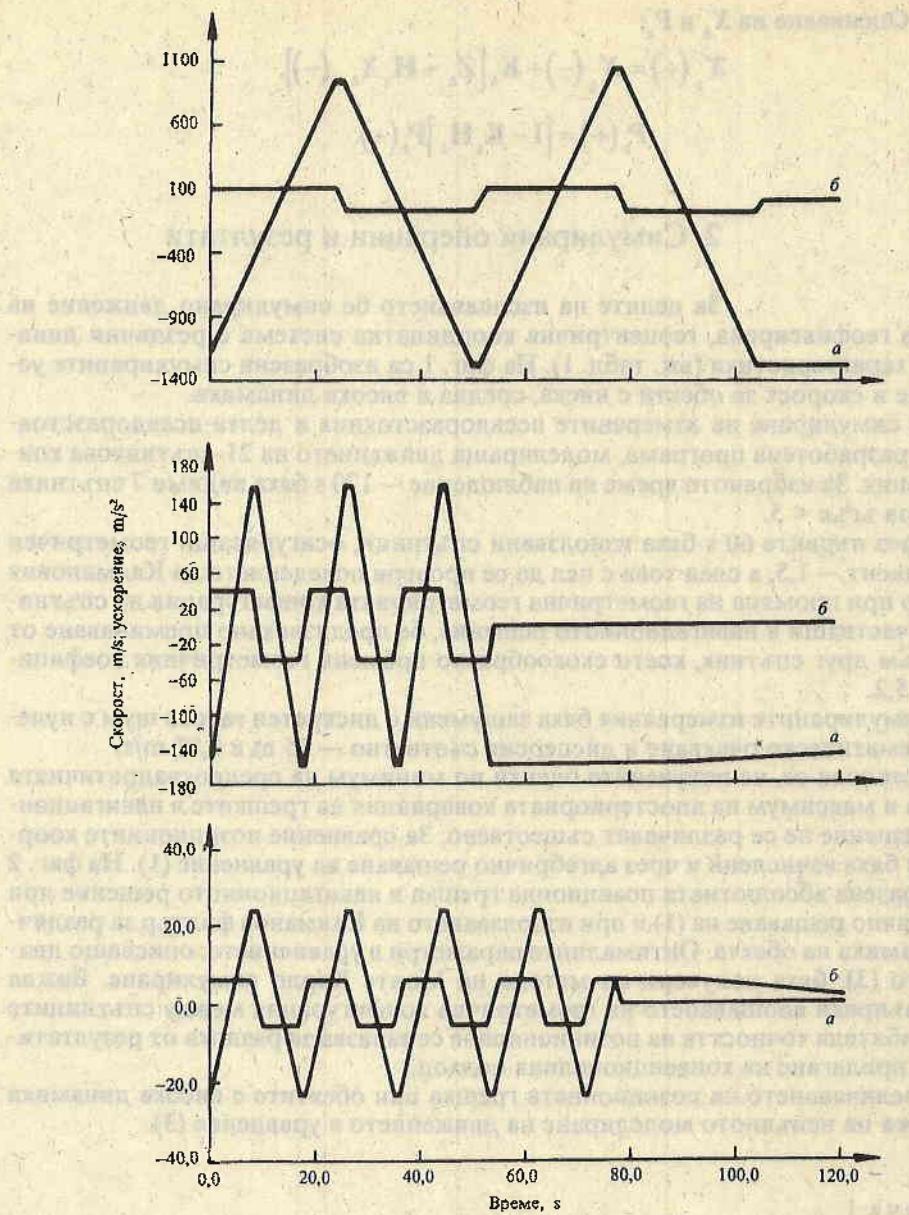
Симулираните измервания бяха зашумени с дискретен гаусов шум с нулеово математическо очакване и дисперсия съответно – 35 m и 0,02 m/s.

Установи се, че получените оценки по минимум на средноквадратичната грешка и максимум на апостериорната ковариация на грешките в навигационното решение не се различават съществено. За сравнение позиционните координати бяха изчислени и чрез алгебрично решаване на уравнение (1). На фиг. 2 е изобразена абсолютната позиционна грешка в навигационното решение при алгебрично решаване на (1) и при използването на Калманов филтър за различна динамика на обекта. Оптималните параметри в уравнението, описващо движението (3), бяха получени по метода на Монте Карло симулиране. Вижда се, че въпреки влошаването на геометрична конфигурация между спътниците и потребителя точността на позициониране се запазва за разлика от резултатите при прилагане на конвенционалния подход.

Увеличаването на позиционната грешка при обектите с висока динамика се дължи на непълното моделиране на движението в уравнение (3).

Таблица 1
Динамични параметри на симулираните траектории

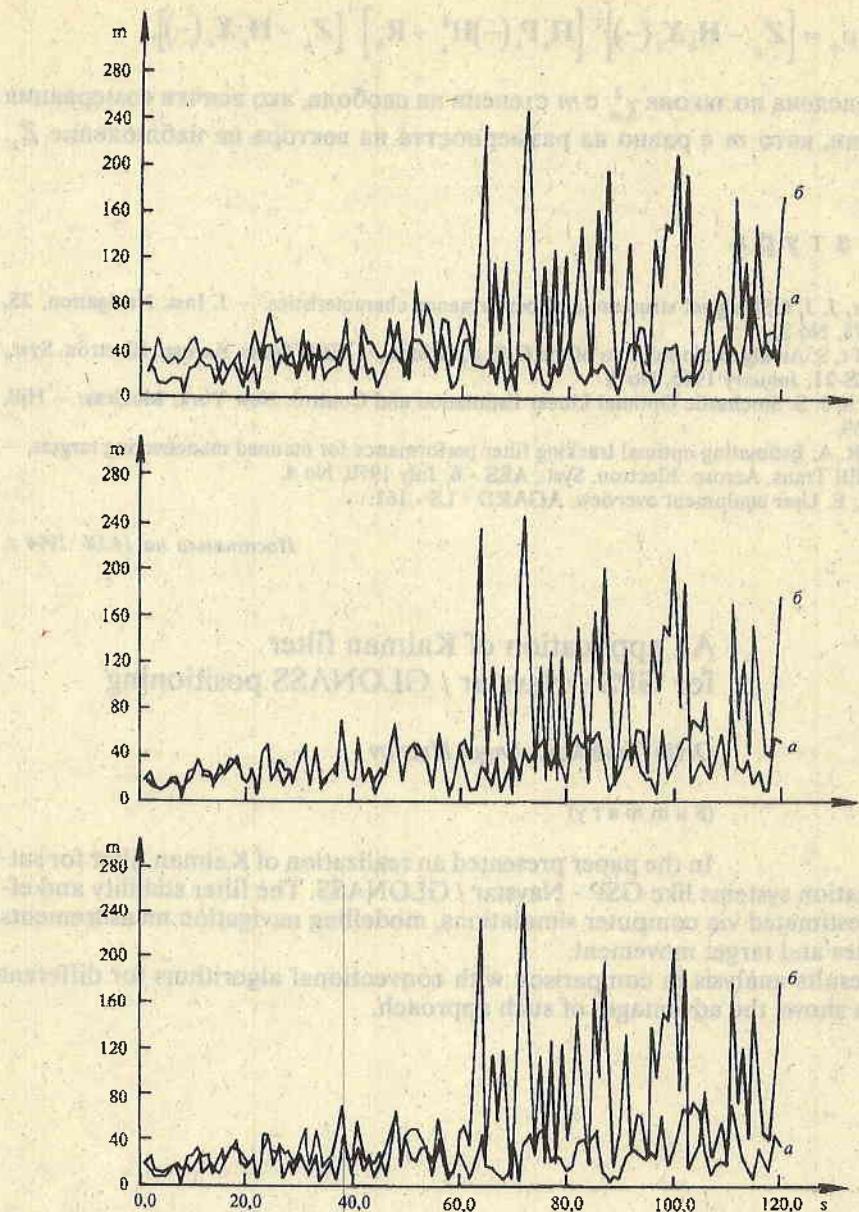
Динамика	Линейни параметри		Ъглови параметри, rad/s		
	скорост, m/s	ускорение, m/s ²	курс	тангаж	крен
Ниска	25	6	–	–	–
Средна	150	40	1	1	1
Висока	1200	90	1	1	5
			3	6	17



Фиг. 1. Скорост (а) и ускорение (б) за симулираните траектории.

Заключение

В заключение може да се изтъкнат и други предимства на прилагането на Калмановия филтър при решаването на навигационната задача в КСН:



Фиг. 2. Позиционна грешка с (а) и без (б) използване на Калманов филтър за симулираните траектории

- възможност за включване на нови параметри за оценяване и нови навигационни източници с цел повишаване точността и надеждността на позициониране;
- способност за контрол на достоверността на навигационните измервания чрез статистика μ_k :

$$\mu_k = [\mathbf{Z}_k - \mathbf{H}_k \mathbf{X}_k(-)]^T [\mathbf{H}_k \mathbf{P}_k(-) \mathbf{H}_k^T + \mathbf{R}_k]^{-1} [\mathbf{Z}_k - \mathbf{H}_k \mathbf{X}_k(-)],$$

μ_k е разпределена по закона χ_m^2 с m степени на свобода, ако всички измервания са нормални, като m е равно на размерността на вектора на наблюдение \mathbf{Z}_k .

Л и т е р а т у р а

1. Spilker, J. J. GPS signal structure and performance characteristics. — J. Inst. Navigation, **25**, 1978, No 2.
2. Bancroft, S. An algebraic solution of the GPS equations. — IEEE Trans. Aerosp. Electron. Syst., AES-21, January 1985, No 7.
3. Meditch, J. S. Stochastic Optimal Linear Estimation and Control. New York: McGraw – Hill, 1969.
4. Singer, R. A. Estimating optimal tracking filter performance for manned maneuvering targets. — IEEE Trans. Aerosp. Electron. Syst., AES - 6, July 1970, No 4.
5. Bottari, E. User equipment overview, AGARD - LS - 161.

Постъпила на 14.IX. 1994 г.

An application of Kalman filter for GPS - Navstar / GLONASS positioning

Orlin Tzvetkov, Angel Hristov

(Summary)

In the paper presented an realization of Kalman filter for satellite navigation systems like GPS - Navstar / GLONASS. The filter stability and efficiency is estimated via computer simulations, modelling navigation measurements and satellites and target movement.

The results analysis in comparison with conventional algorithms for different trajectories shows the advantages of such approach.

Подход за проектиране и изследване на компютърни системи за управление на летателни апарати на базата на модели на Хоар¹

Петър Гецов, Пламен Христов,
Пламен Ангелов

Институт за космически изследвания, БАН

Въведение

Тази статия е въвеждаща към една поредица, представяща разработки на секция „Аерокосмически прибори и телевъзможности“ на ИКИ, БАН в областта на изследването и проектирането на компютърни системи за управление (КСУ) на летателни апарати (ЛА) и по-специално — на беспилотни ЛА (спътници, летящи платформи, дистанционно управлявани самолети и др.). Поредицата включва статии по полуавтоматично моделиране на КСУ, приложение на формални методи и модели на програмното осигуряване (ПО), методи за оперативна реконфигурация, специфициране и доказателство на коректността на програмни системи, методи за контрол чрез протоколи на Хоар, алгоритми за моделиране в реално време, адекватност и валидация на полуавтоматни модели и др.

Разгледани са основните проблеми, възникващи при проектиране и изследване на системи от този клас, и най-общо е описан подход за тяхното решаване.

Особености на системите от разглеждания клас

Компютърните системи за управление на движещи се обекти са сложни, обикновено многомашинни системи, съставени от взаимодействащи програмни и апаратни компоненти, работещи в реално време.

¹ Изследванията се финансират от Национален фонд „Научни изследвания“ — дог. № И-305/93.

Структурата и алгоритмите се определят в голяма степен от наличието на някои особености при функционирането на системите и летателните апарати.

На първо място това са сложните, променящи се външни условия и силни смущения, придружени с априорна неопределеност при проектиране на системата (по отношение на динамичните характеристики на обекта на управление и външната среда), ограничения по обема измервани сигнали и параметри, по физически реализуеми траектории и сигнали за управление.

Друга особеност е принадлежността на КСУ на ЛА към клас ергатични разпределени системи. Част от функциите се изпълняват от оператор, контролиращ с помощта на наземната апаратура работата на ЛА. В много случаи бордовата част на КСУ извършва само стабилизация на ЛА, контрол на бордовите блокове и обмен на информация с наземната част. Това води до усложняване на изискванията към радиоканалите, до тяхното претоварване, намаляване на района на действие и в голяма степен ограничаване възможностите за изпълнение на задачите на ЛА.

За ефективното действие на ЛА на различните етапи се налага използването на различни структури и алгоритми за управление на КСУ. Могат да се използват следните алгоритми:

- а) на всички етапи – (оптимална) пространствена стабилизация;
- б) при извеждане на ЛА в определена точка на траекторията – терминални системи за оптимално управление или интегрирани системи за терминално управление;
- в) при движение към работната зона – оптимални системи за формиране на програмна траектория и (интегрирани) терминални системи;
- г) в работната зона – (оптимални) следящи системи;
- д) при завършване на работата – терминални или интегрирани системи;
- е) на всички етапи – адаптация (прогнозиране, идентификация, еталонни модели и др.).

На различни етапи от работата на ЛА могат да се използват различни източници на информация и цели на управлението по траекторията. При движението към работната зона се използва информация от датчиците и навигационната система, докато в работната зона може да се използва и информация от изследователската апаратура на борда.

Изброените особености предполагат наличие на сложна многоцелева бордова апаратура за управление. На практика се използват стандартни системи за стабилизация и навигация, в някои случаи – с елементи на адаптация [8, 10, 13].

Традиционно се смята, че КСУ на ЛА са сложни и уникални системи и програмното осигуряване трябва да се разработва с помощта на целеви подход, вследствие на който на програмната система са присъщи редица недостатъци, като статична конфигурация, висока сложност при реализацията и ниска надеждност поради невъзможността за пълна и формална верификация. Тези недостатъци определят търсенето на други подходи за организация на ПО и то не толкова във функционално отношение, колкото като организация.

При разработване на КСУ на ЛА от голямо значение е възможно по-пълното предварително изследване на системата. Не е възможно да се разработят математични модели на всички елементи и функционални блокове. Това налага използването на системи за полунатурно моделиране (СПНМ). Те включват математични модели, работещи в реално време, и реална апаратура на изследвания обект. Основните изисквания към СПНМ са високата достоверност на получаваните резултати и възможността за реализация на набор модели с раз-

лична степен на детализация, които оперативно да се конфигурират от изследователя. Това изисква използването на нов подход за организиране на СПНМ.

Изброените особености на КСУ на ЛА водят до формулиране на следните основни изисквания към системите за управление:

а) автономна работа за значителен период от време при сложни и променящи се външни условия;

б) оперативна реконфигурация на КСУ в зависимост от външните условия и състоянието на ЛА, както и по зададена програма или команди;

в) възможност за работа с различни източници на информация и промяна на целта на управление;

г) адекватна организация на ПО на КСУ, позволяваща достигане на висока надеждност и реализация на функциите по преструктуриране и контрол.

Подход за проектиране и изследване на КСУ

В съответствие с изброените изисквания се предлага подх-
од, който включва:

1. Обектно-ориентирано структурно проектиране, основано на потоците данни. Системата се представя като структурен граф от „черни кутии“ (обекти), като на проектанта са известни само входовете и изходите;

2. Полунатурно моделиране на всички етапи от изследването на система-
та – от лабораторни модели до предполетни изпитания. Оперативна реконфи-
гурация на СПНМ, верификация на ПО и валидация на резултатите;

3. Модели на програмното осигуряване (модели на Хоар) на КСУ и
СПНМ и формални методи за проектиране на ПО. Моделите на Хоар предста-
ват системата като набор от последователни процеси, които взаимодействват
чрез обмен на информация по канали и могат да се изпълняват паралелно.
Формалните методи за проектиране на ПО се базират на модела на ПО и обик-
новено включват съставяне на спецификация на ПО в определена форма, про-
верка на спецификацията, реализация на програмата и формална верификация.
Моделите на Хоар и формалните методи дават възможността за постигане на
висока надеждност на ПО, а оттам и на КСУ;

4. Блоково-модулен принцип на разработване на програмното осигурявава-
не на КСУ и СПНМ – генериране на приложни програмни системи от готови
обекти чрез задаване на номенклатурата, информационните и управляващи
връзки в рамките на модела на ПО;

5. Доказателство на коректността на програмната система чрез специфи-
кации и закони на Хоар. Теорията на Хоар дава възможност за специфициране
на свойствата на програмата и следващото доказване на съответствието на
реализацията и предварителната спецификация [2, 5];

6. Контрол на работата на системата за управление чрез протоколи на
Хоар. Протоколите описват всички събития, в които изчислителният процес
може да участва или е участвал до определен момент. В този смисъл те са под-
ходящи за контрол на работата на системата в реално време;

7. Определяне структурата и параметрите на КСУ в реално време на база-
та на: информация за състоянието на системата за управление, ЛА и външната
среда; информация за качеството на управлението; команди от оператора.
Това е отделна група от алгоритми, които изпълняват ролята на оператор при
определяне структурата и параметрите на системата;

8. Оперативна реконфигурация на системата — реализация на зададени структури и параметри по спецификация от оператора или системата за определяне на конфигурацията, в рамките на общия модел на програмното осигуряване;

9. Моделиране в реално време — методи за повишаване на бързодействието на алгоритми за моделиране на КСУ и ЛА и методика за приложение на различни алгоритми за решаване на диференциални уравнения към определен набор математични модели;

10. Доказване на адекватността на полунатурни модели — набор алгоритми за валидация на полунатурни експерименти.

В съответствие с описания подход КСУ на ЛА се разглежда като набор програмни и аппаратни обекти, които могат да се конфигурират произволно и да обменят информация помежду си, като се синхронизират и получават достъп до общи системни ресурси. Същият подход се прилага и при реализирането на СПНМ.

Трябва да се отбележи, че това не е подход за проектиране и изследване на системи за управление в класическия смисъл, а именно — синтез на управляющо устройство и изследване на характеристиките на системата (аналитично или числено). Предлаганият подход се отнася до реализация на компютърни системи за управление на базата на известни алгоритми за управление, организирани по специфичен начин. Наборът от системни обекти теоретично позволява да се реализират всички известни алгоритми за управление и типове системи. Конфигурирането на КСУ се извършва на базата на спецификация (модел), която може да се променя във времето в зависимост от условията на работа. Под изследване на системата тук се разбира изследването ѝ като изчислителна система — коректност на програмното осигуряване, безизходни ситуации, разходимост и др. Полунатурното моделиране се използва за изследване на поведението на системата, като се моделира нейната работа в реално време и условия, близки до действителните.

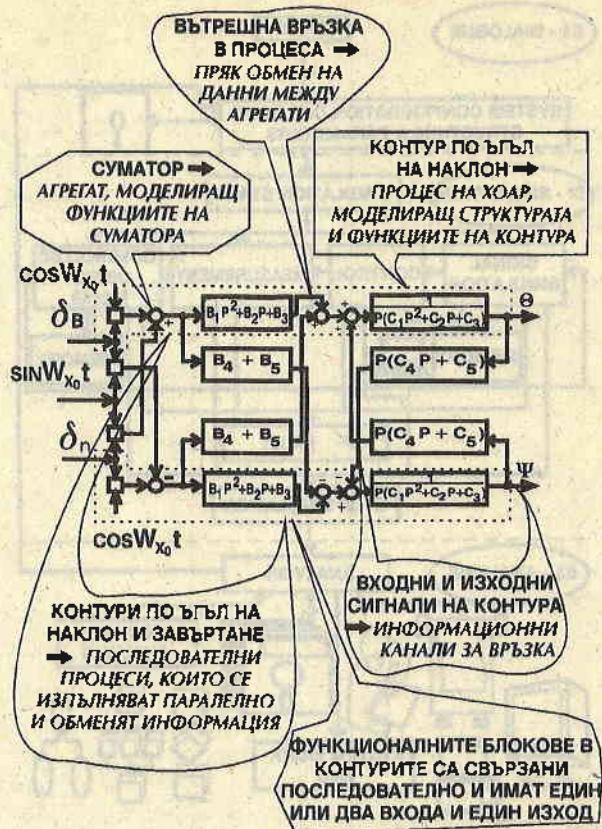
Общи характеристики на моделите и методите

Общите характеристики отговарят на изискванията на възприятия под подход. В основата на подхода е използването на модел на програмното осигуряване и метод за проектиране на ПО, основан на този модел и включващ методите за определяне и реализация на конфигурацията, доказателство на коректността и контрол на работата на системата.

При този подход се обръща внимание основно на моделиране на структурата и функциите на обекта и на взаимодействието на отделните процеси.

Моделът ПО описва номенклатурата на системните обекти, информационните и управляващите връзки (конструктивен модел), дава пълна представа за структурата и функциите на програмната система (формален модел на Хоар и графов модел) и позволява доказване на коректността и контрол на работата в реално време (формален модел на Хоар).

От гледна точка на описанието предлаганият модел може да се нарече процесно-агрегатен. Системата се представя като съвкупност от последователно-паралелни процеси, взаимодействащи чрез обмен на информация (в смисъла на Хоар). На ниво процес моделът се представя чрез линейни списъ-



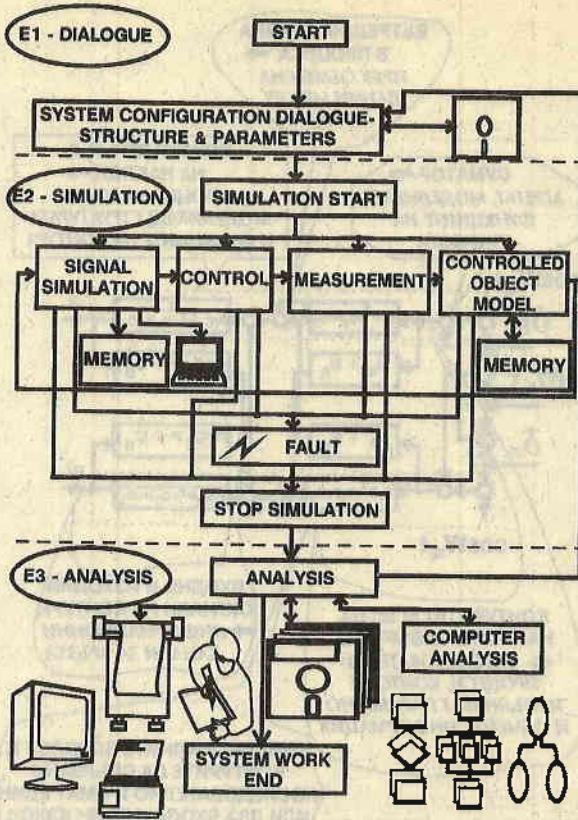
Фиг. 1. Съответствие на обекти в структурната схема и модела на програмното осигуряване

ци от агрегати. Взаимодействията между процесите се осъществяват чрез информационни канали. За предаване на съобщения се използва метод с указване на канала за връзка.

Моделът позволява постигане на висока степен на структурно съответствие между моделираната система и ПО, което е главното условие за адекватност на моделирането. Отделните контури на модела на КСУ се представят чрез процеси, връзките между контурите и физическите устройства — чрез канали, а преобразуванията, които се извършват във всеки от контурите — чрез линейни списъци от агрегати. На фиг. 1 е показано съответствието на обектите на структурния модел на беспилотен ЛА и системните обекти в модела на програмното осигуряване.

Системи за полунатурно моделиране при проектирането на КСУ на ЛА

Системите за полунатурно моделиране са основното средство за изследване на поведението и доказване на работоспособността на



Фиг. 2. Структурен модел на система за полунатурно моделиране

КСУ. Предвижда се създаване на цифрова СПНМ, като целта е повишаване точността на моделирането и предоставяне на възможност за изследване на различни модели на системата.

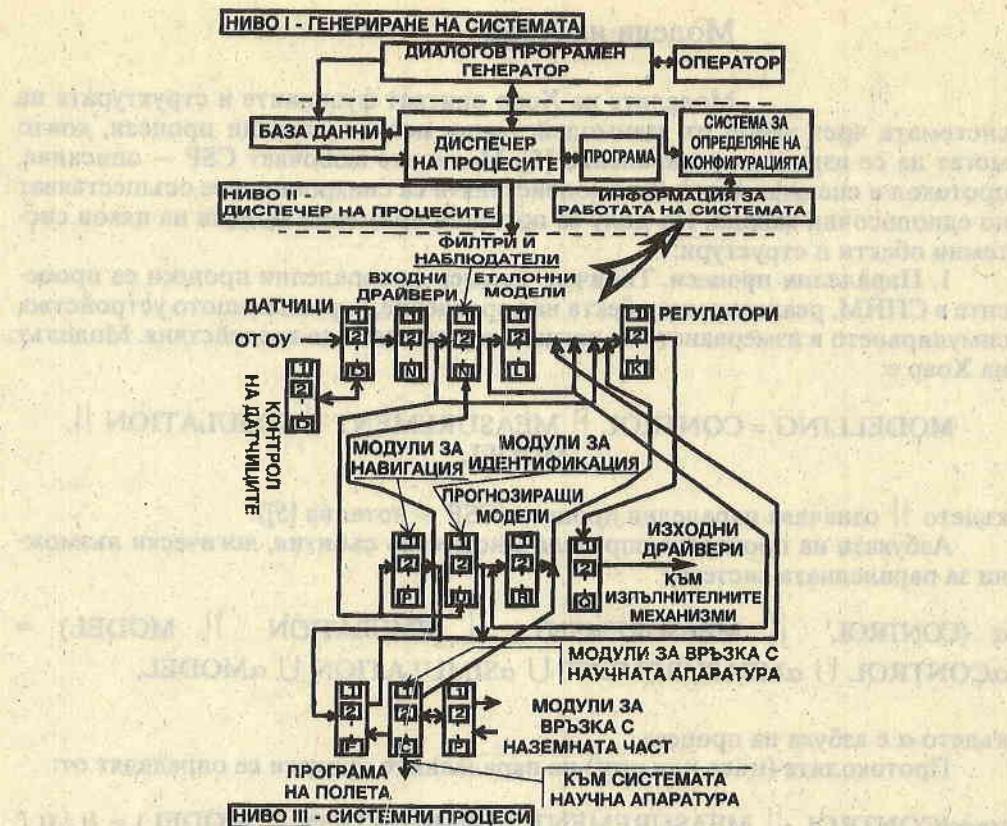
На фиг. 2 е показан общ структурен модел на СПНМ. Реалната апаратура е КСУ, а външната среда и обектът на управление (ОУ) са представени с модели.

Използвани са следните означения:

E1 — I етап — „SYSTEM CONFIGURATION“ — диалог с оператора, който задава условията на експеримента. На този етап се конфигурира системата — задава се структурата на модела на ОУ и неговите параметри, вида на сигналите, измерваните параметри, началните условия;

E2 — II етап — „SIMULATION“ — имитиране на действие на КСУ в реално време.

Другите процеси в системата на този етап са „SIGNAL SIMULATION“ — имитиране на сигнали и смущения; „CONTROL“ — изработване на управляващи въздействия към ОУ на базата на получаваните сигнали; „MEASUREMENT“ — измерване и регистриране на величини, характеризиращи работата на КСУ; „MODEL“ — моделиране на динамиката на БЛА в реално време.



Фиг. 3. Обобщен структурен модел на ПО на КСУ на ЛА

Процесите „SIGNAL SIMULATION“, „CONTROL“, „MEASUREMENT“ и „MODEL“ се изпълняват паралелно, което отговаря на природата на реалната система (система с естествен паралелизъм).

При нормално завършване на етап II системата преминава към етап III – „ANALYSIS“, в който се анализират резултатите от етап II.

Структурни модели на ПО на КСУ

Структурният модел на ПО на КСУ е част от общия модел и представя номенклатурата на системните обекти и възможните връзки между тях. На фиг. 3 е показан примерен структурен модел на ПО на КСУ. Може да се отбележи сходството на организацията на ПО на КСУ и СПНМ. Това е една от формите за представяне на конструктивната спецификация на ПО. Структурният модел може да бъде детализиран (тук е показан в общ вид). Други форми на представяне са различни таблици или записи на спецификационни езици.

Модели на Хоар

Моделите на Хоар описват функциите и структурата на системата чрез набор от взаимодействащи последователни процеси, които могат да се изпълняват паралелно [5]. Моделите включват CSP — описание, протокол и спецификация. Взаимодействията са синхронни и се осъществяват по еднопосочни канали. По-долу са показани примерни модели на някои системни обекти и структури:

1. **Паралелни процеси.** Типичен пример за паралелни процеси са процесите в СПНМ, реализиращи обекта на управление, управляващото устройство, симулирането и измерването на сигнали и управляващи въздействия. Моделът на Хоар е:

$$\text{MODELLING} = \text{CONTROL} \parallel \text{MEASUREMENT} \parallel \text{SIMULATION} \parallel \text{MODEL},$$

където \parallel означава паралелни процеси (CSP — нотация [5]).

Азбуката на процесите определя множество събития, логически възможни за паралелната система:

$$\alpha (\text{CONTROL} \parallel \text{MEASUREMENT} \parallel \text{SIMULATION} \parallel \text{MODEL}) = \alpha\text{CONTROL} \cup \alpha\text{MEASUREMENT} \cup \alpha\text{SIMULATION} \cup \alpha\text{MODEL},$$

където α е азбука на процеса.

Протоколите (trace или prot) на паралелните процеси се определят от:

$$\begin{aligned} \text{trace}(\text{CONTROL} \parallel \text{MEASUREMENT} \parallel \text{SIMULATION} \parallel \text{MODEL}) = \{t \mid (t \restriction \alpha\text{CONTROL}) \in \text{trace}(\text{CONTROL}) \& (t \restriction \alpha\text{MEASUREMENT}) \in \text{trace}(\text{MEASUREMENT}) \\ &\& (t \restriction \alpha\text{SIMULATION}) \in \text{trace}(\text{SIMULATION}) \& (t \restriction \alpha\text{MODEL}) \in \text{trace}(\text{MODEL}) \\ &\& t \in (\alpha\text{CONTROL} \cup \alpha\text{MEASUREMENT} \cup \alpha\text{SIMULATION} \cup \alpha\text{MODEL}), \end{aligned}$$

където trace е протокол на процеса, описващ събитията, в които процесът е участвал до определен момент. Символът \restriction означава свиване на протокола върху някакво множество, напр. азбуката на процеса [5].

2. **Контурен процес,** описващ функционирането на системата по отделни контури. Обобщеното описание на контурния процес е

$$LP_i = \{\text{PR}, \text{CH}, \text{PAR}, \text{AGR}\},$$

където PR е процедура, реализираща функциите на процеса, CH — множество на информационните канали, AGR — множество на агрегатите, PAR са параметри.

Моделът на Хоар е:

$$\text{LoopProcess} = c[0]?x \rightarrow \text{AggregatesList}; c[n]!y \rightarrow \text{ENDprocess}; \text{ModelProcesses},$$

където $c[]$ са канали с определени номера, AggregatesList — линеен списък от агрегати, $?x$ — процедура на Хоар за приемане на информация от канал с и присвояване на стойност на променливата x , $!y$ — процедура на Хоар за извеждане на информация в канал (променливата y), ModelProcesses — моделиращи процеси.

Протоколите на процеса се определят по следния начин:

```
LoopProcess=P; Q; ModelProcesses;
P=c[0]?x → AggregatesList; Q = c[n]!y → ENDprocess;
prot(P)={t|t=<>V(t0=c[0]?x & t' ∈ prot(AggregatesList))}={<>} ∪ {<c[0]?x>^t|t
∈ prot(AggregatesList)};
prot(Q)={t|t=<>V(t0=c[n]!z & t' ∈ prot(ENDprocess))} = {<>} ∪ {<c[n]!z>^t|t
∈ prot(ENDprocess)};
prot(LoopProcess) = {s;t|s ∈ prot(P) & t ∈ prot(Q); r|s ∈ prot(P) & t ∈ prot(Q) & r ∈
prot(ModelProcesses)}.
```

Символът ^ означава след (между протоколи), t_0 — начало на протокол, t' — опашка на протокол, а $<>$ — празен протокол (CSP — нотация [5]).

Дефиницията на контурен процес в нотацията на Modula-2 [9] е следната:

```
LoopProcess = RECORD
  ModelProcess: SYSTEM.PROCESS;
  ActiveProcess: BOOLEAN;
  OutputChannels: ARRAY [...] OF CARDINAL;
  InputChannels: ARRAY [...] OF CARDINAL;
  NumberOfOutputsin Separate Points: ARRAY [...] OF CARDINAL;
  NumberOfAggregates: CARDINAL;
  ListOfAggregates: ARRAY [...] OF AGGREGATES. Aggregates;
END.
```

3. Моделът на Хаар за процеса Aggregates List е:

AggregatesList = (c[i]?z → AGGREGATE[i]; AggregatesList | c[i]!z → AGGREGATE[i]; AggregatesList) | (next → AGGREGATE[i]; AggregatesList) | (end_list → ENDprocess),

където END process е специален процес с азбука, състояща се от събитието, означаващо успешно завършване.

AGGREGATE=input(x) → AgrTransferFunction(x:y); output(y) → ENDprocess;
AgrTransferFunction = (f₁ → ENDprocess) | (f₂ → ENDprocess) | ... | (f_n → ENDprocess);
 f_1, \dots, f_n са функции, извършващи преобразуването $x \rightarrow y$.

Протоколи:

— AggregatesList
(c[i]?z → AGGREGATE[i]) = P1; (c[i]!z → AGGREGATE[i]) = P2;
(next → AGGREGATE[i]) = P3; (end_list → ENDprocess) = P4;
prot(P1)={<>} ∪ {<c[i]?z>^t|t ∈ prot(AGGREGATE[i])};
prot(P1; AggregatesList)={s; t|s ∈ prot(P1) & t ∈ prot(AggregatesList)};
prot(P2)={<>} ∪ {<c[i]!z>^t|t ∈ prot(AGGREGATE[i])};
prot(P2; AggregatesList)={s; t|s ∈ prot(P2) & t ∈ prot(AggregatesList)};
prot(P3)={<>} ∪ {<next>^t|t ∈ prot(AGGREGATE[i])};
prot(P3; AggregatesList)={s; t|s ∈ prot(P3) & t ∈ prot(AggregatesList)};
prot(P4)={<>} ∪ {<end_list>^t|t ∈ prot(ENDprocess)};
prot(P4; AggregatesList)={s; t|s ∈ prot(P4) & t ∈ prot(AggregatesList)};
prot(AggregatesList)={t|t=<> V(t₀ ∈ B & t' ∈ prot(P(t₀)))},

където $B = \{c[i]?z, c[i]!z, next, end_list\}$; $P(t_0) = (P1|P2|P3|P4)$.

— AGGREGATE

$P = (\text{input}(x) \rightarrow \text{AgrTransferFunction})$; $Q = (\text{output}(y) \rightarrow \text{ENDprocess})$; $\text{AGGREGATE} = (P; Q)$

$\text{prot}(P) = \{<>\} \cup \{\langle \text{input}(x) \rangle \mid t \in \text{prot}(\text{AgrTransferFunction})\}$

$\text{prot}(Q) = \{<>\} \cup \{\langle \text{output}(y) \rangle \mid t \in \text{prot}(\text{ENDprocess})\}$

$\text{prot}(\text{AGGREGATE}) = \{s; t \mid s \in \text{prot}(P) \& t \in \text{prot}(Q)\}$

— AgrTransferFunction

$\text{prot}(\text{AgrTransferFunction}) = \{t \mid t = <> \vee (t_0 \in B \& t' \in \text{prot}(P(t_0)))\}$, където $B = \{f_1, f_2, \dots, f_n\}$

$P(t_0) = (f_1 \rightarrow \text{ENDprocess} | f_2 \rightarrow \text{ENDprocess} | \dots | f_n \rightarrow \text{ENDprocess})$

$A; B$ показва, че процесите A и B са последователни, а $A | B$ — че са алтернативни.

Примерната дефиниция на обекта AGGREGATE е следната:

Aggregate Type = (AdderUnit, ProportionalUnit, SeparatePointU, IntegUnit,

DerivatUn, StaticUnit1, StaticUnit2, MultiUnit, AndMore);

SecondInput=REAL; ('втори вход')

AmplifCoeficient=REAL; ('кофициент на усилване')

TimeConstant=REAL; ('времеконстанта')

('ТИП 'АГРЕГАТ')

Aggregates=RECORD

Aggregate: PROC; ('Процедура, осъществяваща функционалните преобразувания на агрегата')

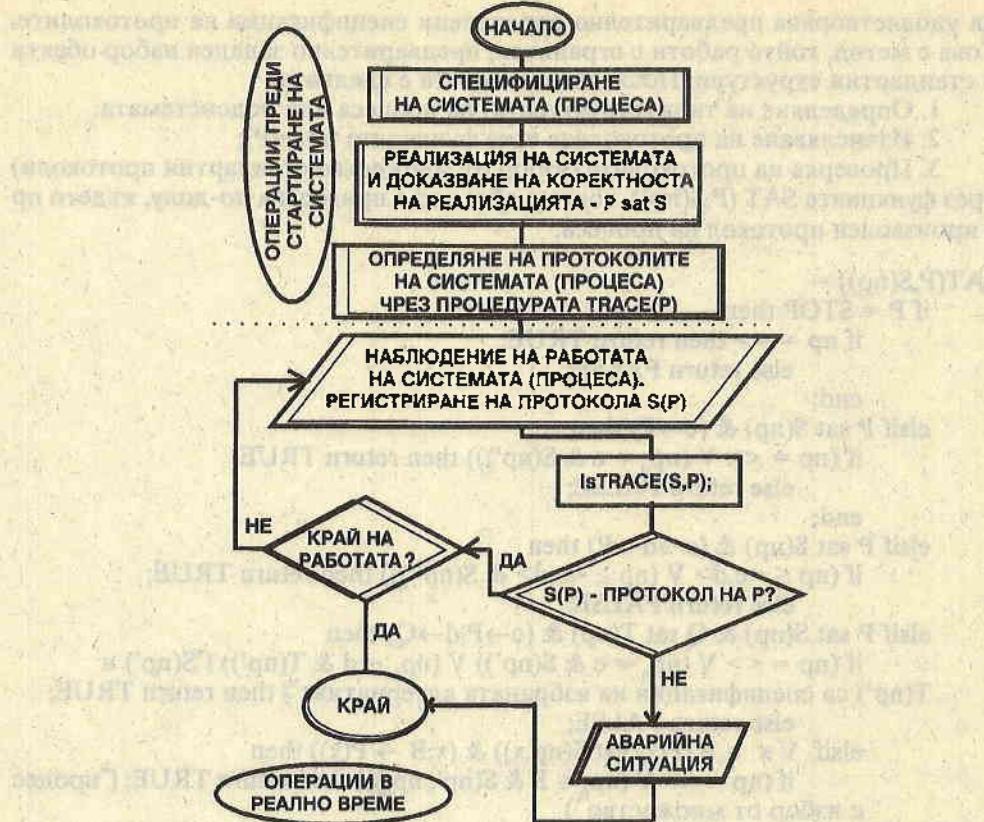
CASE AggregateType OF ('характеристики на различните видове агрегати')

AdderUnit :	Input2:	SecondInput;
MultiUnit :	Input2m :	SecondInput;
ProportionalUnit :	Kp :	AmplifCoeficient;
IntegUnit :	Ki :	AmplifCoeficient;
	Ti :	TimeConstant;
ДРУГИ		
END; ('case')	(' други типове агрегати ')	
Input 1: REAL;	(' основен вход на агрегата от тип REAL ')	
Output: REAL;	(' изход на агрегата от тип REAL ')	
ДРУГИ	(' други параметри на агрегата ')	
END; (' RECORD — край на дефиницията ')		

По подобен начин се дефинират и другите системни обекти (CommunicationChannel, Dispatcher и др.).

Метод за контрол на работа на КСУ, основан на протоколи на Хоар

Теорията за взаимодействащи последователни процеси [5] предлага подходящи механизми за предварителна спецификация на функциите и структурата на системата и процесите в нея и за следващ контрол на работата — това са спецификациите, азбуките и протоколите на процесите.



Фиг. 4. Алгоритъм за контрол чрез протоколи на Хоар

Общият алгоритъм на метода за контрол е показан на фиг. 4. Методът се състои в следното:

- формулира се спецификацията на програмното осигуряване на система, която включва набора от системни обекти;
- реализира се програмната система и се доказва нейната коректност (метод за доказване на коректността на спецификации на Хоар);
- определят се всички възможни протоколи на специфицираната система с процедурата trace(P);
- стартира се системата;
- специален процес — протоколчик (tracer) следи и регистрира протоколите в системата и определя дали са валидни, т. е. дали се явяват подмножество на множеството предварително определени протоколи;
- при регистриране на невалиден протокол се предприемат съответните действия за аварийна ситуация.

Метод за доказване на коректността

Идеята на метода се състои в това, че за да се изпълни отношението $P \text{ sat } S$ (процесът P удовлетворява спецификацията S), той трябва

да удовлетворява предварително определени спецификации на протоколите. Това е метод, който работи с ограничен, предварително зададен набор обекти и стандартни структури. Последователността е следната:

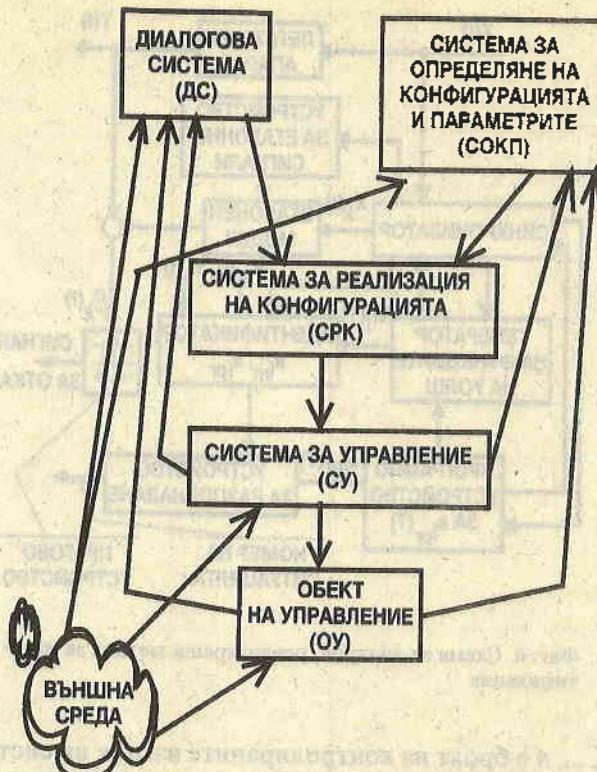
1. Определяне на типа (структурата) на процеса или подсистемата;
2. Изчисляване на протоколите чрез функцията $\text{trace}(P)$;
3. Проверка на протоколите (избор от множество стандартни протоколи) чрез функцията $\text{SAT}(P, S(np))$, която в общ вид е приведена по-долу, където пр е произволен протокол на процеса.

```
SAT(P,S(np)) =  
    if P = STOP then  
        if np = <> then return TRUE;  
        else return FALSE;  
    end;  
    elseif P sat S(np) & (c → P) then  
        if (np = <> V (np0 = c & S(np'))) then return TRUE;  
        else return FALSE;  
    end;  
    elseif P sat S(np) & (c → d → P) then  
        if (np ≤ <c,d> V (np ≥ <c,d> & S(np''))) then return TRUE;  
        else return FALSE;  
    elseif P sat S(np) & Q sat T(np) & (c → P | d → Q) then  
        if (np = <> V (np0 = c & S(np')) V (np0 = d & T(np'))) ('S(np') и  
T(np') са спецификации на избраната алтернатива') then return TRUE;  
        else return FALSE;  
    elseif ∇ x ∈ B.(P(x) sat S(np,x)) & (x:B → P(x)) then  
        if (np = <> V (np0 ∈ B & S(np', np0))) then return TRUE; ('процес  
с избор от множество')  
        else return FALSE;  
    elseif P sat S(np) & Q sat T(np) & P || Q then  
        if (P || Q)sat(S(np ∩ P) & T(np ∩ Q)) then return TRUE; ('паралелни  
процеси')  
        else return FALSE;  
    else return FALSE;  
    elseif P sat S(np) & Q sat T(np) & P ⊥ Q then  
        if (P ⊥ Q)sat(S(np ∩ P) & T(np ∩ Q)) then return TRUE; ('други стандартни структури')  
        else return FALSE;  
    end;
```

Определяне на структурата и параметрите на КСУ

Да се извърши оперативна реконфигурация и пренастройка на КСУ означава без спиране, редактиране и компилиране на програмното осигуряване да се променят структурата и параметрите на системата. Процедурата може да се раздели на две части — определяне и реализация на конфигурацията.

Определянето на конфигурацията може да стане от оператора в диалогов режим чрез въвеждане на предварително подгответа спецификация или от система от по-високо ниво, която следи състоянието на КСУ и външната среда. В системите за определяне на конфигурацията могат да намерят място различни методи — реализация на предварително зададени конфигурации, методи на техническата диагностика, оценка на параметрите и състоянието, идентифика-



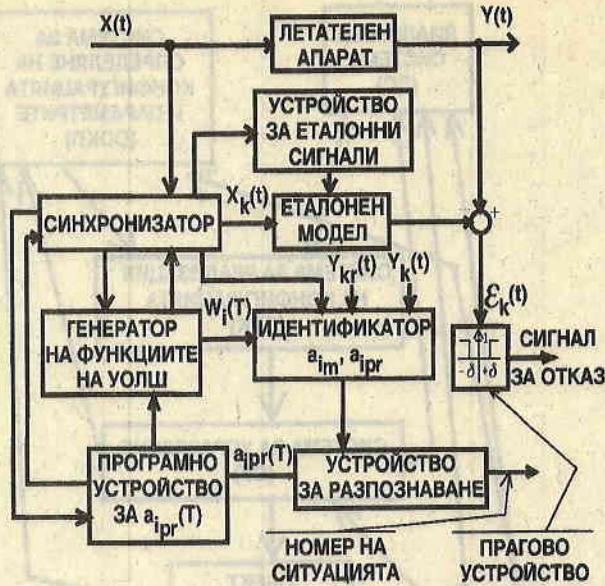
Фиг. 5. Система с възможности за реконфигурация

ция, оптимизация и прогнозиране в реално време, системи с изкуствен интелект и др. Системата за определяне на конфигурацията и параметрите работи на базата за информация за техническото състояние на ОУ и СУ, качеството на управлението, състоянието на външната среда, общи команди от оператора и др.; Структурата на система за управление с указаните възможности е показвана на фиг. 5.

Метод, основан на функции на Уолш

Това е метод за контрол и диагностика на КСУ на ЛА, който се основава на имитационно моделиране на движението на ЛА и алгоритми за идентификация на кофициентите на разложение на преходните функции в ред на ортогоналните функции на Уолш. Разработената схема (фиг. 6.) позволява да се контролира техническото състояние на обекта в пространството на сигналите и в пространството на параметрите. В първия случай се осъществява сравнение на преходните функции на проверявания обект $y_k(t)$ и еталонно устройство $y_{kr}(t)$, при което

$$|y_k(t) - y_{kr}(t)| \leq \delta_k,$$



Фиг. 6. Схема за контрол, реализираща метода за идентификация

където $k = 1, 2, \dots, n$ е броят на контролираните изходи на системата и модела. Еталонното устройство изпълнява функциите на имитационен модел с изходни сигнали, които са достатъчно близки до сигналите на изходите на реалния обект. Даденият критерий позволява да се открият внезапни откази в системата. Сигналът за отказ се формира в праговия блок при условия $\epsilon_k(t) > \delta_k$.

Схемата може да определи и бавно изменящи се прогресивни отклонения в работата на системата. За откриването на подобни дефекти и изменения се предвижда устройство за разпознаване, което по кофициентите на разложение $a(T)$ на функциите на Уолш позволява откриването на ситуацията и сравняването ѝ с предварително зададените.

Системата от функции на Уолш $W_i(t)$ е пълна система ортонормирани функции и всяка интегрируема в интервала $[0,1]$ функция може да бъде представена със зададена точност като сума от краен брой функции на Уолш:

$$y_i(t) = \sum a_i(T) W_i(T), i = 1, 2, \dots, n.$$

Функциите на Уолш $W_i(t)$ и кофициентите на разложение в ред $a_i(t)$ се задават и определят програмно съответно от „генератор на Уолш“ и идентификатор.

Метод за реализация на конфигурацията на системи

Същността на метода се състои в генериране на приложни програмни системи от готови и изпробвани компоненти въз основа на формален модел, задаващ номенклатурата на използваните програмни обекти и

съответните информационни и управляващи връзки. Главните особености на метода са:

1. Използване на процедурни и процесни типове данни за дефиниране на системните обекти. Тези типове данни позволяват активни обекти (процедури) да се разполагат в паметта като променливи;

2. Изграждане на приложната програма от системни обекти, разполагани в резидентна база данни. Системните обекти са близки до проблемната област – контурни процеси (LoopProcess), състоящи се от линейни списъци от агрегати (AGGREGATES) и взаимодействащи чрез информационни канали (InformationChannel);

3. Динамични канали за осъществяване на взаимодействията, избор на каналите чрез указване на техните номера. Динамичните канали позволяват свързване на произволни точки в системата при различни конфигурации;

4. Библиотечни модули, предоставящи системните обекти и формиращи базата данни;

5. Дефиниция на информационните канали, позволяваща обменът на информация, генерирането и измерването на реални сигнали да се представят на едно и също концептуално ниво.

Структурни графови модели

Структурните графи са допълнително средство за описание на програмни системи, включено в модела на програмното осигуряване. Основното им предимство е нагледната представа, която дават за потоците данни, структурата на системата и взаимодействията в статика и динамика.

В разглеждания подход се използват структурни графи, основани на потоците данни в системата [4].

Разработена е графична нотация за представяне на структурните графи, на базата на която се разработват графови модели. Част от графичната нотация е показана на фиг. 7.

В заключение могат да се направят следните

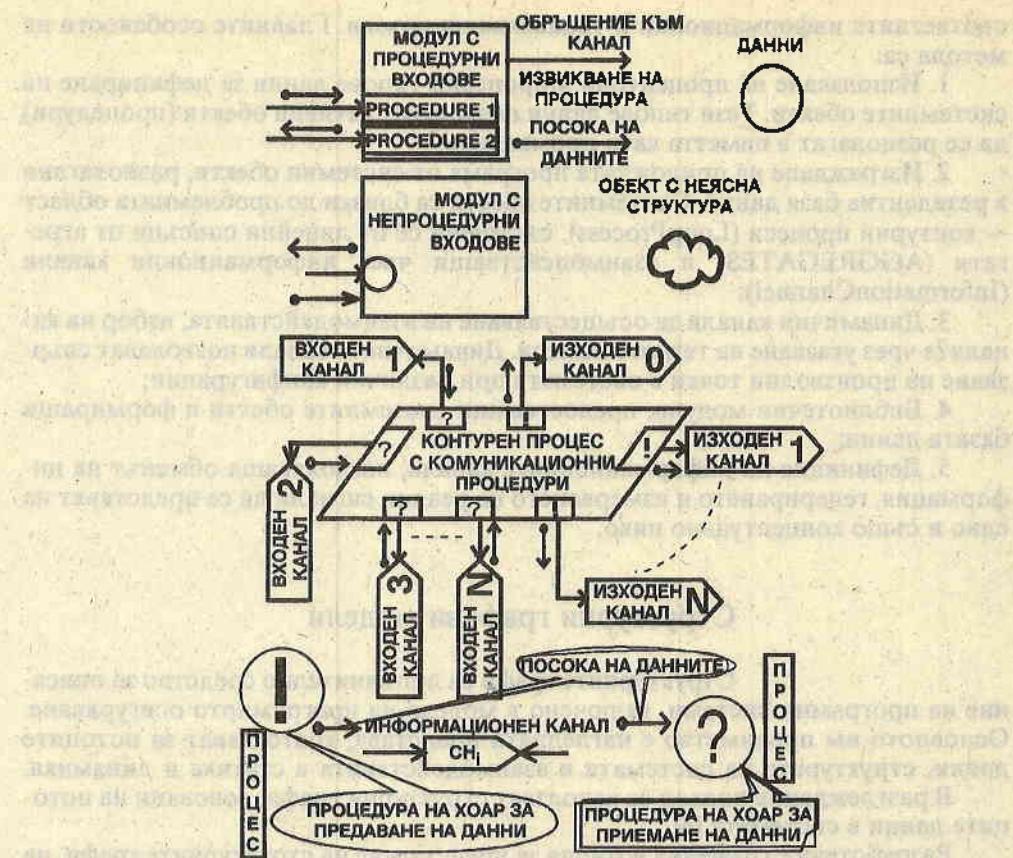
Изводи

Предложен е цялостен подход за проектиране и изследване на компютърни системи за управление на летателни апарати, основан на формални модели на програмното осигуряване (модели на Хоар), конструктивни спецификации и структурни графи и реализиран чрез методите за реконфигурация, контрол и верификация.

Моделът на ПО описва обобщено функционирането на системата, използвайки строга математична теория – теорията на взаимодействащите последователни процеси ѝ позволява спецификация, реализация, верификация и анализ на системата.

Подходът може да се прилага както към изграждане на базовото програмно осигуряване на КСУ и СПНМ, така и на приложни системи.

Разработен е нов тип модел на програмното осигуряване – процесно-агрегатен, отличаващ се с висока ефективност и степен на структурно съответствие с моделираните обекти и модел на взаимодействията, отговарящ на особеностите на КСУ на ЛА и СПНМ.



Фиг. 7. Част от графичната нотация за представяне на структурни модели на ПО

Този метод за структурно моделиране би могъл да се използва не само за описание на ПО. Чрез него биха могли да се опишат и процесите в една аналогова система. Това е един нов начин за описание на обекти и системи, при който се обръща повече внимание на структурата и функциите на моделирания обект и на взаимодействието на отделните процеси и подсистеми.

Използването на обектно-ориентирано структурно проектиране (изграждане на ПО от системни обекти) заедно с блоково-модулния подход позволява опростено реализиране на произволни структури на КСУ и СПНМ.

Методът за контрол и диагностика на КСУ, базиращ се на имитационно моделиране на движението на ЛА и идентификация на коефициентите на разложение на преходните функции в ред на функциите на Уолш, позволява откриване на внезапни откази и бавно изменящи се, прогресивни отклонения в реално време.

Методът за реализация на конфигурацията се основава на процесни и процедурни типове данни, динамични канали и набор системни обекти. Той дава възможност за изграждане на приложни системи чрез програмна генерация. Диалоговият подход за програмна генерация на приложни системи е принципно нов за КСУ на ЛА и СПНМ и позволява реализация на широка гама моде-

ли. Важно предимство на метода е възможността за специфициране на програмното осигуряване на многомашинни КСУ и СПНМ.

Методите за контрол и верификация позволяват създаване на системи с висока надеждност чрез предварително доказване на коректността на ПО и наблюдение на системата в реално време. Предназначени са за работа с блоково-модулни системи с предварително зададен набор от структури. Методът за контрол чрез протоколи на Хоар е принципна новост в компютърните системи за управление.

Главното достойнство на предлагания подход е неговата цялостност и възможността за постигане на определена степен на увереност в работоспособността на системата преди полетните изпитания.

Л и т е р а т у р а

1. Gerhart, S. L. Applications of Formal Methods : Developing Virtuoso Software. — IEEE Software, 1990, No 9, p. 56.
2. Camilleri, A. J. The Specification and Verified Decomposition of System Requirements Using CSP. — IEEE Transactions on SOFTWARE ENGINEERING, 16, 1990, No 9, p. 62.
3. Heerige, K. B., C. J. Miller, W. B. Samson. Retrospective Software Specification. — Information and Software Technology, 31, 1989, No 6, p. 42.
4. Bühr, R. J. A. System Design with Ada. Ottawa, PRENTICE-HALL, INC., 1984.
5. Hoare, C. A. R. Communicating Sequential Processes. London, PRENTICE-HALL International, UK, LTD, 1985.
6. Абрамчук, Е. Ф., А. А. Вавилов, С. В. Емельянова и др. Технология системного моделирования. М., Машиностроение; Берлин, Техник, 1988.
7. Васильев, В. И., Ю. М. Гусев, А. И. Иванов. Автоматический контроль и диагностика систем управления силовыми установками летательных аппаратов. М., Машиностроение, 1989.
8. Новоселов, А. С. и др. Системы адаптивного управления летательными аппаратами. М., Машиностроение, 1987.
9. Wirt, N. Programming in MODULA-2. Berlin, Springer-Verlag, 1985.
10. Myers, A. F., M. R. Earls, L. A. Callizo. HiMAT Onboard Flight Computer System Architecture and Qualification. — Journal of Guidance, Control and Dynamics, 6, 1983, No 4, 231-238.
11. Буров, В. Н. Адаптивные прогнозирующие системы управления полетом. М., Наука, 1987.
12. Шалыгин, А. С., Ю. И. Плагин. Прикладные методы статистического моделирования. Л., Машиностроение, 1986.
13. Designing an RPV : Lockheed Aquila. — Aerospace America, 23, 1985, No 3, 86-89.

Постъпила на 17.I.1995 г.

An approach for the flying vehicle computer control systems design and study, based on the Hoare's models

Peter Getzov, Plamen Christov, Plamen Angelov

(Summary)

The paper is an introduction to a series of papers. It concerns the particularities and problems of the unpiloted flying vehicles computer control systems design and study. A general view of the developed approach is considered.

which includes: an object-oriented structural design; a half-physical modelling on all stages of the study; software models (Hoare's models) and formal methods; the program systems verification method; the system working capacity control method, based on the Hoare's trace model; the system configuration define method, and especially the real-time identification method, based on the Walsh's functions; the system configuration implementation method; the real-time modeling methods; the half-physical experiments validation methods.

The main advantage of the approach is its completeness and the possibility to study the system working capacity before flying experiments.

The methods and models are described briefly in this paper. The further detailed description will be an object of other papers.

Метод за изграждане на автономна синхронизация с прогнозиране на случаини флукутации на закъснението в космически радиолинии за връзка и управление

Антонио Андонов, Зоя Хубенова*

ВВТУ „Т. Каблешков“, София

* Институт за космически изследвания, БАН

За редица съвременни системи за предаване на информация, такива като системите за космическа радиовръзка и системите за връзка с подвижни обекти, са характерни единни изисквания, предявявани към използванието на сигнали. Ако ги сравним с традиционните фазо- и честотно-манипулирани сигнали, то те трябва да осигуряват повишена честотна ефективност в нелинейни канали за връзка, да имат близка енергийна ефективност и същевременно да дават възможност за пристъп и икономична апаратурна реализация на устройствата за формиране и обработка на сигналите. Най-перспективни по отношение на посочените изисквания се оказват сигналите с разширен спектър, наричани още сложни, широколентови, шумоподобни сигнали. Обаче при тяхното използване значително нарастват изискванията по отношение на точността на синхронизация. По отношение на системите за връзка проблемът за синхронизация се състои в съвместяването по време на периодични процеси, описващи работата на предавателя и приемника на системата. Дори точното познаване на времето за начало на работа на предавателя и идеалната стабилизация на еталоните на време не решават напълно проблема за синхронизация. Това е валидно особено за системите на подвижната радиовръзка, където вследствие на промяната на разстоянието между подвижните обекти възниква неопределеност в закъснението на приеманите сигнали. Независимо от това редица автори [1, 2] изискват съображения, че най-вероятно в перспективните широколентови системи за установяване и поддържане на синхронизация ще бъде използвано съчетание на метода за автономна синхронизация във връзка с възникването на високостабилни еталони на честоти, предназначени за подвижни обекти, и методи за прогнозиране на разстоянието между предавателя и

приемника с помощта на допълнителни средства, включващи ЕИМ и даващи възможност да се получи достатъчно точна информация с оглед компенсация на закъснението.

Съществуват редица трудове, посветени на анализа на системи със закъснение. Значителен брой работи са посветени на оценката на моментите на приемане на сигнали в условията на априорна неопределеност относно тяхното закъснение. Разработени са голям брой различни алгоритми, позволяващи да се определят ефективните (или близки до тях) оценки на закъснението за широк клас сигнали и смущения. В тези работи се предполага, че априорното разпределение на закъснението е известно. Известните алгоритми и схеми на квазиоптимални приемници са работоспособни при бавни флуктуации на времевите параметри на сигнала. По отношение на приемането на единични сигнали в условията на пълна априорна неопределеност относно момента на закъснение във фиксиран интервал един от най-силните резултати е получен в работите на А. П. Тихонов [3]. По отношение на приемането на последователности от сигнали в теоретичен план не е решена задачата за разпознаване на сигнала при бързи флуктуации на закъснението. Задачата за приемане на сложни сигнали на фона на комплексни смущения е разгледана в достъпната техническа литература само при предположение, че е зададено априорното разпределение на закона, определящ времезакъснението. При априорна неопределеност тази задача не е решена в смисъл на синтеза както на оптимални методи на приемане, така и на близки до тях асимптотично оптимални методи.

Най-общият подход към задачата на синтез на оптимални алгоритми за приемане се основава на марковската теория на нелинейна филтрация. В настоящата работа на базата на условните марковски процеси е предложен подход за решаване на предложения проблем.

С оглед компенсирането на закъснението $\tau(t)$ в средата на разпространение на сигнала $S(t)$ същият би трябвало да се изльчи с изпреварване във времето $x(t)$, т. е. да бъде във вида

$$S_x(t) = S[t + x(t)].$$

При наличие на закъснение $\tau(t)$ полезната сигнал на входа на приемника се описва с израза

$$(1) \quad S_x[t - \tau(t)] = S\{t - \tau(t) + x[t - \tau(t)]\}.$$

Проблемът, чието решение е цел на настоящото изследване, е да се определи стойността на $x(t)$, при която се осигурява минимална средноквадратична стойност на отместването $\varepsilon(t)$, във времето на приемане на сигнала на входа на приемника при наличие на случайното закъснение $\tau(t)$, т. е.

$$(2) \quad \varepsilon(t) = \tau(t) - x[t - \tau(t)].$$

За определянето на $x(t)$ може да се използва цялата текуща информация за случайното закъснение, което се съдържа в реализираното трептене $n(t)$ за интервала $[0, t]$ на входа на приемника, при което това трептене е сума от полезната сигнал и шума.

$$(3) \quad r(t) = S_x[t - \tau(t)] + n(t).$$

Сигналът, изльчен от предавателя в произволен момент на времето t_0 , постъпва на входа на приемника в канал със случайно закъснение в момент на време t_1 , така че е изпълнено очевидното равенство

$$(4) \quad t_0 = t_1 - \tau(t_1)$$

Поставеният проблем може да се сведе до това, че въз основа на наблюдаването на реализацията $r(t)$ до момента на изгъчване на сигнала $r_0^{t_0} = \{r(t), 0 \leq t \leq t_0\}$ да се определи изпрашването $x(t)$, което осигурява минимална средноквадратична стойност на отместването $\epsilon(t_1)$ на сигнала, приеман в момента на време t_1 .

Както е известно, оптималната средноквадратична оценка съвпада с условното математическо очакване, т. е.

$$(5) \quad x(t_0) = M\{\tau(t_1) | r_0^{t_0}\} = \int_{-\infty}^{\infty} \tau(t) P_i(\tau | t_0) dt;$$

$$P_i(\tau | t_0) = P\{\tau(t_1) | r_0^{t_0}\}.$$

За да се избегне разглеждането на процеса в случайни моменти на време то, е целесъобразно въвеждането на процеса

$$(6) \quad \tau_1(t_0) \hat{=} \tau(t_1)$$

От (4) следва, че

$$(7) \quad \tau_1(t_0) = \tau[t_0 + \tau(t_1)] = \tau[t_0 + \tau_1(t_0)].$$

Тогава за пълността на вероятностите $P_i(\tau | t)$ може да се каже, че е текущата апостериорна пълност на вероятностите на процеса $\tau_1(t)$: $P_i(\tau | t) = P\{\tau(t_1) | r_0^{t_0}\} = P\{\tau_1(t_0) | r_0^{t_0}\}$. По своя физически смисъл величината $\tau_1(t)$ е закъснението на сигнала, излъчен в момента t_0 .

От формула (7) може да се получи уравнение, определящо връзката между $P_i(\tau, t)$ и $P(\tau, l | t) = P\{\tau(t+l) | r_0^{t_0}\}$, т. е. с апостериорната вероятностна пълност на случайното закъснение в определен момент на времето $t(t+l)$. Ако l се разглежда като случайна величина с вероятностна пълност $P(l)$, а $\tau(t+l)$ като функция на тази величина, то въз основа на (6) е изпълнено:

$$(8) \quad P\{\tau_1(t) = \tau | r_0^{t_0}\} = \int_{-\infty}^{\infty} P\{\tau(t+l) = \tau | r_0^{t_0}\} P(l) dl.$$

От равенство (7) следва, че $l = \tau_1(t)$, т. е.:

$$P(l) = P\{\tau_1(t) = l | r_0^{t_0}\} = P_i\{l | t\}.$$

По такъв начин може да се получи отношение, определящо еднородно интегрално уравнение на Фредхолм от втори род, позволяващо да се определи $P_i(\tau | t)$ при зададена пълност на вероятностите $P(\tau; l | t)$

$$(9) \quad P_i(\tau | t) = \int_{-\infty}^{\infty} P(\tau; l | t) P_i(l | t) dl.$$

Уравнение (9) свързва вероятностните характеристики на процеса $\tau_1(t)$ с характеристиките на процеса $\tau(t)$. Алгоритъмът за изчисляване на $P(\tau; l | t)$ следва от резултатите на теорията на оптималната нелинейна филтрация. Случайното закъснение може да приема неотрицателни стойности, т. е. $\tau_1(t) \geq 0$.

$P_1(\tau|t)=0$ за $\tau < 0$. Затова в (9) се използва само $P(\tau; l|t)$ за $\tau \geq 0$, т. е. само екстраполираната плътност на вероятностите. Практически винаги може да се приеме $\tau(t)$ за компонента на някакъв марковски процес $\lambda(t)=\{\tau(t), \beta(t)\}$, като τ се отдели в явен вид.

Ако $S(t)$ е синхросигнал, излъчван от управляващата станция, и закъснението е единственият случаен параметър на сигнала $S_x(t)$, то задаването на τ напълно определя сигнала

$$(9) \quad S_x[t - \tau(t)] = S\{t - \tau(t) + x[t - \tau(t)]\}$$

във формула (1), тъй като реализацията $r_0^{t-\tau(t)}$ се получава въз основа на предишни наблюдения и следователно е известна.

Следователно, определянето на апостериорната плътност на вероятностите $P(\tau; l|t)$ въз основа на наблюдението r^{t_0} е решима задача от марковската теория за оптимална линейна филтрация. Плътността на вероятностите може да се определи от уравнението

$$(10) \quad \frac{\partial P(\lambda; l|t)}{\partial t} = L\{P(\lambda; l|t)\},$$

където $L(\cdot)$ е априорният оператор на Фокер–Планк–Колмогоров [3]. Началното условие в това уравнение се определя с израза

$$P(\lambda, v=0|t) = P(t, \lambda),$$

където $P(t, \lambda) = P\{\lambda(t)|r^{t_0}\}$ е текущата апостериорна плътност на вероятностите на процеса $\lambda(t)$ при наблюдението r^{t_0} , която се определя от уравнението за филтрация на Стратонович [3]. В разглеждания случай то има вида

$$(11) \quad \frac{\partial P(t, \lambda)}{\partial t} = L\{P(t, \lambda)\} + [F_x(t, \tau) - F_x(t)] P(t, \lambda),$$

където

$$F_x(t, \tau) = \frac{2}{N_0} \left\{ r(t) S_x(t - \tau) - \frac{1}{2} S_x^2(t - \tau) \right\}$$

и

$$F_x(t) = \int F_x(t, \tau) P(t, \lambda) d\lambda.$$

С оглед опростяването на уравненията (10) и (11) и формиране на екстраполираната апостериорна вероятностна плътност $P(t, l|t)$ може да се използва известният метод за гаусово приближение.

Системата уравнения за текуща оценка на $\lambda^*(t)$ и ковариационната матрица на грешките на филтрация h , които определят апостериорната вероятностна плътност в гаусова апроксимация се получават директно от уравнение (11) и са във вида

$$(12) \quad \frac{\partial \lambda_i}{\partial t} = K_i(\lambda^*, t) + h_{ii} \frac{\partial F_x}{\partial \tau}(t, \tau^*), \quad i = \overline{1, m};$$

$$(13) \quad \frac{\partial \lambda_{ij}}{\partial t} = \sum_{j=1}^m \left[\frac{\partial K_i(\tau^*, t)}{\partial \lambda_j} h_{jj} \frac{\partial K_j(\lambda^*, t)}{\partial \lambda_j} h_{ij} \right]$$

$$+N_{\beta}(\lambda', t) + h_n \frac{\partial^2 F_x(t, \tau)}{\partial \tau} h_{\beta}, \quad \beta = \overline{1, m}.$$

Екстраполираната в момента $t+l$ оценка на вектора на параметрите $\lambda(l|t)$ и ковариационната матрица на грешките на екстраполираната оценка $h(l|t)$ в общ случай се определят от уравненията за гаусова апроксимация, съответстващи на (10).

Определянето на закъснението $\tau_1^*(t)$ може да се извърши въз основа на формули (5) и (9), откъдето

$$(14) \quad x(l) = \tau_1^*(t) = \int m(l|t) P_i(l|t) dl,$$

където експерименталната апостериорна оценка на случайното времезакъснение е

$$m(l|t) = M\left\{ \tau(t+l) | r^{t_0} \right\} = \int_0^\infty \tau P(\tau; l|t) d\tau.$$

Ако се разложи $m(l|t)$ в степенен ред в точката $\tau_1^*(t)$ и се вземе предвид само член от първи ред, се получава

$$(15) \quad \tau_1^*(t) = m(\tau_1^*(t)|t).$$

Грешката от оценката $\varepsilon_1(t) = \tau_1(t) - \tau_1^*(t)$ е възможно да се характеризира с апостериорната дисперсия

$$(16) \quad \sigma^2(t) = \int [\tau - \tau_1^*(t)]^2 P_i(\tau|t) d\tau,$$

която, като се вземе предвид (8), може да се представи във вида

$$(17) \quad \sigma^2(t) = \int [\sigma^2(l|t) + m^2(l|t)] P_i(l|t) dl - [\tau_1^*(t)]^2,$$

откъдето

$$(18) \quad \begin{aligned} \sigma^2(l|t) &= M\left\{ [\tau(t+l) - m(l|t)^2] | r^{t_0} \right\} \\ &= \int [\tau - m(l|t)]^2 P[\tau, l|t] d\tau \end{aligned}$$

е екстраполираната в момента на времето $t+l$ апостериорна дисперсия на случайното закъснение $\tau(t+l)$. Получаването на $\tau_1^*(t)$ може да се опрости, като се разложи $m(l|t)$ в степенен ред не в точката $\tau_1^*(t)$, а в точката $\tau^*(t)$. Ако се вземе предвид само с член от първи ред, се получава

$$(19) \quad \tau_1^*(t) = \frac{m(\tau^*(t)|t) - \partial m(\tau^*(t)/\partial t \tau^*(t))}{1 - \partial m(\tau^*(t)/\partial t)}.$$

Трудностите, възникващи при реализацията на разгледаните уравнения в реално време, могат да се избегнат, ако се използва един от най-разпространените модели на случайно закъснение, когато $\lambda(t)$ е гаусов процес. В този случай коефициентът на предаване линейно зависи от λ , т. е.

$$K_i(t, \lambda) = \sum_{\mu=1}^m A_{i\mu} \lambda_\mu; N_{ij} = \text{const}$$

$A_{i\mu}$ са елементите на матрица от типа $m \times m$.

Тогава за използваната във формула (19) производна е изпълнено

$$(20) \quad \frac{\partial m(l|t)}{\partial t} = \sum_{j=1}^m \frac{\partial Q_{ij}(l)}{\partial t} \lambda_j(t) = \sum_{j=1, \mu=1}^m A_{i\mu} Q_{\mu j}(l) \lambda_j(t),$$

където Q_{ij} е преходната матрица за уравнение (12), получавана по стандартна методика [3].

Екстраполираната в момента $t+l$ оценка на случайното закъснение $m(l|t)$ се получава от равенството

$$(21) \quad m(l|t) = \sum_{j=1}^m Q_{ij}(l) \lambda_j(t).$$

От формула (19) и формули (20) и (21) се получава

$$(22) \quad x(t) = \tau^*(t) = \frac{\sum_{j=1}^m \left[Q_{ij}(\tau^*) - \tau^*(t) \sum_{\mu=1}^m A_{i\mu} Q_{\mu j}(\tau^*(t)) \right] \lambda_j^*}{1 - \sum_{j=1, \mu=1}^m A_{i\mu} Q_{\mu j}(\tau^*) \lambda_j^*(t)}.$$

Полученият математически израз представлява квазиоптимален алгоритъм за филтрация на гаусов процес при наличие на случайно закъснение.

Структурната схема на оптималното устройство за синхронизация, което използва приведения алгоритъм трябва да включва регулируем предавател, специализирано изчислително устройство, изчисляващо оценката $\tau^*(t)$ на закъснението на излъчения сигнал в съответствие с формула (22), и формирател на оценката на отместяване $\varepsilon^*(t)$, в който от оценката $\tau^*(t)$ да се изведи запомнената стойност на изпреварването $x(t-\tau^*)$ на приемания сигнал в предполагаемия момент на неговото излъчване $t-\tau^*$. Формирането на $x[t-\tau^*(t)]$ може да се реализира чрез многоизводна закъснителна линия, на входа на която се подава $x(t)$, а на всеки извод съответства определена стойност на $\tau^*(t)$. Трябва да се отбележи, че при ограничена скорост на взаимно движение между приемника и предавателя (включително при връзка между самолети на ВВС), обикновено $x(t)$ е по-бавно изменяща се функция на времето в сравнение със сигнала $S(t)$, т. е. в интервалите от време, през които се излъчват синхропараметрите, $x(t)$ и $S(t)$ се отличават с почти постоянно изместване, което се поддържа в пределите на дължината на честотния елемент на сигнала.

Л и т е р а т у р а

- Андонов, А. В. Оптимизиране на структурата на шумоподобни сигнали с оглед минимизиране на времето за начална синхронизация в системи със скокообразно изменение на работната честота. – В: Сб. научни трудове на ВВТУ „Т. Каблешков“ 1992.

2. Ziemer, R. F., R. L. Peterson. Digital Communications and Spread Spectrum Systems. New York, NY: Macmillan, 1985.
 3. Тихонов, В. И., Н. А. Миронов. Марковские процессы. М.: Радио и связь. 1982.

Постъпила на 23. III. 1994 г.

A method for creation of an autonomous synchronization with forecasting of random fluctuations of the delay of cosmic radiolinks for communication and management

Antonio Andonov, Zoya Houbenova

(Summary)

On the basis of Markov-theory of optimal non-linear filtration a problem is set and being researched for the estimation and maintenance of autonomous synchronization in the system for radiocommunication among remote moving objects.

A solution has been found on the basis of which an algorithm has been developed for forecasting and compensation of random fluctuations of the delay of Cosmic Radiolinks for communication and management.

Извеждане на малки изследователски спътници по многостепенна схема от самолет носител

Димитър Йорданов

Институт за космически изследвания, БАН

Въведение и същност на идеята

На Втория международен астронавтически конгрес в Лондон през 1951 г. Британското междупланетно общество представя концепция за малките спътници, която по-късно в основните си идеи е приложена в американската космическа програма чрез спътниците от типа на „Ескплорър“ и „Авантград“.

Днес в условията на комерсиализация на космическите изследвания и на прага на космическата индустриализация тази идея има съвременно звучене, особено за страни без ракетнокосмически потенциал и намиращи се в зависимост от държави с монополно положение в космонавтиката.

Досега спътници и мини-лаборатории с маса 50–200 kg са използвани за технологични експерименти [1], като извеждането им е осъществявано чрез стандартни ракети носители. В редица случаи експериментите с продължителност 5–7 min са провеждани и на части от балистична траектория. Такъв тип космически обекти, а понякога и значително по-големи, освен с ракети, може да бъдат извеждани в орбита и чрез система от самолет носител и ускорителни степени за достигане на необходимата за орбитален полет скорост. Този способ като идея не е нещо ново. Сравнителни оценки на различни схеми и изследване на техните възможности са извършени от редица автори [2, 3]. В тях въпросите са разгледани в техния „проектиран варант“ и на сравнение са подложени главно общата стартова маса и разпределението ѝ.

В частност доказано е [3], че извеждането на космически обекти на базова орбита чрез стартиране от самолет носител е оптимално по маса на полезния товар, ако първата ускорителна степен (от общо две) стартира от носителя на хиперзвукови скорости. Създаването на хиперзвуков носител е все още в идеен етап и самият проект е рисков.

В настоящата разработка се предлага нюанс на такава транспортна аерокосмическа система, която се реализира от намиращи се в експлоатация воен-

ни и граждански самолети и две или три ускорителни степени за космическия обект, които представляват външно фиксиран модул, под или над тялото на самолета носител. Модулът стаптира от самолета на дозвуков режим и първата степен ускорява масите след нея (втора, трета степен и космически обект) до хиперзвукова скорост, оптимална за всяка конкретна схема.

След отделянето на първата степен останалите ускорителни степени извеждат обекта на базова орбита. За разлика от варианта с хипотетичен хиперзвуков носител [3], в този тип транспортна система е фиксиран режимът на стартриране на космическия модул – дозвуков, съответстващ на числа $M=0,85\pm 0,9$, което е до възможностите на всички свръхзвукови самолети от военната авиация. Такъв режим в редица случаи е реализуем и от тежки дозвукови транспортни и пътнически самолети, при които основното преимущество е значително по-големите маси на космическите обекти, които могат да бъдат извеждани в орбита по такава схема, включително пилотирани миникосмически совалки.

Особеност на прилаганата идея за транспортна система е, че общата стартова маса е лимитирана, а габаритите на окочената външна система от ускорители и космически обект следва да се вписват в предварително приети за всеки конкретен самолет размери, гарантиращи приемливо изменение на летателните характеристики в сравнение с базовия самолет. Това въвежда допълнителни условия в задачата и решаването ѝ най-результатно става чрез метода на последователните приближения, реализиран на ЕИМ. По такава методика за решение е възможно да се анализират преимуществата и недостатъците на конкретно подбран вариант, включващ сериен самолет носител, ускорителни степени с различни типове ракетни двигатели и космически обект с определена маса и габарити.

Успешните изпитания на противосъпротивни оръжия през 1985 г. с американския изтребител F-15 свидетелстват за възможности на самолетите, които заслужават компетентен анализ за използването им като звено в перспективни аерокосмически транспортни системи и за мирни изследователски цели.

Формулировка на задачата и особености на решението

Максималната маса на космическия обект, която може да бъде изведена в орбита от самолет носител чрез няколко ускорителни степени е критерий, по който е възможно да се извърши оценка за пригодността на конкретен самолет за използване като елемент от аерокосмическа транспортна система. Този показател зависи освен от възможностите на носителя, но и от състава на схемата, типа на двигателите и използваните горива на ускорителните степени, режимите на полета, при които се извършва разделение на елементите от многостепенната схема. За принципиален анализ на различни схеми задачата може да бъде формулирана като:

1. Определяне на максималната маса на космическия обект, която може да бъде изведена в базова орбита с предварително зададени параметри и конкретен самолет носител.
2. Определяне на оптималните режими на разделение на отделните елементи от многостепенната схема.
3. Избор на вариант, съобразен с габаритните ограничения на самолета носител.

В проектирането на многостепенни схеми за извеждане на космически обекти от хипотетичен самолет носител се използват зависимости за разчет на масата [3], които са изведени на базата на класическата формула на Циолковски. Те представляват връзка между най-важните масови, конструктивни и енергетични характеристики на системата, по които може да се направи обосновано заключение за реалността на всеки проект. Масата на „ i “ елемент от схемата в предлагания способ се определя по следната формула:

$$(1) \quad m_i = \left(\frac{\bar{m}_{RF}}{\bar{m}_{RF} - 1 + \frac{1}{e^{\frac{\Delta V_i + \Delta V_{L_i}}{J}}}} - 1 \right) m_{ci},$$

където m_i е маса на „ i “ ускорител, kg; m_{ci} — натоварване на „ i “ степен, kg; J — специфичен импулс на двигателя, m/s; ΔV_i — диапазон от скорост, който следва да бъде реализиран от ускорителя, m/s; ΔV_{L_i} — загуба на скорост от аеродинамично съпротивление и земно притегляне, m/s; \bar{m}_{RF} — относителна маса на потребното гориво в ракетната ускорителна степен.

Във формулите нивото на технологията е заложено чрез значенията на относителната маса на необходимото гориво \bar{m}_{RF} за всяка степен и специфичния импулс на ракетните двигатели J . Тези две характеристики днес са достигнали стойности, които позволяват да се създават относително леки и ефективни ускорителни системи, които по габарити и маса да са по възможностите на съвременните самолети за транспортиране като външно окачен товар до някаква гарантирана скорост, от която да стартират и ускорят космическия обект до параметри на устойчива околоземна орбита. Тези величини се задават като начинни условия. Изменението им за определен тип двигатели и горива варира в известни граници. Стойности на \bar{m}_{RF} от порядъка на 0,8—0,96 вече са достигнати.

От гледна точка на носителят най-изгоден режим е дозвуковият, при който не е необходимо значително доработване, а аеродинамичното съпротивление, породено от външно окаченния товар, е преодолимо с наличните двигатели на носителя и с приемливо количество гориво.

Броят на ускорителните степени определя диапазона от скорост ΔV_i , който е третата величина, обвързана с \bar{m}_{RF} и J във формула (1). Загубите от скорост ΔV_{L_i} за всяка степен се определят като функция от скоростта, при която се включват двигателите на степента и се отделят предшестващите я степени. На базата на данни от [3] загубите от скорост за тристепенна ускорителна система се апроксимират от зависимостите:

$$(2) \quad \begin{aligned} \Delta V_{L_3} &= 1800 e^{-\left(\frac{V_{st_3}}{1800}\right)}, \\ \Delta V_{L_2} &= 1800 e^{-\left(\frac{V_{st_2}}{1800}\right)} - \Delta V_{L_3}, \\ \Delta V_{L_1} &= 1800 e^{-\left(\frac{V_{st_1}}{1800}\right)} - \Delta V_{L_3} - \Delta V_{L_2}, \end{aligned}$$

където V_{sl} е скорост, от която се включват двигателите на „ i “ степен и се отделят отработилите предшестващи елементи от схемата.

Сумата от загубите на скорост за всички ускорители и носителя не превишават обикновено 22–25% от първа космическа скорост.

Реалността на подбора на начални данни (\bar{m}_{RF} , J , ΔV_i) при моделно изследване се проверява по условието

$$(3) \quad \bar{m}_{RF} - 1 + \frac{1}{e^{\frac{\Delta V_i + \Delta V_{L_i}}{J}}} > 0$$

Неизпълнението на това условие показва, че с подбраните данни за специфичен импулс J и относителна маса \bar{m}_{RF} на ракетното гориво не може да се реализира планираният диапазон от скорост ΔV_i чрез ускорителя.

От друга страна, самолетът носител налага свои ограничения. За да се осъществи излитане и ускоряване на самолета носител до скоростта на стартиране на космическата система, е нужно общата маса да бъде в рамките на максималната за даден тип самолет, което е възможно ако космическият модул като маса се вмести в ограниченията за сметка на намаляване на горивото и натоварването (комерческо или военно), което е способен да носи самолетът по основното си предназначение. При такава постановка, задачата за разчет на масите може да се счита за решена, ако бъде изпълнено условието

$$(4) \quad m_0 - m_e - m_p - m_{RZ} - m_{PF} \geq \sum m_i - m_{sat},$$

където m_e е маса на празния самолет; m_0 — максимална излетна маса на самолета; m_p — маса на екипажа; m_{RZ} — резерв от маса (5% от излетната маса на носителя); $\sum m_i$ — сумарна маса на ускорителните степени; m_{sat} — маса на космическия обект; m_{PF} — маса на горивото, потребно за излитане, ускоряване, маневриране и завръщане на носителя след изпълнение на задачата.

В редица случаи освен ограничения по маса се налагат и габаритни ограничения за ускорителите.

За конкретната постановка на задачата максималната маса на космическия обект, която може да бъде изведена в орбита, зависи от разпределението на скоростния диапазон от старта на модула ($M=0,9$) до първа космическа скорост между отделните ускорителни елементи на схемата. Скоростният диапазон на първата ускорителна степен влияе най-силно върху общата маса на космическия модул. Поради това е необходимо да се определят оптималните режими за прекратяване работата на първата ускорителна степен и нейното отделяне от относителните елементи на космическия модул. Чрез нея космическият модул след отделяне от носителя преодолява трансзвуковия диапазон, характеризиращ се с максимално натоварване на системата. По време на работа на първия ускорител са и най-големите загуби от скорост по формула (2). Ако ускорителите са три, последните два ускорителя е целесъобразно да си поделят по равно останалия диапазон от скорости. По този начин се опростява оптимизацията без съществен ущърб за максималната маса на космическия обект. Ако се наложи допълнително ограничение поради габаритни съображения, то вариантът става най-изгоден при оптималния режим на отделяне на първата ускорителна степен.

За самолета носител масата на горивото m_{PF} се определя по данните за конкретния самолет чрез инженерно-щурмански разчет. Възможно е да се използват и зависимости за относителната маса на потребното гориво за ускоряване на самолета носител до скорост на стартиране на първия ускорител [3]

$$(5) \quad \bar{m}_{PF_1} = \frac{\left(H_{st_1} + V_{st_1}^2/2g\right)C_{p_{st_1}}}{1300V_{st_1}} \frac{\bar{P}_0 K_{st_1}}{\bar{P}_0 K_{st_1} - 1},$$

където \bar{P}_0 е тяговъръженост на носителя при излитане; H_{st_1} , V_{st_1} — височина, m и скорост на старта, m/s на първия ускорител; $C_{p_{st_1}}$ — специфичен разход на гориво на двигателите на носителя при режим на старта на първия ускорител (дозвуков режим $M=0,85-0,9$ за предлагания способ); K_{st_1} — аеродинамично качество на самолета носител с външно окачени под тялото или качени над тялото ракетни ускорителни степени и космически обект (за дозвукови режими обикновено качеството при такава компоновка не надвишава 6—8 за повечето серийни самолети). При известна излетна маса на самолета носител m_0 и маса на празния самолет с помощта на изчисленото в (5) значение на относителната маса на горивото \bar{m}_{PF_1} може приблизително да бъде определена масата на горивото m_{PF} за носителя

$$m_{PF} \approx \bar{m}_{PF_1} m_0 + 0,075(m_e + \bar{m}_{PF_1} m_0)$$

Резервът от маса m_{R2} по условие (4) е за доработки или гориво, а също така и за евентуални допълнителни ускорители към самолета носител (за излитане или достигане на гарантирана скорост за пускане на първата ускорителна степен).

Целесъобразният ред за разчет е:

1. Определяне на оптималното число M за включване на втората ускорителна степен и отделяне на първата отработила степен за всеки отделен вариант. То съответства на скорости от хиперзвуковия диапазон. При такъв вариант абсолютната маса на космическия обект е максимална в рамките на възможностите на носителя.

2. Разчет на масите на ускорителните степени и горивото за самолета носител при зададена маса на космическия обект, стартиране на космически модул на числа $M=0,9$ от носителя и работа на първата ускорителна степен до оптималния хиперзвуков режим. Задаваната маса на космическия обект трябва да бъде по-малка или най-много равна на максималната, определена в т. 1 за всеки вариант. Обикновено задаването на по-малки маси е свързано с габаритни съображения.

Резултати и изводи

Предлаганият метод за анализ е приложен за определяне възможностите на свръхзвуковия стратегически разузнавач SR-71. Височината на орбитата е 200 km, стартирането на космическия модул от носителя става на 20 km при число M на полета — 0,9. Оптималното число M на полета, при което става отделяне на първата отработила степен, зависи от използванието горива за ракетните двигатели, от броя на степените и тяхната комбинация. Самолетът SR-71 има принципиални разчетни възможности да изведе на орбита следните полезни маси:

1. При тристепенна ускорителна система на космическия модул, с течно-ракетни двигатели, работещи на водород и кислород, притежаващи достигнатите към момента специфични импулси на теглителната сила $J=4500$ m/s, ма-

сата на спътника може да достигне 1075 kg. Прието е за всички разчети, че масата на ракетното гориво е 80% от общата маса на всяка степен ($\bar{m}_{RF} = 0,8$). Този показател за нивото на технологията, материалите и съвършенството на конструкцията е достигнат през 60-те години. Оптималното число M на полета, при което се определя първата степен, е $M=7$.

2. При двустепенна схема и същите показатели за технологично ниво оптималното число M на полета, при което се отделя първата степен, е $M=11,5$, а максималната маса на спътника е 770 kg.

3. При използване на ракетни двигатели с твърдо гориво за тристепенна схема максималният полезен товар, който може да бъде изведен в орбита от SR-71, е 65 kg. Оптималното число M на полета, при което се отделя първата отработила степен, е $M=7$.

4. При тристепенна схема, в която първата степен работи на твърдо гориво, а останалите на течно (водород—кислород), оптималното число M за отделяне на първата степен е $M=4,5$, а максималният полезен товар, извеждан в орбита, е 661 kg.

От приведените разчетни данни е ясно, че от всякаква гледна точка (включително и екологична) най-перспективни са модули с течноракетни двигатели, работещи на водород и кислород. Съществен сдържащ фактор при тях засега са значителните трудности, свързани със съхранението, зареждането, топлинната изолация на резервоарите за гориво и окислител. Габаритите, поради ниската плътност на течния водород, също не са благоприятни от аеродинамична гледна точка. Например размерите на космически модул за спътник с маса 1075 kg са съизмерими с тялото на самолета. В практиката на транспортните операции с елементи на космическа техника са известни и случаи с габаритни товари, значително превишаващи размерите на самолетното тяло, но тяхната мисия е била само транспортна. Ако се възприемат идеите на концепцията на малките спътници, то е целесъобразно да се ограничи тяхната маса до 200 kg. При такива условия масата и размерите на космическите модули с течноракетни двигатели са напълно приемливи за осъществяване на старт от самолет носител. Например модул за 100 kg спътник по тристепенна схема е с размерите на гондолата на двигател за самолет SR-71 и е най-целесъобразно той да бъде поставен между двета вертикални стабилизатора над тялото на SR-71.

Разчетите показват, че чрез оптимизирани космически модули с двигатели, работещи на течен водород и течен кислород и високи стойности на специфичния импулс, могат да бъдат извеждани малки спътници дори с по-леки самолети от SR-71 (излетна маса 63,5 t).

Габаритите на космически модул, съставен от два ускорителя и космически обект с маса 20–50 kg, при такива условия са сходни с габаритите на очаквани разервоари или ракети „въздух–повърхност“ и ускоряването им до високи дозвукови скорости не представлява проблем за носителя.

Разработването на такива системи има двойно приложение — за мирни и военни цели. Вместо малък спътник, самолетите с излетна маса над 30 t обикновено могат да бъдат и носители на противоракетни и противоспътникови системи.

Технологични предимства на схемата

Проектирането на космически модул за стаприране от самолет носител на високи дозвукови скорости ($M=0,9$) има това предимство,

че създава относителна независимост на модула от носителя. Това е така защото оптималните режими за прекратяване на работата на първата ускорителна степен и нейното отделяне се определят само от параметрите на ускорителните степени с ракетни двигатели. При оптимални режими общата маса на ускорителните степени е минимална и затова този режим се приема за проектиран по отношение на космическия модул.

Единственото условие, което обвързва носителя и космическия модул, е условието общата маса на космическия модул да не превишава възможната за всеки самолет външно окачена маса, която той ускорява до $M=0,9$. Тази маса за всеки самолет носител предварително може да бъде определена като разлика между максималната излетна маса и сумата от: масата на празния самолет, екипажа, предвидения резерв (до 5% от излетната маса) и потребното за случая гориво (15–20 % от излетната маса на носителя).

Относителната независимост се състои в това, че към носителя могат да бъдат подбрани подходящи космически модули, които въобще могат да бъдат стандартизириани, примерно за космически обекти с маса 25, 50, 75 kg.

Второ технологично предимство е, че веднъж създаден космическият модул да стартира от носителя на дозвукови скорости ($M=0,9$), той може да стартира и на свръхзвукови, ако размерите му не създават аеродинамични проблеми на носителя и той може да достигне свръхзвуковите скорости при приемливи натоварвания за самия него. По този начин може с един и същ космически модул да бъдат извеждани и спътници с малко по-големи маси или да се влияе на параметрите на орбитата им.

Л и т е р а т у р а

1. Г е т л а н д, К. Космическая техника. М., Мир, 1986.
2. М а р т и н, Дж., Дж. Н а ф з л, Р. Т е р р и ц и а н и. Двигательные установки ракет-носителей повышенной готовности к взлому. — Аэрокосмическая техника, 1987, № 6.
3. Б а д я г и н, А. А., С. М. Е г е р, В. Ф. М и ш и н, Ф. И. С к л я с к и й, Н. А. Ф о м и н. Проектирование самолетов. М., Машиностроение, 1972.

Постъпила на 12. I. 1995 г.

Bringing to orbit of small research satellites by the multistage scheme from an airplane-carrier

Dimitar Iordanov

(Summary)

Modern airplanes and level of rocket technics make it possible to bring to base around-the-earth orbit research satellites of mass which is up to the requirements of the "small satellites" notion, according to the British Interplanetary Society concept, suggested at the Second International Astronaut Congress in London, 1951. The subject of the present paper is estimation of the potentialities of the airplane carrier — acceleration stages system. By using the classical method of multistage space transport systems calculation and introduction of airplane-imposed restrictions, the problem can be solved by the successive iterations method. By the

developed iterative mathematical model, the potentialities of schemes of different types of airplanes and acceleration stages have been studied. In the paper, the chief factors have been evaluated and conclusions have been drawn about the most adequate versions and regimes of implementation of the idea through airplanes in batch production.

This sort of technology has a number of advantages over the classical rocket start, especially when referring to small satellites. Modern austronautics which is getting more and more commercialized, demands the development of such non-conventional schemes of space transport systems, which should find their own niche among the rest. Their chief economic advantage lies in their independence on start complexes as well as on countries-monopolists in austronautics.

Изследване на формирането на псевдометеоритен поток от частици

Виктор Баранов, Христо Христов,
Красимир Бояджиев**, Станчо Петков***

Тулски държавен университет, Тула, Русия

** Поделение 42660 – Министерство на отбраната, София*

*** „Базовски машиностроителни заводи”, Сопот*

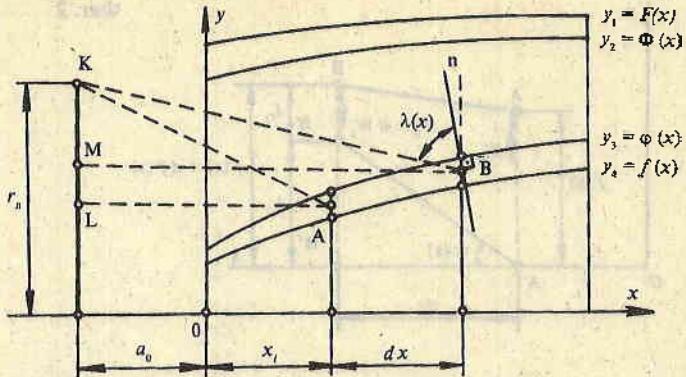
Определена опасност за космическите апарати през времето на полета им представляват метеоритни частици с различна скорост и големина, предизвикващи ерозия и местни разрушения на конструкцията и обшивката на апарата.

Метеоритите (метеорите) се делят на два класа: метеоритни потоци и единични метеорити [1]. Докато орбитите и параметрите на движение на някои от тях са известни и позволяват прогнозиране, срещата с други е случаена и по тази причина опасна за елементите и функционирането на космическия апарат. Диапазонът на скоростите на движение на метеоритните тела е в рамките на 11–73 km/s, техните маси се движат в границите на $10^{-11} – 10^2$ g [1, 2]. Датчици, поставени на космически апарати, са регистрирали удари на тела с маса $10^{-7} – 10^{-11}$ g [2].

По състав метеоритните тела са каменни и железни. Пътността на каменните метеорити е $0,5 – 3$ g/cm³, на железните – $0,5 – 7,8$ g/cm³. Числото на метеоритните тела в поток се увеличава с намаляването на тяхната маса m – примерно обратно пропорционално на m^2 [1].

Лабораторната проверка на жизнеспособността на елементите на космическия апарат е възложена чрез обстрелване с единични или с поток от псевдометеоритни частици. Този процес може теоретично да се опише и експериментално да се възпроизведе при формирането на кумулативна струя. Възможността за целенасочено формиране на компактни кумулативни елементи, имитиращи единични метеоритни частици, е разгледана в [3, 4]. Определен интерес представлява теоретичното описание на формирането на поток от псевдометеоритни частици със зададени скоростни характеристики на началото и края на потока. В лабораторни условия такова движение може да се имитира

Фиг. 1



от разкъсваща се високоградиентна кумулативна струя. Целенасоченото изследване на формирането и развитието на високоградиентния псевдопоток изисква наличието на зависимост между градиента на скоростите на отделните му частици в периода на тяхното образуване и геометрията на кумулативния заряд, който го формира. За получаване на такава зависимост е удобно да се използва моделът на Орленко, на базата на хидродинамичната теория на кумулацията [5].

Формирането на високоградиентна кумулативна струя от кумулативен заряд предполага използването на леща в заряда, изкривяваща фронта на детонационната вълна и променяща ъгъла на подхода ѝ към кумулативната облицовка. Използването на високовъглеродни стомани и керамика за материал на облицовката отговаря на изискването за определената плътност на частиците от псевдометеоритния поток — $0,5\text{--}7,8 \text{ g/cm}^3$.

За изследване на формирането на високоградиентен псевдометеоритен поток от частици е удобно да се използва схемата на кумулативен заряд, показвана на фиг. 1.

Геометричните характеристики на кумулативния заряд са описани чрез образуващите на повърхностите на корпуса на заряда, на кумулативната облицовка, съответно функциите: $y_1 = F(x)$, $y_2 = \Phi(x)$, $y_3 = \phi(x)$, $y_4 = f(x)$ и радиуса на лещата r_n . При зададени механични и термодинамични характеристики на съставните елементи на кумулативния заряд, както и изискването за непрекъснатост на функциите и техните производни в разглеждания участък от заряда $0-H$, по схемата могат да се направят следните разсъждения.

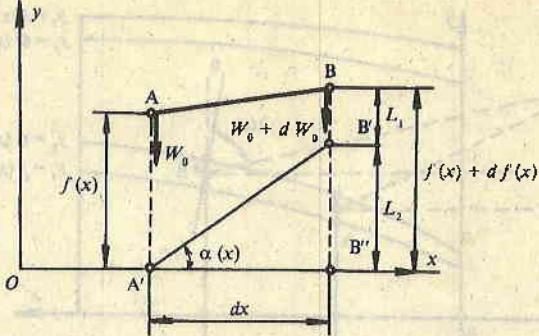
Детонационната вълна, разпространяваща се по масата от взривното вещество на кумулативния заряд и изкривяваща се от лещата във време $t=0$, достига върха на кумулативната облицовка и във време $t>0$ се разпространява към основата на облицовката със скорост D и изкривяване на посоката, описана на фиг. 1 с отсечките KA, KB.

Разглежда се елементарна част от кумулативния заряд с дължина dx , затворена между две плоскости, перпендикулярни на оста на симетрия на заряда — фиг. 2. Преминавайки през точка A и радиално деформирайки кумулативната облицовка, детонационната вълна достига до точка B. За това време $dt = dx/D$ точка A извършва движение

$$(1) \quad dy = W_0(x)dt = W_0(x) \frac{dx}{D}$$

и се намира от оста Ox на разстояние

Фиг. 2



$$(2) R = f(x) - df = f(x) - W_0(x) \frac{dx}{D}.$$

Приема се, че скоростта не зависи от времето и се явява функция само на координатата x . Тогава разстоянието R точка А ще измине за време T

$$(3) T = \frac{R}{W_0(x)} = \frac{1}{W_0(x)} \left[f(x) - W_0(x) \frac{dx}{D} \right].$$

За това време точка В се премества към оста Ox със скорост $W_0(x) + dW_0(x)$, изминавайки път

$$(4) L_1 = T [W_0(x) + dW_0(x)] = \left[f(x) - W_0(x) \frac{dx}{D} \right] \frac{W_0(x) + dW_0(x)}{W_0(x)},$$

и се намира на разстояние L_2 от оста Ox

$$(5) L_2 = [f(x) + df(x)] - L_1.$$

Следователно за тъгъла на схлопване α на елемента dx може да се запише

$$(6) \operatorname{tg} \alpha(x) = \frac{L_2}{dx} = \frac{f(x) + df(x) - \frac{1}{W_0(x)} \left[f(x) - W_0(x) \frac{dx}{D} \right] [W_0(x) + dW_0(x)]}{dx}.$$

След преобразувания последното уравнение добива следния вид:

$$(7) \operatorname{tg} \alpha(x) = \frac{df(x)}{dx} - \frac{f(x)}{W_0(x)} \frac{dW_0(x)}{dx} + \frac{W_0(x)}{D},$$

в което скоростта на радиална деформация на елементарната част от кумулативната облицовка $W_0(x)$ е свързана със скоростта на образуващата се елементарна част от кумулативната струя със съотношението

$$(8) W_0(x) = W_1(x) \operatorname{tg} \frac{\alpha(x)}{2} = \frac{K_1 D}{2} \sqrt{\frac{\beta(x)}{2 + \beta(x)}} [1 - a_1 \sin \lambda(x)],$$

където K_1 е коефициент на сходимост; a_1 — коефициент на взаимодействие: детонационна вълна — облицовка;

$$(9) \quad \beta(x) = \frac{m(x)}{2M(x)} \left(1 + \frac{M_H(x) - M(x)}{M_H(x) + M(x) + m(x)} \right),$$

$\lambda(x)$ — ъгъл на подхода на детонационната вълна към образуващата външната повърхност на кумулативната облицовка:

$$(10) \quad \lambda(x) = \frac{\pi}{2} - \arctg \frac{d\phi(x)}{dx} - \arctg \left(\frac{r_{\pi} - \phi(x)}{a_0 + x} \right).$$

Тогава изразът за определяне на ъгъла на склонване приема вида

$$(11) \quad \begin{aligned} \operatorname{tg} \alpha(x) &= \frac{df(x)}{dx} - \frac{f(x)}{W_1 \operatorname{tg} \frac{\alpha(x)}{2}} \left[\frac{dW_1(x)}{dx} \operatorname{tg} \frac{\alpha(x)}{2} + W_1(x) \frac{d(\operatorname{tg} \frac{\alpha(x)}{2})}{dx} \right] \\ &\quad + \frac{W_1(x) \left(\operatorname{tg} \frac{\alpha(x)}{2} \right)}{D}. \end{aligned}$$

Полагаме

$$(12) \quad \varepsilon(x) = \frac{D}{2W_1(x) \sqrt{2 + \beta(x)}} \quad \text{и} \quad \eta(x) = 1 - a_1 \sin \lambda(x)$$

и отчитайки, че $a_1 < 0,248$, изразяваме тангенса на ъгъла и тангенса на половината на ъгъла на склонване чрез формула (8). Тогава изразът (11) може да се запише в следния вид:

$$(13) \quad \begin{aligned} \frac{2\varepsilon(x)\eta(x)}{1 - \varepsilon^2(x)\eta^2(x)} &= \frac{df(x)}{dx} - \frac{f(x)}{\varepsilon(x)W_1(x)\eta(x)} \\ &\times \left[\frac{dW_1(x)}{dx} \varepsilon(x)\eta(x) + W_1(x) \frac{d(\varepsilon(x)\eta(x))}{dx} \right] + \frac{W_1(x)}{D} \varepsilon(x)\eta(x), \end{aligned}$$

където

$$(14) \quad \begin{aligned} \frac{d(\varepsilon(x)\eta(x))}{dx} &\left(W_1(x), \beta(x), \lambda(x) \right) = \frac{\partial(\varepsilon\eta)}{\partial W_1(x)} \frac{dW_1(x)}{dx} \\ &+ \frac{\partial(\varepsilon\eta)}{\partial \beta(x)} \frac{d\beta(x)}{dx} + \frac{\partial(\varepsilon\eta)}{\partial \lambda(x)} \frac{d\lambda(x)}{dx}. \end{aligned}$$

За опростяване на израза (14) полагаме

$$(15) \quad E(x) = \frac{1}{\beta(x)(2 + \beta(x))},$$

$$S(x) = (a_0 + x)^2 + (r_n - \varphi(x))^2 = kB^2$$

и записваме формула (14) в следния вид:

$$(16) \quad \begin{aligned} \frac{d(\varepsilon(x)\eta(x))}{dx} &= \varepsilon(x)\eta(x)E(x)\frac{d\varphi(x)}{dx} - \frac{\varepsilon(x)\eta(x)dW_1(x)}{W_1(x)} \\ &+ \frac{\varepsilon(x)a_1(r_n - \varphi(x))}{\sqrt{S(x)}\sqrt{1+\left(\frac{d\varphi(x)}{dx}\right)^2}}\frac{d\varphi^2(x)}{dx^2} - \frac{\varepsilon(x)a_1(r_n - \varphi(x))(a_0 + x)^2}{S(x)\sqrt{S(x)}\sqrt{1+\left(\frac{d\varphi(x)}{dx}\right)^2}} \\ &\times \frac{d\varphi(x)}{dx} + \frac{\varepsilon(x)a_1(a_0 + x)}{\sqrt{S(x)}\sqrt{1+\left(\frac{d\varphi(x)}{dx}\right)^2}}\frac{d\varphi^2(x)}{dx^2}\frac{d\varphi(x)}{dx} \\ &- \frac{\varepsilon(x)a_1(a_0 + x)^3}{S(x)\sqrt{S(x)}\sqrt{1+\left(\frac{d\varphi(x)}{dx}\right)^2}}\left(\frac{d\varphi(x)}{dx}\right)^2. \end{aligned}$$

Функцията на активната маса на взривното вещества се изразява по следния начин [3]:

$$(17) \quad \begin{aligned} \frac{d\Phi(x)}{dx} &= A(x)a(x)\frac{dF(x)}{dx} + (A(x)d(x) + C(x)c(x))\frac{d\Phi(x)}{dx} \\ &+ (B(x)b(x) + C(x)g(x))\frac{d\varphi(x)}{dx} + B(x)e(x)\frac{df(x)}{dx}, \end{aligned}$$

където $A(x)$, $B(x)$, $C(x)$, $a(x)$, $b(x)$, $c(x)$, $d(x)$, $e(x)$, $g(x)$ са сложни функции, които не съдържат производни от функциите, описващи геометрията на кумулативния заряд. Поставяме уравнение (16) и (17) в (13) и след известна обработка се получава следното уравнение:

$$(18) \quad \begin{aligned} &[f(x)E(x)B(x)e(x) - 1]\frac{df(x)}{dx} + \frac{f(x)}{\eta(x)}\{[\eta(x)E(x) \\ &\times (B(x)b(x) + C(x)g(x)) + \frac{a_1(r_n - \varphi(x))(a_0 + x)^2}{S(x)\sqrt{S(x)}\sqrt{1+\left(\frac{d\varphi(x)}{dx}\right)^2}}\frac{d\varphi(x)}{dx}] \end{aligned}$$

$$+ \frac{a_1(a_0+x)^3}{S(x)\sqrt{S(x)}\sqrt{1+\left(\frac{d\phi(x)}{dx}\right)^2}} \left(\frac{d\phi(x)}{dx} \right)^2 - \frac{\varepsilon(x)a_1(r_n - \phi(x))}{\sqrt{S(x)}\sqrt{1+\left(\frac{d\phi(x)}{dx}\right)^2}^3}$$

$$\times \frac{d\phi^2(x)}{dx^2} - \frac{a_1(a_0+x)}{\sqrt{S(x)}\sqrt{1+\left(\frac{d\phi(x)}{dx}\right)^2}^3} \frac{d\phi^2(x)}{dx^2} \frac{d\phi(x)}{dx} \}$$

$$+ f(x)E(x)[A(x)d(x) + C(x)c(x)] \frac{d\Phi(x)}{dx} + f(x)E(x)A(x)a(x)$$

$$\times \frac{dF(x)}{dx} - \frac{W_1(x)}{D} \varepsilon(x) \eta(x) + \frac{2\varepsilon(x)\eta(x)}{1-\varepsilon^2(x)\eta^2(x)} = 0.$$

Уравнението и неговото решение се усложняват от наличието на втора производна от функцията, описваща външната повърхност на кумулативната облицовка. Поради често срещания случай в практиката на конична кумулативна облицовка, което е технологично изгодно, е удобно зануляването на втората производна. За високоскоростни струи $\sqrt{1+\left(\frac{d\phi(x)}{dx}\right)^2} \approx 1$. Тогава след обработка се получава

$$(19) \quad [f(x)E(x)B(x)e(x) - 1] \frac{dy(x)}{dx} + \frac{f(x)}{\eta(x)} \left\{ [\eta(x)E(x) \right. \\ \times (B(x)b(x) + C(x)g(x))] + \frac{a_1(r_n - \phi(x))(a_0 + x)^2}{S(x)\sqrt{S(x)}} \frac{d\phi(x)}{dx} \\ \left. + \frac{a_1(a_0 + x)^3}{S(x)\sqrt{S(x)}} \left(\frac{d\phi(x)}{dx} \right)^2 \right\} + f(x)E(x)[A(x)d(x) + C(x)c(x)] \frac{d\Phi(x)}{dx} \\ + f(x)E(x)A(x)a(x) \frac{dF(x)}{dx} - \frac{W_1(x)}{D} \varepsilon(x) \eta(x) + \frac{2\varepsilon(x)\eta(x)}{1-\varepsilon^2(x)\eta^2(x)} = 0.$$

Уравнение (19) е деференциално уравнение от първи ред и изразява връзката между скоростта на кумулативната струя и геометричните характеристики на кумулативния заряд, от който тя се формира, а именно: образуващите на външната и вътрешната повърхност на корпуса на кумулативния заряд и на външната и вътрешната повърхност на кумулативната облицовка. При известни начинни условия и ограничения уравнението е изходно за решаване на задачата на Коши за коментирания случай.

Решавайки уравнение (19), относно скоростта се получава изходно уравнение за определяне на градиента на скоростта

$$(20) \quad D\left(\xi(x) - \frac{\eta(x)}{2} \sqrt{\frac{\beta(x)}{2 + \beta(x)}}\right) W_1^2(x) + \eta(x) D^2 \sqrt{\frac{\beta(x)}{2 + \beta(x)}} W_1(x)$$

$$+ \frac{\eta^2(x) D^3}{8} \frac{\beta(x)}{2 + \beta(x)} \left(\eta(x) \sqrt{\frac{\beta(x)}{2 + \beta(x)}} - \xi(x) \right) = 0,$$

където $\xi(x)$ е функция на геометрията на заряда, невключваща скоростта като параметър.

Задаването на висок градиент (гранични за еластичните свойства на материала на облицовката) на кумулативната струя по цялата ѝ дължина или само на определени участъци, при решаването на задачата в един от петте варианта — относна градиента, позволява целенасочено накъсване на струята на елементарни частици с различни скорости и маси. Последното в резултат формира поток от псевдометеоритни частици с известни начални условия на движение на частиците от потока.

Решението на уравнението в другите четири варианта — относно образуващите на геометричните повърхности, позволява изследване на влиянието на геометрията на заряда и градиента на формирания от него поток от псевдометеоритни частици и действието им върху елементи от космическите апарати в лабораторни условия.

Л и т е р а т у р а

1. Инженерный спавочник по космической технике. (Под ред. А. В. Солодова.) М., ВИ Министерство обороны СССР, 1977, с. 430.
2. Большая советская энциклопедия. (Под ред. А. М. Прохорова.) Т. 16. М., Советская энциклопедия, 1974, с. 616.
3. Христов, Х. И. Обоснование возможности повышения эффективности кумулятивных элементов для кассетных боеприпасов путем формирования безградиентной струи. Диссертация за получаване на научна степен „Кандидат на техническите науки“, Тульский государственный университет, Тула, 1993. 146 с.
4. Баранов, В., Христов, С. Петков, К. Бояджиев. Разработване на кумулативни заряди за изследване на псевдометеоритни частици. — Аерокосмически изследвания в България, 1994, № 11, 97–102.
5. Физика взрыва (Под ред. К. П. Станюковича.) М., Наука, 1975, с. 704.

Постъпила на 1. XII. 1994 г.

A study on the formation of a stream of pseudometeorite particles

*Victor Baranov, Christo Christov,
Krasimir Boyadjiev, Stancho Petkov*

(Summary)

There is a definite danger for the spacecrafts during their operation in space from meteorite particles of various dimensions. These particles cause erosion and local damages in the spacecraft construction and covering. The laboratory test of the spacecraft components viability is possible by means of fire with a stream of pseudometeorite particles. This stream can be defined theoretically and replayed experimentally at the formation of a splitting high-gradient cumulative jet.

For the study on the process of formation of a stream of pseudometeorite particles, based on the Olenko model, there has been obtained an equation, linking the gradiencey of the jet and the geometric parameters of the cumulative charge which forms it. The equation is a basis for solving the task of Koshi for the above described case. The solution enables the design of cumulative charges, forming a stream of pseudometeorite particles and the study on their influence over the spacecrafts components.

Вариационная задача оптимизации формы головной части планетного пенетратора

Виктор Баанов, Игорь Лопа,
Звезделин Чивиков*, Христо Христов**

Тульский государственный технический университет, Россия

* „Дунарит“ ЕООД, Болгария

** Подразделение 42660 – МО, Болгария

Эффективное выполнение научных программ исследования планетного грунта, как и качество полученных результатов, существенно зависят от эксплуатационных параметров используемых планетных пенетраторов, в частности от их проникающих возможностей [1].

Известно [2], что сопротивление грунта прониканию в него жесткого элемента зависит от четырех независимых факторов: скорости движения пенетратора; площади его миделева сечения; механических свойств среды, в которую происходит проникание и формы образующей головной части пенетратора. Ниже анализируется влияние последнего фактора. Решение проводится в рамках известной гипотезы о пренебрежимой малости касательной составляющей удельной силы сопротивления грунта на головной части (силы трения Кулона) по сравнению с ее нормальной компонентой. В данном случае элементарная

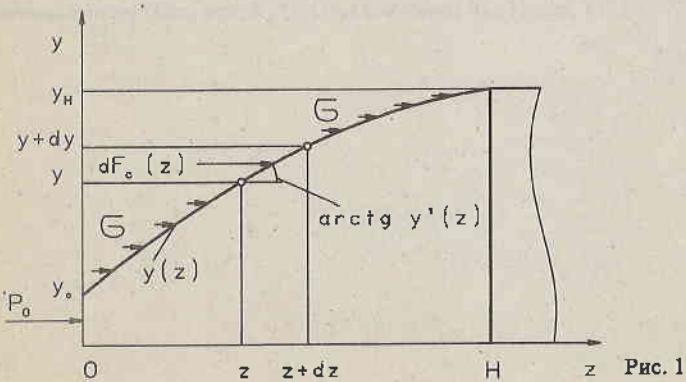


Рис. 1

сила сопротивления грунта, действующая на кольцевой элемент головной части длиной dz (рис. 1) определяется так:

$$(1) \quad dF_c(z) = (A + BV^n) \lambda(z) dS_M(z),$$

где A, B, n — коэффициенты, зависящие от статических и динамических механических характеристик грунта (их структура раскрывается, например, при использовании двучленного закона сопротивления Майевского — Забудского);

$dS_M(z) = 2\pi y(z) dy(z)$ — площадь миделева сечения выделенного элемента;

$$(2) \quad \lambda(z) = \sin^2(\operatorname{arctg} y'(z)) = \frac{y'^2(z)}{1+y'^2(z)}$$
 — коэффициент формы выделенного эле-

мента головной части (заметим, что при $y'(z)=\infty \lambda(z)=1$, поэтому физический смысл $\lambda(z)$ — отношение силы лобового сопротивления грунта прониканию в него выделенного элемента к силе сопротивления плоского кольцевого элемента с той же площадью миделева сечения);

$y = y(z)$ — уравнение образующей головной части идентора:

$$y(z) > 0; y'(z) \geq 0; y(0) = y_0; y(H) = y_H; z \in [0; H]$$

H — высота головной части.

С учетом (1), (2) суммарная сила сопротивления определяется так:

$$(3) \quad F_c = (A + BV^n) \left[\frac{y_0^2}{y_H^2} + \frac{2}{y_H^2} \int_{y_0}^{y_H} \frac{y'^2 y}{1+y'^2} dy \right] \pi y_H^2.$$

Заметим, что при прочих неизменных условиях суммарная сила сопротивления F_c зависит от параметра y_0 — радиуса притупления головной части в ее вершине, и вида функции $y=y(z)$. Очевидно, потребовав выполнения условия $y_0=\text{const}$, придем к имеющей логический смысл вариационной задаче: среди множества функций $y=y(z)$, обладающих перечисленными выше свойствами, отыскать функцию, минимизирующую интегральный коэффициент формы головной части, что эквивалентно в рамках принятых гипотез минимизации суммарной силы сопротивления прониканию идентора в преграду. Формально это требование сводится к отысканию экстремума функционала, являющегося составной частью (3):

$$(4) \quad J = \int_{y_0}^{y_H} \frac{y'^2 y}{1+y'^2} dy = \int_0^H \frac{y'^3 y}{1+y'^2} dz.$$

Известно [3], что искомая функция $y=y(z)$ является решением краевой задачи с жестко закрепленными концами для обыкновенного дифференциального уравнения Эйлера — Лагранжа вида

$$(5) \quad F'_y - F''_{yy} - F'''_{yyy} \frac{dy}{dz} - F''_{yy'} \frac{d^2 y}{dz^2} = 0,$$

$$y(0) = y_0; y(H) = y_H,$$

где $F(z, y, y') = \frac{y'^3 y}{1+y'^2}$ — подынтегральная функция (4).

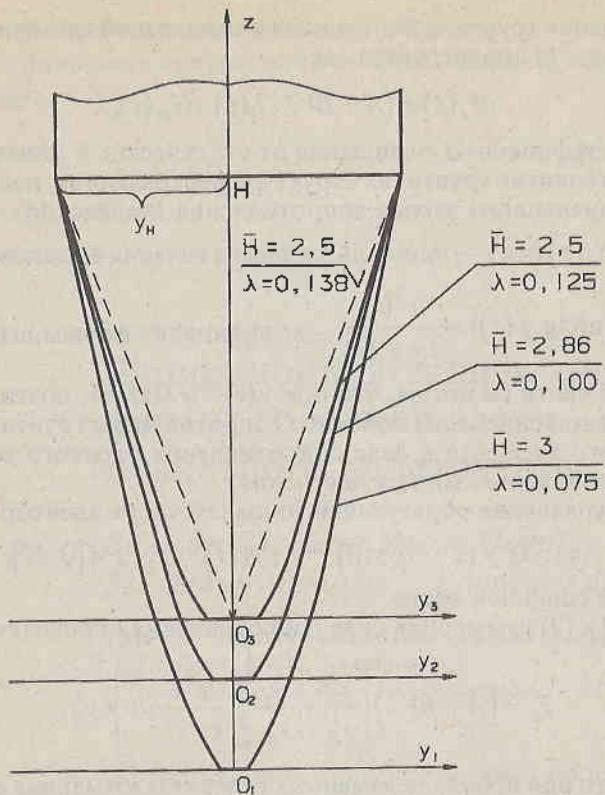


Рис. 2

Для реальных конструкций с $H \geq 2.5y_H$ получено приближенное решение (5), которое в относительных переменных записывается так:

$$(6) \quad \bar{y} = \left[\left(1 - \bar{y}_0^{\frac{2}{3}} \right) \bar{z} + \bar{y}_0^{\frac{4}{3}} \right]^{\frac{3}{4}},$$

где $\bar{y} = y/y_H$; $\bar{y}_0 = y_0/y_H$; $\bar{z} = z/H$.

Снятие ограничения $H \geq 2.5y_H$ приводит к недопустимому возрастанию погрешности аппроксимации решения (5) функцией (6), и в этом случае решение задачи (5) следует проводить численно, например, методом стрельбы [4].

Полученное таким образом решение (5) позволяет отыскать условный минимум (3), так как при проведении решения выше было наложено жесткое ограничение $y_0 = \text{const}$. Снятие последнего с учетом (6) позволяет отыскать безусловный минимум (3), для чего естественно теперь воспользоваться условием

$$\frac{dF_c(y_0)}{dy_0} = 0,$$

которое в рассматриваемом случае имеет вид:

$$y_0 + \frac{d}{dy_0} \left[\int_{y_0}^{y_H} \frac{y'^2 y}{1+y'^2} dy \right] = 0,$$

или, с учётом (6) в принятых обозначениях:

$$(7) \quad \bar{y}_0 = \frac{8}{81\sqrt{3}} \bar{H}^3 \sqrt{\left(\sqrt{1 + \frac{279}{32} \bar{H}^{-4}} - 1 \right)^3},$$

где $\bar{H} = H / y_H$.

Таким образом, получено аналитическое представление (6), (7), позволяющее строить оптимальный профиль образующей головной части идеятора на стадии его проектирования.

Интересным и характерным обстоятельством является то, что оптимальная форма головной части не зависит от абсолютных размеров, а зависит только от её удлинения.

На рис. 2 представлены оптимальные формы головных частей проникающих конструкций при различных \bar{H} . Видно, что они существенно отличаются от остроконечных, причем соответствующие коэффициенты силы лобового сопротивления прониканию на 8–9% меньше. Следует отметить, что образующая головной части, хотя и близка к конусу, является выпуклой, причем при одинаковых y_0 при уменьшении высоты головной части H выпуклость возрастает.

Таким образом, предложено интегральное уравнение для определения коэффициента силы лобового сопротивления прониканию головной части произвольной формы. Разработаны критерии его минимизации и получены формулы для отыскания оптимальных значений радиуса притупления и уравнения образующей головных частей проникающих конструкций.

Л и т е р а т у р а

1. Мардиросян, Г., В. Фремд. Трехкомпонентный пенетраторный акселерометр для исследования Марса. — Аэрокосмически исследования в България, 1991, № 8, 39–46.
2. Сагомонян, А., Проникание. М., МГУ, 1974.
3. Зельдович, Я., А. Мышкин. Элементы прикладной математики. М., Наука, 1972.
4. Мак-Кракен, Д., У. Дорн. Численные методы и программирование на ФОРТРАН. М., Мир, 1977.

Поступила 6. II. 1995 г.

Variational problem for optimization
the shape of the front surface of a planet penetrator

*Victor Baranov, Igor Lopa,
Zwezdelin Chiwikov, Christo Christov*

(Summary)

A variational problem is formulated, regarding the optimization the shape of the shaping surface of the frontal of a planet penetrator, penetrating into rocks.

The optimization parameter is the coefficient of the fore-part shape. Numeric results are shown and discussed.

It is shown that it is possible to reduce the penetrating resistance in comparison with a cone up to 10 percent.

Дискусии

Кръгов поток от газови йони в магнитно поле

Милчо Вацов

Национален център по хигиена, София

1. Въведение

Известни са два процеса, при които се осъществява насочен пренос на електрически заредени частици чрез действие на магнитно поле.

Първо, ако една частица с електрически заряд q се движи в нехомогенно магнитно поле, то частицата осъществява дрейф [1] по посока на единичен вектор

$$(1) \quad \mathbf{n}_1 = \frac{q}{|q|} \frac{\mathbf{B} \times \text{grad } \mathbf{B}}{|\mathbf{B}| |\text{grad } \mathbf{B}|},$$

когато нейната напречна скорост, v_{\perp} , е различна от нула. По дефиниция напречната компонента v_{\perp} на пълната скорост на частицата е нормална на вектора на магнитна индукция \mathbf{B} в точката на взаимодействие.

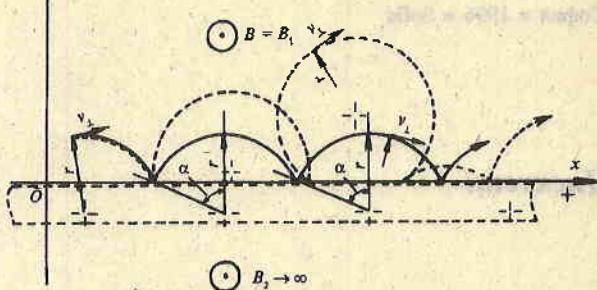
При този преносен процес не се извършва работа.

Второ, ако една електрически заредена частица взаимодейства с постоянно хомогенно и взаимно перпендикулярен електрическо и магнитно поле ($\mathbf{E} \perp \mathbf{B}$), то тя осъществява насочен дрейф по посока на единичен вектор

$$(2) \quad \mathbf{n}_2 = \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{|\mathbf{E}| |\mathbf{B}|}.$$

Както и при първия преносен процес, така и при този магнитното поле отново не извършва работа, а количеството работа, което се извършва от потенциалното електрическо поле за всеки цикъл на трахоядально движение, е нула. Следователно средното количество работа, което се извършва в преносния процес, клони към нула.

Фиг. 1



Практически за поддържане и на двата преносни процеса не се извършва работа. Единственият механизъм, чрез който заредените частици губят от кинетична си енергия, е този на електромагнитно излъчване.

Електромагнитната радиация, която води до затихване на топлинното движение на заредените частици, е описана в [2] като дисипативен процес.

Но тогава твърдението, че двата преносни процеса са недисипативни с точност до количеството на дисипативните загуби, т. е. с точност до количеството на излъчваната електромагнитна енергия, е вярно.

С горното основание ще определим и двата преносни процеса като условно недисипативни, а в следващия текст и в същия смисъл ще използваме понятие — „недисипативни“ процеси.

Сега кратко и опростено ще обсъдим първия от двата преносни процеса за частния случай, когато както градиентът на магнитното поле, така и диапазонът на изменение на полето са безкрайно големи.

Без да доказваме, ще посочим, че дрейфовата скорост v_d , с която заредените частици се движат по посока на вектор $n_i(1)$, ще бъде гранично голяма, когато:

- заредената частица при своето движение в хомогенно и крайно магнитно поле ($B = B_1$) достига до зона на стъпална магнитна нехомогенност ($\text{grad } B \rightarrow \infty$);

- в зоната на стъпална магнитна нехомогенност, големината на магнитната индукция се изменя от крайна стойност ($B = B_1$) до безкрайно голяма стойност ($B \rightarrow \infty$).

За илюстрация на фиг. 1 е показано едно напречно сечение на колинеарно и напречно-некомогенно магнитно поле. Магнитната нехомогенност е стъпална и тя представлява плоска повърхност, чиято проекция в равнината на чертежа съвпада с оста Ox . В горната полуравнина магнитната индукция е постоянна величина с крайна стойност ($B = B_1$), а в долната полуравнина тя е безкрайно голяма величина ($B_2 \rightarrow \infty$). С пътна линия е показана траекторията на една положително заредена частица, която се движи в плоскостта на чертежа с постоянна напречна скорост v_{\perp} и ощеествява взаимодействие със стъпалния и гранично голям магнитен преход.

Ако пренебрегнем загубите на кинетична енергия от електромагнитно излъчване, то насоченото преместване на частицата по посока на n_i , ще се извърши с постоянна дрейфова скорост

$$(3) \quad v_d(\alpha) = \frac{2r \sin \alpha}{2\alpha} = \omega r \frac{\sin \alpha}{\alpha} = v_{\perp} \frac{\sin \alpha}{\alpha} = v_d(\alpha)_{v_{\perp}},$$

където $r = \frac{mv_{\perp}}{qB}$ е ларморов радиус за частица с маса m [1]; α е половината на фазовия път, който частицата изминава в зоната с крайно магнитно поле (фиг. 1); $\omega = \frac{qB}{m}$ е ларморовска честота [1]; $v_d(\alpha)_{v_{\perp}}$ е неявна параметрична функция с аргумент α .

Опростеното действие на стъпалния граничен магнитен преход върху ускорени и електрически заредени частици (фиг. 1) може да бъде сведено до действието на идеален огледален механичен отражател в хомогенно магнитно поле.

Тази функционална идентичност ни насочва към подмяна на магнитно-магнитната структура на стъпалния граничен магнитен преход (тя е технически неосъществима) с магнитно-механична структура. Нека магнитно-механичната структура да е изградена от крайно по стойност постоянно и хомогенно магнитно поле (B_1) и массивен механичен отражател от немагнитен идеален диелектрик. При това неговата отражателна повърхност трябва да бъде ориентирана успоредно на вектор B .

На фиг. 1 е показана и една плоска магнитно-диелектрична структура (МД-структурата). С прекъсвана линия на чертежа е показано едно нормално сечение на плосък механичен отражател, чиято отражателна повърхност съдържа оста Ox и е ориентирана успоредно на вектор B .

Тук ще се абстрагираме от сложността и многообразието на възможните взаимодействия на заредените частици с повърхността на диелектричния отражател и временно ще приемем, че ударното взаимодействие между заредените частици и повърхността има характер на еластично и дифузно отражение (разсейване) в плоскостта на падане.

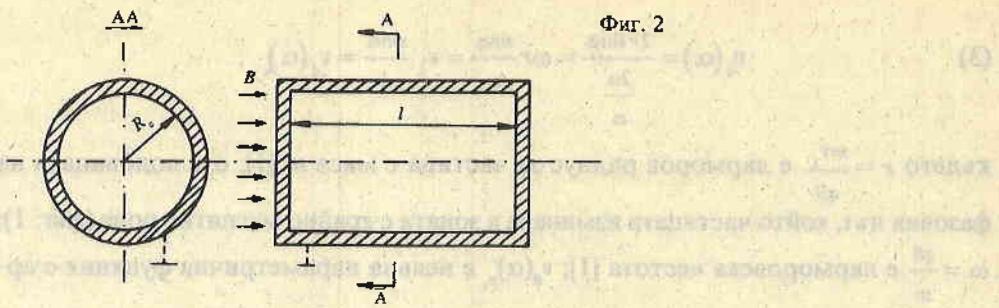
Тогава траекторията на положително заредената частица от фиг. 1, която се движи в плоскостта на чертежа с напречна скорост v_{\perp} , ще бъде друга и тя е показана пак там с пунктирна линия. В този случай траекторната линия се състои от последователни и непълни, със случаина големина (2α), дъги от окръжности с постоянен ларморов радиус r . Средната скорост на насочено движение по оста Ox , за времето между всеки две последователни отражения, т. е. дрейфовата скорост в отделна стъпка, се определя отново чрез зависимостта от равенство (3).

2. Теоретичен модел на топлинен двигател

Прието е, че всяко устройство, което преобразува топлинна енергия в механична работа, може да се нарече „топлинен двигател“ [3].

Изследването на двата преносни процеса (от т. 1) ще извършим в теоретичен модел на топлинен двигател (ТД), който е показан на фиг. 2.

Работният цилиндър на ТД е затворен и кух. Той е направен от немагнитен материал, който е и идеален изолатор (затова и теоретичен модел). В цилиндричната кухина е затворен еднороден газ от йони с относително ниска концентрация. Газовите йони са свободни и еднакво йонизирани молекули с положителен електрически заряд q .



Фиг. 2

Векторът на магнитна индукция B на приложеното (напр. чрез действието на постоянен магнит) постоянно и хомогенно магнитно поле е успореден на ротационната ос на работния цилиндър. При това ако макротемпературата на системата е T , то нека индукцията B да има такава стойност, че газовите йони да осъществяват в плоскостта на магнитно взаимодействие ($\perp B$) въртене със среден ларморов радиус r_c , който е много по-малък от конструктивния радиус R_c .

Очевидно е, че вътрешната околнна повърхност на работния цилиндър и приложеното магнитно поле образуват една цилиндрична МД-структура.

Като отчитаме принципите на електростатиката, магнетизма и кинетичната теория на газовете [4], можем да се убедим, че в централното напречно сечение на работния цилиндър ще се установи вътрешно електрическо поле с постоянно радиално макроразпределение от вида на кривата $E(R)$ на фиг. 3.

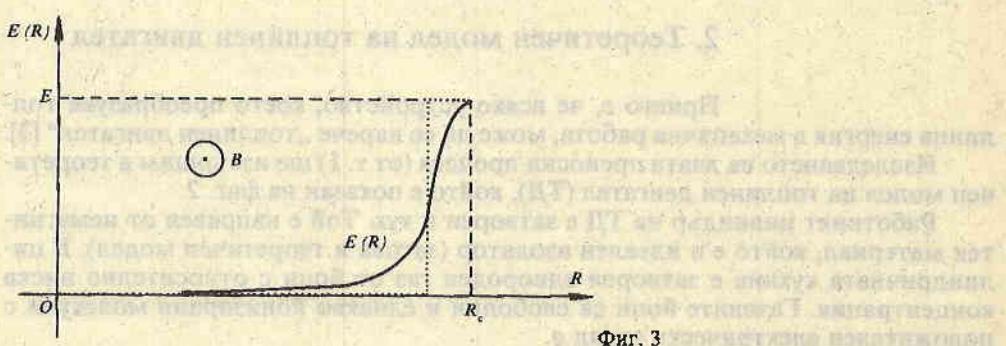
За простота тук ще приемем, че образувателната l на работния цилиндър е много по-голяма от неговия радиус R_c (фиг. 2).

Тогава макроразпределението на вътрешното електрическо поле ще бъде радиално практически във всяко напречно сечение на цилиндъра.

В следващия анализ ще изследваме топлинното движение на йони за модели, в които макроразпределението на електрическото поле ще съответства приблизително на разпределение $E(R)$.

Като първо приближение на действителната крива $E(R)$ може да се използва една радиална функция със стъпално разпределение. Графиката на заместващо електрическо поле със стъпално разпределение е показана на фиг. 3 с пунктирна линия.

След като познаваме вече конструкцията на ТД и разпределенията на електрическото и магнитното поле (фиг. 3) в работния цилиндър, то можем да твърдим следното:



Фиг. 3. Съществено показващо

— Газовите йони при своето топлинно движение са динамично свързани с околната (отражателната) повърхност на цилиндъра — те нямат устойчиво състояние във вътрешността на газовия обем;

— При своето топлинно движение йоните излъчват електромагнитна енергия, защото те се ускоряват при взаимодействие с двете полета и при ударно взаимодействие както с газовите частици, така и с диелектричната повърхност на корпуса.

3. Анализ на повърхностния дрейф на йони в работния цилиндър на ТД

Следващият анализ е направен на основата на две взаимосвързани предположения:

— Системата на ТД е в установено състояние — няма преходни макропроцеси и следователно макротемпературите на йонния газ и цилиндъра са приблизително еднакви;

— Триенето на йонния газ в стените, при установена система, е „недисипативен“ процес, защото средното количество работа, което се извършва от силите на триене за ускоряване на цилиндъра, клони към нула.

И тук условното определение „недисипативен“ е употребено с точност до количеството на енергетичните загуби от електромагнитно излъчване, което йоните осъществяват при механично триене.

За облекчаване на следващия анализ предварително ще приемем някои опростяващи допускания.

3.1. Опростяващи допускания

3.1.1. Концентрацията на йоните в работния обем е относително ниска, така че тежестта на ударното и електрическото взаимодействие между отделните йони е пренебрежимо малка в изследваните процеси.

3.1.2. Количество на йоните, които осъществяват „свободно“ топлинно движение в условия на МД-структурата е постоянна величина.

Тук предполагаме, че електрическата проводимост на корпуса има нулева стойност (идеален изолатор).

3.1.3. Всеки индивидуален акт на отражение на йон от диелектричната повърхнина е механично взаимодействие с характеристика на дифузно разсейване след еластичен удар. Посоките на отражение са случаини и равномерно разпределени в пространствен ъгъл от 2π стерадиана.

Статистическото изследване на движението на йоните в ТД, което ще направим при горното допускане, няма да бъде погрешно, въпреки че отделният акт на отражение е дори по-често акт на нееластично ударно взаимодействие. Резултатите на статистическото изследване ще бъдат верни, защото средностатистически (както по време, така и по множество) процесът на отражение на йоните в еквitemпературната система „газ—диелектрик“ е обективно процес на еластично ударно взаимодействие (статистически „недисипативен“ процес).

3.1.4. Електрическото взаимодействие между йоните ще отчитаме в първо приближение само чрез действието на сумарното електрическо макрополе, което се създава от всички йони в работния обем.

3.1.5. Изследването ще извършим за еквипотенциален и еквискоростен модел на взаимодействие между газовите йони и двете полета.

За целта ще приемем, че:

- Средната топлинна скорост на йоните достига върху повърхността на диелектричния отражател (непосредствено преди и след удар) максималната си стойност [4]

(4)

$$v = \bar{v}_{\max} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}},$$

която е равна на средната топлинна скорост на газова частица с маса m при температура T и където k е константа на Болцман;

- Ефективната напречна ($\perp B$) компонента на топлинната скорост на йоните достига върху повърхността на отражателя своята максимална стойност

(5)

$$v_c = \bar{v}_{\perp \max} = \frac{2}{\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} v \cos \epsilon d\epsilon = \frac{2v}{\pi},$$

където ϵ е плъсък ъгъл със случайна големина, която определя ъгловото отклонение на посоката на отражение на отделен ион от плоскостта на магнитно взаимодействие в диапазон $\left[-\frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{2} \right]$.

3.1.6. Йоните не излъчват електромагнитна енергия (временно допускане).

3.2. Изследване повърхностния дрейф на заредени частици в условия на плоска МД-структура

От описанието на ТД (т. 2.) знаем, че конструктивният радиус на работния цилиндър R_c е много по-голям от средния ларморов радиус r_c .

Като първо геометрично приближение на цилиндричната МД-структура ще приемем една плоска и безкрайно голяма МД-структура.

Като едно грубо приближение на разпределението на вътрешното електрическо поле в цилиндъра ще приемем това на едно постоянно и хомогенно електрическо поле, което е нормално насочено към отражателната повърхност.

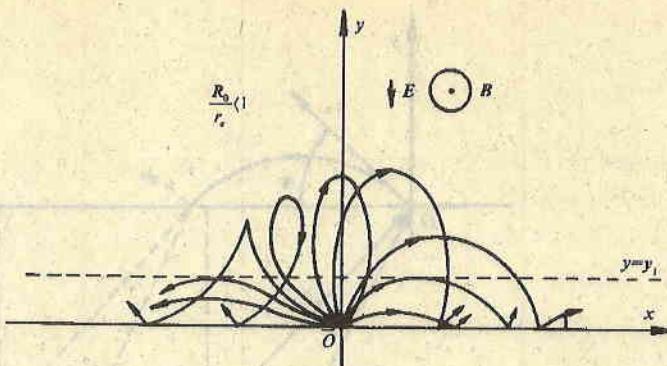
3.2.1. Изследване повърхностния дрейф на заредени частици в плоска МД-структура под действие на напречно постоянно и хомогенно електрическо поле

На фиг. 4 е показано условното изображение на плоска МД-структура с напречно постоянно и хомогенно електрическо поле.

Векторът на електрическото поле E е нормален както на вектора на магнитна индукция B , така и на отражателната плоскост, която е представена в равнината на чертежа от оста Ox .

Веднага можем да се убедим, че условията в модела от фиг. 4 осигуряват действието и на двата „недисипативни“ преносни процеса, които бяха описани в т. 1. Посоките на двата преносни процеса са противоположни, защото векторът на магнитно-механичния аналог на величината $\text{grad}B$ от (1) е успореден на вектор E от (2) и следователно $n_1 = -n_2$.

Фиг. 4



Ще припомним, че при условната подмяна на граничния магнитен преход (т. 1.) с т. нар. МД-структура е запазен и „недисипативният“ характер на отражателния процес (т. 3.1.3.).

Нека да си представим, че от т. O на оста Ox (фиг. 4) стартират последователно във времето заредени частици с еднаква скорост v_e , но с различни стартови ъгли ϕ . Ъгълът ϕ е равен на плоския ъгъл, който векторът на скоростта v_e сключва с оста Ox при start. След start в т. O частицата се движи по трахидална траектория, докато достигне отново отражателната ос. След всяко отражение заредената частица стартира отново от оста Ox , но под ъгъл ϕ , който има случайна стойност в интервал [0, π].

В рамките на модела всяка хоризонтална линия (равнина) $y = y_i$ над оста Ox е една евипотенциална и евискоростна линия.

След начален start, всяка частица ще осъществява стъпково преместване по безкрайната ос Ox и то безкрайно дълго време (вж. т. 3.1.2, 3.1.3 и 3.1.6). Следователно в плоската и безкрайна МД-структура средната скорост на насочено движение по оста Ox ще клони към определена стойност, чиято големина още не знаем, но знаем, че тя ще бъде еднаква за всички заредени частици.

За да определим средната скорост на насочено движение, е необходимо да определим първо средната скорост на хоризонтално движение в границите на отделна стъпка и за всяка възможна стойност на стартовия ъгъл ϕ .

Движението на електрически заредени частици във взаимно перпендикулярни електрическо и магнитно поле е добре изследвано [5].

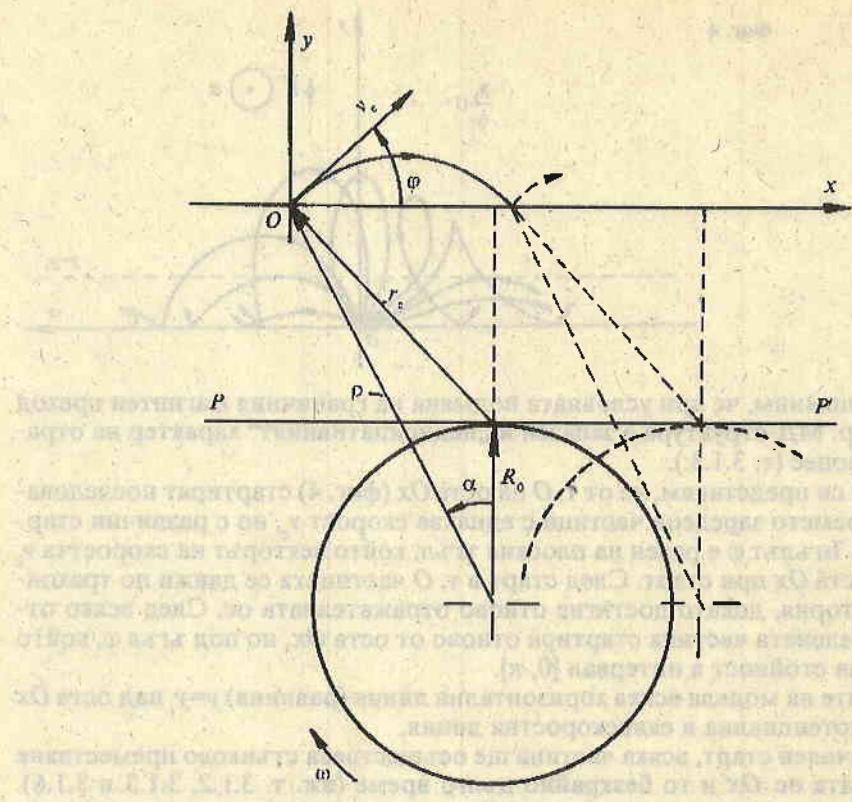
Взаимодействието на ионите с двете полета в модела от фиг. 4 може да се опише само в плоскостта на магнитно взаимодействие. Движението ще се осъществява по отрезъци от трахидални криви, чийто параметри са функция на стартовия ъгъл ϕ . Механизмът на трахидално движение с отражение е пояснен на фиг. 5, където са използвани следните означения:

— $r_c = \frac{mv_e}{qB}$ е среден ларморов радиус;

— $R_0 = \frac{E}{\omega B}$ е радиус на циклоидална окръжност [5];

— ρ е модул на радиус-вектор, който свързва частицата с центъра на циклоидалната окръжност, която се търкаля по права линия PP' , успоредна на оста Ox и отдалечена от нея на разстояние $r_c \cos \phi$.

Системата от диференциални уравнения, с която се описва движението на ионите над отражателната ос Ox за условията в модела от фиг. 4, има следния вид [6]:



Фиг. 5

$$(6) \quad \begin{cases} m \frac{d^2x}{dt^2} = qB \frac{dy}{dt}, \\ m \frac{d^2y}{dt^2} = -qE - qB \frac{dx}{dt}. \end{cases}$$

Чрез субституции, посочени в [5], и преобразуване решенията на горната система, които се отнасят за първата стъпка след старт в т. O (фиг. 4), могат да се приведат до следния каноничен вид:

$$(7) \quad x = \rho [\sin(\omega t - \alpha) + \sin\alpha] - R_0 \omega t, \quad y = \rho [\cos(\omega t - \alpha) - \cos\alpha].$$

От чертежа на фиг. 5 може да се прецени, че от момента, в който частицата стартира, до момента, в който тя отново достига отражателната ос., „окръжността“, която се търкаля, изминава фазов път 2α .

Величината на ъгъл α може да се определи от чертежа на фиг. 5 по следния начин:

$$(8) \quad \alpha = \begin{cases} \operatorname{arctg} \frac{\sin \varphi}{\frac{R_0}{r_e} + \cos \varphi} & \text{при } \left(\frac{R_0}{r_e} + \cos \varphi \right) \geq 0, \\ \operatorname{arctg} \frac{\sin \varphi}{\frac{R_0}{r_e} + \cos \varphi} + \pi & \text{при } \left(\frac{R_0}{r_e} + \cos \varphi \right) < 0. \end{cases}$$

От същия чертеж ще определим и разстоянието между частицата и центъра на циклоидалната окръжност

$$(9) \quad \rho = r_e \sqrt{1 + \left(\frac{R_0}{r_e} \right)^2 + 2 \frac{R_0}{r_e} \cos \varphi}.$$

Сега ако разделим хоризонталния път, който е изминат от частицата в границите на първата стъпка, на времето за изминаване на същия път, то ще получим големината на дрейфовата скорост в отделна стъпка, т.е. средната скорост на хоризонтално движение в отделна стъпка

$$(10) \quad v_d(\alpha) = \frac{2\rho \sin \alpha - 2\alpha R_0}{2\alpha} = \omega \rho \frac{\sin \alpha}{\alpha} - \omega R_0.$$

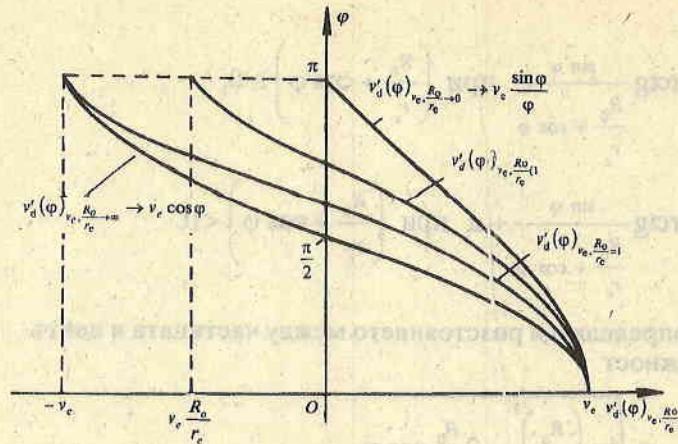
Ако в (10) заместим величините α и ρ с техните функции от (8) и (9), то след преобразуване ще получим

$$(11) \quad v'_d(\varphi) = \begin{cases} v_e \left(\sqrt{1 + \left(\frac{R_0}{r_e} \right)^2 + 2 \frac{R_0}{r_e} \cos \varphi} - \frac{\sin \operatorname{arctg} \frac{\sin \varphi}{\frac{R_0}{r_e} + \cos \varphi}}{\frac{R_0}{r_e}} - \frac{R_0}{r_e} \right) \operatorname{при} \left(\frac{R_0}{r_e} + \cos \varphi \right) \geq 0 \\ v_e \left(\sqrt{1 + \left(\frac{R_0}{r_e} \right)^2 + 2 \frac{R_0}{r_e} \cos \varphi} - \frac{(-1) \sin \operatorname{arctg} \frac{\sin \varphi}{\frac{R_0}{r_e} + \cos \varphi}}{\pi + \operatorname{arctg} \frac{\sin \varphi}{\frac{R_0}{r_e} + \cos \varphi}} - \frac{R_0}{r_e} \right) \operatorname{при} \left(\frac{R_0}{r_e} + \cos \varphi \right) < 0 \end{cases}$$

$$= v'_d(\varphi)_{v_e, \frac{R_0}{r_e}}.$$

Дрейфовата скорост $v'_d(\varphi)$ е показана в (11) и като неявна функция на аргумента φ при параметри: ефективната напречна скорост v_e и отношението на

Фиг. 6



двета радиуса $\frac{R_0}{r_e}$. Ако в (11) заместим величините r_e, R_0 и ω с техните функции $\left(\frac{mv_e}{qB}, \frac{E}{\omega_B} \text{ и } \frac{qB}{m}\right)$, то ще получим най-общия вид на функцията на средната скорост на насочено движение при аргумент ϕ и параметри v_e, B и E

$$(12) \quad v'_d(\phi) = v'_d(\phi)_{v_e, \frac{R_0}{r_e}} = v'_d(\phi)_{v_e, B, E}.$$

Ако изследваме (11) за двете гранични стойности на електрическото поле (0 и ∞), т.е. за $\frac{R_0}{r_e} \rightarrow 0$ и $\frac{R_0}{r_e} \rightarrow \infty$, то ще получим

$$(13) \quad v'_d(\phi) = \begin{cases} v_e \frac{\sin \phi}{\phi}, & \text{когато } E \rightarrow 0, \text{ т. е. когато } \frac{R_0}{r_e} \rightarrow 0, \\ v_e \cos \phi & \text{когато } E \rightarrow \infty, \text{ т. е. когато } \frac{R_0}{r_e} \rightarrow \infty. \end{cases}$$

На фиг. 6 са показани графиките на горните две гранични функции, както и тези на функцията $v'_d(\phi)_{v_e, \frac{R_0}{r_e}}$ за две междуни стойности на параметъра $\frac{R_0}{r_e}$, а именно $\frac{R_0}{r_e} = 1$ и $\frac{R_0}{r_e} < 1$.

Ако сравним функцията от (3) с функцията от (13) за случая, когато $E \rightarrow 0$, то ще се убедим, че те съвпадат.

Като отчитаме дифузния и „недисипативен“ характер на отражението (вж. т. 3.1.3 и 3.1.6) веднага можем да определим големината на средната скорост, с която всеки ион ще се движи по безкрайната отражателна ос Ox

$$(14) \quad v'_M = \overline{v'_d(\phi)} = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi v'_d(\phi)_{v_e, B, E} d\phi > 0.$$

Скоростта v'_M е равна на осреднената по всички стойности на ϕ дрейфова скорост в отделна стъпка $v'_d(\phi)$ и тя се отнася до всеки йон от множеството на ионите, които са свръзани при своето топлинно движение с плоската МД-структура на модела от фиг. 4. С това основание същата скорост сме означили с v'_M и ще я наречем макроскопична скорост на движение. Големината на v'_M е правопропорционална на разликата в площините, които кривата $v'_d(\phi)_{y_e, \frac{R_0}{r_c}}$ загражда от двете страни на оста $O\phi$ (фиг. 6).

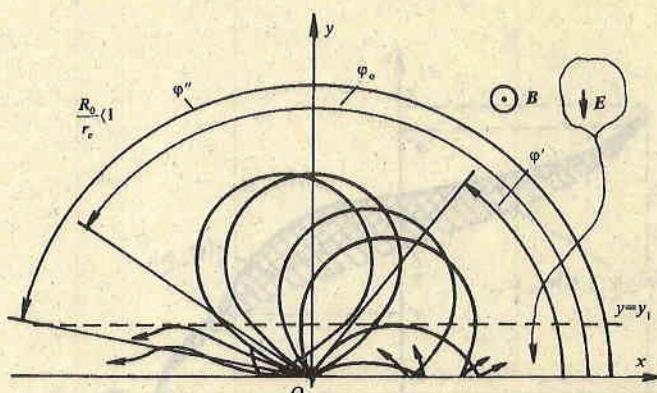
От фиг. 6 се вижда, че стойността на интеграла (14), т. е. големината на макроскопичната скорост, v'_M е винаги по-голяма от нула, когато електрическото поле е по-малко от бескрайност. Но както вече знаем (т. 1), средното по време количество работа, което се извършва за поддържане на резултантния преносен процес, клони към нула.

Тогава последният резултат доказва (при направените опростявящи допускания от т. 3.1.1, 3.1.3 и 3.1.6) съществуването на „недисипативен“ резултантен еднопосочен пренос на вещества в условията на модела от фиг. 4, практически за всички стойности на електрическото поле.

Очевидно е, че средните скорости на насочено движение ще клонят към нула в близост до граничните стойности на ъгъл ϕ (0 и π), поради триене при пълзгане. Ако анализираме графиките на фиг. 6, то ще се убедим, че повърхностното триене само ще намали резултантния преносен процес, но няма да го унищожи. За простота ще продължим изследването като отново няма да отчитаме частичното затихване на преносния процес за стартови ъгли около 0 и π радиана.

3.2.2 Изследване повърхностния дрейф на заредени частици в плоска МД-структура под действие на напречно електрическо поле със стъпално разпределение

Очевидно е, че ако напречното електрическо поле, което използвахме в досегашния модел (фиг. 4), е със стъпално разпределение, то неговото действие ще отговаря по-точно на вътрешното електрическо поле в работния цилиндър (вж. фиг. 3).



Фиг. 7

На фиг. 7 е показано условно изображение на плоска МД-структура с приложено напречно електрическо поле със стъпално разпределение по вертикалната ос на чертежа.

Моделът от фиг. 7 се отличава от този на фиг. 4 единствено по това, че електрическото поле не е хомогенно в цялата горна полуравнина, а само в тесен слой над оста Ox , т. е. то действа само в интервала от $y=0$ до $y=y_1$ на вертикалните координати.

Ако отново си представим, че йоните стартират от т. O на дифузно отражателната ос Ox с еднаква скорост v_e и различни стартови ъгли ϕ , то очевидно е, че траекторните линии, които не надвишават правата $y=y_1$, ще бъдат идентични с траекторните линии от фиг. 4, които също не надвишават това ниво. Останалите траекторни линии, които съответстват на стартови ъгли от ϕ' до ϕ'' (фиг. 7) ще бъдат различни по форма само за участъците, които са разположени над правата линия $y=y_1$. Движението на частиците в горните участъци ще се извърши с постоянна (средна) напречна скорост [6]

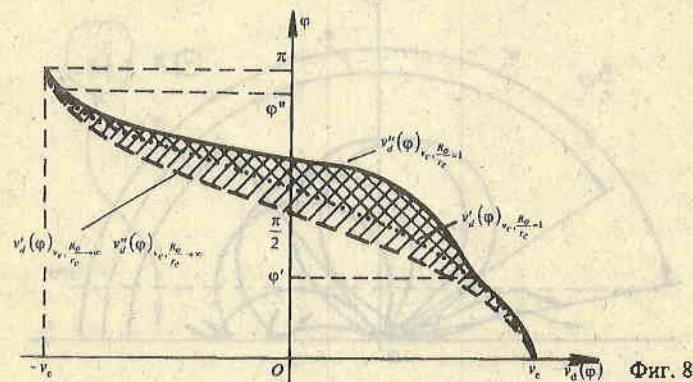
$$(15) \quad v_e(y_1) = \sqrt{v_e^2 - \frac{2qEy_1}{m}}$$

и по дъги от окръжност с постоянен (среден) лармолов радиус

$$(16) \quad r_e(y_1) = \frac{v_e(y_1)}{\omega}$$

Дрейфовата скорост $v_d''(\phi)$, за отделна стъпка в условията на модела от фиг. 7, може да се опише аналитично като функция на стартовия ъгъл, но това не е направено тук.

На фиг. 8 е показано приблизителното разпределение на средната скорост на насочено движение в отделна стъпка $v_d''(\phi)_{v_e, R_0=1}$ по стойностите на аргумента ϕ и за големина на стъпалния параметър E , която съответства на отношение $\frac{R_0}{r_e} = 1$. На същата фигура, но с пунктирна линия, отново е показана функцията $v_d'(\phi)_{v_e, R_0=1}$ от фиг. 6, която е валидна при действие на хомогенно елект-



Фиг. 8

рическо поле E . Пак на същата фигура с прекъсвана линия са показани и съвпадащите гранични функции $v''_d(\phi)_{v_e, \frac{R_0}{r_e} \rightarrow \infty} \rightarrow v'_d(\phi)_{v_e, \frac{R_0}{r_e} \rightarrow \infty}$, които се отнасят за безкрайно голямо електрическо поле ($E \rightarrow \infty$).

Площта на фигурата от чертежа, която е единично щрихована, е право-пропорционална на макроскопичната скорост v_m за условията в модела от фиг. 4. Сумата от площите на единично и двойно щрихованите фигури е право-пропорционална на макроскопичната скорост v_m на йоните в условията на последния модел (фиг. 7).

Преимуществата на последния модел за създаване и поддържане на „недисипативен“ преносен процес са безспорни спрямо модела от фиг. 4.

4. Действие на топлинния двигател

Получените досега резултати са приложими за приблизителна качествена оценка на преносния процес в работния цилиндър на ТД, защото:

— В първо приближение цилиндричната дифузно-отражателна повърхност на корпуса се априксимира с безкрайна плоска дифузно-отражателна повърхност ($R \gg r_e$);

— Разпределението на електрическото и магнитното поле в работния цилиндър (фиг. 3) се априксимира със задоволителна точност чрез разпределението на полетата в модела от фиг. 7.

Следователно „недисипативният“ преносен механизъм, който е валиден за разгледаните досега плоски модели ще действа по аналогичен начин върху газовите йони в работния цилиндър.

Насоченото движение на газовите йони ще се осъществява около ротационната ос на цилиндъра и ще се затваря в кръгов макролоток. Кръговото движение на йоните ще се ограничава чрез съпротивлението на газовата среда. Ударното и електрическото взаимодействие между йоните ограничава тяхния свободен пробег по протежение на цилиндричната отражателна повърхност. Следователно големината на макроскопичната скорост v_m в работния обем ще бъде винаги по-малка от максималната скорост v''_m , която е определена в отсъствие на ударно и електрическо взаимодействие между отделните йони.

Логично е да се очаква, че преносният процес ще бъде забележим за концентрации, при които дължината на свободния пробег е по-голяма от средния ларморов радиус.

Ако газовите йони осъществяват в плоскостта на магнитно взаимодействие макроскопично движение по повърхността със средна скорост v_m , то те ще осъществяват и кръгово движение около ротационната ос на цилиндъра с макроскопична ъглова скорост

$$(17) \quad \omega_m = \frac{v_m}{R_e}.$$

Тук само ще вметнем, че ако в газовия обем, който е необходимо с ниска концентрация (висок до среден вакуум), има освен йони и неутрални молекули, то неутралната газова фаза ще има (чрез увличане) също ротационна компонента на движение ω_N , която ще бъде по-малка от ω_m .

Тогава ако системата на ТД е изолирана, то в нея ще се установи равновесен кръгов поток от газови частици. Този макропроцес ще бъде равновесен, защото за поддържането на кръговия поток практически не се извършва работа от вътрешни сили, а средното количество кинетична енергия, което се обменя между газовата среда и блокирания корпус (фиг. 2), клони към нула, когато макротемпературите на същите две тела са приблизително еднакви.

Очевидно е, че флуктуациите на характеристиките на топлинно движение на отделните иони, както и тези на целия ансамбъл ще бъдат значителни поради ниската концентрация на газовата среда. Следователно и флуктуациите на скоростните и енергетичните характеристики на кръговия поток ще бъдат значителни. Въпреки това макроскопичният пренос на частици е равновесен преносен процес, защото неговите параметри имат постоянна и различна от нула средна съставна при осредняване за големи интервали от време.

При своето равновесно ротационно въртене газовият обем осъществява триене с корпуса. Разултантната сила на триене създава въртящ момент, който може да развърти корпусния цилиндър, ако той не е блокиран.

До този момент изцяло пренебрегвахме процеса на електромагнитно излъчване, което осъществяват заредените частици в ТД (т. 3.1.6).

Всяка изолирана макроскопична система достига до състояние на равновесие, при което средните по време количества на излъчваната и обратно преобразуваната (в топлинно движение) електромагнитна енергия са равни (принцип на детайлното равновесие). Следователно във всяка изолирана и установена система електромагнитното излъчване е равновесен процес.

Електромагнитното излъчване в системата на ТД е съпътстващ и неопределящ процес за изследвания тук преносен макропроцес. В изолираната система на ТД двата паралелни процеса, този на пренос и съпътстващият го процес на електромагнитно излъчване, са свързани в общ процес, който е равновесен.

5. Обобщен модел на топлинен двигател

В т. 1 бяха разграничени два преносни процеса на иони под действие на магнитно поле. И двата вида пренос, единият по посока на вектор „ n_1 “ (1) и вторият по посока на вектор „ n_2 “ (2), са наречени там „недисипативни“ преносни процеси.

Изследваният модел на ТД може да бъде развит до „обобщен модел на ТД“.

Обобщен модел на ТД ще наречем всяка система със собствено магнитно поле, което действа в обема на закрита среда с относително ниска концентрация (от висок до среден вакуум) и в която:

- има свободни и електрически заредени частици;
- макроразпределението на частиците в обема на средата е относително стационарно;
- заредените частици или част от тях участват най-малко в един „недисипативен“ преносен процес от вида на „ n_1 “ или „ n_2 “.

6. Обсъждане на получените резултати

Резултатите на направеното изследване могат да бъдат обобщени.

Кръговият поток от газови частици, който се установява в изолираната система на ТД, е равновесен преносен процес, защото:

- за неговото поддържане не се извършва работа от вътрешни сили;
- енергетичният обмен при механично взаимодействие на микрочастици те в еквitemпературната система е равновесен процес;
- процесите на изльчване и погълдане на електромагнитна енергия в изолираната система са взаимноравновесни процеси.

Следователно кръговият поток от газови частици е преносен процес, който се характеризира с това, че:

- той е обективно недисипативен, т. е. той е вечен, когато системата е изолирана;
- той е „недисипативен“ с точност до количеството електромагнитна енергия, която се изльчва от електрически заредените частици при тяхното участие в същия преносен макропроцес за случая, когато системата е неизолирана.

В предложния теоретичен модел действа такъв преносен механизъм, чрез който една част от кинетичната енергия на хаотичното топлинно движение на всички микрочастици в макросистемата се трансформира в кинетична енергия на насочено макродвижение.

Когато работният цилиндър на модела има свобода на движение около ротационната си ос, то тогава той се развърта до крайна ъглова скорост, чрез повърхностно триене с кръговия газов поток.

Работата, която се извършва за развъртане на цилиндъра, е еквивалентна на количеството кинетична енергия, което е отнето от сумарната енергия на топлинното движение на всички микрочастици в макросистемата на ТД, т. е. тя е еквивалент на трансформираното количество пълна енергия.

Очевидна е необходимостта получените дотук резултати да бъдат проверени и чрез методите и средствата на термодинамиката.

В т. 3.1 бяха направени опростяващи допускания, които не компрометират приложението на получените резултати към реални системи, когато те могат да се сведат до обобщен модел на ТД.

Всички направени допускания освен това в т. 3.1.2 бяха коментирани дотук в една или друга степен и по отношение на тяхната същност, целесъобразност и граници на използване.

В т. 3.1.2 е прието, че концентрацията на газовите иони е постоянна величина, чрез предположение за идеален диелектрик (изолатор).

При използване на реален диелектрик ионите ще предизвикват йон-йонна, йон-електронна и йон-атомна емисия от повърхността или те ще се адсорбират или абсорбират в диелектрика. Тогава преносният процес в образец на ТД ще съществува само определено време — докато в газовата среда има свободни иони.

Какъв е смисълът на тази разработка, когато можем да очакваме, че един реален образец на ТД ще действа само няколко часа или денонощия?

Чрез теоретичното изследване, пренебрегвайки проблеми с диелектричния материал, ние се убедихме, че съществува един „недисипативен“ механизъм, който преобразува енергията на хаотичното топлинно движение в енергия на кръгово макродвижение.

Ако днес ние не можем да създадем ТД с трайно действие, то естествените космически тела със собствено магнитно поле могат да се сведат до обобщен модел на ТД с практически вечно действие, защото:

- макроразпределението на свободни електрически заредени частици в радиационните пояси на тези тела е относително постоянно чрез непрекъснат приток на заредени частици от космическа радиация;

- концентрацията на частици в радиационните пояси е относително ниска;
- електрически заредените частици в радиационните пояси са под действие на магнитно (B , grad B) и електрическо (E , grad E) поле.

Известно е, че в магнитосферите на естествените космически тела противчат и двата преносни процеса, които нарекохме „недисипативни“. От друга страна, космическите тела и техните радиационни пояси са свързани помежду си гравитационно, а в много от случаите и чрез разредена атмосфера.

Тогава може да се предположи, че осевото въртене на естествените космически тела и образувания (планети, звезди, галактики и т. н.) се поражда и поддържа от кръгови преносни процеси на електрически заредени частици, чрез които в космическите системи се акумулира въртеливо макродвижение в продължение на милиарди години.

Л и т е р а т у р а

1. Голант, В., А. Жилинский, С. Сахаров. Основы физики плазмы. М., Атомиздат, 1977.
2. Уэрт, Ч., Р. Томпсон. Физика твердого тела. М., Мир, 1969, с. 432.
3. Джансоли, Д. Физика. М., Мир, 1989, с. 606.
4. Детлаф, А., Б. Яворский. Курс физики. М., Высшая школа, 1989.
5. Киоль, М., И. Эхемейр. Техническая электроника. Т. I. М., Энергия, 1971.
6. Ватсов, М. Физическая система в состояние на токово термодинамично равновесие. С., ИНРА, Рег. № 93993, 1991.

Постъпила на 12. XII. 1994 г.

Equilibrium circle flux of gaseous ions in magnetic field

Milcho Vatsov

(Summary)

There are processes, during which takes place a directed transport of microparticles, which does not need work to be maintained. If the free microparticles, being in thermal motion in an insulated system, participate also in a process of transport, maintained without work, then under some conditions, an equilibrium circle transport of material will be observed in the system.

Квазистатични процеси и термодинамични състояния в изкуствен модел на топлинен двигател

Милчо Вацов

Национален център по хигиена, София

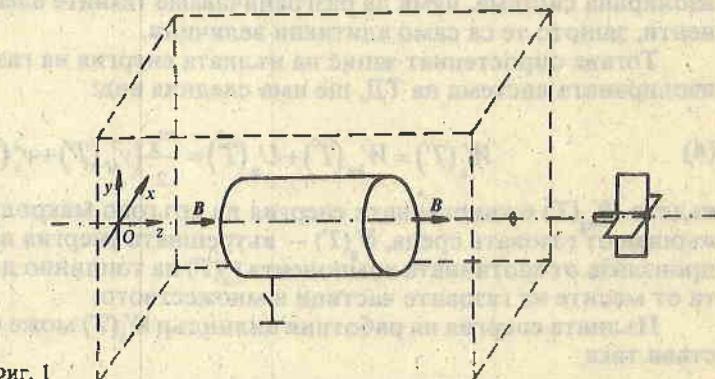
1. Въведение

В източник [1] е направено статистическо изследване на кръгов преносен макропроцес на газови иони под действие на магнитно поле в условията на изкуствен модел на топлинен двигател (ТД).

ТД е изграден от източник на постоянно хомогенно магнитно поле и работен цилиндър от немагнитен идеален изолатор, в който е затворен газ от едноименни иони с концентрация, отговаряща на среден вакуум.

На фиг. 1 е показано условно изображение на един ТД. От чертежа се вижда, че приложеното магнитно поле (B) е ориентирано успоредно на ротационната ос Oz на работния цилиндър в ТД.

Изследването е направено при предположение, че работният обем, в който ионите осъществяват топлинно движение, е коаксиално еквипотенциално и коаксиално еквискоростно пространство. Допускането е едно добро прибли-



Фиг. 1

жение към реалните условия в цилиндъра, ако неговата образувателна е много по-голяма от вътрешния му радиус.

В еквипотенциалния и еквискоростен макромодел на ТД средната топлинна скорост на йоните достига максималната си стойност върху околната повърхнина на работния цилиндър и тя е

$$(1) \quad v(T) = \overline{v_{\max}(T)} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}}$$

където T е макротемпература на корпуса, k — константа на Болцман, а m — маса на отделен юн (газова частица).

Доказано е, че в условията на цилиндричния модел (фиг. 1) юните имат макроскопична ротационна компонента на топлинно движение, която е определена в [1] по следния начин:

$$(2) \quad \omega_M(T) = \frac{v_M(v(T))}{R_c} = \frac{v_M(T)}{R_c}$$

където $\omega_M(T)$ е макроскопична ъглова скорост на юните, $v_M(T)$ — макроскопична тангенциална линейна компонента на средната топлинна скорост на юните върху околната повърхност на цилиндъра, R_c — вътрешен радиус на работния цилиндър.

Макроскопичната тангенциална компонента на средната топлинна скорост $v_M(T)$ от (2) и максималната средна топлинна скорост $v(T)$ от (1) са свързани на повърхността на цилиндъра чрез следното равенство:

$$(3) \quad v^2(T) = v_{Oz}^2(T) + v_R^2(T) + v_M^2(T) = v_x^2(T) + v_M^2(T),$$

където $v_{Oz}(T)$ е средната топлинна скорост на юните по оста Oz , $v_R(T)$ — средната радиална компонента на $v(T)$, а $v_x(T) = \sqrt{v_{Oz}^2(T) + v_R^2(T)}$ — средната хаотична компонента на $v(T)$.

В [1] е показано, че юните при своето топлинно движение в установената и еквitemпературна система на ТД губят от кинетичната си енергия само чрез електромагнитно излъчване. Когато системата на ТД е изолирана, тези загуби се компенсират пълно чрез процес на обратно преобразуване на електромагнитна енергия в енергия на топлинно движение (принцип на детайлното равновесие). За простота, когато описваме пълната W и вътрешната U енергия на изолирана система, няма да разграничаваме техните електромагнитни компоненти, защото те са само адитивни величини.

Тогава опростеният запис на пълната енергия на газовата среда $W_g(T)$, за изолираната система на ТД, ще има следния вид:

$$(4) \quad W_g(T) = W_{kg}(T) + U_g(T) = \frac{m_g}{2} (v_x^2(T) + v_M^2(T)),$$

където $W_{kg}(T)$ е кинетичната енергия на кръгово макродвижение, което се извършва от газовата среда, $U_g(T)$ — вътрешната енергия на газовия обем, която произлиза от хаотичната компонента $v_x(T)$ на топлинно движение, а m_g — сумата от масите на газовите частици в множеството.

Пълната енергия на работния цилиндър $W_c(T)$ може опростено да се представи така

$$(5) \quad W_e(T) = W_{ke}(T) + U_e(T),$$

където $W_{ke}(T)$ е кинетичната енергия на макроскопично въртене, а $U_e(T)$ — вътрешната енергия на цилиндъра, като сума от кинетичните енергии на съставящите го микрочастици при тяхното хаотично топлинно движение в твърдо тяло.

Нека да запишем и пълната енергия $W(T)$ на изолираната система, а именно

$$(6) \quad W(T) = W_g(T) + W_e(T).$$

Аналогично и опростено ще запишем и ентропията на системата

$$(7) \quad S(T) = S_g(T) + S_e(T).$$

Всички величини, които бяха описани досега (скорости, енергии, ентропии), са единозначни функции на макротемпературата T . За простота в следващия текст тази важна функционална връзка ще отбелязваме само с индекс, който е еднакъв с индекса на температурата, така например ако $T = T_g$, то съответните величини са $\omega^i_m, W^i, S^i, U_g^i$ и т. н.

2. Термодинамичен анализ на изолирана система на ТД

Тук ще определим някои термодинамични параметри на изолирана система на ТД (ИС на ТД) в различни равновесни състояния и ще анализираме прехода на системата между равновесните ѝ състояния чрез средствата на термодинамиката.

С прекъсвана линия на фиг. 1 е очертан примерен контур на една пътна обвивка, която изолира вътрешния си обем.

2.1. Равновесни състояния на несвободен ТД

Несвободен ТД (НТД) ще наречем този, в който работният цилиндър няма свобода на ротационно въртене. Обратното ще наречем свободен ТД (СТД). Механизмът за блокиране на ТД е показан условно на фиг. 1.

Сега нека ИС на НТД да е установена в състояние на термодинамично равновесие при температура T_0 (състояние T_0).

Параметрите на ИС на НТД в състояние T_0 ще опишем така:

$$(8) \quad \begin{cases} T = T_0, \\ W^0 = W_g^0 + W_e^0 = W_{kg}^0 + U_g^0 + W_{ke}^0 + U_e^0 \\ \quad = W_{kg}^0 + U_g^0 + U_e^0, \text{ защото } W_{ke}^0 = 0, \\ S^0 = S_g^0 + S_e^0. \end{cases}$$

Ще запишем и параметрите на ИС на НТД в състояние T_1 , а именно:

$$(9) \quad \begin{cases} T = T_1 < T_0, \\ W^1 = W_g^1 + W_c^1 = W_{kg}^1 + U_g^1 + U_c^1 < W^0, \\ S^1 = S_g^1 + S_c^1 < S^0. \end{cases}$$

Разликата между двете състояния (T_1 и T_0) може да се опише чрез изменението в стойностите на термодинамичните параметри, така:

$$(10) \quad \begin{cases} \Delta T_{01} = T_1 - T_0 < 0, \\ \Delta W^{01} = \Delta W_g^{01} + \Delta W_c^{01} = \Delta W_{kg}^{01} + \Delta U_g^{01} + \Delta U_c^{01}, \\ \quad = W_g^1 - W_{kg}^0 + U_g^1 - U_{kg}^0 + U_c^1 - U_c^0 < 0, \\ \Delta S^{01} = S^1 - S^0 = S_g^1 - S_g^0 + S_c^1 - S_c^0 < 0. \end{cases}$$

Изменението на пълната енергия ΔW^{01} от (10) може да бъде точно оценено чрез пресмятане на един процес на изохорно охлаждане (ΔT_{01}) [2] в същата, но неизолирана система на НТД. Количество на изведената от системата топлина ще се определи така:

$$(11) \quad \Delta Q^{01} = \Delta T_{01} \left(\frac{m_g}{M_g} C_{vg} + \frac{m_c}{M_c} C_{vc} \right) = \Delta Q(\Delta T_{01}) < 0,$$

където M_g е моларна маса на газовия обем, m_g и M_g са съответно масата и моларната маса на веществото в цилиндъра, C_{vg} и C_{vc} – моларните топлоемкости на двете тела в изохорен процес, а $\Delta Q(\Delta T_{01})$ е неявна еднозначна функция на ΔT_{01} , за всеки интервал на температурите, в който C_{vg} и C_{vc} са постоянни величини.

Чрез прилагане на първия закон на термодинамиката можем да намерим връзката между ΔQ^{01} от (11) и ΔW^{01} от (10), която изглежда така:

$$(12) \quad \Delta Q^{01} = \Delta W^{01} \text{ или } \Delta T_{01} \left(\frac{m_g}{M_g} C_{vg} + \frac{m_c}{M_c} C_{vc} \right) = \Delta W_{kg}^{01} + \Delta U_g^{01} + \Delta U_c^{01}.$$

2.2. Преход от равновесно състояние на ИС на НТД към равновесно състояние на ИС на СТД

Нека ИС на НТД да е установена в състояние T_0 .

Сега нека да си представим, че в горната система сме премахнали механичната блокировка, но така че не сме осъществили никакво друго взаействие над системата.

Кръговият газов поток, който до този момент е осъществявал насочено „недисипативно“ триене [1] с околната повърхност продължава своето ротационно макродвижение. Резултантната тангенциална сила на триене, която е приложена върху цилиндъра, вече е свободна да извършва работа за неговото ус-

коряване, защото силата на противодействие, създавана до този момент чрез блокиращия механизъм, има вече нулема стойност.

За никакво време кръговият газов поток ще извърши елементарна положителна работа δA_g , за да ускори тангенциално ротационния цилиндър. За същото време и същата по количество, но отрицателна работа $\delta A_c = -\delta A_g$ ще извърши и работният цилиндър над газовата среда. Следователно газовият обем ще се охлажда, а от относително по-топлия (спрямо охладения с никакво изпърване газ) цилиндър към газовия обем ще се насочва топлина.

ИС на освободения ТД не е устойчива и търси ново равновесно състояние. Очевидно е, че целият преходен процес от състояние T_0 на ИС на НТД към равновесно състояние на ИС на СТД ще се осъществява за никакво много голямо, но крайно време. За времето на прехода системата ще преминава последователно през непрекъснат ред от низходящи и практически безкрайно близки състояния на термодинамично равновесие. Следователно системата, за времето на преходния процес, ще се намира в неустойчиво квазистатично термодинамично равновесие [3].

За времето на прехода ъгловата скорост на цилиндъра $\omega_c(T)$ ще расте, а макроскопичната ъглова скорост $\omega_m(T)$ на газовия поток ще намалява. Двете ъглови скорости ще клонят към една обща стойност $\omega_c(T_1) = \omega_m(T_1)$, при която резултантният въртящ момент (от насочено триене) ще добие нулема стойност, а макротемпературата в ИС на СТД ще спре да намалява и ще се установи в никаква равновесна стойност T_1 ($T_1 < T_0$).

При макротемпература T_1 изолираната система (ИС) на свободния топлинен двигател (СТД) е достигнала състояние на устойчиво термодинамично равновесие.

Така определената макротемпература T_1 е основна характеристика за равновесното състояние на ИС на СТД и нейната величина T_1 е определяща за всички температури, които тук предварително бяха означени със същия символ (T_1).

За времето на прехода енергетичният обмен между двете тела е еднопосочен сходящ макропроцес, който клони към макропроцес на равновесен обмен на кинетична енергия в състояние T_1 . При синхронно въртене на двете тела ($\omega_c(T_1) = \omega_m(T_1)$) триенето между тях е „недисипативен“ процес.

За времето на прехода посоката на енергетичен обмен е винаги:

- отрицателна за газовия обем, защото той извършва само положителна работа за ускоряване на цилиндъра;
- положителна за работния цилиндър, въпреки че той се охлажда, защото извърши само отрицателна работа над газовия обем като акумулира кинетична енергия на въртеливо макродвижение.

Сега нека да проследим накратко обратния преход между двете равновесни състояния на ИС на ТД.

Нека ИС на СТД да се намира в състояние T_1 . Чрез постепенно или „мигновено“ включване на механичната блокировка можем отново да спрем работния цилиндър. Опростено първичният резултат на това действие ще бъде отделяне на топлина, която е топлинен еквивалент на преобразуваната кинетична енергия и която остава в системата. Температурата в системата ще се повишава плавно или рязко. Без да анализираме пропесите в плавния обратен преход или тези след „мигновено“ спиране, можем да кажем, като се позовем само на законите за съхранение в механиката, че след достатъчно дълго време системата ще се установи в състояние на термодинамично равновесие, което точно съвпада със състояние T_0 на ИС на НТД.

По същата логика ИС на ТД ще се установи обратно в състояние T_0 на ИС на НТД и ако принудителното спиране е извършено и в който и да е междинен момент на прав преходен процес, т. е. когато спирането се извърши по време на преход от състояние T_0 към състояние T_1 .

Направеният логически анализ показва, че всички равновесни състояния на ИС на ТД, в т. ч. и квазистатичните равновесни състояния при преход, са равновесни и обратими състояния. Следователно и всички макропроцеси в ИС на ТД са равновесни и обратими процеси.

Възможно е и е необходимо да се намери количествена оценка на параметрите на системата чрез прилагане на първите два закона на термодинамиката.

Ще опишем измененията, които настъпват в ИС на ТД след развъртане на работния цилиндър чрез първия закон на термодинамиката.

Промяната в състоянието на газовата среда при преход на ИС на ТД от състояние T_0 към състояние T_1 , т. е. при прав преход ΔT_{01} ще представим така:

$$(13) \quad \Delta Q_g^{01} = \Delta W_g^{01} + \Delta A_g^{01} = \Delta W_{kg}^{01} + \Delta U_g^{01} + \Delta A_g^{01},$$

където:

- $\Delta Q_g^{01} > 0$ е количеството топлина, което газовата среда получава от работния цилиндър в преходния процес;

- $\Delta W_{kg}^{01} = \Delta W_g^{01} + \Delta U_g^{01} < 0$ е отрицателното изменение на пълната енергия на газовото тяло;

- $\Delta U_{kg}^{01} < 0$ е отрицателното изменение на енергията на макроскопично движение на газовата среда;

- $\Delta U_g^{01} < 0$ е отрицателното изменение на вътрешната енергия на газовата среда;

- $\Delta A_g^{01} > 0$ е пълното количество положителна работа, което газовият поток е извършил над цилиндъра:

По аналогичен начин можем да опишем и промените в работния цилиндър, които се извършват при преход ΔT_{01} , а именно:

$$(14) \quad \Delta Q_c^{01} = \Delta W_c^{01} + \Delta A_c^{01} = \Delta W_{kc}^{01} + \Delta U_c^{01} + \Delta A_c^{01},$$

където:

- $\Delta Q_c^{01} < 0$ е количеството топлина, което е отнето от работния цилиндър;

- $\Delta W_c^{01} = \Delta W_{kc}^{01} + \Delta U_c^{01} > 0$ е сумарното и положително изменение на пълната енергия на цилиндъра след развъртане;

- $\Delta W_{kc}^{01} > 0$ е кинетичната енергия на въртеливо движение, която е акумулирана в работния цилиндър;

- $\Delta U_c^{01} < 0$ е отрицателното изменение на вътрешната енергия на цилиндъра при охлаждане;

- $\Delta A_c^{01} < 0$ е пълното количество отрицателна работа, което работният цилиндър е извършил над газовата среда.

Но в ИС на ТД няма нито приток, нито отток на топлина и следователно

$$(15) \quad \Delta Q_g^{01} = -\Delta Q_c^{01}.$$

Тогава пълното изменение на ентропията [2] в ИС на ТД при преход ΔT_{01} ще бъде

$$(16) \quad \Delta S^{01} = \frac{\Delta Q_s^{01} + \Delta Q_c^{01}}{T_i} = 0.$$

Полученият резултат е в съответствие с втория закон на термодинамика-та, който гласи, че изменението на ентропията в една изолирана система е нула, независимо от вида на процесите, които протичат в нея.

Следователно за ИС на ТД след развъртане и установяване в състояние T_1 може да се напише известното термодинамично тъждество, което обединява първия и втория закон на термодинамиката [2], по следния начин:

$$(17) \quad T_i \Delta S^{01} = \Delta W_s^{01} + \Delta A_s^{01} + \Delta W_c^{01} + \Delta A_c^{01} \\ = \Delta W_{kg}^{01} + \Delta U_s^{01} + \Delta A_s^{01} + \Delta W_{kc}^{01} + \Delta U_c^{01} + \Delta A_c^{01}.$$

Ако отчетем, че $\Delta S^{01}=0$, а $\Delta A_s^{01} = -\Delta A_c^{01}$ и заместим в (17), то след решаване на равенството спрямо ΔW_{kc}^{01} ще получим

$$(18) \quad \Delta W_{kc}^{01} = -\Delta W_{kg}^{01} - \Delta U_s^{01} - \Delta U_c^{01} = -\Delta W^{01}.$$

Величините ΔW_{kg}^{01} , ΔU_s^{01} , ΔU_c^{01} и ΔW^{01} , както знаем, са еднозначни функции на посоката и големината на температурния преход ΔT_{01} и следователно те имат отрицателни стойности. Тогава енергията на въртеливо макродвижение, която е акумулирана в работния цилиндър, е положителна и реална величина.

Но от уравнение (12) ние имаме точната количествена оценка на величината ΔW^{01} . Тогава ще бъде вярно и следващото равенство

$$(19) \quad \Delta W_{kc}^{01} = -\Delta T_{01} \left(\frac{m_g}{M_g} C_{vg} + \frac{m_c}{M_c} C_{vc} \right) \text{ или } \Delta W_{kc}^{01} = -\Delta Q^{01} = |\Delta Q^{01}|.$$

От равенство (19) пряко следва, че количеството на кинетичната енергия, която се запасява в работния цилиндър, расте неограничено, когато масата на едното или на двете съставни тела (m_g , m_c) се увеличава.

Следователно ИС на СТД е акумулятор на механична енергия, който може да има неограничен капацитет.

От една страна, величината ΔW_{kc}^{01} е енергетичен еквивалент на работата ΔA_s^{01} , която е извършена от газовия поток за ускоряване на работния цилиндър. От друга страна, величината $|\Delta Q^{01}| = \Delta W_{kc}^{01}$ е топлинен еквивалент на трансформираната във въртеливо макродвижение кинетична енергия на хаотичното топлинно движение на всички микрочастици в изолираната макросистема за времето на прехода ΔT_{01} .

Тогава от равенство (19) следва, че коефициентът на полезно действие (КПД) на ИС на ТД при трансформация на собствената си вътрешна енергия в кръгово макродвижение е

$$(20) \quad \eta = \frac{\Delta A_s^{01}}{|\Delta Q^{01}|} = \frac{\Delta W_{kc}^{01}}{|\Delta Q^{01}|} \equiv 1.$$

Енергията на въртеливо макродвижение ΔW_{kc}^{01} може да се свърже с аналитична зависимост, която е известна от механиката, по следния начин:

$$(21) \quad \Delta W_{kc}^{01} = \frac{J_c \left(\omega_M^1 \right)^2}{2} = \frac{J_c \omega_M^2 (T_1)}{2},$$

където J_c е инерционният момент на работния цилиндър.

Тогава ако знаем стойностите на $J_c, R_c, m_g, m_e, M_g, M_e, C_{vg}, C_{ve}$ и T_0 , то чрез заместване в (21) и решаване на същото уравнение можем да определим числената стойност на макротемпературата T_1 . След заместване на T_1 в (2) и решаване ще определим единозначно и стойността на макроскопичната ъглова скорост $\omega_M(T_1) = \omega_c(T_1)$ на газовия поток в състояние T_1 .

Но ако сме изчислили двете величини (T_1 и $\omega_M(T_1)$), то ние можем да определим и всички термодинамични параметри, които бяха обсъждани тук.

3. Анализ на частично изолирана система на ТД

ТД в конструктивно отношение представлява една закрита система. Нека закритата система на ТД да може да извърши механична работа над външни сили, но да не може да обменя топлина и електромагнитна енергия с околната среда. Една такава система ще наречем частично изолирана система на ТД (ЧИС на ТД).

Изолираният модел на ТД от фиг. 1 ще се превърне в модел на ЧИС на ТД, ако някакъв външен (вън от екрана) товар се свърже аксиално с работния цилиндър чрез твърда и термоизолираща връзка.

На фиг. 1 е показан един примерен външен товар — турбина.

Нека пространството около ЧИС на ТД да е запълнено с газ с произволна концентрация и макротемпература T_2 .

В изходно положение работният цилиндър на ТД е несвободен, ЧИС на НТД е установена в състояние T_0 и нека температурата T_0 да е по-малка от T_2 , а във външното газово пространство да няма преходни макропроцеси. ЧИС на НТД и околната среда образуват една обединена система, която ще остане в изходното си състояние произволно дълго време — до външно въздействие.

Нека да си представим, че без да нарушим изходното състояние на обединената система сме освободили ТД в ЧИС.

След момента на освобождаването турбината ще започне да се върти. Нейните лопатки ще загряват околната среда за сметка на пълната енергия в ЧИС на СТД.

В този идеализиран случай ЧИС на СТД има устойчиво равновесно състояние при температура $T_1=0$.

Крайното състояние на околната среда ще се характеризира чрез макротемпература T_3 , която е по-голяма от началната T_2 ($T_3 > T_2$).

Следователно единственият резултат на горния процес е предаване на топлина от хладно към горещо тяло.

Нека да повторим горния цикъл, но при външен товар — ротационно тяло с крайна маса, което е в среда на абсолютен вакуум.

Крайното състояние на системата след освобождаване на ТД и развъртане на товара ще се характеризира с това, че ЧИС на ТД е в равновесно състоя-

ние T_1 ($0 < T_1 < T_0$), а външният товар се върти с постоянна ъглова скорост, която е равна на $\omega_M(T_1)$.

Единственият резултат от горния процес ще бъде извършена работа за сметка на охлаждането на едно тяло – ЧИС на ТД.

И в тези два случая лесно можем да се убедим, че КПД на ЧИС на ТД е отново единица. Например когато външен товар е ротационно тяло с крайна маса, то КПД при ускоряване на външния товар ще се определи така

$$(22) \quad \eta = \frac{\frac{J_L \omega_M^2(T_1)}{2}}{\left| \Delta Q^{(1)} \right| - \frac{J_c \omega_M^2(T_1)}{2}} = \frac{\frac{J_L \omega_M^2(T_1)}{2}}{\frac{J_c + J_L}{2} \omega_M^2(T_1) - \frac{J_c \omega_M^2(T_1)}{2}} \equiv 1,$$

където J_L е инерционният момент на външния товар.

4. Анализ на неизолирана система на ТД

Нека един предварително загрят НТД да е в пространство на абсолютен вакуум. Системата на НТД губи енергия чрез електромагнитно излъчване и следователно се охлажда.

Сега нека в един „начален“ момент да освободим ТД в системата.

Ако отчетем работата, която е извършена за ускоряване на цилиндъра до някакъв друг момент (след началния) и я отнесем към изменението на вътрешната енергия в СТД за същия интервал от време, то КПД на ускорителния процес ще бъде (вече) по-малък от единица. В този случай изменението на вътрешната енергия е сума от полезно извършената работа и интеграла от мощността на електромагнитното излъчване за времето на наблюдение.

Очевидно е, че системата на СТД има равновесно състояние при $T_1 = 0$.

По-интересно е да си представим какво ще бъде поведението на една система на СТД с постоянен приток на външна енергия.

Ако мощността на входящата енергия е равна на мощността на електромагнитната енергия, която напуска системата, то СТД ще е в устойчиво равновесие. Когато двете мощности са различни, то тогава ротационното тяло в СТД ще се ускорява или забавя.

В една установена система на СТД с постоянен приток на външна енергия ротационното тяло се върти с крайна ъглова скорост, която е постоянна величина.

В една система на СТД с постоянен приток на външна енергия може да се постигне разъртане на тяло с безкрайна маса до крайна ъглова скорост, макар и за безкрайно дълго време.

Може би изследваният в [1] и тук изкуствен модел е примитивен първообраз на модел за реално изследване на осевото въртене на естествени космически обекти със собствено магнитно поле и постоянен приток на енергия от космическа радиация.

5. Хипотеза за токово термодинамично равновесие

В [4] е направено предположение за съществуване на закономерно явление, което е обект на изследване и тук. Направената хипотеза може да се опише.

Ако в закрития обем на една загрята среда, с относително ниска концентрация, е установено стационарно и ненулево макроразпределение на съставящите я свободни неутрални и свободни електрически заредени микрочастици, които се намират под действие на вътрешно магнитно поле, то в обема на средата практически за всички стойности и посоки на действащите вътрешни магнитно и електрическо поле ще се установи насочен макропроцес на кръгов пренос на вещества, който е:

— „недисипативен“ процес с точност до количеството електромагнитна енергия, която се изльчва от електрически заредените частици при тяхното участие в същия преносен макропроцес, защото за поддържане на същия процес практически не се извършва работа и защото енергетичният обмен при механично взаимодействие между микрочастиците в еквitemпературната среда е равновесен процес;

— обективно недисипативен процес, когато системата (среда и полета) е изолирана, защото количествата на изльчваната и поглъщаната в системата електромагнитна енергия са равни.

С горното описание е направен опит да се формулира по-прецизно хипотеза за токово равновесие в среда с висок вакуум и хипотеза за токово термодинамично равновесие за среда със среден вакуум.

6. Заключение

Резултатите на този анализ потвърждават направеното в [1] предположение, че кръговият преносен макропроцес на „свободни“ и електрически заредени частици под действие на магнитно поле в изолирана система на цилиндричен корпус от идеален изолатор е равновесен и обратим преносен макропроцес.

В изкуствения модел са създадени условия, при които част от енергията на хаотично топлинно движение на всички микрочастици в макросистемата се преобразува непрекъснато в кинетична енергия на въртеливо макродвижение на „свободните“ и електрически заредени частици.

В изолираната макросистема на изкуствения модел кръговият преносен макропроцес е обективно недисипативен — той е вечен.

В неизолираната макросистема на изкуствения модел кръговият преносен макропроцес е „недисипативен“ с точност до количеството на електромагнитната енергия, която се изльчва в същия процес и която напуска системата.

Закритата макросистема на изкуствения модел, наречена тук свободен топлинен двигател, има устойчиво състояние на равновесие, когато изльчваната от нея електромагнитна енергия се компенсира чрез еквивалентен приток на външна енергия. В състояние на устойчиво равновесие съставните тела на топлинния двигател ощеествяват синхронно ротационно въртене с постоянна ъглова скорост.

Естествените космически тела със собствено магнитно поле са „закрити“ системи и те могат да се сведат до неизолиран модел на свободен топлинен двигател с постоянен приток на външна енергия.

Л и т е р а т у р а

1. Вацов, М. Кръгов поток на газови йони в магнитно поле. – Аерокосмически изследвания в България, № 12 (под печат).
2. Детлаф, А., Б. Яворски. Курс физики. М., ВШ, 1989.
3. Джанколи, Д. Физика. М., Мир, 1989, с. 614.
4. Вацов, М. Физическа система в състояние на токово термодинамично равновесие. С., ИНРА, пер. № 93993, 1991.

Постъпила на 12 XII 1994 г.

Quasi-static processes and thermodynamic states in an artificial model of thermal engine

Milcho Vatsov

(Summary)

Simplified thermodynamic analysis of a closed system in which under the effect of a magnetic field, takes place a circle transport of gaseous ions round the rotational axis of a cylinder of ideal insulator. Two reversible states of steady thermodynamic equilibrium are characteristic for the artificial model insulated system. A direct or reverse transition from the one equilibrium state to the other is likely to occur after external effect. The transition process between the two equilibrium states is an unidirectional thermodynamic one of the type of quasi-static direct or reverse trigger transition. The internal energy and the rotational macromovement energy differ substantially in the two equilibrium states of the insulated system. The non-insulated system of the artificial model has steady equilibrium states, when an external energy source compensates for the electromagnetic radiation losses.

ВЪДРУГОСТНП

Метод за използване на магнитното поле на Земята за навигационни цели

Борис Василев

Институт за космически изследвания, БАН

1. Същност на проблема

Основните навигационни средства, които се използват за приземна навигация в момента, са радионавигационните системи (РНС) и инерциалните навигационни системи (ИНС). Към РНС спадат и спътниковите навигационни системи (СНС).

Практическото използване на СНС постави ред въпроси пред специалистите по навигация. Веднага след като беше доказана високата точност на тези системи, възникна въпросът за целесъобразността от развитието на най-точните до момента навигационни средства — инерциалните навигационни системи. Беше нормално и естествено да се помисли, че тези системи са етап в развитието на навигационната наука. По-късно обаче се видя, че СНС имат недостатъци, които за редица практически приложения са съществени и тяхното компенсиране може да стане само по пътя на обединяването им в навигационен комплекс с други навигационни средства и най-вече с ИНС. Всяка от двете навигационни системи притежава недостатъци и предимства, които взаимно се компенсират и допълват. Това е причината комплексът от СНС и ИНС да се коментира и изучава в най-различни светлини, с различна степен на интеграция и с използването на различен математичен апарат за обработка на навигационната информация. ИНС се характеризират с грешки в определяне на навигационните параметри, породени от дрейф на чувствителните елементи, който е достигнал своя минимум и по-нататъшното му намаляване практически е невъзможно чрез използването на технологични усъвършенствания, калибровка на системата като цяло и отделните нейни елементи и установяването на ИНС (платформена или безплатформена) в базовата координатна система (к. с.). ИНС в автономен режим на работа се нуждаят от значително време за установяване в базовата к. с. (от порядъка на 5 до 15 min), освен ако не работи в непрекъснат режим, което е свързано с други неудобства. Освен това

високоточните ИНС са комплекс от прецизни оптични, механични и електронни устройства, което е предпоставка за по-ниска надеждност на системата. Използването на ИНС в полет налага необходимостта от допълнителна информация за откриване и компенсиране на отделни откази в системата.

Автономно работещите СНС се характеризират също с типични недостатъци. Системата е уязвима например от пропадане на сигналите от противникови въздействия върху системата от навигационни спътници. Освен това е възможно приемната антена да бъде засечена при еволюции на летателния апарат или по други причини. Времето, необходимо за обработка на радиосигнала, и това за решаване на навигационните уравнения, дава възможност за получаване на навигационна информация с честота 1 Hz и в изключителни случаи до 10Hz. Практически необходимата информация в редица случаи е с честота на един порядък по-висока.

Комплексирането на СНС и ИНС в различна степен на интеграция решава в една или друга степен всички тези проблеми. Основното предимство на този комплекс произтича от различния честотен спектър на грешките на двете системи. Повечето подвижни обекти в пилотажно-навигационния си комплекс включват СНС и ИНС, интегрирани в една или друга степен.

Тук обаче трябва да се има предвид, че стойността на ИНС е на порядък по-висока от тази на СНС.

В статията се разглежда навигационна система, използваща информация от земното магнитно поле, която с успех би заменила ИНС в комплекса ИНС – СНС, без това да повлияе на точността му и чиято стойност би била от по-рядъка на тази на СНС.

2. Метод за използване на магнитното поле на Земята за навигационни цели

Нека датчикът на скоростта в магнитната навигационна система (МНС) представлява прав проводник с дължина l . При движение на проводника в магнитно поле в него се индуцира електродвижещо напрежение (е. д. н.), определено от закона за електромагнитната индукция

$$(1) \quad E = l(V \times B),$$

където l е дължина на проводника; V – вектор на скоростта на проводника; B – вектор на магнитната индукция на полето.

По принцип е възможно построяването на автономна МНС. Нека се използват три взаимно перпендикулярни датчика на скорост и по тях е ориентирана к. с. $Oxyz$, неподвижно свързани с подвижния обект. Ако $V=\{v_x, v_y, v_z\}$ и $B=\{b_x, b_y, b_z\}$, при $l=1$ компонентите на $E=\{e_x, e_y, e_z\}$ се определят от

$$(2) \quad \begin{aligned} e_x &= v_y b_z - v_z b_y, \\ e_y &= v_z b_x - v_x b_z, \\ e_z &= v_x b_y - v_y b_x. \end{aligned}$$

За различни моменти от време t_1 и t_2 , за които $V_1 \neq V_2$ и с достатъчно голяма точност може да се приеме, че $B=const$, са верни уравненията:

$$(3) \quad \begin{aligned} e_{x1} &= v_{y1} b_{z1} - v_{z1} b_{y1}, \\ e_{y1} &= v_{z1} b_{x1} - v_{x1} b_{z1}, \\ e_{z1} &= v_{x1} b_{y1} - v_{y1} b_{x1}. \end{aligned}$$

$$(4) \quad \begin{aligned} e_{x2} &= v_{y2} b_{z2} - v_{z2} b_{y2}, \\ e_{y2} &= v_{z2} b_{x2} - v_{x2} b_{z2}, \\ e_{z2} &= v_{x2} b_{y2} - v_{y2} b_{x2}. \end{aligned}$$

Векторите $E_1 = \{e_{x1}, e_{y1}, e_{z1}\}$ и $E_2 = \{e_{x2}, e_{y2}, e_{z2}\}$ определят две пресичащи се равнини. Направлението на B се определя от правата

$$(5) \quad \begin{aligned} e_{x1} x + e_{y1} y + e_{z1} z, \\ e_{x2} x + e_{y2} y + e_{z2} z. \end{aligned}$$

(6) При нормирането на вектор B , определен от уравнението

се определят направляващите косинуси, които дават ъгловите навигационни параметри на обекта.

При движение на обекта по земната повърхност, при което вектор V лежи в равнината Oxy , неговото направление може да се намери като пресечна права между равнината, определена от векторите E и B , и равнината Oxy . При известни вектори E и B и при определен ъгъл между векторите V и B не представлява проблем определянето на модула на вектор V .

3. Заключение

Предлага се метод за определяне на навигационните параметри на подвижен обект, който се характеризира с:

- Висока точност. Скоростта се измерва директно с висока точност и постоянно математическо очакване на грешката на измерването, докато при ИНС се измерва ускорението на обекта, а скоростта се определя чрез интегриране на последното, при което се натрупва грешка;
- Висока надеждност на системата;
- Опростен от технологична гледна точка датчик;
- Опростен алгоритъм за определяне на навигационните параметри;
- Отпада необходимостта от високоточна стабилизирана платформа;
- Системата е автономна, при което методът е приложим и за космически обекти;
- Този метод би могъл да се използва и за определяне параметрите на магнитното поле;
- Магнитната навигационна система е изключително перспективна от гледна точка на комплексирането ѝ с други навигационни системи и най-вече със СНС.

Методът за определяне параметрите на обекта чрез използване на магнитното поле на Земята може да бъде реализиран в различни варианти. Тук се има предвид включването в системата на жировертикала, датчици на ъглови ускорения, различни видове висотомери и т. н., което дава допълнителни възможности за повишаване на точностните и надеждностните характеристики на системата.

Л и т е р а т у р а

1. Купалян, С. Д. Теоретические основы электротехники (Электромагнитное поле). Часть 3. М., Энергия, 1970.
2. Napier, M. Integration of Satellite and Inertial Positioning Systems. — Journal of Navigation, 3, 1990, No 1.
3. Dove, M., K. Miller. Kalman Filters in Navigation Systems. — Journal of Navigation, 42, 1989, No 2.
4. Hyaslop, G., D. Gerth, J. Kraemer. GPS/INS Integration on the Standoff Land Attack Missile (SLAM). — IEEE Aerospace and Electronic Systems, 5, July 1990, No 7.
5. Whitcomb, L. Sensor Compensation for Vehicle Magnetic Signatures. — IEEE Aerospace and Electronic Systems, 4, February 1990, No 2.

Постъпила на 6. IX. 1994 г.

Method of using of the earth's magnetic field for navigation purposes

авторът на статията *Boris Vassilev*

ОИОГА експертът по спътниковаavigaцia и изследовател по астрономия и космическа геодезия (Съммару)

All the existing at the present moment systems for navigation, using the magnetic fields information belong to the type of correlative extremum navigation systems requiring vast memory and effective computer speed.

It is offered a system, similar to the inertial navigations systems which, however can directly measure the speed over the three axis of presumptively chosen coordinate system.

The proposed method for magnetic navigation uses such types of sensors which are entirely new in the field of measurement of navigation parameters of mobile objects — linear accelerations, speed and coordinates, magnetic heading, declination and dip.

Авиация и космонавтика за всички

авторът

**АПОЛО –
реализираната американска амбиция**

Димитър Йорданов

Институт за космически изследвания, БАН

**Обзор на космическата програма АПОЛО,
рискове и резултати**

На 25 май 1961 г. американският президент Джон Кенеди в послание до Конгреса на САЩ обявява началото на програмата АПОЛО с думите: „Аз вярвам, че нашата нация може да посеме ангажимент да изпрати човек на повърхността на Луната и благополучно да го върне на Земята в това десетилетие“.

Днес, след повече от 30 г., може да се каже, че това е била една изключително смела и рискова задача.

До това послание на Джон Кенеди, Съветският съюз е осъществил първия орбитален космически полет от 108 мин. на Юрий Гагарин на 12 април 1961 г., а американците на 5 май 1961 г. – един суборбитален полет на космически кораб „Меркурий-3“ с астронавт Алън Шепърд за 15 мин. Около месец след полета на Гагарин Кенеди отправя поглед към Луната.

В Космоса се води гигантско техническо съревнование между двете най-големи космически държави. В началото успехи в безпилотната и пилотируемата космонавтика имат съветските учени и специалисти. След неуспешни опити да се облети, фотографира и изследва лунната повърхност и успешните полети на руските автоматични станции „Луна-1,-2,-3“, НАСА от 1959 г. осъществява безпилотната програма „Рейндър“. Първите фотографии с практическо значение за програмата АПОЛО са получени през 1964 и 1965 г. с „Рейндър-7,8 и -9“. През февруари 1966 г. „Луна-9“, а през юни същата година „Сървейър-1“ осъществяват меки кацания на Луната.

Непосредствено преди пилотираните полети по програмата АПОЛО чрез успешни полети на американските станции „Сървейър-3,-4,-5,-6 и -7“, в периода 1967–1968 г., НАСА получава и необходимите данни и изображения, които се използват за избор на място за кацане на астронавти.

Паралелно с безпилотните полети в САЩ се изпълняват и две космически програми за изучаване възможностите на човека в околоземното космическо пространство — „Меркурий“ и „Джемини“.

Три години преди това — през 1958 г., с американски спътници и междупланетни автоматични станции са открити двата радиационни пояса около Земята. Ситуацията с радиационната опасност се усложнява и от опитите с ядрено оръжие в атмосферата и космическото пространство, извършвани интензивно по военни програми за борба с балистични ракети. В тази неблагоприятна за човека космическа среда са реализирани полетите на първите съветски космически кораби „Восток“ и американската програма „Меркурий“. През 1963 г. ядрените държави подписаха споразумение за прекратяване на опитите с ядрени взрывове в атмосферата и космическото пространство.

След посланието на президента Кенеди и началото на АПОЛО научните задачи от програмите „Меркурий“ и „Джемини“ се пренасочват за осъществяване на новата технологична цел. Участниците в тези програми са и астронавти на лунната програма, а техническите постижения са елементи от реализациата на АПОЛО.

Програмата „Меркурий“ предвижда едноместни космически кораби за изучаване възможностите на човешкия организъм в космическото пространство. Тя започва с два суборбитални полета. Общо са извършени 6 пилотирани полета:

„Меркурий-3“ Алън Шепард на 05. 05. 1961 г. — 15 мин., суборбитален полет, с максимално отдалечаване от Земята на 186 км. Доказани са възможностите за ръчно управление в безтегловност;

„Меркурий-4“ Върджил Грисъм на 21. 07. 1961 г. — 15 мин., суборбитален полет, продължава изучаването на възможностите за управление в безтегловност за потвърждаване на резултатите;

„Меркурий-6“ Джон Глен на 20. 02. 1962 г. — 4 часа и 55 мин., първи орбитален полет на американски астронавт. Преди него в орбитален полет в непилотиран вариант летят три шимпанзе;

„Меркурий-7“ Малcolm Скот Карпентър на 24. 05. 1962 г. — 4 часа и 56 мин., продължава изучаването на човешките възможности в почти еднаква с Джон Глен задача за потвърждаване на резултатите;

„Меркурий-8“ Уолтър Шира на 03. 10. 1962 г. — 9 часа, проверка на принципите на взаимодействие между човека и машината, заложени в КК „Меркурий“;

„Меркурий-9“ Гордън Купър на 15. 05. 1963 г. — 34 часа, целта на полета е изследване въздействието на продължителен полет.

Програмата „Джемини“ предвижда използването на двуместни космически кораби за изучаване възможностите на човека в продължителен полет до 14 денонощия, среща на орбита, скачване с безпилотен обект, излизане на астронавти в открит космос. Общо са изпълнени 12 полета на космически кораби в околоземна орбита. Десет от тях са пилотирани:

„Джемини-3“ Върджил Грисъм, Джон Янг. Първи маневър на орбита с ръчно управление — 23. 03. 1965 г.;

„Джемини-4“ Джеймс Макдивит и Едуард Уайт — 03. 06. 1965 г. Първо излизане в открит космос на американския астронавт Е. Уайт;

„Джемини-5“ Гордън Купър и Чарлз Конрад — 21. 08. 1965 г. Основната задача е изследване на възможностите за съгласувани действия

- на екипажа в безтегловност за 8 денонощия. Предвиденият експеримент по сближаване с контейнер и проверка на оборудването за скачване се осуетява от неизправност на електрохранването;
- „Джемини-7“ Франк Борман и Джеймс Ловъл – 04. 12. 1965 г. Полетът продължава до 18. 12. 1965 г. и при него се проверяват възможностите на трениран човешки организъм да понесе състоянието на безтегловност за времето, необходимо за лунната експедиция. Групов полет с „Джемини-6“;
- „Джемини-6“ Уолтър Шира и Томас Страффорд – 15. 12. 1965 г. Групов полет с „Джемини-7“.
- По време на полетите двата космически апарати се доближават на разстояние 30 см.
- На следващия ден астронавтите изпълняват за първи път управляем вход в атмосферата;
- „Джемини-8“ Нийл Армстронг и Дейвид Скот – 16. 03. 1963 г.
- Първо скачване с безпилотен обект. Създава се аварийна обстановка след скачването с обекта „Аджена“. Двата космически апарати започват бързо да се въртят. След разделянето въртенето продължава, ръчното управление функционира с проблеми. Астронавтите се справят със ситуацията и полетът завършва успешно;
- „Джемини-9“ Томас Страффорд и Юджин Сернан – 03. 06. 1966 г. Изпълнено е сближение със спътник мишена и е направен неуспешен опит за скачване с нея. Ю. Сернан излиза в открит космос и прави опит за маневриране с газов пистолет, който се осуетява от отказ на пистолета;
- „Джемини-10“ Джон Янг и Майкъл Колинз – 18. 07. 1966 г. Задачата е прехват на два космически обекта „Аджена“, сближение, скачване, включване на двигател на „Аджена“, маневриране в скачено състояние, излизане в открит космос от М. Колинз, приближаване до намиращата се на три метра „Аджена“, снемане на образци от нея, научни и технически експерименти. Полетът завършва успешно след 70 часа и 46 мин.;
- „Джемини-11“ Чарлз Конрад и Ричард Гордън – 12. 09. 1966 г. Изпълнено е съединяване на кораба и безпилотен обект с въже. В съединено състояние двата обекта се издигат на 1370 км и от тази височина Конрад съобщава, че вижда Земята като кълбо;
- „Джемини-12“ Джеймс Ловъл и Едвин Олдрин – 11. 11. 1966 г. Изпълнени три излизания в открит космос от Олдрин с обща продължителност 5 часа и 30 мин. Изследвани са възможности за работа с множество космически инструменти.

Паралелно с програмата „Джемини“, която завършва през 1966 г. се работи и по програмата АПОЛО. Нейните пилотирани експедиции започват с трагичен случай в началото на 1967 г., който налага прекъсване на полетите за почти 2 години. Общо до 1972 г. са изпълнени 9 експедиции до Луната, 6 кацания, 12 астронавти са работили на лунната повърхност. За теоретическо начало на програмата може да се счита 1960 г. с доклада на Уилям Мичел от научноизследователския център в Лондон – отдел по механика. В този доклад Мичел обосновава енергетически най-целесъобразния способ за кацане на Луната и връщане на астронавтите. Впоследствие Джон Хуболт и неговите сътрудни-

ци способстват за утвърждаване на предложената от Мичел идея. Основното в нея е, че налагашите се в процеса на полета скачвания и разделяне на части от системата се извършват на окололунна орбита.

През 1961 г. фирмата „Норт американ авиейшън“ получава поръчка за разработка на космическия кораб АПОЛО, а през 1962 г. фирмата „Груман“ започва разработка на лунната кабина.

През 1966 г. е изведен в орбита макет на основния блок на космическия кораб АПОЛО. Полетът е безпилотен за изпитание на ракета носител „Сатурн-1Б“. За пилотиране полети се използва „Сатурн-5“

Началото на пилотираните полети е планирано по график за 1967 г., но първият екипаж в състав Върджил Грисъм, Роджър Чифи и Едуард Уайт загиват при пожар в кабината на космическия кораб. Останалите полети от програмата АПОЛО, макар и драматично в отделни случаи, преминават успешно и без жертви.

В предварителния график на НАСА кацането на Луната като основна част от програмата е предвидено да изпълни екипаж в състав Чарлз Конрад, Ричард Гордън и Алън Бин на „АПОЛО-11“ през юли 1969 г. При реалното изпълнение на програмата настъпват промени.

По реда на стартиране са решени следните задачи на програмата АПОЛО:

„АПОЛО-7“ Екипаж – Уолтър Шира, Донн Ейзел и Уолтър Канингъм.

Провеждат се изпитанията на основния блок в орбита около Земята на 11. 10. 1968 г.;

„АПОЛО-8“ Екипаж – Франк Борман, Уилям Андерс и Джеймс Ловъл.

Извършва се облитане на Луната по елиптична орбита (112 км/312 км) и преминаване в кръгова орбита около Луната (113 км от повърхността ѝ) на 21. 12. 1968 г.;

„АПОЛО-9“ Екипаж – Джеймс Макдивитт, Дейвид Скот и Ръсел Швейкарт.

В периода от 3 до 13 март 1969 г. се извършва изпитателен полет. В него са отработени на околоземна орбита операциите по престрояване на основния блок. В тази операция основният блок с астронавтите се отделя от системата, обръща се на 180° и се съединява с лунната кабина. Това се извършва по трасето за Луната, за да се обедини основният блок с лунната кабина в единна система, позволяща преминаване на двама от екипажа в лунната кабина. Освен това, по този начин по-гъвкаво се използват двигателите, електрохранващите и жизнеосигуряващите системи. При „АПОЛО-9“ тези операции са тренирани на околоземна орбита. На 7 март е извършен и най-сложният и рискован експеримент. В лунния модул преминават Швейкарт и Макдивитт, а Скот остава в основния блок. Тренировката включва отделяне на лунната кабина, маневриране, излизане в открит космос, скачване. По време на полета максималното отдалечаване на двете части от космическия кораб е 175 м. При изпълнението на разделен полет излизането от лунната кабина в открит космос се тренира като резервен вариант за връщане към основния блок при евентуална авария на възела за скачане с него. Лунната кабина е предназначена само за полет извън плътните слоеве на атмосферата и тънките ѝ стени не могат да осигурят връщане на Земята. Изпитанията завършват успешно и след скачване и преминаване в основния модул астронавтите отделят лунната кабина и се връщат на Земята. Лунната кабина

- „АПОЛО-10“** изгаря в атмосферата след около 19 години; Екипаж — Томас Страффорд, Юджин Сернан и Джон Янг. От 18 до 26 май 1969 г. се прави генералната репетиция за кацане на Луната. По време на полета се изпълняват всички елементи от програмата без самото кацане на лунната повърхност. Програмата включва: отделяне от космическия кораб на лунната кабина с двама астронавти — Страффорд и Сернан, полетът по елиптична окололунна орбита, при която лунната кабина се приближава на разстояние 15 км от лунната повърхност. Критичен момент в полета настъпва, когато на 23 май след маневриране за сближение с основния блок, пилотиран от Джон Янг, астронавтите отделят системата за прилуняване, която при стартiranе от лунната повърхност се предвижда да остане на Луната. В този полет това се извършва на окололунна орбита. Останалата част от лунната кабина заедно с астронавтите започва бързо да се върти, при което се създава илюзия за падане на Луната. При такава конфигурация, в която се е намирала лунната кабина падането на Луната е катастрофа. Чрез ръчно управление астронавтите успяват да стабилизират лунната кабина и извършват успешно следващите операции по сближение и скачване с основния блок. Анализът на ситуацията е показал, че предпоставката за възникване на усложненията е техническа монтажна грешка, заложена още на Земята;
- „АПОЛО-11“** В периода от 16 до 24 юли се изпълнява основната задача на програмата АПОЛО — кацане на Луната и благополучно връщане на тричленния екипаж. Полетът е осъществен от екипаж в състав: Нийл Армстронг — командир на космическия кораб, Едвин Олдрин — пилот на лунната кабина, и Майкъл Колинз — пилот на основния блок.
- След изпълнение на всички елементи от схемата на полета Армстронг и Олдрин с лунната кабина осъществяват мекото кацане на лунната повърхност, а Колинз остава на окололунна орбита. На 21 юли 1969 г. Армстронг и Олдрин за първи път в човешката история стъпват на Луната. Те монтират научна апаратура и провеждат предвидените експерименти и телерепортажи. Оставят на Луната паметни медали с образите на загиналиите покорители на Космоса — Юрий Гагарин, Владимир Комаров, Върджил Грисъм, Роджър Чаффи и Едуард Уйт. След 2 часа престой на Луната стартират от нейната повърхност, скачват се с основния блок и след изпълнение на всички предвидени операции се завръщат успешно на Земята на 24 юли като се приводняват в Тихия океан на 1600 км от Хавайските острови. Така завършва реализацията на една дръзка човешка мечта. Програмата АПОЛО продължава с още 6 полета до 19.12.1972 г. Научната програма на полетите, която се изпълнява от всички екипажи включва преди всичко събиране на образци от лунната повърхност и от грунта, изследване на сейзмичната обстановка, на магнитното поле и на слънчевия вятър, геологически изследвания, изпитание на транспортна техника и др.;
- „АПОЛО-12“** Екипаж — Чарлз Конрад, Ричард Гордън и Алън Бин. На 14.11. 1969 г. стартира в проливен дъжд. На 37-ата сек. от старта на

„АПОЛО-12“ 2 км височина в ракетата носител попада мълния. Това предизвиква ненормална работа на бордовата апаратура. Анализът на обстановката показва, че мълният вероятно е предизвикана от преминаването на ракетата през наелектризирана облаци. Металният корпус с дължина около 100 м и изходящата от двигателите струя йонизирани газове с дължина повече от 200 м по същество представляват дълъг проводник, внесен в електрическото поле на облаците. Независимо от трудностите в началото, полетът протича успешно. На окололунна орбита остава Р. Гордън, а Ч. Конрад и А. Бин извършват меко кацане и разполагат на лунната повърхност специално разработени за научната програма сейзмограф, магнитометър и спектрометър. В разходката на 183 м от лунната кабина те намират автоматичната станция „Сървейър-3“ без признания на разрушение и събират около 34 кг лунни образци от грунта;

„АПОЛО-13“ Екипаж — Джеймс Ловъл, Джон Суиджерт и Фред Хейс. Стартова на 11. 04. 1970 г. Две денонасия след старта екипажът попада в сериозна аварийна ситуация вследствие на взрив на резервоар за кислород. Засегнатата е системата за жизнеосигуряване и се създава опасност от задушаване. След драматични дни, корекции на орбитата, екипажът извършва облитане на Луната и с резерва от кислород в лунната кабина благополучно се завръща на 17. 04. 1970 г., като преди гмуркането в атмосферата астронавтите преминават в спускаемия апарат на основния блок и отделят лунната кабина;

„АПОЛО-14“ Екипаж — Алън Шепард, Едгар Митчел и Стюарт Руса. Стартова на 31. 01. 1971 г. А. Шепард и Е. Митчел извършват меко кацане на Луната, а С. Руса остава на окололунна орбита. Астронавтите изпълняват предвидената научна програма, събират 44,5 кг лунни образци. При 9-часовата си работа на Луната използват автономен транспортър за оборудването, който са придвижвали ръчно. Полетът завършва нормално на 09. 02. 1971 г.

„АПОЛО-15“ Стартова на 26. 08. 1971 г. Астронавтите Дейвид Скотт и Джеймс Ирвин извършват меко кацане на Луната, а Алфред Уордън остава на окололунна орбита. Проведени са научни изследвания за изучаване и картографиране на лунната повърхност от орбита и с помощта на специално подгответ малък лунен спътник са изучавани аномалиите на гравитационното поле. Чрез отражател на лазерно излъчване е определено точното разстояние между Земята и Луната в даден момент от траекторията. Този експеримент е изпълняван и от екипажите на „АПОЛО-11“ и „АПОЛО-14“. По време на експедицията са изпитани луноход, усъвършенствани скафандри и система за жизнеосигуряване, събрани са 77,5 кг образци от лунната повърхност. При връщането към Земята Уордън извършва излизане в открит космос за прибиране на научни материали. „АПОЛО-15“ има редица усъвършенства, които позволяват да се продължи полета до 16 денонасия с възможности за престой до 3 денонасия на Луната. При завършване на полета един от трите основни парашута не се разтваря. Създава се опасност от заплитане

на неразтворилия се парашут с останалите два, но общо при водняването завършва благополучно на два парашута с по-голяма вертикална скорост.

„АПОЛО-16“ Екипаж – Джон Янг, Чарлз Дюк и Томас Маттингли. Извършва експедиция до Луната с меко кацане от 16 до 27 април 1972 г. Джон Янг и Ч. Дюк кацат на Луната, а Т. Маттингли остава на орбита. Астронавтите събират 95 кг грунт и изминават 27 км с лунохода. Работата върху повърхността на Луната е 20 часа. Продължена е научната програма чрез астрономически наблюдения и магнитни измервания. Апаратурата за измерване на топлинните потоци от недрата на Луната отказва да работи. Проведени са сейзмични изследвания;

„АПОЛО-17“ Последната експедиция с кацане на Луната от 7 до 19 декември 1972 г. Астронавтите Юджин Сърнан и Харисън Шмитт извършват меко кацане, а Роланд Еванс остава на окололунна орбита. Основната част от научната програма са геологически изследвания. Успешно е проведен експеримент по изучаване на топлинните потоци от лунните недра. Геологът Шмитт и пилотът на лунния модул Сърнан изминават 36 км с лунохода, събират 110 кг образци и правят повече от 2000 снимки на лунната повърхност.

Научната програма в лунните експедиции

Научните задачи на лунните експедиции са свързани преди всичко с изучаване на лунната повърхност, структурата и състава на образците от грунта, сейзмичната активност, изследване на магнитното поле, топлинните потоци от лунните недра, слънчевия вятър, разстоянието между Луната и Земята, картографиране, наблюдения. За целите на научната програма са използвани пет комплекта научни апарати. Общата дължина на фото- и кино-материалите надвишава 15 км.

Най-голям интерес представляват резултатите от изучаването на лунните образци. Общото им количество е 384,2 кг. С анализа им се занимават 125 научни групи от цял свят. Химическият анализ на образците доказва, че Луната не се е отделила от Земята в процеса на образуване на планетите. Общата и възраст съвпада практически с възрастта на Земята – около 4,5 млрд. години. В лунния грунт има високо съдържание на алуминий и титан, а в лунния прах около 30% е стъкловидно вещество във вид на сфери с диаметър николко десетки от милиметъра. Предполага се, че при удари на метеоритни частици лунното вещество от повърхността се изпарява и след това пада във вид на малки кръгли капки. При изучаването на лунната повърхност астронавтите обръщат внимание на слепването (адхезията) на частиците от повърхностния прахообразен слой, които не се свличат даже и при наклони от 70°.

С разположения върху лунната повърхност сейзометър са регистрирани лунотресения, едно от които продължава около 5 мин. Тези данни дават основание на учените да преразгледат теорията, че Луната е напълно мъртво в геологическо отношение тяло.

Изследванията с магнитометър потвърждават почти пълното отсъствие на магнитно поле. За разлика от Земята, повърхността на Луната е подложена на разрушителното въздействие на слънчевия вятър.

Средната плътност на лунните образци е $3,36 \text{ г}/\text{см}^3$, а на Земята $5,52 \text{ г}/\text{см}^3$. В лунните образци по-често от Земята се срещат метали с висока точка на топене и по-рядко — метали с ниска точка на топене. Тези данни дават основание да се предполага, че Луната е образувана при по-високи температурни условия от Земята, което се съгласува и с липсата на вода.

В процеса на изучаване на Луната са направени и открития, най-важните от които са две. Първото е, че Луната е напълно стерилна. Второто е, че Луната има подобен на Земята геологическа история и структура. Въпросът за произхода на Луната остава отворен. Учените се придържат към две теории. Според едната Луната се е образувала някъде в Слънчевата система и после е попаднала в гравитационното поле на Земята. Според другата теория Луната се е образувала в близост до Земята.

Общо е мнението, че получената ценна информация от изпълнението на лунната научна програма, придобита с много труд и финансови разходи, е поставила и много нови въпроси. Обемът на необходимите изследвания само за изясняване на произхода и еволюцията на Луната изисква при сегашните темпове поне 100 години. Очевидно е, че за това са нужни нови лунни пилотирани комплекси от типа на лунни бази с продължителност на съществуване минимум до една година и организация на снабдяване с периодична смяна на екипажите. Промишленото производство на алуминий и титан на Луната е под въпрос поради липсата на вода.

Продължение в следващия брой.

Постъпила на 1. X. 1994 г.

Стимулиращо въздействие на българското космическо меню върху работоспособността на космонавтите при продължителни полети

Любка Георгиева, Цветан Цветков

*Научноизследователски институт
по криобиология и лиофилизация, София*

При екстремални условия на труд и бит ролята на алиментарния фактор се изразява с повишаване на възможностите на атакуваните от вредните условия на обкръжаващата среда органи и системи да формират структурните основи на адаптацията на организма и неговата реактивоспособност. Количество и качествената адекватност на храната компенсира бързо изразходваните дефицитни биоствставки на организма.

Храненето е един от най-важните физиологично-хигиенни фактори с определяща роля за поддържане високо ниво на работоспособността, адаптивността и здравословното състояние на космонавтите. Изпитанията, свързани с моделиране на факторите на полета, както и по време на полетите с различна продължителност, доказват, че основните промени в обмяната на веществата и съответно в потребностите на организма от хранителни вещества се дължат на хипокинезията, безтегловността и факторите, предизвикващи нервно-емоционално напрежение.

Нарушенията в организма, възникнали след продължителна и рязка хипокинезия, водят до ограничаване на адаптивността към условията на външната среда и до значително снижаване на работоспособността [1, 3, 11]. При обездвижване в продължение на две денонощица общото количество извършена работа след второто денонощие намалява средно с 43,4%, след десетото — с 42,0%, след деветнадесетото — с 26,0%. Възможността за работа до отказ в последните срокове се намалява съответно с 32,4, 30,6 и 18,2%. Подобни промени в работоспособността са установени и при американските астронавти след 14-дневен полет [2, 4, 8].

Рязкото понижаване на мускулната работоспособност се обуславя не толкова от вегетативните фактори, колкото от понижената способност на самата

мускулна тъкан да извърши интензивна и продължителна работа. Тези два фактора определят изменението, които настъпват във функционирането на сърдечно-съдовата система и нейната регулация, в калциевата обмяна, в дишането и газовата обмяна, в метаболизма на всички вещества, в кръвния състав и хемокоагулацията, в бъбречната дейност, в нервно-хуморалната регулация, в психичните функции, в преустройството на дейността на вегетативната нервна система, в реактивността и устойчивостта на организма и дори биоенергетиката на митохондриите. Това са изменения, които създават предпоставки за развитието на своеобразно предболестно състояние, начало на явен патологичен процес [1–3, 7, 11].

Приложението на комплексна хранителна профилактика нормализира дейността на организма, поставен при екстремални условия. Установено е, че членовете на екипажите на орбиталните станции „Салют“ и „Скайлъб“, изпълнявали стриктно определения хранителен и двигателен режим по време на продължителния полет, са запазили хранителен статус, близък до предполетния и функционално ниво на физиологичните системи, което е допринесло за сравнително бързата им реадаптация към земните условия.

Видът на космическите хани, комплектовани в хранителните рационы, се определя от продължителността на космическия полет. При непродължителни полети – от няколко дни или седмици, при които използваната храна е под формата на резерв, хранителният модел на екипажа включва обикновена консервирана храна. Този хранителен модел обаче се оказа неудачен. На орбиталната станция „Салют-6“, в резултат на пренатоварване на менюто със стерилизирани консерви (около 80% от състава на менюто), космонавтите от петте основни експедиции към края на втория месец от полета пристъпват с нежелание към тяхната консумация. Това наложи за екипажа на орбиталната станция „Салют-7“ да бъде разработен хранителен рацион със значително подобрен състав, при който около 65% от храните са в лиофилизиран вид. Значителният интерес към лиофилизираните хани, предназначени за продължителни полети, се потвърждава от крупните инвестиции, които НАСА влага за тяхното производство в САЩ.

Лиофилизацията се утвърди като един от най-прогресивните технологични методи за дългосрочно консервиране на хранителни продукти. Развитието на производството на лиофилизиирани космически хани в световен мащаб е в следните направления:

- запазване качеството на хранителните рационы от лиофилизиирани хани за период, по-продължителен от пет години;
- оптимизиране на количествения и качествения състав на космическите хани в съответствие с пластичните и енергийните потребности на организма по време на продължителни полети.

Основоположник на съвременните технологии за производство на лиофилизиирани космически хани в Република България е Научноизследователският институт по криобиология и лиофилизация в София.

Принципът на оригиналната българска технология за производство на лиофилизиирани хани се основава на използването на изкуствения студ в съчетание с вакуума. Съчетани са оптимално два метода на консервиране – замразяване и сушене във вакуум при температури, непревишаващи критичните, при които се нарушава микро- и макроструктурата на продукта. Процесът включва три последователни етапа на обработка на изходния продукт:

- първоначално сушене, при което образувалите се при замразяване ледени кристали сублимират под влияние на първоначално интензивно, а след това на умерено нагряване в условията на висок вакуум;

- вторично сушене, при което се отделя остатъчната влажност в условията на по-висок вакуум и положителни температури;
 - заключителен етап — достигане на крайна остатъчна влажност на продукта и нарушаване вакуума на сублимационната камера със сух инертен газ [5, 6].
- Остатъчното влагосъдържание, което е в границите на 2,0 до 5,0% е равномерно разпределено в обема на продукта. В сухо, опаковано състояние, лиофилизираният продукт се съхранява дълготрайно — до пет години, без да влиза в контакт с влагата и кислорода на въздуха. Това го прави подходящ за целите на продължителния космически полет.

Редуцирането на обема на космическите храны бе осъществено чрез гравулиране и последващо пресоване под формата на таблетки. Таблетните форми са удобни за оформяне на хранителни дажбени комплекти, включващи целидневно меню със съответната енергийна стойност, химически състав и оптимална маса — 300—350 грама.

Храната като физиологична потребност на организма изпълнява своето основно предназначение — да поддържа висока работоспособността на космонавтите, когато напълно се усвоява. Степента на усвоимост на храната се определя от нейните качества, консистенция, химически състав, от установения хранителен режим, както и от вкусовите предпочтения на отделния индивид. Ето защо при разработване на състава на българското космическо меню отделните храны бяха изпитвани при обикновени, земни условия и в херметизирани камери, имитиращи космическите условия. При проведеното тренировъчно хранене с бордовите рационы, включващи лиофилизираните храны, в продължение на 12 денонощия, космонавтите, участвали в проекта „Шипка“, придобиха теоретически и практически познания за използване на специализираното хранително звено. Индивидуалните вкусови предпочтения и оценката на съответния дегустиран продукт от членовете на екипажа бяха регистрирани в анкетни карти. Посочените от тях мнения ни дадоха насоки при комплектоване на дневните рационы, предназначени за продължителен полет. Сензорната оценка на дегустираните лиофилизиирани храны е висока — 8,9—9,0 по 9-балната Хедонична скала.

Проектираният химически състав и енергийното съдържание на лиофилизираните храны, включени в българското космическо меню, са съобразени с енергоразхода и неблагоприятните метаболитни промени, които възникват при продължителен полет. Както е известно, безтегловността и хипокинезията предизвикват намаляване интензивността на асимилационните процеси в организма при запазване на изходното ниво или при засилване на някои дисимилационни процеси. Въздействието на стреса също засилва катаболитното направление на обмяната.

За преодоляване на негативните процеси в организма на космонавтите, възникнали под влияние на вредните фактори при продължителния полет, и за осигуряване на интензивност, широта и цялостност на храненето е необходимо най-оптимално съчетаване в дневния хранителен космически рацион на храны от различен произход — източници на пластични, енергийни и биологичноактивни вещества.

Българското космическо меню е съставено от 27 вида лиофилизиирани храны на месна, месо-зеленчукова и плодово-млечна основа — супи, основни ястия, десерти, плодове, оформени във вид на хапки с пикантния, традиционен вкус на българската национална кухня.

Космическият дневен хранителен рацион от български лиофилизиирани храны е с енергийна стойност — 12810 кДж — 13230 кДж (3050—3150 ккал). Ха-

рактеризира се със следния химически състав: белтъчини — 135 г, мазнини — 110 г, и въглехидрати — 380 г. Количество на микро- и макроелементите в дажбата е, както следва: калций — 0,8 г, фосфор — 1,7 г, магнезий — 0,4 г, калий — 3,0 г, натрий — 4,5 г, желязо — 0,05 г.

Кратността на хранителния режим се определя в зависимост от функционалното състояние на организма, неговата физическа и нервно-психична натовареност. Българското космическо меню е адаптирано за четирикратен хранителен режим (две закуски, обяд и вечеря), с интервал между отделните приеми от три до пет часа. Консумацията на лиофилизираните космически храни се осъществява след рехидратация, при температура от 27 до 65°C, в зависимост от вида на хранителния продукт.

Проведените медико-биологични изследвания върху въздействието на лиофилизираните космически храни, включени в българското космическо меню, доказваха тяхната хранителна и биологична пълноценост. Това се дължи, от една страна, на рационално изградения им състав, а от друга — на приложените оптимални технологични параметри на сублимационното сушение. Групирането на лиофилизираните храни в комплектовани дажби позволи формирането и поддържането на благоприятен модел на хранене за продължителен период от време, без monotонност и с разнообразие на менюто.

Белтъчната компонента на изследваните лиофилизиирани храни се отличава с висока биологична стойност, която се определя от съдържанието на млечни и растителни протеини, богати на незаменими аминокиселини. От друга страна, съчетанието на протеини от различен произход допринася за добрата балансираност на аминокиселинния състав на белтъчната съставка, без наличие в нея на лимитиращи аминокиселини.

Масният компонент в българското космическо меню е оптимално дозиран, като е взета под внимание изключително важната физиологична роля на липидите — енергийна, пластична, регулаторна и транспортна, в общия метаболизъм на организма.

Високият относителен дял на плодовете в българското космическо меню го обогатява с целулоза, пектинови вещества, органични киселини, витамини, микро- и макроелементи. Плодовата съставка съдейства за образуване на широк спектър от взаимно допълващи се потенциращи действието си хранителни фактори. Те оказват благоприятно въздействие върху алкално-киселинното равновесие в организма, неутрализират редица отрицателни влияния на космическия полет върху обмяната, адаптивността и работоспособността на космонавтите.

Положителен ефект върху организма оказва включването в състава на десертните космически храни на два вида млечнокисели бактериални щамове — *Lactobacillus bulgaricus* и *Lactobacillus acidophilus*. Проучванията върху гастроинтестиналната микрофлора на човека, поставен в условия на нервно-емоционален стрес, на безтегловност и хипокинезия, наложиха преоценката на някои микробиологични критерии за качество на космическото меню. Проведените изследвания потвърдиха целесъобразността от включване в хранителния рацион на космонавтите на храни, в които е налице активна бифидо- или лактофлора [9-10]. По този начин се повишиха биологичната ценност, определена от детоксикиращата роля на млечнокиселите бактерии и физиологичното въздействие, свързано с подобряване на чревната микрофлора чрез стабилизиране на микробиоценозите на гастроинтестиналния тракт и подобряване на неговото функционално състояние.

Известно е, че при екстремални условия потребностите на организма от витамини значително се увеличават. Така например при мъже доброволци със

70-денонощно обездвижване екскрецията на 4-пиродоксиновата киселина, която е краен продукт на обмяната на витамин B_6 се понижава с 23%. Недостатъчното постъпване на този витамин при имобилизиране на организма води до влошаване на белтъчния метаболизъм. За алиментарното компенсиране на витаминния дефицит в хранителния рацион на космонавтите допълнително бе включен разработеният в Научноизследователския институт по криобиология и лиофилизация поливитаминен препарат – „Витатон“, при дозировка до три капсули дневно.

Проведените медико-биологични изследвания доказаха, че под влияние на приложеното алиментарно въздействие с включване в бордовите рационы на български лиофилизиранi космически храни значително се подобрява морфологичното и функционалното състояние на организма (телесна маса, телесен състав, биохимични показатели, индекс на физическата работоспособност и т. н.) в условията на продължителен полет.

В заключение следва да обобщим, че българското космическо меню от лиофилизиранi храни отговаря на съвременните нутриологични изисквания за хранене при продължителен космически полет. То обезпечава необходимите за поставения в екстремални условия организъм енергийни и пластични вещества за поддържане на висока работоспособност, имуорезистентност и адаптивност при имобилизация, съчетана с останалите негативни фактори на работната среда.

Л и т е р а т у р а

1. Абидин, Б., В. Белкин и др. — Космическая биология и медицина, 1975, № 2, с. 86.
2. Алейникова, Л., М. Денисюк. — Клиническая медицина, 1972, № 8, с. 49.
3. Гапан, А. Я. — В: Двигательная активность человека при гипокинезии. Новосибирск, 1972, с. 46.
4. Марин, Л. П. Стрес и его патогенетические механизмы. Кишинев, 1973, с. 160.
5. Цветков, Цв. Криобиология и лиофилизация. С., Земиздат, 1979.
6. Цветков, Цв., Е. Ралчовска и др. Сублимационно сушене на хранителните продукти. С., Земиздат, 1985.
7. Нерман, Р. — In: Muscular Dystrophy in Man and Animals. Basel, 1963, p. 407.
8. Lawton, R. W. — Astronaut Sci. Rev., 1962, No 1, 11.
9. Lizko, N. V., V. G. Silov — Suruch. Die Nahrung, 28, 1987 No 6/7, 599—605.
10. Lizko, N. V. — Die Nahrung, 31, 1987, p. 516.
11. Miller, P. B. — Aerospase medicine, 1965, No 11, p. 1077.
12. Tomas, B. Microbioloski aspekti liofilizacii namirnica. — RIM, 1971, 3—4, 3—10.

Постъпила на 12. XI. 1994 г.

Нови книги

ЕКОКАТАСТРОФИ (Природни екологични катастрофи)

През 1995 г. книжният ни пазар се обогати с нова научнопопулярна книга, издадена от Издателска къща „Ванеса“. Още самото заглавие на книгата подсказва, че тя е посветена на една сравнително нова, актуална и интердисциплинарна научна област, каквато е екологията. Автор е к. ф. н. инж. Гаро Мардиросян — ст. н. с. в научно направление „Дистанционни изследвания на Земята от Космоса“ в Института за космически изследвания при БАН.

Както и сам признава в предговора, авторът си е поставил нелеката задача в един сравнително ограничен обем, на популярно и достъпно за широка аудитория ниво да даде на читателя представа за характера, причините, развитието, разпространението, щетите, жертвите и т. н. на природните екокатастрофи, както и изводите и поуките от всичко това. И трябва веднага да се подчертая, че той е успял напълно да постигне целта си.

В началото на книгата са изяснени терминологично понятията „екология“ и „катастрофа“, за които все ще се водят дискусии в научната общественост. В главата „Някои големи дрезни екокатастрофи“ са разгледани гигантските природни катализми, които е преживяла нашата планета в процеса на оформянето си, климатичните катастрофи преди стотици хиляди и милиони години, евентуалната връзка между появата на живот на нашата планета и никоя колосална космическа катастрофа.

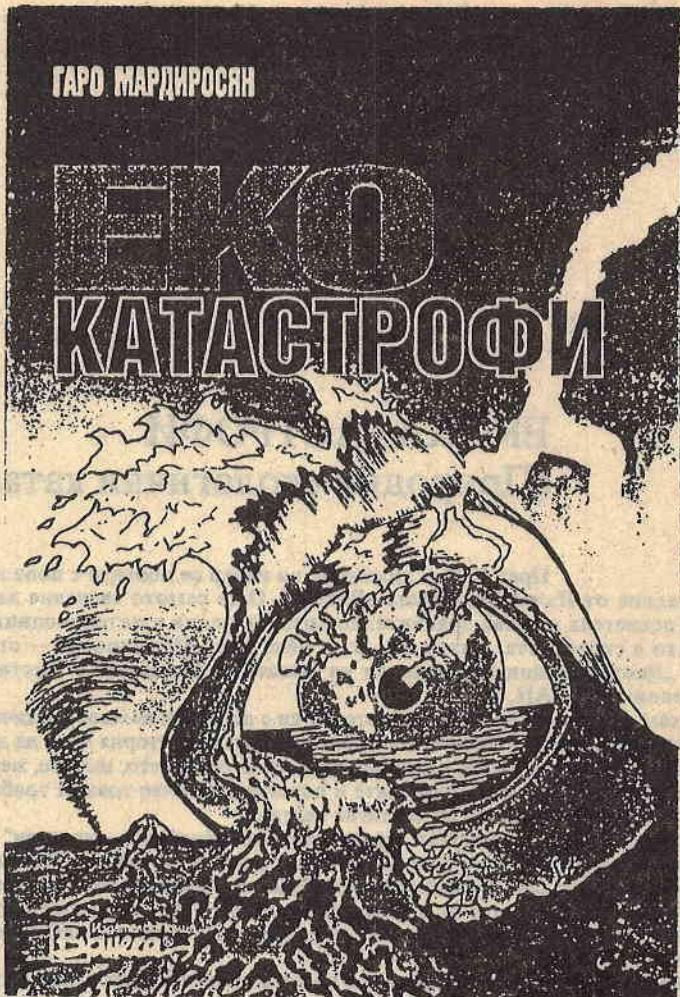
На различните природни катализми са посветени следващите глави в книгата. Исторически сведения за прочути екокатастрофи, разкази на очевидци, „мрачна“ статистика за жертви и щети, научно обяснение от гледище на съвременната геофизика на причините за появата, развитието, разпространението и т. н. на екологичните катастрофи, опитите на човека да им противостои и множество други любопитни факти и коментари за земетресения, наводнения, тропични циклони, вулкани, цунами, лавини, мълнии, прахови бури, горски пожари... Всичко това е допълнено с богат и интересен илюстративен материал.

Специално място е отделено и на екокатастрофите, сполетели нашите земи от древността до наши дни.

Едно от главните достойнства на „Екокатастрофи“ е, че независимо от популярния и достъпен начин на изложение авторът е съумял да запази научното звучене и ниво на книгата. Тя е одобрена от Министерството на образованието, науката и технологиите и се препоръчва като учебно-помощна литература за учащите се.

Много е полезна и за по-широката аудитория — от обикновения читател до специалиста по геофизика, геология, екология, хидрология, метеорология, за медицински персонал, за санитарно-хигиенни служби, за специалисти от военни ведомства и т. н.

Авторитетните рецензенти проф. Иван Петков и ст. н. с. Бойко Рангелов, добрата работа на художника Велимир Христов и на целия издателски екип са направили възможно оформянето на една книга, която може да се нарече явление на нашия книжен пазар, имайки предвид осъдницата от научнопопулярна литература през последните години, още повече на екологична тема.



Това е една наистина актуална, полезна и интересна книга, особено сега, в годините на обявената от ООН Международна декада (1990–2000 г.) за намаляване на последиците от природните бедствия.

ст. и. с. д-р з. н. Хернан Стилдаков

Мардироян, Г. Екокатастрофи (Природни екологични катастрофи). София, ИК ВАНЕСА, 1995. Ред. Н. Евтимова, худ. В. Христов, 240 с.).

INSTRUCTIONS TO AUTHORS

The Aerospace Research in Bulgaria series publishes original articles in the theoretical or applied fields of the space and aviation science and practice.

Submission:

The articles should be submitted in duplicate in Bulgarian, Russian or English language. The Bulgarian authors should also supply a Bulgarian version for verification of the translation.

- Manuscripts (including the tables and references) should not exceed 15 standard pages (30 lines per page, 60 strokes per line) typed on white non-transparent paper in standard office format (210x295).

- Each article should be accompanied with a summary (up to 30 lines).

Conditions:

The articles should not be published, neither submitted for publication elsewhere.

All manuscripts are subject to editorial review.

Arrangement:

- Title page. The first page of each article should indicate the title, the authors' names and the Institute where the article was conducted.

• Tables and illustrations. Tables and captions to illustrations should be submitted on separate sheets. The proper place of each figure in the text should be indicated in the left margin of the corresponding page. All illustrations (photos, graphs and diagrams) should be referred to as "figures" and given in abbreviation "Fig." The author's name, the number of the figure with indication of its proper orientation (top, bottom) should be slightly marked on the back on each figure. All illustrations should be submitted in duplicate too.

- References. They should be indicated in the text by giving the corresponding number in parentheses. The references should be typed on a separate sheet, arranged chronologically by numbers figuring in the text. The name of the first author should be given with inversion. The title of the article is followed by that of the journal (collection), volume, year of publication, issue number and the pages cited. The titles of the monographs should be followed by the city, publisher, year of publication and the cited page.

Example:

1. B u l a r d, E., I. C o o p e r. The determination of the masses necessary to produce a given gravitational field. — Proc. Royal Soc., London, 194, 1948, 332-347.

2. Y a n o v s k a y a, T., L. P o r o k h o v a. Inverse Geophysical Problems. Leningrad, Leningr. Univ. Publ., 1983.

Further details: Units of measurement should be used only according to SI.
• Authors have to accomplish one proof-reading within a specified by the publishers term. Only type-setting errors are subject to correction.

Address. The authors may submit articles in person or send them to the following address:

Editorial Board of
Aerospace Research in Bulgaria,
Institute for Space Research
Bulgarian Academy of Sciences,
6 Moskovska Str., Sofia 1000 Bulgaria

УКАЗАНИЯ ЗДА АВТОРИТЕ

В тематичната поредица „Аерокосмически изследвания в България“ се печатат оригинални научни статии на космическата и авиационната наука и практика.

Условия: Статите трябва да бъдат представени в 2 екземпляра на български, руски или английски език. Българските автори трябва да представят и превод на статията.

• Обемът на статията (включително таблиците и литературата) не трябва да превишават 15 стандартни машинописни страници (30 реда на страница, 60 удара на ред) с формат 210x295.

• Всяка статия трябва да бъде придружена от резюме (до 1 стандартна страница) на български и на един западен език.

• Материалы, приети за печат или публикувани в други издания, не се приемат.

Подреждане:

• На първата страница на всяка статия трябва да бъдат написани заглавието, имената на авторите и адресът на местоработата.

• Таблиците и илюстрации. Таблиците и текстът към илюстрациите трябва да се представят на отделни страници. Мястото им в текста да се посочи в полето на съответната страница. На гърба на илюстрациите (фотоси, чертежи, графики и др.) с молив да се напишат заглавието на статията, имената на авторите, номерът на фигурата и да се укаже ориентацията.

• Литература. Цитираната литература се представя на отделен лист по номерация, появяваща се хронологично в текста. Името на първия автор се дава с инверсия. Следват заглавието на статията, заглавието на списанието (сборника), том, година, книжка, страница, а при монографиите — град, издателство, година, страница.

Пример:

1. Кърстанов, Л., К. Серафимов. — Сп. на БАН, XX, 1974, № 2, с. 29.
2. Несторов, Г. Физика на ниската йоносфера. С., БАН, 1969, с. 63.

Други изисквания:

Мерните единици задължително да бъдат по СИ.

• Авторите преглеждат една коректура в определен срок. Допускат се само поправки на грешки, направени при набора.

Адрес. Авторите могат да представят лично материалите си или да ги изпратят на адрес:

София 1000
ул. „Московска“ № 6

Институт за космически изследвания — БАН.

Редакционна колегия на „Аерокосмически изследвания в България“