

НАУКОВО-ПРАКТИЧНИЙ ЖУРНАЛ + ЗАСНОВАНО В ЛЮТОМУ 1995 р. + ВИХОДИТЬ 6 РАЗІВ НА РІК + КИЇВ

**CONTENTS** 

Space Energy, Power and Propulsion

## **3MICT**

#### Космічні енергетика і двигуни

3	Mochonov R. A., Sotnichenko A. V., Ivanytskyi H. M., Salo M. P. Study of the temperature and force effects of supersonic jets of the space rockets on the gas duct of the launch complex during the water supply system opera- tion	3	
20	<i>Nikolin S. O., Sokol G. I.</i> The influence of gas-dynamic processes on acoustic radiation in the interaction of impinging jet with the flat plate	20	
	Space-Rocket Complexes		
32	<i>Gladkyi E. G.</i> Determination of the collective risk in a case of a launch vehicle «Cyclon-4M» crash during the flight phase using polygon images to represent populated areas	32	
Динаміка та керування космічними апаратами			
42	<i>Vasylyev V. V., Godunok L. A., Volkov V. A., Melny-</i> <i>chuk S. V., Derkach S. V., Somov A. V.</i> On the construc- tion of an adaptable system of mutual measurements for autonomous rendezvous of spacecrafts with non-coop- erative space objects	42	
	Space and Atmospheric Physics		
55	<i>Lizunov G. V., Skorokhod T. V., Korepanov V. Ye.</i> Atmospheric gravity waves among other physical mechanisms of seismic-ionospheric coupling	55	
	Chernogor L. F., Liashchuk O. I., Shevelev M. B. Tempo-		
	ral and system spectral analysis of infrasonic signals in the atmosphere generated during a man-made catastro-		
	3 20 32 42 55	<ul> <li>Mochonov R. A., Sotnichenko A. V., Ivanytskyi H. M., Salo M. P. Study of the temperature and force effects of supersonic jets of the space rockets on the gas duct of the launch complex during the water supply system opera- tion</li></ul>	

*На першій сторінці обкладинки* — провінція Нова Шотландія (Канада), яка потрапляє у зону можливого падіння аварійних РН «Циклон-4М» (див. статтю *Е. Г. Гладкого*)

Журнал «Космічна наука і технологія» включено до переліку наукових фахових видань України, в яких публікуються результати дисертаційних робіт на здобуття наукових ступенів доктора і кандидата фізико-математичних та технічних наук

#### Відповідальний секретар редакції О.В. КЛИМЕНКО

Адреса редакції: 01030, Київ-30, вул. Володимирська, 54 тел./факс (044) 526-47-63, ел. пошта: reda@mao.kiev.ua Веб-сайт: space-scitechnjournal.org.ua

Свідоцтво про реєстрацію КВ № 1232 від 2 лютого 1995 р. Перереєстровано Міністерством юстиції України 21.11.2018 р., Свідоцтво серія КВ № 23700-13540 ПР

Підписано до друку 14.07.2020. Формат 84 × 108/16. Гарн. Ньютон. Ум. друк. арк. 10,08. Обл.-вид. арк. 10,58. Тираж 102 прим. Зам. № 6015.

Оригінал-макет виготовлено і тираж віддруковано ВД «Академперіодика» НАН України вул. Терещенківська, 4, м. Київ, 01004

Свідоцтво про внесення до Державного реєстру суб'єктів видавничої справи серії ДК № 544 від 27.07.2001 р.

## Космічні енергетика і двигуни

Space Energy, Power and Propulsion

https://doi.org/10.15407/knit2020.03.003 УДК 532.529.5; 629.78.085.2

#### Р. А. МОЧЁНОВ

инж.-конструктор 1-й категории самостоятельной научно-исследовательской лаборатории E-mail: r.mochonov@gmail.com

#### А. В. СОТНИЧЕНКО

нач. группы самостоятельной научно-исследовательской лаборатории

#### Г. М. ИВАНИЦКИЙ

нач. самостоятельной научно-исследовательской лаборатории

#### М. П. САЛО

нач. сектора самостоятельной научно-исследовательской лаборатории, Лауреат государственной премии президента Украины в области науки и техники для молодых ученых

ГП «Конструкторское бюро «Южное» им. М. К. Янгеля» уд Криворожская 3 Лиипро Украина 49008

### ул. Криворожская 3, Днипро, Украина, 49008

## ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОГО И СИЛОВОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ СВЕРХЗВУКОВЫХ СТРУЙ РАКЕТ КОСМИЧЕСКОГО НАЗНАЧЕНИЯ НА ГАЗОХОД СТАРТОВОГО КОМПЛЕКСА ПРИ РАБОТЕ СИСТЕМЫ ВОДОПОДАЧИ

В большинстве современных стартовых комплексов ракет космического назначения для защиты от оплавления поверхностей, испытывающих непосредственное воздействие высокотемпературных газовых струй, используются системы водоподачи. На сегодняшний день единственным возможным способом теоретического исследования процессов взаимодействия сверхзвуковой струи двигательной установки со струями воды, испускаемыми коллектором системы водоподачи, является численное моделирование. Для исследования температурного и силового нагружения поверхностей, находящихся под воздействием сверхзвуковых струй двигательной установки, было проведено численное моделирование газодинамических процессов, происходящих в газоходе в момент старта ракеты космического назначения. Были рассмотрены два варианта: с подачей воды и без неё. В качестве расчётной модели был выбран газоход ракеты космического назначения «Антарес». В основе математической модели лежат уравнения динамики двухфазной среды. При этом течение газа описывается трёхмерными уравнениями Навье — Стокса, а моделирование капель воды проведено с использованием траекторного подхода Лагранжа. Исследования выполнены в коммерческом коде ANSYS Fluent. В результате численного эксперимента были получены данные относительно эффективности снижения теплового и силового воздействия сверхзвуковых струй двигательной установки на конструкцию газохода при использовании системы водоподачи. По итогам проведённых исследований сформулированы основные рекомендации, которые могут быть полезными при разработке и оптимизации систем водоподачи наземных комплексов ракет космического назначения.

**Ключевые слова**: система водоподачи, сверхзвуковая струя, газоотражатель, испарение, численное моделирование, подход Лагранжа, Ansys Fluent.

Цитування: Мочёнов Р. А., Сотниченко А. В., Иваницкий Г. М., Сало М. П. Исследование температурного и силового воздействия сверхзвуковых струй ракет космического назначения на газоход стартового комплекса при работе системы водоподачи. *Космічна наука і технологія*. 2020. **26**, № 3 (124). С. 3—19. https://doi.org/10.15407/knit2020.03.003

#### введение

При старте ракет космического назначения (РКН) элементы конструкций стартовых комплексов (СК) подвергаются значительному температурному и силовому воздействию сверхзвуковых струй ракетных двигателей (РД). Особенно сильное воздействие наблюдается в зоне газоотражателя (ГО), который подвержен прямому контакту со сверхзвуковыми струями на протяжении нескольких секунд. Здесь реализуются значения температуры порядка 3300... 3700 К, давления — 8...15 атм и тепловых потоков — до 3...5 кВт/см<sup>2</sup>. В подобных условиях наблюдается стремительное оплавление, а также значительный эрозионный унос материала поверхности ГО. Для решения данной проблемы практически на всех современных СК РКН (особенно тяжелого и среднего класса) успешно применяется система водоподачи (СВ).

Эффект от работы СВ достигается введением воды в слой смешения сверхзвуковой струи, что позволяет снизить её температуру вниз по потоку за счёт интенсивного испарения. Следует отметить, что сверхзвуковая струя является мощнейшим источником излучения не только в тепловом, но и акустическом диапазонах. Поэтому в общем случае применение СВ может решать одновременно две задачи, одна из которых защита ГО и покрытия газохода от воздействия высокотемпературного газового потока, а вторая — защита хвостовой части и полезной нагрузки РКН от вторичного ударно-волнового и акустического воздействия.

Несмотря на широкое распространение CB, их практическое проектирование на сегодняшний день связано с рядом затруднений. Физический механизм взаимодействия сверхзвуковых струй с водой сам по себе очень сложен и довольно плохо изучен. Исследования в этой области затруднены тем, что классическая теория подобия оказывается бессильной из-за невозможности соблюдения основных известных критериев для всего комплекса физических процессов. Применение численного моделирования является единственным способом теоретического изучения, который к тому же встречается с рядом проблем, среди которых отметим проблемы, связанные с большой размерностью задачи [5] и сложностью вычислительных алгоритмов. Поэтому на сегодняшний день выполнены лишь немногочисленные работы в этом направлении [1, 7, 10, 17, 19, 21, 27-30]. Анализ этих работ позволяет сделать вывод о том, что внимание исследователей сосредоточено в основном на изучении вопросов, связанных со снижением акустического воздействия на СК и РКН. При этом вопросы снижения силовых и тепловых нагрузок на конструкцию СК при работе СВ [2, 5] практически не рассматриваются. Следовательно, в сложившейся ситуации наиболее актуальной задачей является проведение численного эксперимента, направленного на оценку эффективности СВ в плане снижения температурного и силового воздействия, а также получение качественной картины взаимодействия сверхзвуковых струй с водой.

#### МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ И МЕТОД РЕШЕНИЯ

Математическая модель основана на подходе Эйлера — Лагранжа и реализует двустороннюю связь между газовой и жидкой фазами. При этом газовая фаза рассматривается как непрерывная среда, а жидкая, капельная фаза является разбавленной и представляет собой набор пробных дискретных частиц, моделирующих поведение полного набора частиц. Поскольку жидкая фаза считается достаточно разбавленной, взаимодействие частиц друг с другом в результате неупругих столкновений не учитывается. Газовая фаза представляет собой сжимаемую многокомпонентную смесь продуктов сгорания, подчиняющуюся уравнению состояния идеального газа и моделируется путем решения системы уравнений Навье — Стокса, в то время как траектории движения отдельных частиц (капель) жидкой фазы определяются из решения обыкновенных дифференциальных уравнений. Двустороння связь, позволяющая описать обмен импульсом, теплом и массой между фазами, реализуется введением источниковых членов в исходную систему уравнений непрерывной фазы. Уравнения сохранения массы, импульса, энергии и переноса массовой доли компонентов смеси для газовой фазы выглядят следующим образом:

$$\begin{split} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho \mathbf{v}) &= M_{DPM} ,\\ \frac{\partial \rho \mathbf{v}}{\partial t} + \nabla(\rho \mathbf{v}\mathbf{v}) &= -\nabla p + \\ + \nabla \cdot \mu \bigg[ (\nabla \mathbf{v} + \nabla \mathbf{v}^T) - \frac{2}{3} \nabla \cdot \mathbf{v} \mathbf{I} \bigg] + \rho g + F_{DPM} ,\\ \frac{\partial \rho E}{\partial t} + \nabla (\mathbf{v}(\rho E + p)) &= \\ &= -\nabla \bigg[ k_{\mathrm{sdp}} \nabla T - \sum_i h_i \mathbf{J}_i + (\stackrel{=}{\tau}_{\mathrm{sdp}} \cdot \mathbf{v}) \bigg] + Q_{DPM} ,\\ \frac{\partial \rho Y_i}{\partial t} + \nabla (\rho \mathbf{v} Y_i) &= -\nabla \mathbf{J}_i + M_{DPM} , \end{split}$$

где  $\rho$  — плотность, **v** — скорость, *p* — статическое давление,  $E = h - p/\rho + v^2/2$  — полная энергия элементарного объёма, *h* — энтальпия, *g* — ускорение свободного падения, µ — молекулярная вязкость, **I** — единичный тензор,  $k_{3\phi}$  — эффективная теплопроводность, Ј — диффузионный поток компонента смеси, Y<sub>i</sub> — массовая доля компонента смеси,  $\bar{\bar{\tau}}_{_{9\Phi}}$  — тензор вязких напряжений,  $M_{DPM}$ ,  $F_{DPM}$ ,  $\dot{Q}_{DPM}$  — источниковые члены дискретной фазы.

Плотность газовой фазы в элементарном объёме рассчитывается как

 $\rho = p/(RT \sum_{i} (Y_i / M_i)),$ а энтальпия смеси — как  $h = \sum_{i} Y_i h_i.$ 

Для расчёта турбулентной вязкости используется двупараметрическая модель турбулентности Ментера, k-w SST [15], согласно которой турбулентная вязкость определяется зависимостью

$$\mu_t = \frac{\rho k}{w} \cdot \frac{1}{\max[1, SF_2 / (0.31w)]},$$

где *k* — кинетическая энергия турбулентности, w — удельная скорость диссипации турбулентности, S — скорость деформации,  $F_2 = tgh \times$  $\times (\max[2\sqrt{k}/(0.09wy), 500\mu/(\rho y^2w]^2))$  — модельная функция.

Кинетическая энергия и удельная скорость диссипации турбулентности в каждом контроль-

ISSN 1561-8889. Космічна наука і технологія. 2020. Т. 26. № 3

ном объёме определяются из решения двух уравнений переноса:

$$\frac{\partial \rho k}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right] + G_k - Y_k ,$$
  
$$\frac{\partial \rho w}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho w u_i) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial w}{\partial x_i} \right] + G_w - Y_w ,$$

где  $\sigma_k, \sigma_w$  — турбулентные числа Прандтля для k и w,  $G_k$ ,  $G_w$  — члены генерации k и w,  $Y_k$ ,  $Y_w$  члены диссипации k и w. Выражения для членов  $G_k, G_w, Y_k, Y_w$ , а также константы модели подробно описаны в работе [15].

Источниковые члены дискретной фазы записываются следующим образом:

$$\begin{split} M_{DPM} &= \frac{\Delta m_p}{\Delta m_{p,0}} \dot{m}_{p,0} ,\\ F_{DPM} &= \sum \left( \frac{u - u}{m} \right) m_p \Delta t ,\\ Q_{DPM} &= \frac{\dot{m}_{p,0}}{m_{p,0}} \left[ (m_{p,in} - m_{p,out}) h_{fg} - m_{p,out} \right] \\ m_{p,out} \int_{T_{ref}}^{T_p^{out}} C_p dT + m_{p,out} \int_{T_{ref}}^{T_p^{in}} C_p dT \end{split}$$

где  $m_{p,0}$  — начальный массовый расход капель дискретной фазы,  $m_{p,0}$  — начальная масса капель,  $m_{p,in}, m_{p,out}$  — масса капли на входе и выходе контрольного объёма,  $u_p$  — скорость капли в контрольном объёме, *и* — скорость непрерывной фазы в контрольном объёме,  $\tau_r$  — время релаксации капли,  $\Delta t$  — временной шаг,  $C_p$  — теплоёмкость капли,  $T_p^{in}$ ,  $T_p^{out}$  — температура капли на входе и выходе контрольного объёма, *T<sub>ref</sub>* — референтная температура для энтальпии при нормальных условиях,  $h_{fg}$  — теплота фазового перехода.

Время релаксации капли согласно [8] задается выражением

$$\tau_r = \frac{\rho_p d_p^2}{18\mu} \cdot \frac{24}{C_D \operatorname{Re}_d},$$

где  $\rho_p$  — плотность капли,  $d_p$  — диаметр капли,  $\operatorname{Re}_{d} = \rho d_{p} |u_{p} - u| / \mu$  — критерий Рейнольдса, основанный на относительной скорости фаз и диаметре капли, C<sub>D</sub> — коэффициент межфазного обмена импульсом.

Коэффициент межфазного обмена импульсом  $C_D$  использует динамический закон сопротивления (*Dynamic Drag*), учитывающий деформацию капель при их движении в непрерывной среде. Капля, первоначально имеющая сферическую форму, заметно искажается при больших числах Вебера и приобретает дискообразную форму с более высоким коэффициентом сопротивления. Динамическая модель учитывает эффект искажения капли, линейно изменяя сопротивление от значений, присущих сферической форме, до значений, соответствующих диску. Для сферической формы [14] коэффициент  $C_D = C_{D'sph}$  определяется как

$$C_{D'sph} = \begin{cases} 0.424, & \text{Re}_d > 1000, \\ \frac{24}{\text{Re}_d} \left( 1 + \frac{1}{6} \text{Re}_d^{2/3} \right) & \text{Re}_d \le 1000. \end{cases}$$

Эффект деформации учитывается выражением

$$C_D = C_{D,sph} (1 + 2.632y),$$

где y — коэффициент деформации капли. При y = 0 капля является сферической, при y = 1 будет получен коэффициент  $C_D$ , соответствующий диску.

Уравнение для коэффициента деформации капли основано на колебательной аналогии Тейлора для вторичного распада капель (модель распада *TAB* [26]) и имеет вид

$$\frac{d^2 y}{dt^2} = \frac{C_f}{C_b} \frac{\rho_g}{\rho_l} \frac{u^2}{r^2} - \frac{C_k \sigma}{\rho_l r^3} y - \frac{C_d \mu_l}{\rho_l r^2} \frac{dy}{dt} ,$$

где  $\rho_l$  — плотность капли,  $\rho_g$  — плотность непрерывной фазы, u — относительная скорость капли, r — радиус исходной капли,  $\sigma$  — поверхностное натяжение капли,  $\mu_l$  — вязкость капли. Значения для безразмерных констант  $C_f = 0.33$ ,  $C_d = 5$  и  $C_k = 8$  были выбраны в соответствии с экспериментальными и теоретическими данными, приведенными в работе [12]. Значение константы  $C_b = 0.5$  предполагает, что когда деформация капли превышает половину её радиуса, происходит разрушение.

Уравнение движения для отдельной капли жидкой фазы имеет вид

$$\frac{du_p}{dt} = \left[\frac{18\mu}{\rho_p d_p^2} \cdot \frac{C_D \operatorname{Re}_d}{24}(u_p - u)\right] + \frac{g(\rho_p - \rho)}{\rho_p}.$$

Тепломассообмен капель с непрерывной фазой условно разделен на три зоны: инертного нагрева (без массообмена), испарения и кипения. Для каждой зоны определен соответствующий закон, а переход между ними осуществляется исходя из текущей температуры капли.

Уравнение теплового баланса капли в зоне инертного нагрева при условии  $T_{p,0} \leq T_p < T_{vap}$  записывается в виде

$$m_p C_p \frac{dT_p}{dt} = h A_p (T_\infty - T_p), \qquad (1)$$

где  $m_p$  — масса капли,  $C_p$  — теплоёмкость капли,  $T_p$  — температура капли,  $T_{p,0}$  — начальная температура капли,  $T_{vap}$  — температура испарения капли, h — коэффициент теплоотдачи капли,  $A_p$  — площадь поверхности капли,  $T_{\infty}$  — локальная температура газовой фазы в ячейке.

Коэффициент теплоотдачи *h* определяется на основе корреляции Ранза — Маршалла [22, 23]

$$\operatorname{Nu} = hd_p / k_{\infty} = 2 + 0.6 \operatorname{Re}_d^{1/2} \operatorname{Pr}^{1/3}, \qquad (2)$$

где  $k_{\infty}$  — теплопроводность газовой фазы, Pr = =  $C_{p}\mu/k_{\infty}$  — число Прандтля для газовой фазы.

Зона испарения характеризуется конвективно-диффузионным механизмом массообмена и ограничена условием  $T_{vap} \leq T_p < T_{bp}$ . Массовый расход испарения определяется соотношением, полученным в работах Миллера [16] и Сажина [25]:

$$\frac{dm_p}{dt} = k_c A_p \,\rho \ln(1+B_m) \,,$$

где  $k_c$  — коэффициент массопереноса,  $B_m$  — массовое число Сполдинга,  $\rho$  — плотность газовой фазы.

При этом коэффициент  $k_c$  определяется из корреляции числа Шервуда, приведенной в работах [22, 23]:

$$\text{Sh} = k_c d_p / D_{i,m} = 2 + 0.6 \,\text{Re}_d^{1/2} \,\text{Sc}^{1/3}$$

Выражение для массового числа Сполдинга

$$B_m = \frac{Y_{i,s} - Y_{i,\infty}}{1 - Y_{i,s}}$$

где  $Y_{i,s}$  — массовая фракция пара на поверхности капли,  $Y_{i,\infty}$  — массовая фракция соответствующего компонента смеси в непрерывной фазе.

ISSN 1561-8889. Космічна наука і технологія. 2020. Т. 26. № 3

Уравнение теплового баланса для капли в зоне испарения имеет вид

$$m_p C_p \frac{dT_p}{dt} = hA_p (T_\infty - T_p) - \frac{dm_p}{dt} h_{fg}$$

Модифицированное выражение для числа Нуссельта, учитывающее испарение на поверхности капли, записывается следующим образом [25]:

Nu = 
$$\frac{hd_p}{k_{\infty}} = \frac{\ln(1+B_T)}{B_T} (2+0.6 \,\mathrm{Re}_d^{1/2} \,\mathrm{Pr}^{1/3})$$
,

где *B<sub>T</sub>* — тепловое число Сполдинга.

Тепловое число Сполдинга определяется из выражения

$$B_T = (1+B_m)^{\frac{1}{\operatorname{Le}\operatorname{Nu}C_{pv}}} -1 ,$$

где Le =  $k/(C_{pg}rD_{i,m})$  — число Льюиса,  $C_{pg}$  — теплоемкость газовой фазы,  $C_{pv}$  — теплоёмкость пара на поверхности капли. Для единичного числа Льюиса и при равных значениях теплоёмкости газа и пара на поверхности капли  $B_T = B_m$ .

Зона кипения наступает при условии  $T_p \ge T_{bp}$ , т. е. после достижения каплей температуры кипения, являющейся функцией давления  $T_{bp} = f(p)$ . Закон тепломассообмена [11] для этой зоны может быть получен подстановкой уравнения (2) в уравнение (1) в предположении постоянства температуры капли. Следовательно, диаметр капли по мере кипения частицы изменяется по закону

$$\frac{d(d_p)}{dt} = \frac{2}{\rho_p h_{fg}} \left[ \frac{2k_{\infty}(1+0.23\,\mathrm{Re}_d^{1/2})}{d_p} (T_{\infty} - T_p) \right].$$

Математическая модель также учитывает эффекты, связанные со столкновением, слиянием и разрушением капель, движущихся в непрерывной фазе. Учёт столкновений капель производился с использованием наиболее эффективного, с вычислительной точки зрения, алгоритма О'Рурка, подробно изложенного в работе [18]. Данный алгоритм использует стохастический метод оценки столкновений вместо отслеживания пересечения траекторий частиц. В его основе лежит рассмотрение двух соседних капель, одна из которых всегда больше другой; при этом предполагается, что две капли могут

ISSN 1561-8889. Космічна наука і технологія. 2020. Т. 26. № 3

столкнуться, только если они находятся в одном контрольном объёме. Поэтому согласно [18] вероятность столкновения двух капель оценивается с точки зрения более крупной капли и рассчитывается как

$$P_1 = \frac{\pi (r_1 + r_2)^2 v_{rel} \Delta t}{V}$$

где  $r_1$ ,  $r_2$  — радиусы большой и малой капель соответственно,  $v_{rel}$  — относительная скорость двух капель, V — контрольный объём,  $\Delta t$  — временной шаг.

Среднее число столкновений крупной капли равно

$$\overline{n} = \frac{n_2 \pi (r_1 + r_2)^2 v_{rel} \Delta t}{V} ,$$

где *n*<sub>2</sub> — число столкновений капли меньшего размера.

Распределение вероятностей числа столкновений следует из распределения Пуассона, и согласно О'Рурку задается выражением

$$P(n) = \mathrm{e}^{-\overline{n}} \, \frac{\overline{n}^n}{n!}$$

Результатом столкновения может быть слияние двух капель либо их отскок. Вероятность слияния зависит от величины смещения центра крупной капли и траектории капли меньшего размера. В свою очередь, критическое смещение определяется выражением

$$b_{crit} = (r_1 + r_2) \sqrt{\min\left(1.0, \frac{2.4f\sigma}{\rho U_{rel}^2 \overline{D}}\right)}$$

где  $U_{rel}$  — относительная скорость двух соседних частиц,  $\overline{D}$  — средний арифметический диаметр двух соседних частиц,  $f = (r_1/r_2)^3 - 2.4(r_1/r_2)^2 + 2.7(r_1/r_2)$  — функция столкновения.

Фактический параметр столкновения рассчитывается как  $b = (r_1 + r_2)\sqrt{Y}$ , где Y — случайное число от 0 до 1. Вычисленное значение сравнивается с  $b_{crit}$ , и если  $b < b_{crit}$ , результатом столкновения является слияние. В противном случае наблюдается отскок, а новые скорости капель рассчитываются на основе сохранения импульса и кинетической энергии с учётом потери некоторой её доли на вязкую диссипацию и генерацию углового момента. Выражение для обновленной



*Рис. 1.* Внешний вид системы водоподачи ракеты космического назначения «Антарес»

скорости капли после отскока имеет вид

$$\dot{v}_1 = \frac{m_1 v_1 + m_2 v_2}{m_1 + m_2} + \frac{m_2 (v_1 - v_2)}{m_1 + m_2} \left( \frac{b - b_{crit}}{r_1 + r_2 - b_{crit}} \right),$$

где  $m_1$  и  $m_2$  — массы капель большего и меньшего размеров соответственно.

Разрушение капель описывается моделью *КНRТ* [6, 20], которая сочетает в себе эффекты неустойчивости Кельвина — Гельмгольца, вызванные аэродинамическими силами, с неустойчивостью Рэлея — Тейлора, возникающей из-за внезапного ускорения капель, выбрасываемых в условия свободного потока. Оба механизма моделируют разрушение капли путем отслеживания роста амплитуды волны на поверхности капли, причем разрушение происходит от наиболее быстрорастущей нестабильности, исходя из местных условий. Моделирование жидкого ядра в ближней зоне форсунки происходит согласно теории Левича [13], которая допускает разрыв капель только из-за неустойчивости Кельвина — Гельмгольца. Жидкое ядро аппроксимируется крупными каплями [6], гидравлический диаметр которых соответствует диаметру форсунки с учётом сжатия струи

$$D_e = \sqrt{C_a} d_0,$$

где  $C_a$  — коэффициент сжатия,  $D_e$  — эффективный диаметр капель,  $d_0$  — диаметр форсунки. Длина жидкого ядра рассчитывается как

$$L = C_L d_0 \sqrt{\rho_l / \rho_g} ,$$

где *C<sub>L</sub>* — константа Левича, значение которой принимается исходя из рекомендаций [13].

В пределах жидкого ядра рассматривается только аэродинамическое разрушение исходя из модели, подробно изложенной в работе [24]. За пределами жидкого ядра рассматриваются эффекты неустойчивостей как Кельвина — Гельмгольца, так и Рэлея — Тейлора, и в итоге оценивается их совместное воздействие.

Частота самой быстрорастущей волны нестабильности на поверхности капли рассчитывается из выражения

$$\Omega_{RT} = \sqrt{2[-g_t(\rho_l - \rho_g)]^{3/2} / [3\sqrt{3\sigma(\rho_l - \rho_g)}]},$$

где  $g_t$  — ускорение капли в направлении её движения.

Разрушение происходит после того, как волны неустойчивости Рэлея — Тейлора росли в течение времени, большего, чем время разрушения  $\tau_{RT}$ , определяемого как

$$\tau_{RT} = C_{\tau} / \Omega_{RT} ,$$

где  $C_{\tau} = 0.5$  — постоянная времени разрушения согласно работе [6].

Увеличение амплитуды волны на поверхности капли отслеживается только в том случае, если предсказанная длина волны самой быстрорастущей нестабильности меньше локального диаметра капли, т. е. выполняется условие  $d_p > 2\pi C_{RT}/K_{RT}$ , где  $C_{RT} = 0.1$  — константа радиуса разрыва (значение рекомендовано в работе [6]),  $K_{RT} = \sqrt{-g_t(\rho_p - \rho_g)/(3\sigma)}$  — волновое число.

После распада радиус маленьких дочерних капель рассчитывается по формуле

$$r_c = \pi C_{RT} / K_{RT}$$



Рис. 2. Геометрическая модель и граничные условия

Приведенная математическая модель целиком реализована в промышленном CFD-коде ANSYS Fluent под названием DPM (*Descrete Phase Model*).

#### ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Численное моделирование проведено в программном комплексе ANSYS Fluent 19.2. В качестве объекта исследований был выбран газоход стартового комплекса РКН «Антарес». Данный выбор продиктован, в основном, обилием имеющихся данных относительно конструкции стартового сооружения и СВ, а также режимов работы СВ, реализуемых в процессе пуска РКН. Внешний вид и 3D-модель СВ представлены на рис. 1. Система водоподачи состоит из двух коллекторов, на которых размещены форсунки для распыла воды. Количество форсунок на верхнем коллекторе — 44, на нижнем — 16.

*Геометрическая модель.* Трёхмерная геометрическая модель создана в пакете Autodesk Inventor.

на рис. 2. При построении модель была несколько ограничена и упрощена для снижения вычислительных затрат. Она включает в себя только области ГО, отсека удержания, внутреннюю часть парковочной опоры и кольцо верхнего коллектора. Форсунки верхнего коллектора СВ выполнены прямоугольными в целях упрощения сеточной модели. Нижний коллектор СВ исключен из геометрической модели для «чистоты» наблюдения за взаимодействием струй (ввод воды нижним коллектором не позволяет полностью отследить изменения параметров частиц и сверхзвуковой струи вниз по потоку).

Общий вид геометрической модели представлен

Расчётная сетка. Расчётная сетка сгенерирована в ANSYS Meshing. Она является гибридной и включает в себя структурированные гексаэдрические и неструктурированные тетраэдрические блоки. Связь между блоками осуществляется с помощью неконформных интерфейсов. Общее количество ячеек — 10.6 млн. Количество гек-



Рис. 3. Расчётная сетка



Рис. 4. Поле скорости v сверхзвуковой струи

саэдрических элементов — 3.5 млн, а тетраэдрических — 7.1 млн. Максимальный размер ячеек в расчётной области — 50 мм. Сгущение сетки задано во всех пристеночных областях и состоит из 30 слоёв, с коэффициентом роста 1.1 и высотой первой ячейки от 0.1 до 0.3 мм. Внешний вид расчётной сетки показан на рис. 3.

Граничные условия для газовой фазы. На входах в расчётную область задавалось граничное условие фиксированной скорости потока (velocity inlet). Значения скорости, статического давления, полной температуры и массовых долей соответствовали значениям на срезе сопла. На всех выходах из расчётной области реализовывалось граничное условие выхода давления (pressure outlet), при этом статическое давление принималось равным атмосферному — 101325 Па, а статическая температура — 300 К. Воздух на границах расчётной области моделировался как упрощённая смесь, состоящая только из азота и кислорода (78 и 22 % соответственно). Параметры турбулентности на входах в расчётную область задавались с помощью соотношений для интенсивности и масштаба турбулентной длины. На выходах же использовались выражения для интенсивности и турбулентной вязкости. При этом все значения рассчитывались согласно рассуждениям, приведенными в работах [3, 4, 9]. На стенках задавались граничные условия без теплообмена и проскальзывания. Расстановка граничных условий в расчётной области представлена на рис. 2.

Граничные условия для дискретной фазы. На коллекторе указывались значения массового расхода и скорости воды. Поверхности, имитирующие форсунки верхнего коллектора, можно видеть на рис. 2. Общий массовый расход на коллекторе — 2520 кг/с. Массовый расход воды для одной форсунки коллектора — 53 кг/с, а скорость истечения — 13 м/с. Диаметр капель на выходе из форсунки соответствует гидравлическому диаметру сжатой струи — 0.068 м. Температура воды равна 300 К. Граничные условия для капель на стенках газохода соответствуют условиям «горячей» стенки (*Wall-Jet*), т. е. при попадании на неё капли либо отскакивают, либо прилипают и испаряются.



**Рис.** 5. Распределение частиц воды по скоростям *u<sub>n</sub>* 

Установки решения. Задача решена в стационарной постановке, при помощи решателя на основе давления (Pressure Based). Для всех уравнений использованы схемы дискретизации первого порядка (First Order Upwind). Уравнения дискретной фазы решены в нестационарной постановке с автоматическим выбором схемы и шага интегрирования.

#### РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Важнейшей задачей при проведении численных исследований было получение качественной картины физического процесса взаимодействия сверхзвуковых струй с водой. На рис. 4 показано изменение поля скорости сверхзвуковой струи при вводе в неё воды.

В месте контакта видна небольшая деформация газовой струи с уменьшением толщины зоны смешения. Других значительных отличий не наблюдается, по причине того что капли воды легко увлекаются струёй и не оказывают на неё ощутимого механического воздействия. Это в полной мере подтверждается распределением капель по скоростям, представленном на рис. 5. Видно, что после контакта со сверхзвуковой струей капли, имеющие начальную скорость 13...15 м/с, резко ускоряются в зоне смеше-



Рис. 6. Поле температуры T сверхзвуковой струи



**Рис.** 7. Поле массовой доли  $Y_{\Pi}$  водяного пара в газовой смеси

ния и достигают скорости порядка 80...300 м/с. Столь стремительное ускорение вызвано резким уменьшением массы капель за счёт их дробления в месте контакта струй. Минимальная скорость капель в расчётной области составляет 0.312 м/с, а максимальная — 2468 м/с. Снижение скорости сверхзвуковой струи происходит плавно, вниз по потоку, и становится хорошо наблюдаемым только в нижней части ГО. При переходе же на донную часть газохода скорость резко падает, приобретая значение, почти 50 % меньшее, чем в случае без подачи воды. Подобное снижение скорости обусловлено охлаждением струи и «размазыванием» её границ за счёт активного парообразования в зоне смешения.

Температурные поля сверхзвуковой струи при работе СВ и без неё представлены на рис. 6. Здесь действительно наблюдается охлаждение зоны смешения струи со стороны ядра на величину порядка 600...700 К. Струя выглядит более «узкой», а её границы становятся более чёткими за счёт активного испарения капель, попадающих в зону смешения.

О процессе испарения можно судить по рис. 7, который демонстрирует массовую долю паров воды в расчётной области. Отчётливо видно, что область генерации водяного пара начинается чуть ниже места контакта струй воды и газа, после чего стремительно разрастается вниз по потоку. Наиболее интенсивное испарение, как и предполагалось, происходит именно в зоне смешения, особенно со стороны ГО, где процесс усиливается благодаря наличию вихревой зоны (рециркуляция холодного воздуха и горячих газов) между ГО и струями. Всё вышесказанное свидетельствует о том, что в месте натекания струи на ГО зона смешения оказывается насыщенной парожидкостной смесью, которая естественным образом изолирует поверхность ГО от высокотемпературных газов ядра.

Интенсификация испарения вниз по потоку происходит в основном за счёт дробления увлекаемых капель. Зона смешения характеризуется большими числами Вебера (порядка 1000...30000), поэтому капли активно деформируются и разрушаются. Наиболее интенсивное дробление наблюдается в месте контакта струй.



**Рис.** 8. Распределение частиц воды по диаметрам *d*<sub>*p*</sub>

Распределение капель по диаметрам показано на рис. 8. Диаметр капель, находящихся в зоне смешения сверхзвуковой струи, действительно мал и находится в диапазоне от 0.09 до 0.2 мм. Минимальный диаметр капель в расчётной области — 6.8 мкм, а максимальный — 68 мм (соответствует диаметру струи на выходе из форсунки). Маленькие капли практически мгновенно нагреваются и испаряются, но за счёт того, что они легче увлекаются потоком (наиболее мелкие капли достигают скорости порядка 300 м/с), это происходит не сразу. Поэтому в зоне смешения мельчайшие капли, наоборот, испаряются дольше, чем капли аналогичного размера в других местах расчётной области. На рис. 9 представлено разбиение сложного процесса теплообмена капель на отдельные участки согласно принятой математической модели.

Как и предполагалось, для всех капель, находящихся в зоне смешения, массоперенос определен конвективно-диффузионным законом, и только на значительном расстоянии от места ввода (в самом низу расчётной области) они достигают состояния кипения. Из этого следует, что для достижения максимального эффекта охлаждения струи вода должна подаваться как



Рис. 9. Зоны теплообмена частиц

можно ближе к срезу сопла, чтобы капли успевали внедряться в зону смешения, дробиться и испаряться в ней до момента контакта с ГО. Аналогичные выводы отмечены также в работе [5].

Первостепенной задачей исследований являлся сравнительный анализ силовых и тепловых нагрузок на ГО газохода РКН «Антарес» в случае работы СВ и без неё. На рис. 10 представлены поля давлений на поверхности ГО для обоих случаев. При работе СВ наблюдается незначительное перераспределение картины давления (в основном в нижней части ГО и донной части газохода), проявляющееся в виде «размазывания» чётких границ контакта сверхзвуковой струи с ГО, и происходящего за счёт расширения зоны смешения и снижения скорости струи. Наиболее отчётливо эффект наблюдается на границе ГО и донной части газохода. где полностью исчезают следы располагавшегося там скачка уплотнения, а распределение давления выглядит практически равномерным. Снижение силовой нагрузки по абсолютной величине лежит в пределах 5... 10 % и происходит в основном за счёт описанного явления «размазывания» (поскольку среднеинтегральное значение давления на поверхности ГО практически не изменяется).

Таким образом, введение воды не оказывает существенного влияния на снижение силового воздействия струй. С тепловым же воздействием всё выглядит совершенно иначе. Сравнительная картина температур на поверхности ГО, приведенная на рис. 11, демонстрирует, что в случае подачи воды можно наблюдать эффективное снижение теплового воздействия практически по всей поверхности ГО.

При этом даже в зоне «пятен» от струй температура снижается в пределах 400...500 К. Как было отмечено выше, подобный эффект достигается за счёт естественного изолирования поверхности ГО от ядра струи парожидкостной смесью, находящейся в зоне смешения. При этом максимум температуры смещён к нижней части ГО и сосредоточен в очень узкой зоне на границе с донной частью газохода. Значение температуры в этой зоне даже несколько выше, чем значение температуры торможения свободной струи при натекании на ГО, но она занимает очень небольшую часть общей площади ГО. По-видимому, данная зона высокой температуры должна либо полностью устраняться, либо размазываться по поверхности донной части благодаря вводу воды нижним коллектором, который не учитывался в процессе моделирования. Следует отметить, что среднеинтегральное значение температуры на поверхности ГО при подаче воды снижается не менее чем на 700...800 К. Это однозначно свидетельствует об эффективности СВ в плане снижения теплового воздействия сверхзвуковых струй. Нет сомнений, что ввод дополнительного количества воды нижним коллектором только усилит эффективность охлаждения ГО и газохода в целом.

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Успешно проведено численное моделирование работы СВ при запуске РКН «Антарес», что свидетельствует о возможности применения описанной модели и промышленного кода ANSYS Fluent для решения подобных задач.

По результатам моделирования получена качественная картина физических процессов в сверхзвуковой струе при вводе в неё воды. Рассмотрены процессы внедрения капель в слой смешения струи, их дробления и испарения.



Рис. 10. Поле давления р на поверхности газоотражателя



Рис. 11. Поле температуры Т на поверхности газоотражателя

ISSN 1561-8889. Космічна наука і технологія. 2020. Т. 26. № 3

Проанализированы энергетические и динамические изменения в сверхзвуковой струе, вызванные её охлаждением. Выработаны рекомендации относительно оптимальных точек ввода воды в струю.

Исследован механизм снижения силовых и тепловых воздействий сверхзвуковых струй ДУ

РКН на ГО газохода стартового сооружения. Проведен сравнительный анализ интенсивности этих воздействий при работе СВ и без неё. Установлен факт значительного снижения температуры на поверхности ГО, на основании чего сделано заключение об эффективности применения СВ в целях тепловой защиты ГО.

#### ЛИТЕРАТУРА

- 1. Дегтярь В. Г., Меркулов Е. С., Сафронов А. В., Хлыбов В. И. Результаты расчётно-экспериментальных исследований газодинамических процессов при взаимодействии многоблочных струй ракетных двигателей с газоотражателем стартового сооружения. *Космонавтика и ракетостроение*. 2013. Вып. 1 (70).
- 2. Зюзликов В. П., Синильщиков Б. Е., Синильщиков В. Б., Ракитская М. В. Газодинамические процессы в газоходе стартового комплекса малого заглубления для ракет космического назначения лёгкого класса. *Исслед. наукограда*. 2017. **22**, № 4. С. 166—174.
- 3. Кудимов Н. Ф., Сафронов А. В., Третьякова О. Н. Численное моделирование взаимодействия многоблочных сверхзвуковых турбулентных струй с преградой. *Тр. МАИ*. 2013. № 70. URL: http://www.mai.ru/science/trudy/pub-lished.php?ID=44440 (дата звернення 09.09.2019).
- 4. Сафронов А. В. О применимости моделей турбулентной вязкости для расчета сверхзвуковых струйных течений. Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2012. 13, вып. № 1. URL: http://chemphys.edu.ru/issues/2012-13-1/ articles/305/ (дата звернення 09.09.2019).
- 5. Синильщиков Б. Е, Синильщиков В. Б. Исследование термосилового нагружения газоотражателей стартовых комплексов при работе систем водоподачи. Исслед. наукограда. 2017. **20**, № 2. С. 61—71.
- 6. Beale J. C., Reitz R. D. Modeling spray atomization with the Kelvin-Helmholtz/Rayleigh-Taylor hybrid model. *Atomization and Sprays.* 1999. **9**. P. 623–650.
- 7. Dupays J., Wey S., Fabignom Y. Steady and unsteady reactive two-phase computations in solid rocket motors with Eulerian and Lagrangian approaches. *AIAA Paper 2001-3871*, 2001.
- 8. Gosman A. D., Ioannides E. Aspects of computer simulation of liquid-fuelled combustors. *J. Energy.* 1983. 7(6). P. 482–490.
- 9. Kenzakowski D. C. Turbulence modeling improvements for jet noise prediction using PIV datasets. *AIAA-2004-2978* (10th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference and Exhibit). 2004. P. 10–13.
- Krothapalli A., Venkatakrishnan L., Lourenco L., Greska B., Elavarasan R. Turbulence and noise suppression of a highspeed jet by water injection. J. Fluid Mech. 2003. 491. P. 131–159.
- 11. Kuo K. K. Y. Principles of Combustion. New York: John Wiley and Sons, 1986.
- 12. Lamb H. Hydrodynamics, Sixth Edition. New York: Dover Publications, 1945.
- 13. Levich V. G. Physicochemical Hydrodynamics. Prentice Hall, 1962.
- Liu A. B., Mather D., Reitz R. D. Modeling the effects of drop drag and breakup on fuel sprays. SAE Technical Paper 930072. 1993.
- 15. Menter F. R. Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications. *AIAA J.* August 1994. **32**(8). P. 1598–1605.
- 16. Miller R. S., Harstad K., Bellan J. Evaluation of equilibrium and non-equilibrium evaporation models for many droplet gas-liquid flow simulations. *Int. J. Multiphase Flow.* 1998. **24** (6). P. 1025–1055.
- 17. Norum T. D. Reductions in multi-component jet noise by water injection. *AIAA-2004-2976* (10ih AIAA ICEAS Aeroacoustics Conference). Manchester, Great Britain. May 2004.
- 18. O'Rourke P. J. *Collective Drop Effects on Vaporizing Liquid Sprays*: PhD thesis. Princeton, New Jersey: Princeton University, 1981.
- 19. Osipov V., Khasin M., Hafiychuk H., Muratov C., Watson M., Smelyanski V. Mitigation of solid booster ignition over pressure by water aerosol sprays. *AIAA Early Edition*. 2015. **52**(3).
- Patterson M. A., Reitz R. D. Modeling the effects of fuel spray characteristics on Diesel engine combustion and emission. SAE Paper 980131. 1998.
- 21. Pierre G., Philippe F., Laurent G. Simulation of water injection into a rocket motor plume [M]. 35-th Joint Propulsion Conference and Exhibit. AIAA. 1999.

- 22. Ranz W. E., Marshall W. R., Jr. Vaporation from drops. Part I. Chem. Eng. Prog. March 1952. 48(3). P. 141-146.
- 23. Ranz W. E., Marshall W. R., Jr. Evaporation from drops, Part I and Part II. Chem. Eng. Prog. April 1952. 48(4). P. 173-180.
- 24. Reitz R. D. Mechanisms of atomization processes in high-pressure vaporizing sprays. *Atomization and Spray Technology*. 1987. **3**. P. 309–337.
- 25. Sazhin S. S. Advanced models of fuel droplet heating and evaporation. *Progress in Energy and Combustion Science*. 2006. **32**. P. 162–214.
- 26. Taylor G. I. (1963). The shape and acceleration of a drop in a high speed air stream. *Technical Report. Sci. Pap. of G. I. Taylor.* G. K. Batchelor (ed.).
- 27. Vu B. T., Bachchany N., Peroomianz O., Akdagx V. Multiphase modeling of water injection on flame deflector. *AIAA Paper 2013-2592*. 2013 (21st AIAA Computational Fluid Dynamics Conference). 2013.
- 28. Woo J., Jones J. H., Guest S. H. Study of the effects of water addition on supersonic gas streams. JANNAF 13th Plume Technology Meeting, CPIA Publ., Houston, TX, 1982. P. 225–232.
- 29. Zoppellan E., Juve D., Reduction of jet noise by water injection. AIAA-97-1622. 1997.
- 30. Zoppellari E., Juve D., Reduction of hot jet noise by water injection. AIAA-98-2204. 1998.

Стаття надійшла до редакції 09.09.2019

#### REFERENCES

- 1. Degtyar V. G., Merkulov E. S., Safronov A. V., Khlybov V. I. (2013). Results of calculation/experimental studies of gasdynamic processes where multi-stage rocket engine jets interact with launch site gas deflector. *Astronautics and rocket science*, Issue 1, № 70 [in Russian].
- 2. Zyuzlikov V. P., Sinilshchikov B. E., Sinilshchikov V. B., Rakitskaya M. V. (2017). Gasodynamic processes in the vent og the launch complex with small depth for the small-lift rockets. *Since town studies*, **22**, № 4, 166–174 [in Russian].
- Kudimov N. F., Safronov A. V., Tretyakova O. N. (2013). Numerical simulations of the interaction of multi-block supersonic turbulent jets with an obstacle. Electronic journal «Works MAI», Issue 70. URL: http://www.mai.ru/science/trudy/ published.php?ID=44440 (Last accessed 09.09.2019) [in Russian].
- 4. Safronov A. V. (2012). On the applicability of turbulent viscosity models for calculating supersonic jet flows. *Physical and chemical kinetics in gas dynamics*, **13**, № 1. URL: http://chemphys.edu.ru/issues/2012-13-1/articles/305/ (Last accessed 09.09.2019) [in Russian].
- 5. Sinilshchikov B. E., Sinilshchikov V. B. (2017). Investigation of force and thermal loading of jet deflectors of launch complexes of space rockets during the work of water supply systems. *Since town studies*, **20**, № 2, 61–71 [in Russian].
- 6. Beale J. C., Reitz R. D. (1999). Modeling spray atomization with the Kelvin-Helmholtz/Rayleigh-Taylor hybrid model. *Atomization and Sprays*, **9**, 623–650.
- 7. Dupays J., Wey S., Fabignom Y. (2001). Steady and unsteady reactive two-phase computations in solid rocket motors with Eulerian and Lagrangian approaches. *AIAA Paper 2001-3871*.
- 8. Gosman A. D., Ioannides E. (1983). Aspects of computer simulation of liquid-fuelled combustors. J. Energy, 7(6), 482-490.
- Kenzakowski D. C. (2004). Turbulence modeling improvements for jet noise prediction using PIV datasets. *AIAA-2004-2978* (10th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference and Exhibit), 10–13, (2004).
- Krothapalli A., Venkatakrishnan L., Lourenco L., Greska B., Elavarasan R. (2003). Turbulence and noise suppression of a high-speed jet by water injection. J. Fluid Mechanics, 491, 131–159.
- 11. Kuo K. K. Y. (1986). Principles of Combustion. New York: John Wiley and Sons.
- 12. Lamb H. (1945). Hydrodynamics, Sixth Edition. New York: Dover Publications.
- 13. Levich V. G. (1962). Physicochemical Hydrodynamics. Prentice Hall.
- 14. Liu A. B., Mather D., Reitz R. D. (1993). Modeling the effects of drop drag and breakup on fuel sprays. *SAE Tech. Pap.* 930072.
- 15. Menter F. R. (1994). Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications. *AIAA J.*, **32**(8), 1598–1605.
- Miller R. S., Harstad K., Bellan J. (1998). Evaluation of equilibrium and non-equilibrium evaporation models for many droplet gas-liquid flow simulations. *Int. J. Multiphase Flow*, 24(6), 1025–1055.
- 17. Norum T. D. (2004). Reductions in multi-component jet noise by water injection. *AIAA-2004-2976* (10ih AIAA ICEAS Aeroacoustics Conference, Manchester, Great Britain, May 2004).
- 18. O'Rourke P. J. (1981). Collective drop effects on vaporizing liquid sprays: PhD thesis. Princeton, New Jersey: Princeton University.
- 19. Osipov V., Khasin M., Hafiychuk H., Muratov C., Watson M., Smelyanski V. (2015). Mitigation of solid booster ignition over pressure by water aerosol sprays. *AIAA Early Edition*, **52**(3).

- 20. Patterson M. A., Reitz R. D. (1998). Modeling the effects of fuel spray characteristics on Diesel engine combustion and emission. *SAE Paper 980131*.
- 21. Pierre G., Philippe F., Laurent G. (1999). Simulation of water injection into a rocket motor plume [M]. 35-th Joint Propulsion Conference and Exhibit. AIAA.
- 22. Ranz W. E., Marshall W. R., Jr. (1952). Vaporation from drops. Part I. Chem. Eng. Prog., 48(3), 141-146.
- 23. Ranz W. E. Marshall W. R., Jr. (1952). Evaporation from drops. Part I and Part II. Chem. Eng. Prog., 48(4), 173-180.
- 24. Reitz R. D. (1987). Mechanisms of atomization processes in high-pressure vaporizing sprays. *Atomization and Spray Technol.*, **3**, 309–337.
- 25. Sazhin S. S. (2006). Advanced models of fuel droplet heating and evaporation. *Progr. in Energy and Combustion Sci.*, **32**, 162–214.
- 26. Taylor G. I. (1963). The shape and acceleration of a drop in a high speed air stream. *Technical Report. Sci. Pap. of G. I. Taylor.* G. K. Batchelor (ed.).
- Vu B. T., Bachchany N., Peroomianz O., Akdagx V. (2013). Multiphase modeling of water injection on flame deflector. *AIAA* Paper 2013–25922. (1st AIAA Computational Fluid Dynamics Conference).
- 28. Woo J., Jones J. H., Guest S. H. (1982). Study of the effects of water addition on supersonic gas streams. *JANNAF* (13th Plume Technology Meeting). Houston, TX, CPIA Publ., 225–232.
- 29. Zoppellan E., Juve D. (1997). Reduction of jet noise by water injection. AIAA-97-1622.
- 30. Zoppellari E., Juve D. (1998). Reduction of hot jet noise by water injection. AIAA-98-2204.

Received 09.09.2019

#### Р. О. Мочонов

інженер-конструктор 1-ї категорії самостійної науково-дослідної лабораторії

О. В. Сотніченко

нач. групи самостійної науково-дослідної лабораторії

Г. М. Іваницький

нач. самостійної науково-дослідної лабораторії

М. П. Сало

нач. сектору самостійної науково-дослідної лабораторії,

Лауреат державної премії президента України в області науки і техніки для молодих вчених

ДП «Конструкторське бюро «Південне» ім. М. К. Янгеля»

вул. Криворізька 3, Дніпро, Україна, 49008

#### ДОСЛІДЖЕННЯ ТЕМПЕРАТУРНОГО І СИЛОВОГО ВПЛИВУ НАДЗВУКОВИХ СТРУМЕНІВ РАКЕТ КОСМІЧНОГО ПРИЗНАЧЕННЯ НА ГАЗОХІД СТАРТОВОГО КОМПЛЕКСУ ПРИ РОБОТІ СИСТЕМИ ВОДОПОДАЧІ

У більшості сучасних стартових комплексів ракет космічного призначення для захисту від оплавлення поверхонь, що зазнають безпосереднього впливу високотемпературних газових струменів, використовуються системи водоподачі. Насьогодні єдиним можливим способом теоретичного дослідження процесів взаємодії надзвукового струменя двигунної установки зі струменями води, що розбризкуються колектором системи водоподачі, є чисельне моделювання. Для дослідження температурного і теплового навантаження поверхонь, що перебувають під впливом надзвукових струменів двигунної установки, було проведено чисельне моделювання газодинамічних процесів, що відбуваються в газоході у момент старту ракети космічного призначення. Розглянуто два варіанти: з подачею води і без неї. За розрахункову модель обрано газохід ракети космічного призначення «Антарес». В основі математичної моделі лежать рівняння динаміки двофазного середовища. При цьому течія газу описується тривимірними рівняннями Нав'є — Стокса, а моделювання крапель води проведено з використанням траєкторного підходу Лагранжа. Дослідження виконувались в комерційному коді ANSYS Fluent. В результаті чисельного експерименту були отримані дані щодо ефективності зниження теплового і силового впливу надзвукових струменів двигунної установки на конструкцію газоходу при використанні системи водоподачі. За підсумками проведених досліджень сформульовано основні рекомендації, які можуть бути корисними при розробці та оптимізації систем водоподачі наземних комплексів ракет космічного призначення.

*Ключові слова*: система водоподачі, надзвуковий струмінь, газовідбивач, випаровування, чисельне моделювання, підхід Лагранжа, ANSYS Fluent. *R. A. Mochonov*Design Engineer of the 1-st category, Independent Scientific and Research Laboratory
E-mail: r.mochonov@gmail.com *A. V. Sotnichenko*Head of Group, Independent Scientific and Research Laboratory *H. M. Ivanytskyi*Head of Department, Independent Scientific and Research Laboratory *M. P. Salo*Head of Department, Independent Scientific and Research Laboratory,
Winner of the state prize of the President of Ukraine in the field of science and technology for young scientists
Yuzhnoye State Design Office

3 Krivorizka Str., Dnipro, 49008, Ukraine

#### STUDY OF THE TEMPERATURE AND FORCE EFFECTS OF SUPERSONIC JETS OF THE SPACE ROCKETS ON THE GAS DUCT OF THE LAUNCH COMPLEX DURING THE WATER SUPPLY SYSTEM OPERATION

In most modern launch complex of space rockets, water supply systems are used to protect against the flashing of surfaces that are directly affected by high-temperature gas jets. To date, the only possible way to theoretically study the processes of interaction of a supersonic jet of propulsion system with water jets emitted by the collector of the water supply system is a numerical simulation. To study the temperature and force loading of the surfaces under the influence of supersonic jets of the propulsion system, a numerical simulation of the gas-dynamic processes occurring in the duct at the time of the launch of the space rocket was carried out. Two options were considered, with and without water supply. The space rocket "Antares" gas duct was selected as the design model. The mathematical model is based on the equations of dynamics of a two-phase medium. In this case, the gas flow is described by the three-dimensional Navier-Stokes equations, and the modeling of water droplets was carried out using the Lagrange trajectory approach. The studies were performed in the commercial code ANSYS Fluent. As a result of the conducted numerical experiment, data were obtained regarding the effectiveness of reducing the thermal and force effect of supersonic jets on the design of the gas duct when using the water supply system. According to the results of the research, the main recommendations have been formulated. These recommendations may be useful in the development and optimization of the water supply systems of ground complexes of the space rockets.

*Keywords*: supply water system, supersonic jet, flame deflector, evaporation, numerical simulation, Lagrange approach, Ansys Fluent.

https://doi.org/10.15407/knit2020.03.020 УДК 534.321.8:551.21

#### С. А. НИКОЛИН

аспирант E-mail: sergeynikolin@gmail.com **Г. И. СОКОЛ** д-р техн. наук, проф. E-mail: gsokol@ukr.net ORCID orcid.org/ 0000-0002-6183-9155

Днипровский национальный университет имени Олеся Гончара Проспект Гагарина 72, Днипро, Украина, 49010

## ВЛИЯНИЕ ГАЗОДИНАМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ НА АКУСТИЧЕСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ РЕАКТИВНОЙ СТРУИ ГАЗА С ПЛОСКОЙ ПРЕГРАДОЙ

В процессе проведения полетных миссий космических летательных аппаратов одним из важнейших этапов является их старт, так как для этого этапа полета характерны сложные газодинамические процессы взаимодействия высокотемпературной сверхзвуковой струи газа, истекающей из сопла двигательной установки, с элементами конструкции пусковой площадки. Данные процессы влекут за собой возникновение турбулентных течений, которые сопровождаются скачками уплотнения, волнами разрежения и контактными разрывами. В результате создаются интенсивные газодинамические и тепловые нагрузки на элементы стартового стола и стенки газоходов. Наличие неустойчивостей и переходных процессов приводит к генерированию акустических и вибрационных колебаний, которые влияют на конструктивные элементы наземных сооружений, состояние полезного груза и экосферу вокруг старта. Поэтому корректное прогнозирование данных нагрузок еще на стадии эскизного проектирования ракеты и стартовых сооружений позволяет существенно повысить прочность и устойчивость элементов ракетно-космической техники, повысить их надежность, а также предусмотреть мероприятия по снижению уровней шумов в районе старта ракеты. Этим определяется актуальность выбранной темы настоящей работы.

Целью настоящей работы является исследование влияния расстояния между срезом сопла и плоской преградой на газодинамические характеристики набегающего потока и возникающих при этом акустических излучений.

Газодинамические процессы, которые возникают при натекании сверхзвуковой струи на преграду, описываются с помощью системы уравнений Навье — Стокса. Уравнения выражают законы сохранения массы, импульса и энергии для идеального газа. Расчет акустических процессов выполнен с использованием интегрального метода Фокса Вильямса — Хокингса и разложений в ряды Фурье. Расчеты выполнялись в два этапа. На первом решалась газодинамическая задача в стационарной постановке с применением модели турбулентности SST k- $\omega$ , а на втором — акустическая, в нестационарной постановке с применением DES-модели турбулентности.

Результаты расчетов представлены в виде этюр и графиков некоторых газодинамических и акустических характеристик.

Получены результаты расчетов газодинамических и акустических характеристик при натекании сверхзвуковой недорасширенной струи газа на плоскую преграду. Для расчета использован численный метод с использованием усредненных по Рейнольдсу уравнений Навье — Стокса с подключением акустической модели Фокса Вильямса — Хокингса. Результаты

Цитування: Николин С. А., Сокол Г. И. Влияние газодинамических процессов на акустическое излучение при взаимодействии реактивной струи газа с плоской преградой. *Космічна наука і технологія*. 2020. **26**, № 3 (124). С. 20—31. https://doi.org/10.15407/knit2020.03.020 показали, что увеличение расстояния между срезом сопла и преградой приводит к возникновению сложных турбулентных течений и к повышению уровней акустических излучений. Это происходит из-за того, что главным источником шумов при натекании струи на преграду являются колебания турбулентного подслоя и наличие скачков уплотнения и волн разрежения, интенсивность которых с увеличением расстояния между соплом и пластиной также увеличивается. Но в дальнем акустическом поле изменение данного расстояния слабо влияет на общий уровень звукового давления. Предположительно это происходит потому, что приемники находятся далеко за пределами расчетной области, и использованный метод Фокса Вильямса — Хокингса уже хуже учитывает влияние пластины и ее отдаление от среза сопла.

**Ключевые слова**: недорасширенная струя, плоская преграда, число Маха, коэффициент давления, акустическое излучение, уровень звукового давления.

#### введение

В процессе выполнения полетных миссий космических летательных аппаратов одним из важнейших этапов является их старт, так как для этого этапа полета характерны сложные газодинамические процессы взаимодействия высокотемпературной сверхзвуковой струи газа, истекающей из сопла двигательной установки, с элементами конструкции пусковой площадки. Данные процессы влекут за собой возникновение трехмерных турбулентных течений, которые сопровождаются скачками уплотнения, волнами разрежения и контактными разрывами [6]. В результате создаются интенсивные газодинамические и тепловые нагрузки на элементы стартового стола и стенки газоходов. Наличие неустойчивостей и переходных процессов приводит к генерации акустических и вибрационных нагрузок, которые влияют на конструктивные элементы наземных сооружений, состояние полезного груза и экосферу вокруг старта [16]. Поэтому корректное прогнозирование данных нагрузок еще на стадии эскизного проектирования ракеты и стартовых сооружений позволяет существенно повысить прочность и устойчивость элементов ракетно-космической техники, повысить их надежность, а также предусмотреть мероприятия по снижению уровней шумов в районе старта ракеты. Этим определяется актуальность выбранной темы настоящей работы.

В настоящее время известны некоторые результаты исследований по оценке газодинамических и акустических нагрузок при взаимодействии реактивной струи газа с преградой [2, 14—16]. Данные работы носят как теоретический, так и экспериментальный характер. В ходе исследований выполнялось определение газодинамических и/или акустических нагрузок путем варьирования числа Маха на срезе сопла, коэффициента нерасчетности, расстояния от сопла до преграды, угла наклона преграды и других показателей. Предыдущие исследования показали, что для корректной оценки акустических нагрузок важно правильно определить характеристики газодинамических процессов.

Например, на основе тщательного исследования экспериментальных данных в работе [1] было показано, что в сверхзвуковой кольцевой зоне поток имеет ячеистую структуру, а в спектре шума появляются дискретные составляющие на определенных частотах. В работе [6] путем анализа огромного количества экспериментальных данных, где учитывалось изменение коэффициента нерасчетности и расстояния от среза сопла до преграды, была получена эмпирическая формула для расчета коэффициента давления на поверхности преграды при стабилизированном режиме течения. В работе [3] рассмотрены возможные типы волновых структур, образующиеся в первой бочке недорасширенной сверхзвуковой струи при ее взаимодействии с безграничной плоской преградой теоретически. На основе разработанной теории была выведена формула для расчета места положения скачка. В работе [5] на основе результатов эксперимента описано влияние твердых частиц на газодинамические параметры холодной и горячей струи.

Для оценки акустических излучений в момент старта ракеты-носителя сотрудники NASA в работе [16] описали влияние формы газоотражателя на акустическую эффективность и привели эмпирический метод расчета уровня звукового давления. В работе [18] был проведен сравнительный анализ уровня звукового давления в ближнем и дальнем поле при взаимодействии струи с преградой, а в работе [12] сотрудниками JAEA сделан подобный анализ для свободно вытекающей струи.

Проведение экспериментальных исследований представляет собой трудоемкий процесс, сопровождающийся большими затратами материальных средств. Для уменьшения этих затрат ищутся все новые упрощенные пути и решения. И в эпоху развития компьютерных технологий одним из таких решений является использование численного моделирования. Этим определяется актуальность выбранного метода исследований.

За последние годы опубликовано довольно много работ, где данный метод решения газодинамических задач показал свою высокую продуктивность. В работе [7] проведен расчет нестационарного процесса с использованием метода Эйлера и описаны возможные причины колебательного процесса струи у плоской преграды. В исследовании [11] описана методика расчета газодинамических характеристик процесса столкновения струи с преградой на основе системы уравнений Навье — Стокса. В работе [14] в предыдущую методику была добавлена акустическая модель, которая позволила определить уровень звукового давления для невысоких значений числа Струхаля. Природа формирования акустической волны и ее корреляция с газодинамической структурой струи при натекании последней на наклонную преграду исследована в работе [17], где рассматривалось влияние сеточной модели на точность расчетов, учитывалось изменение углов наклона самой преграды на общий уровень звукового давления.

На основе анализа имеющихся теоретических и экспериментальных работ по тематике акустических излучений при взаимодействии высокоскоростной струи с плоской преградой можно сделать вывод, что в данный момент имеются только разрозненные исследовательские работы. Глубокого понимания физических акустических процессов, происходящих при взаимодействии сверхзвуковой струи с преградой и их наглядного представления для широкого диапазона случаев еще нет. Например, в экспериментальной работе [13] исследованы разные типы акустических волн при натекании горячей струи на наклонную преграду. Но данные результаты получены лишь для определенных конструктивных случаев установки преграды и для конкретного числа Маха струи. В работе [10] приведены результаты экспериментального исследования влияния расстояния между срезом сопла и плоской наклонной преградой на акустические характеристики набегающего потока. Но, как отмечают сами авторы, для лучшего понимания и оценки акустических характеристик при натекании струи на преграду необходимы дополнительные исследования.

Целью настоящей работы является исследование влияния расстояния между срезом сопла и плоской преградой на газодинамические характеристики набегающего потока и возникающие при этом акустические излучения для случая, когда преграда расположена перпендикулярно к набегающему потоку.

#### ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Исследуется задача натекания сверхзвуковой недорасширенной струи охлажденного газа из конического сопла на нормально ориентированную плоскую пластину. Угол полураствора сопла  $\phi = 9^\circ$ . Число Маха на срезе сопла  $M_a = 2$ . Отношение давления на срезе сопла  $p_a$  к окруж ающему выдерживалось равным *n*≈2.85. Давление торможения в форкамере составляло  $p_0 \approx 1$  МПа, а статическое давление в окружающем пространстве равнялось  $p_{\infty} \approx 43000$  Па. Приведенные параметры сопла и рабочего газа соответствуют экспериментальному исследованию [4]. Так как в данной работе сказано, что газ охлажденный, то его температура в форкамере принята равной 300 К, а в окружающей среде – 288 К. При расчетах приемник акустических излучений условно расположили на расстоянии S = 2 м от оси симметрии сопла в плоскости его среза. Численное моделирование выполнено для случаев, когда отношение расстояния *l* между срезом сопла и преградой к радиусу  $r_a$  среза сопла (*l*/*r<sub>a</sub>*) равно 2, 4 и 6 (рис. 1). Также акустические характеристики в случае натекании струи



Рис. 1. Геометрическая модель

на преграду сравниваются со случаем свободно вытекающей струи.

#### МЕТОДЫ И СПОСОБЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

Газодинамические процессы, которые возникают при натекании сверхзвуковой струи на преграду описываются с помощью системы уравнений Навье — Стокса, которые выражают законы сохранения массы, импульса и энергии для идеального газа [12]. В декартовой системе координат эти уравнения имеют следующий вид:

уравнение неразрывности —

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} [\rho u_i] = 0 ,$$

уравнение движения —

$$\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} [\rho u_i u_j + p \delta_{ij} - \tau_{ij}^*] = 0 ,$$

где

$$\tau_{ij}^* = \mu \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \mu \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} - \rho u_i^{"} u_j^{"}$$

уравнение баланса энергии —

$$\frac{\partial(\rho E)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} [\rho u_j E + u_j p + q_j^* - u_i \tau_{ij}^*] = 0 ,$$

где

$$q_j^* = q_j + C_p \rho T u_j^{"} =$$
$$= -C_p \frac{\mu}{\Pr} \frac{\partial T}{\partial x_j} - C_p \frac{\mu_t}{\Pr_t} \frac{\partial T}{\partial x_j},$$

ISSN 1561-8889. Космічна наука і технологія. 2020. Т. 26. № 3

уравнение состояния идеального газа —

$$p = \rho RT$$
.

По рекомендациям работы [11] для расчетов газодинамических характеристик систему уравнений целесообразно дополнять моделью турбулентности SST k-ю. Но для расчета акустических характеристик лучше использовать «вихреразрешающие» методы моделирования турбулентности — прямое моделирование (DNS), модель крупных вихрей (LES) или гибридный RANS/ LES-метод, которым является DES-модель турбулентности [2]. Поэтому расчеты выполнялись в два этапа. На первом решалась газодинамическая задача с применением модели турбулентности SST k-ω, а на втором — акустическая, с применением DES-модель турбулентности, так как она менее ресурсозатратная по сравнению с той же LES.

Для оценки акустических излучений применяется интегральный метод Фокса Вильямса — Хокингса (ФВ-Х), который позволяет рассчитывать акустические характеристики на больших расстояниях от источника шума. Суть метода заключается в том, чтобы определить параметры звукового поля в интересующей точке на основе информации о нестационарных полях на контрольной поверхности, которая может располагаться в непосредственной близости к границам зоны турбулентности потока [2, 9]. Система уравнений Фокса Вильямса — Хокингса относительно характерного акустического давления *p*'имеет вид [9]

$$\begin{split} p'(\mathbf{x},t) &= p_T \,'(\mathbf{x},t) + p_L \,'(\mathbf{x},t) + p_Q \,'(\mathbf{x},t) \,, \\ 4\pi p_{T'}(\mathbf{x},t) &= \int_{f=0}^{f} \left[ \frac{\rho_0 (\dot{U}_n + U_n)}{r(1 - M_r)^2} \right]_{ret} \, dS \,+ \\ &+ \int_{f=0}^{f} \left[ \frac{\rho_0 U_n (r \dot{M}_r + c (M_r - M^2))}{r^2(1 - M_r)^3} \right]_{ret} \, dS \,, \\ 4\pi p_L \,'(\mathbf{x},t) &= \frac{1}{c} \int_{f=0}^{f} \left[ \frac{\dot{L}_r}{r(1 - M_r)^2} \right]_{ret} \, dS \,+ \\ &+ \int_{f=0}^{f} \left[ \frac{L_r - L_M}{r^2(1 - M_r)^2} \right]_{ret} \, dS \,+ \\ &+ \frac{1}{c} \int_{f=0}^{f} \left[ \frac{L_r (r \dot{M}_r + c (M_r - M^2))}{r^2(1 - M_r)^3} \right]_{ret} \, dS \,, \\ 4\pi p_Q \,'(\mathbf{x},t) &= \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int_{f>0}^{f} \left[ \frac{Q_{rr}}{r|1 - M_r|} \right]_{ret} \, dV \,+ \end{split}$$

$$\mathcal{L}^{r} \mathcal{O}\mathcal{L}^{r} f_{f>0} [r]^{1-M} r|]_{ret}$$

$$+ \frac{1}{c} \frac{\partial^{2}}{\partial t} \int_{f>0} \left[ \frac{3Q_{rr} - Q_{ii}}{r^{2} |1 - M_{r}|} \right]_{ret} dV + \int_{f>0} \left[ \frac{3Q_{rr} - Q_{ii}}{r^{3} |1 - M_{r}|} \right]_{ret} dV .$$

Индекс *ret* означает, что выражение записано в момент излучения звука элементарным источником.

Полученное выражение для звукового давления *p* от времени *t* раскладывается в ряд Фурье:

$$p(t) = a_0 + 2\sum_{k=1}^{\infty} [a_k \cos(f_k t) + b_k \sin(f_k t)],$$

где коэффициенты ряда имеют вид

$$a_k = \frac{1}{T} \int_{t_1}^{t_2} p(\tau) \cos(2\pi f_k \tau) d\tau ,$$
  
$$b_k = \frac{1}{T} \int_{t_1}^{t_2} p(\tau) \sin(2\pi f_k \tau) d\tau .$$

Для расчета газодинамических характеристик в начальный момент времени в расчетной области принимаются параметры невозмущен-





**Рис.** 2. Газодинамические характеристики для случая l = 2R: a — эпюра числа Маха,  $\delta$  — коэффициент давления на пластине (сплошная линия — численный расчет, кружки — эксперимент)

ной среды, т. е. скорость потока, кинетическая энергия турбулентности и удельная диссипация кинетической энергии турбулентности равны нулю, а давление и температура равны  $p_{\infty}$  и  $T_{\infty}$  соответственно. На входной границе форкамеры температура и давление газа равняются параметрам торможения:  $p = p_0$  и  $T = T_0$  соответственно, а на выходных границах расчетной области они равняются параметрам невозмущенного потока. Непроницаемые стенки сопла и пластина обладают свойствами прилипания и теплоизоляции.

Граничными условиями для решения задачи об акустических характеристиках поля в определенной точке служат результаты расчета газодинамических характеристик. При этом добавляется условие распространения акустических волн без отражения. Модель турбулентности









*Рис. 3.* То же для случая *l* = 4*R* 

SST k-ю меняется на DES, которая дополняет первую. Контрольными поверхностями для расчета акустических излучений служат стенки сопла и пластина, а в случае свободно истекающей струи — лишь стенки сопла.

Задача решалась численно с использованием метода контрольных объемов, который реализован в специализированной инженерной программе ANSYS Fluent. Данный программный продукт хорошо зарекомендовал себя в решении подобных задач [2, 14].

#### РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Изложим кратко некоторые результаты расчета газодинамических характеристик, представленные ранее в работе [8].

Из приведенных графиков, видно, что при незначительном расстоянии от среза сопла до пре-

*Рис. 4.* То же для случая *l* = 6*R* 

грады, например l = 2R (рис. 2) и l = 4R (рис. 3), газ проходя через прямой скачок уплотнения, растекается от центра к периферии под действием лишь градиентов давления. Максимум давления наблюдается в центре пластины, на оси симметрии [4]. При этом результаты численного расчета распределения давления на пластине хорошо совпадают с экспериментальными данными.

Если увеличить расстояние между срезом сопла и пластиной до l = 6R, то ситуация кардинально изменяется. В данном случае максимум давления наблюдается уже не на оси симметрии, а на некотором расстоянии от нее. А за прямым скачком образуется дозвуковая зона с циркуляционным обратным течением. Причина смещения максимума давления кроется в волновой структуре потока. При взаимодействии прямого и висячего скачков уплотнения образуется тройная конфи-



**Рис. 5.** Избыточное акустическое давление, излучаемое при разных расстояниях от среза сопла к пластине: a — свободно истекающая струя,  $\delta$  — расстояние l = 2R, e - l = 4R, e - l = 6R

гурация с косым скачком и контактной поверхностью. Между ними возникает течение с большим скоростным напором, взаимодействие которого с преградой и вызывает повышенное давление. Результаты численного расчета данного расчетного случая показали хорошую сходимость с результатами эксперимента (рис. 4).

Истечение сверхзвуковой реактивной струи газа из сопла сопровождается мощными акустическими излучениями вследствие ее взаимодействия с невозмущенной окружающей средой. При натекании этой струи на твердую преграду мощность акустических излучений увеличивается за счет повышения интенсивности турбулентности.

На рис. 5 представлены результаты расчета акустического давления для двух случаев: случая свободно истекающей струи и при взаимодействии ее с преградой, которая расположена на известных расстояниях.

Наличие пластины значительно увеличивает амплитуду колебаний акустического давления. Чем больше расстояние между срезом сопла и преградой, тем выше амплитуда. Если поток вытекает без препятствий, то течение имеет установившейся характер, и акустические колебания практически отсутствуют.

После анализа амплитуд акустического давления в точке S с применением ряда Фурье получен уровень звукового давления в зависимости от частоты. Данный параметр получен как для конкретных частот, так и в третьоктавном частотном диапазоне (рис. 6). Также рассчитаны значения общего уровня звукового давления (ОУЗД) для нескольких фиксированных точек в плоскости среза сопла в зависимости от заданных расстояний между срезом сопла и пластиной (рис. 7).

Из приведенных на рис. 6 данных о величинах уровней звуковых давлений можно сделать вывод, что в случае натекания сверхзвуковой струи на преграду уровень звукового давления в рассматриваемой точке *S* значительно увеличивается по сравнению с уровнем звукового давления, когда струя свободно истекает из сопла. Уровень звукового давления в рассматриваемой точке *S* нарастает и при увеличении расстояния между соплом и пластиной. Это происходит из-за того, что главным источником шумов при натекании



*Рис. 6.* Уровень звукового давления в точке *S*:  $a - для конкретных частот, <math>\delta - в$  третьоктавном частотном диапазоне (кривая 1 - best пластины, 2 - pacctoshue <math>l = 2R, 3 - l = 4R, 4 - l = 6R)



*Рис.* 7. Общий уровень звукового давления для разного удаления приемника от оси сопла: кривая 1 - 6ез пластины, 2 -расстояние l = 2R, 3 - l = 4R, 4 - l = 6R)

ISSN 1561-8889. Космічна наука і технологія. 2020. Т. 26. № 3

струи на преграду являются колебания турбулентного подслоя и наличие скачков уплотнения и волн разрежения, интенсивность которых также увеличивается с увеличением расстояния *l*. Это подтверждается экспериментальными данными о величинах уровней звукового давления, полученных в работе [16] для случая, когда точка *S* расположена в ближнем акустическом поле.

Общий уровень звукового давления уменьшается при отдалении места установки предполагаемого микрофона от выходного сечения сопла (рис. 7), что является вполне закономерным для излучения со сферическим фронтом волны. Но чем дальше точка расположения предполагаемого микрофона от оси симметрии, тем меньше разница между общим уровнем звукового давления. Можно предположить, что это произошло потому, что точки расположения предполагаемых микрофонов оказались далеко за пределами расчетной области. В этом случае использование метода ФВ-Х хуже учитывает влияние как установки пластины, так и ее отдаление от среза сопла.

#### выводы

Выполнены исследования влияния расстояния между срезом сопла и плоской преградой на газодинамические характеристики набегающего потока и возникающие при этом акустические излучения.

Получены результаты расчетов газодинамических и акустических характеристик при натекании сверхзвуковой недорасширенной струи газа на плоскую преграду. Для расчета использован численный метод с использованием усредненных по Рейнольдсу уравнений Навье — Стокса с подключением акустической модели Фокса Вильямса — Хокингса. Результаты показали, что увеличение расстояния между срезом сопла и преградой приводит к возникновению сложных турбулентных течений, что приводит к повышению уровней акустических излучений. В дальнем акустическом поле возникновение турбулентных течений менее влияет на уровень звукового давления.

#### ЛИТЕРАТУРА

- 1. Анцупов А. В., Благосклонов В. И., Пимштейн В. Г. Взаимодействие перерасширенной струи газа с плоской преградой. *Уч. зап. Центр. аэро-гидродинам. ин-та.* 1973. **4**, № 1. С. 84—87.
- Бухмастов М. В., Сидельников Р. В. Разработка методики оценки влияния шума реактивной струи на корпус головной части ракеты-носителя. Наука ЮУрГУ: материалы 66-й научной конференции (15—17 апреля 2014 г.). Челябинск: Издательский центр ЮУрГУ, 2014. С. 108—112.
- 3. Гинзбург И. П., Соколов Е. И., Усков В. Н. Типы волновой структуры при взаимодействии недорасширенной струи с безграничной плоской преградой. Прикл. мех. и техн. физика. 1976. № 1. С. 45—50.
- 4. Губанова О. И., Лунев В. В., Пластинина Л. И. О центральной срывной зоне при взаимодействии сверхзвуковой недорасширенной струи с преградой. Изв. АН СССР. Мех. жидкости и газа. 1971. № 2. С. 135—138.
- 5. Кудин О. К., Нестеров Ю. Н., Токарев О. Д., Флаксман Я. Ш. Экспериментальное исследование натекания высокотемпературной струи запыленного газа на преграду. *Уч. зап. Центр. аэро-гидродинам. ин-та.* 2013. **44**, № 6. С. 105—115.
- 6. Мельникова М. Ф., Нестеров Ю. Н. Воздействие сверхзвуковой нерасчетной струи на плоскую преграду, перпендикулярную оси струи. *Уч. зап. Центр. аэро-гидродинам. ин-та.* 1971. **2**, № 5. С. 105—108.
- 7. Набережнова Г. В., Нестеров Ю. Н. Неустойчивое течение в области взаимодействия недорасширенной струи с преградой. *Уч. зап. Центр. аэро-гидродинам. ин-та.* 1982. **13**, № 4. С. 134—140.
- 8. Николин С. А., Приходько А. А. Численное моделирование взаимодействия недорасширенной сверхзвуковой струи газа с плоской преградой. Вісник Дніпровського ун-ту. 2018. **26**, № 4. С. 73—80.
- 9. Полякова Н. С. Оценка точности методов расчета аэродинамического шума с использованием пакета ANSYS FLUENT: автореф. дис. ... магистра. СПб., 2012. 60 с.
- Akamine M., Okamoto K., Gee K. L., Neilsen T. B., Teramoto S., Okunuki T., Tsutsumi S. Effect of nozzle-plate distance on acoustic phenomena from supersonic impinging jet. *AIAA Journal*. 2018. 56, No. 5. P. 1943–1952.
- 11. Alvi F. S., Ladd J. A., Bower W. W. Experimental and computational investigation of supersonic impinging jets. *AIAA J*. 2002. **40**. P. 599–609.
- 12. ANSYS Inc., Canonsburg, PA. Product Documentation Release 14.0, 2010.

- 13. Bahman-Jahrom I., Ghorbanian K., Ebrahimi M. Experimental investigation on acoustic wave generation due to supersonic hot jet impingement on an inclined flat plate. *J. Appl. Fluid Mech.* 2019. **12**, No. 4. P. 1063–1072.
- 14. Dewan Y. A Preliminary study of acoustic prediction technology based on detached eddy simulations for supersonic jets impinging on flat plates: Master's thesis. Daytona Beach, 2013.
- Fukuda K., Tsutsumi S., Fujii K., Ui K., Ishii T., Oinuma H., Kazawa J., et al. Acoustic measurement and prediction of solid rockets in static firing tests. 15th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (30th AIAA Aeroacoustics Conference, May 11–13, 2009. Miami, Florida, 2009.
- 16. Acoustic loads generated by the propulsion system. Hampton, Virginia: NASA, 1971.
- Tsutsumi S., Takaki R., Nakanishi Y., Okamoto K., Teramoto S. Acoustic generation mechanism of a supersonic jet impinging on deflectors. 52nd Aerospace Sciences Meeting (AIAA SciTech Forum), January 13–17, 2014. National Harbor, Maryland, 2014.
- Worden T. J., Gustavsson J. P. R., Shih Ch., Alvi F. S. Acoustic measurements of high-temperature supersonic impinging jets in multiple configurations. 19th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, May 27–29, 2013. Berlin, 2013.

Стаття надійшла до редакції 17.09.2019

#### REFERENCES

- 1. Antsupov A. V., Blahosklonov V. I., Pimshtein V. H. (1973). The interaction of the overexpanded gas jet with a flat barrier. *Scientific Notes TsAGI*, **4**, No. 1, 84–87 [in Russian].
- Buhmastov M. V., Sidelnikov R. V. (2014). Development of methods for assessing the jet blast noise impact on the launch vehicle. Science of SUSU `14: 66 nauchnaia konferentsiia (15–17 aprelia 2014 hoda) 66th Scientific Conference (pp. 108–112). Cheliabinsk: Izdatelskii tsentr YuUrHU [in Russian].
- 3. Hinzburh I. P., Sokolov E. I., Uskov V. N. (1976). Types of wave structure in the interaction of an underexpanded jet with an infinite flat barrier. *Applied mechanics and technical physics*, No. 1, 45–50 [in Russian].
- Hubanova O. I., Lunev V. V., Plastinina L. I. (1971). On the central separated-flow region in the interaction of a supersonic underexpanded jet with a barrier. *Izv. AN SSSR, MZhH. – The Academy of Sciences of USSR Review, FM*, No. 2, 135–138 [in Russian].
- 5. Kudin O. K., Nesterov Yu. N., Tokarev O. D., Flaksman Ya. Sh. (2013). Experimental study of the flow of high-temperature jet of dusty gas on the barrier. *Scientific Notes TsAGI*, **44**, No. 6, 105–115 [in Russian].
- 6. Melnikova M. F., Nesterov Yu. N. (1971). The impact of a supersonic off-design jet on a flat barrier normal to the axis of the jet. *Scientific Notes TsAGI*, **2**, No. 5, 105–108 [in Russian].
- 7. Naberezhnova H. V., Nesterov Yu. N. (1982). Unsteady flow in the region of interaction of an underexpanded jet with a barrier. *Scientific Notes TsAGI*, **13**, No. 4, 134–140 [in Russian].
- 8. Nikolin S. A., Prihodko A. A. (2018). Numerical simulation of the interaction of an underexpanded supersonic gas jet with a flat barrier. *Reporter of the Dnipro University*, **26**, No. 4, 73–80 [in Russian].
- 9. Poliakova N. S. (2012). The accuracy evaluation of methods for calculating aerodynamic noise using the ANSYS FLUENT software. *Master's thesis*. Saint Petersburg [in Russian].
- Akamine M., Okamoto K., Gee K. L., Neilsen T. B., Teramoto S., Okunuki T., Tsutsumi S. (2018). Effect of nozzle–plate distance on acoustic phenomena from supersonic impinging jet. AIAA J. 56, No. 5, 1943–1952.
- 11. Alvi F. S., Ladd J. A., Bower W. W. (2002). Experimental and computational investigation of supersonic impinging jets. *AIAA J.* **40**, 599–609.
- 12. ANSYS Inc., Canonsburg, PA. Product Documentation Release 14.0, 2010.
- 13. Bahman-Jahrom I., Ghorbanian K., Ebrahimi M. (2019). Experimental investigation on acoustic wave generation due to supersonic hot jet impingement on an inclined flat plate. *J. Appl. Fluid Mech.* **12**, No. 4, 1063–1072.
- 14. Dewan Y. (2013). A preliminary study of acoustic prediction technology based on detached eddy simulations for supersonic jets impinging on flat plates. *Master's thesis.* Daytona Beach.
- Fukuda K., Tsutsumi S., Fujii K., Ui K., Ishii T., Oinuma H., Kazawa J., et al. (2009). Acoustic measurement and prediction of solid rockets in static firing tests // 15th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (30th AIAA Aeroacoustics Conf.) (May 11-13, 2009). — Miami, Florida, 2009.
- 16. Acoustic loads generated by the propulsion system (1971). Hampton, Virginia: NASA.
- 17. Bahman-Jahrom I., Ghorbanian K., Ebrahimi M. (2019). Experimental investigation on acoustic wave generation due to supersonic hot jet impingement on an inclined flat plate. *J. Appl. Fluid Mech.* **12**, No. 4, 1063–1072.
- Worden T. J., Gustavsson J. P. R., Shih Ch., Alvi F. S. (2013). Acoustic measurements of high-temperature supersonic impinging jets in multiple configurations. *19th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conf.* (May 27–29, 2013). Berlin, 2013.

Received 17.09.2019

C. O. Ніколін аспірант E-mail: sergeynikolin@gmail.com *Г. І. Сокол* д-р техн. наук, проф. E-mail: gsokol@ukr.net ORCID orcid.org/ 0000-0002-6183-9155

Дніпровський національний університет імені Олеся Гончара Проспект Гагаріна 72, Дніпро, Україна, 49010

#### ВПЛИВ ГАЗОДИНАМІЧНИХ ПРОЦЕСІВ НА АКУСТИЧНЕ ВИПРОМІНЮВАННЯ ПРИ ВЗАЄМОДІЇ РЕАКТИВНОГО СТРУМЕНЯ ГАЗУ З ПЛОСКОЮ ПЕРЕШКОДОЮ

У процесі проведення польотних місій космічних літальних апаратів одним з найважливіших етапів є їхній старт, через те що для цього етапу польоту характерні складні газодинамічні процеси взаємодії високотемпературного надзвукового потоку газу, що витікає з сопла двигунної установки, з елементами конструкції пускового майданчика. Дані процеси спричиняють виникнення турбулентних течій, які супроводжуються стрибками ущільнення, хвилями розрідження і контактними розривами. В результаті виникають інтенсивні газодинамічні та теплові навантаження на елементи стартового столу і стінки газоходів. Наявність нестійких і перехідних процесів призводить до акустичних та вібраційних навантажень, які впливають на конструктивні елементи наземних споруд, стан корисного вантажу і екосферу навколишнього середовища. Тому коректне прогнозування даних навантажень ще на стадії ескізного проектування ракети і стартових споруд дозволяє істотно підвищити міцність і стійкість елементів ракетно-космічної техніки, підвищити їхню надійність, а також передбачити заходи зі зниження рівнів шумів в районі старту ракети. Цим визначається актуальність обраної теми цієї роботи.

Метою даної роботи є дослідження впливу відстані між зрізом сопла і плоскою перешкодою на газодинамічні характеристики набігаючого потоку і спричинених ним акустичних випромінювань.

Газодинамічні процеси, які виникають при натіканні надзвукового потоку на перешкоду, описуються за допомогою системи рівнянь Нав'є — Стокса. Рівняння виражають закони збереження маси, імпульсу і енергії для ідеального газу. Розрахунок акустичних процесів виконано з використанням інтегрального методу Фокса Вільямса — Хокінгса і розкладів в ряди Фур'є. Розрахунки виконувалися у два етапи. На першому розв'язувалася газодинамічна задача у стаціонарній постановці із застосуванням моделі турбулентності SST k- $\omega$ , а на другому — акустична, в нестаціонарній постановці із застосуванням DES-моделі турбулентності.

Результати розрахунків представлено у вигляді епюр і графіків деяких газодинамічних і акустичних характеристик.

Отримано результати розрахунків газодинамічних і акустичних характеристик при набіганні надзвукового недорозширеного струменя газу на плоску перешкоду. Для розрахунку використано чисельний метод з використанням усереднених по Рейнольдсу рівнянь Нав'є — Стокса з підключенням акустичної моделі Фокса Вільямса — Хокінгса. Результати показали, що збільшення відстані між зрізом сопла і перешкодою призводить до виникнення складних турбулентних течій та підвищення рівнів акустичних випромінювань. Це відбувається через те, що головним джерелом шумів при набіганні струменя на перешкоду є коливання турбулентного шару та наявність стрибків ущільнення і хвиль розрідження, інтенсивність яких зі збільшенням відстані між соплом і пластиною також збільшується. Але у далекому акустичному полі зміна даної відстані слабо впливає на загальний рівень звукового тиску. Можна припустити, що це відбувається тому, що приймачі знаходяться далеко за межами розрахункової області, і використаний метод Фокса Вільямса — Хокінгса вже гірше враховує вплив пластини і її віддалення від зрізу сопла.

*Ключові слова*: недорозширений потік, плоска перешкода, число Маха, коефіцієнт тиску, акустичне випромінювання, рівень звукового тиску.

S. O. Nikolin Post-graduate student E-mail: sergeynikolin@gmail.com G. I. Sokol Dr. Sci. in Techn., Professor E-mail: gsokol@ukr.net ORCID orcid.org/ 0000-0002-6183-9155

Oles Honchar Dnipro National University 72 Gagarin Ave, Dnipro, 49010, Ukraine

## THE INFLUENCE OF GAS-DYNAMIC PROCESSES ON ACOUSTIC RADIATION IN THE INTERACTION OF IMPINGING JET WITH THE FLAT PLATE

The spacecraft launch is one of the most important phases of the flight missions since the complex gas-dynamic interaction processes of a high-temperature supersonic jet which is flowing from the nozzle of the propulsion system with the structural elements of the launchpad are typical for this phase of flight. These processes entail the occurrence of turbulent flows accompanied by shock waves, the waves' discharge, and contact discontinuities. As a result, elements of the launch pad and the walls of the flame duct undergo intense gas-dynamic and thermal loads. Instabilities and transients generate acoustic and vibration fluctuations. The last ones affect the structural elements of ground structures, the state of the payload, and the ecosphere around the launch pad. Therefore, the correct prediction of these loads at the preliminary design phase of the rocket and launch facilities can significantly increase the strength and stability of the spacecraft elements, increase their reliability, as well as provide measures to reduce noise levels in the rocket launch area.

The objective of the study is the impact of the distance between the nozzle exit and a flat obstacle on the gas-dynamic characteristics of the impinging jet and the resulting acoustic radiation.

The gas-dynamic processes that occur when a supersonic jet flows onto a barrier are described using the Navier-Stokes system equations. The equations express the laws of conservation of mass, momentum, and energy for an ideal gas. Calculation of acoustic processes was performed in two stages using the Fox Williams-Hawkings integral method and Fourier series expansions. At the first stage, the gas-dynamic problem was solved in a steady-state mode using the SST k- $\omega$  turbulence model. The second stage was acoustic in transient mode using the DES turbulence model.

The results of calculations were some gas-dynamic and acoustic characteristics of the supersonic underexpanded jet flowing onto a flat plate presented in the form of diagrams and graphs.

The results demonstrated that an increase in distance between the nozzle exit and the plate leads to the appearance of complex turbulent flows, which in turn cause the increase in acoustic radiation levels. This is due to the fact that oscillations of the turbulent sublayer and the presence of shock waves and rarefaction waves are the main sources of noise when a jet flows onto a flat plate. The intensity of noise sources also increases with increasing distance between the nozzle and the plate. However, if we consider the far acoustic field, changes in this distance weakly affect the overall sound pressure level possibly due to receivers are far outside the computational domain. In this case, the used FW-H method works worse.

Keywords: underexpanded jet, flat plate, Mach number, pressure coefficient, sound pressure level, acoustic pressure.

## Ракетно-космічні комплекси

Space-Rocket Complexes

https://doi.org/10.15407/knit2020.03.032 УДК 629.764.017.1

#### Э. Г. ГЛАДКИЙ

нач. сектора отдела, канд. техн. наук E-mail: edgladky@gmail.com

ГП «Конструкторское бюро «Южное» им. М. К. Янгеля» ул. Криворожская 3, Днипро, Украина, 49008

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЛЛЕКТИВНОГО РИСКА В СЛУЧАЕ АВАРИИ РАКЕТЫ-НОСИТЕЛЯ «ЦИКЛОН-4М» НА ЭТАПЕ ПОЛЕТА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ НАСЕЛЕННЫХ ТЕРРИТОРИЙ В ВИДЕ МНОГОУГОЛЬНИКОВ

Подтверждение безопасности при пусках современных ракет-носителей (PH) требует определения уровня коллективного риска для населения вдоль трассы полета. Рассматриваются две процедуры оценки коллективного риска, в основе которых лежит представление населенных территорий с использованием выпуклых многоугольников.

Традиционные процедуры, используемые для определения коллективного риска для территории в пределах зоны падения аварийной PH, предполагают ее разбиение на типовые элементарные фигуры — сферические квадратики размером один градус по широте и долготе. Для них определяется коллективный риск и далее суммарное значение в пределах всей территории. При этом в пределы таких элементарных фигур могут попадать административные единицы различных государств с существенно отличающейся плотностью населения или незаселенные морские территории. В этой связи предложено оценивать коллективный риск непосредственно для административных единиц государств (провинций, департаментов, областей и т. п.), которые попадают в зону падения аварийной PH. Последние в расчетах представляются в виде выпуклого многоугольника или совокупности многоугольников, что позволяет приблизить расчетную зону населенной территории к реальности и тем самым повышает адекватность предложенной модели.

В зонах падения аварийных PH население чаще всего сосредоточено в населенных пунктах. Показаны недостатки традиционного подхода оценки коллективного риска для населенных пунктов в случае, когда аварийная PH достигает поверхности Земли без разрушения и соответственно зона поражения соизмерима или превосходит селитебную территорию населенного пункта. Рассмотрена процедура, основанная на представлении селитебной территории населенного пункта в виде многоугольника и определении площади его пересечения с зоной поражения аварийной PH. Для вычисления коллективного риска используется статистическое моделирование.

Показано практическое использование предложенных процедур в рамках разрабатываемого в Украине проекта ракетно-космического комплекса «Циклон-4М».

*Ключевые слова*: ракета-носитель, полетная безопасность, авария ракеты-носителя на этапе полета, зона падения, коллективный риск.

Цитування: Гладкий Э. Г. Определение коллективного риска в случае аварии ракеты-носителя «Циклон-4М» на этапе полета с использованием представления населенных территорий в виде многоугольников. *Космічна наука і технологія.* 2020. **26**, № 3 (124). С. 32—41. https://doi.org/10.15407/knit2020.03.032

#### введение

Обеспечение безопасности при проведении пусков современных ракет-носителей (PH) является приоритетной задачей. В случае аварии PH на этапе полета безопасность рассматривается прежде всего в отношении населения и объектов, не связанных с космическими программами, которые будут находиться в зонах возможного падения PH. Используемая в настоящее время для обеспечения безопасности опасных объектов концепция «приемлемого риска» [3] позволяет факт попадания населенных территорий в пределы зоны падения аварийных PH не рассматривать как нарушение безопасности. Важно, чтобы не нарушались количественные требования к уровню риска для населения.

Для подтверждения безопасности миссии при проведении запусков космических аппаратов (КА) поставщику пусковых услуг (оператору пуска) или разработчику РН приходится оценивать показатели безопасности для населения в виде индивидуального и коллективного рисков в пределах зоны возможного падения аварийных РН. Индивидуальный риск характеризует риск поражения отдельного индивидуума в конкретной точке в пределах зоны падения аварийной РН, и его уровень для одного пуска традиционно не должен превышать  $10^{-6}$  [5, 6]. Коллективный риск характеризует общий (интегральный) уровень безопасности для населения в пределах определенной территории. Фактически он представляет среднее число погибших на некоторой территории при одном пуске РН и определяется из выражения

$$E_c = \overline{N}_{\text{nop}} = \iint_S \lambda(x, z) R(x, z) dx dz ,$$

где R(x, z) — вероятность поражения аварийной РН человека, находящегося вблизи трассы в точке с координатами (x, z) от точки старта (индивидуальный риск),  $\lambda(x, z)$  — плотность населения в пределах элементарной площади  $dx \times dz$  с центром в точке (x, z), S — площадь рассматриваемой населенной территории.

Традиционно коллективный риск определяется для населенных территорий, которые попадают в зону падения аварийных PH (территории вдоль всей трассы полета PH на поверхности Земли) до выхода верхней ступени РН или разгонного блока на замкнутую орбиту. При этом суммарный коллективный риск для населения не должен превышать 10<sup>-4</sup> [5, 6].

Зоны падения аварийных PH (очень часто их называют полетными коридорами) формируются в результате срабатывания бортовой системы безопасности полета. Традиционно PH разработки ГП «Конструкторское бюро «Южное» им. М. К. Янгеля» оснащаются автоматической бортовой системой безопасности полета, которая в случае выявления аварийной ситуации на борту PH в полете обеспечивает аварийное выключение двигателя.

#### ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Для определения коллективного риска (именно на этот показатель ориентируются в процессе анализа полетной безопасности) на некоторой населенной территории в общем случае рекомендовано использовать соотношение [6]

$$E_{c} = \sum_{N_{\rm dpp}} \sum_{N_{\Delta t}} P_{\rm HT} \cdot S_{\rm nop} \cdot \lambda , \qquad (1)$$

где  $N_{\rm dp}$  — количество фрагментов аварийной РН, достигающих поверхности Земли,  $N_{\Delta t}$  — количество интервалов разбиения времени полета ступени РН (интервалы времени между моментами возникновения аварийных отказов, приводящих к прекращению полета),  $P_{\rm HT}$  — вероятность падения фрагмента аварийной РН в пределы рассматриваемой населенной территории при возникновении аварии в интервале времени  $\Delta t$ ,  $S_{\rm nop}$  — площадь поражения фрагмента, достигающего поверхности Земли,  $\lambda$  — плотность населения в пределах рассматриваемой территории.

При проведении практических расчетов суммарного коллективного риска рекомендуется [4] зону падения аварийной PH разбивать на элементарные фигуры, в качестве которых традиционно используют сферические квадратики  $1^{\circ} \times 1^{\circ}$  по долготе и широте. Затем с использованием данных о плотности населения в указанных элементарных квадратиках (данные доступны на специализированных сайтах в интернете) определяют уровень коллективного риска. В итоге суммарный коллективный риск для зоны падения аварийных РН определяется как

$$E_{c\Sigma} = \sum_{N} E_{ci} , \qquad (2)$$

где  $E_{ci}$  — значение коллективного риска для элементарных квадратиков, которые попадают в аварийную зону трассы пуска, N — суммарное количество элементарных квадратиков, которые накрываются зоной падения аварийных PH.

Такому подходу присущи определенные недостатки. Указанные элементарные квадратики имеют достаточно большие размеры (могут превышать размеры зон падения аварийных PH после аварийного выключения двигателя), и в их пределах могут находиться различные административные единицы одного или нескольких государств, в пределах которых плотности населения могут существенно различаться. Более того, в пределах указанных элементарных квадратиков могут находиться морские территории, где население отсутствует.

Таким образом, более целесообразным представляется использование процедуры оценки коллективного риска только для территорий на суше с учетом плотности населения для различных участков суши.

#### РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

Для построения процедуры оценки коллективного риска зону падения аварийных РН разобьем на участки по территориальной принадлежности тому или иному государству и по соответствующему административному территориальному делению. Таким образом, суммарный коллективный риск для населенных территорий, попадающих в зону падения аварийных РН, по-прежнему будет определяться формулой (2), в которой составляющие E<sub>ci</sub> представляют уровни коллективного риска для административных единиц (провинции, департаменты, области и т. п.) государств, которые попадают в аварийную зону трассы пуска, а N — соответственно суммарное количество таких административных единиц. В глобальной сети интернет могут быть найдены достоверные данные о количестве населения и его плотности в пределах рассматриваемых административных единиц государств.

Для получения более корректных оценок коллективного риска административные единицы государств, которые попадают в зону падения аварийных РН, целесообразно представлять в виде одного или нескольких выпуклых многоугольников [1]. Необходимо отметить, что в общем случае зона любого наземного объекта, находящегося в пределах аварийной зоны трассы пуска, может быть представлена в виде выпуклого многоугольника или совокупности выпуклых многоугольников. На поверхности Земли координаты вершин многоугольников будут задаваться в виде широты и долготы ( $\phi$ ,  $\lambda$ ). Последние могут быть получены с использованием имеющихся у разработчика РН электронных атласов, например электронного атласа Google Earth (находится в сети интернет в открытом доступе). Такой подход фактически позволяет с большой точностью в расчетах отразить реальную конфигурацию населенных территорий, попадающих в аварийную зону трассы пуска.

Использование стандартной процедуры оценки колективного риска требует определения вероятности падения аварийной РН или ее фрагментов в пределы каждого многоугольника ( $P_{\rm HT}$ ). Указанная вероятность в случае отказа РН в интервале  $\Delta t$  будет определяться как

$$P_{\rm HT} = Q \cdot P_{\Delta t} \frac{1}{t_j - t_{j-1}} \int_{t_{j-1}}^{t_j} P_{\rm HT}(t) dt , \qquad (3)$$

где Q — вероятность аварийного отказа РН на этапе полета ступени,  $P_{\Delta t}$  — вероятность возникновения аварийного отказа в интервале времени  $\Delta t$ ,  $P_{\rm HT}(t)$  — вероятности падения аварийной РН или ее фрагментов в пределы каждого многоугольника в случае аварии в момент времени t (точнее, в пределах элементарного интервала dt). Для определения  $P_{\rm HT}(t)$  необходимо определить координаты вершин многоугольника в стартовой системе координат с началом в точке старта РН и осью X, совпадающей с направлением пуска (совпадает с аварийной трассой), т. е. в виде дальности от точки старта (x) и удаленности от трассы (z), осуществив переход

$$(\phi_i, \lambda_i) \rightarrow (x_i, z_i)$$
для  $i = \overline{1, N_{\text{HT}}}$ ,

где  $N_{\rm HT}$  — количество вершин многоугольника, описывающего рассматриваемую населенную территорию.

Координаты точек многоугольника в стартовой системе координат могут быть определены с использованием формул сферической геометрии. Способ определения указанных координат с использованием аварийной трассы предложен автором в работе [1]. Там же показан способ определения вероятности попадания аварийной РН (или ее фрагментов) в пределы выпуклых многоугольников, для чего проводится декомпозиция выпуклого многоугольника в виде совокупности треугольников (рис. 1):

$$P_{\rm HT}(t) = \sum_{N_{\rm HT}-2} P_{\Delta i}(t) , \qquad (4)$$

где  $P_{\Delta i}(t)$  — вероятность попадания аварийной PH (или ее фрагментов) в пределы *i*-го треугольника.

Для каждого момента времени аварийного прекращения полета вероятность попадания аварийной РН (или ее фрагментов) в пределы треугольника может быть определена по формуле

 $P_{\Delta}(t) = \iint_{\Delta} f_{X,Z}(x,z;m_X(t),m_Z(t),\sigma_X(t),\sigma_Z(t))dxdz,$ (5)

где  $f_{X, Z}(x, z; \bullet)$  — функция плотности CB точек падения аварийной PH или ее фрагмента,  $m_X(t)$ ,  $m_Z(t)$ ,  $\sigma_X(t)$ ,  $\sigma_Z(t)$  — центры рассеивания и средние квадратичные отклонения разброса точек падения аварийной PH (ее фрагментов) в продольном и боковом направлениях для момента времени возникновения аварии *t*.

Традиционно разбросы точек падения аварийных РН и ее фрагментов в продольном и боковом направлениях полагаются независимыми и следующими нормальному закону, вследствие чего вычисление интеграла (5) не представляет существенных трудностей.

Представленный подход был использован специалистами ГП «Конструкторское бюро «Южное» им. М. К. Янгеля» для оценки суммарного уровня коллективного риска для территории Южной Америки, которая попадала в зону падения фрагментов аварийной РН в рамках разрабатываемого проекта «Циклон-4М». На рис. 2 показана зона падения аварийной РН «Циклон-4М» для траектории выведения КА



*Рис.* 1. Представление многоугольника в виде набора треугольников



*Рис. 2.* Зона падения аварийной РН «Циклон-4М»: *1* — аварийная трасса, *2* и *3* — соответственно левая и правая Зо-границы зоны падения

массой 3400 кг на солнечно-синхронную орбиту. Падение фрагментов аварийной РН на территорию Южной Америки возможно в случае отказа на этапе полета второй ступени.

В пределах указанной зоны падения аварийной РН «Циклон-4М» были определены административные единицы государств, территории которых далее были представлены в виде многоугольников. В качестве примера на рис. 3 показана наиболее заселенная территория Венесуэлы, которая была представлена многоуголь-



*Рис. 3.* Представление административных единиц в пределах зоны падения аварийной РН «Циклон-4М» на территории Венесуэлы: *1* — штат Фалькон, *2* — штат Лара, *3* — штат Трухильо, *4*, *5* — штат Португеса, *6* — штат Баринас

# Таблица 1. Вычисленные значения коллективного риска $E_{\rm c}$ для административных единиц государств, попадающих в зону падения аварийных PH «Циклон-4М»

Государ- ство	Административ- ная единица	Средняя плот- ность населе- ния, чел./км	E <sub>c</sub>
Венесуэла	Штат Фалькон	36.35	2.19.10-9
	Штат Лара	84.18	7.84.10-9
	Штат Трухильо	20.29	6.32.10-9
	Штат Португеса	57.46	$\frac{1.68 \cdot 10^{-9}}{5.22 \cdot 10^{-10}}$
	Штат Баринас	21.49	1.26.10-9
	Штат Апуре	6.19	$\begin{vmatrix} 1.33 \cdot 10^{-10} \\ 3.30 \cdot 10^{-11} \end{vmatrix}$

	Окончание табл.		
Государ- ство	Административ- ная единица	Средняя плот- ность населе- ния, чел./км <sup>2</sup>	Ec
Колумбия	Департамент Араука	8.76	$\begin{array}{c} 1.97 \cdot 10^{-10} \\ 6.14 \cdot 10^{-12} \end{array}$
	Департамент Касанаре	6.33	$1.77 \cdot 10^{-10}$
	Департамент Вичада	0.55	$5.53 \cdot 10^{-14}  4.08 \cdot 10^{-11}$
	Департамент Мета	9.22	1.48.10 <sup>-10</sup>
	Департамент Гуайния	0.6	8.21.10-13
	Департамент Гуавьяре	2.49	$\begin{array}{c} 8.92 \cdot 10^{-11} \\ 3.57 \cdot 10^{-12} \\ 2.18 \cdot 10^{-11} \end{array}$
	Департамент Ваупес	0.5	$5.54 \cdot 10^{-12} \\ 1.38 \cdot 10^{-11}$
	Департамент Какета	4.55	$\begin{array}{c} 3.54 \cdot 10^{-11} \\ 1.25 \cdot 10^{-11} \end{array}$
	Департамент Амасонас	0.51	$\begin{array}{c} 3.16 \cdot 10^{-11} \\ 2.58 \cdot 10^{-12} \end{array}$
Перу	Регион Лорето	2.42	$\begin{array}{c} 1.72 \cdot 10^{-11} \\ 1.45 \cdot 10^{-10} \\ 6.60 \cdot 10^{-12} \\ 4.23 \cdot 10^{-12} \end{array}$
Бразилия	Штат Амазонас	2.23	$\begin{array}{c} 3.60 \cdot 10^{-11} \\ 4.17 \cdot 10^{-11} \\ 2.57 \cdot 10^{-11} \end{array}$
	Штат Акри	4.47	$9.38 \cdot 10^{-11} 2.35 \cdot 10^{-12}$
Перу	Регион Укаяли	4.0	$\begin{array}{c} 1.58 \cdot 10^{-10} \\ 1.81 \cdot 10^{-11} \\ 2.32 \cdot 10^{-12} \end{array}$
	Регион Хунин	29.0	$\begin{array}{c} 6.50\cdot 10^{-11} \\ 4.35\cdot 10^{-10} \\ 1.47\cdot 10^{-11} \end{array}$
	Регион Уанкаве- лика	20.2	1.11.10-10
	Регион Аякучо	14.1	$\begin{vmatrix} 8.81 \cdot 10^{-11} \\ 2.68 \cdot 10^{-10} \end{vmatrix}$
	Регион Ика	31.2	2.63 \cdot 10^{-11}
	Регион Арекипа	18.0	7.11.10-11

Примечание. Количество значений в ячейках  $E_c$  соответствует количеству выпуклых многоугольников, на которые разбита соответствующая административная единица.


*Рис.* 4. Блок-схема определения коллективного риска для населенного пункта (НП), находящегося в зоне падения аварийной РН



*Рис. 5.* Провинция Новая Шотландия (Канада), которая попадает в зону падения аварийных РН «Циклон-4М»

*Таблица 2.* Значения коллективного риска  $E_{\rm c}$  для государств Южной Америки, территории которых попадают в зону падения фрагментов аварийной PH «Циклон-4М»

Государства Южной Америки	E <sub>c</sub>
Венесуэла Колумбия Бразилия Перу В целом	$\begin{array}{c} 1.37 \cdot 10^{-8} \\ 8.40 \cdot 10^{-10} \\ 2.36 \cdot 10^{-10} \\ 1.49 \cdot 10^{-9} \\ 1.74 \cdot 10^{-8} \end{array}$

никами в соответствии с административным делением. Прогнозируемая оценка надежности PH «Циклон-4М» на этапе полета второй ступени составляет 0.98 (соответственно вероятность аварийного отказа 0.02). В расчетах принимался равномерный закон распределения возникновения отказов по времени полета каждой ступени. В случае аварии PH «Циклон-4М» на этапе полета второй ступени, учитывая значительную высоту полета, поверхности Земли может достигать не более 10...20 фрагментов, выполненных из жаростойких материалов. При этом предполагалось, что средняя площадь поражения каждого фрагмента не превосходит 1 м<sup>2</sup>. Результаты расчетов значений коллективного риска для административных единиц государств, которые попадают в зону падения аварийной PH, представлены в табл. 1.

В соответствии с данными табл. 1 значения коллективного риска для территории государств Южной Америки, полученные с использованием (2), приведены в табл. 2.

В рамках общей задачи оценки коллективного риска интерес также представляет оценка коллективного риска для населенных пунктов или городских агломераций, где чаще всего и сосредотачивается значительная часть населения рассматриваемых регионов. Для такой оценки также может быть использована рассмотренная выше стандартная процедура с представлением селитебных территорий населенных пунктов в виде многоугольника (совокупности многоугольников). В то же время применение традиционного подхода встречает определенные трудности в случае, когда аварийная РН достигает поверхности Земли без разрушения (характерно для аварий РН на начальном этапе полета). Для небольших населенных пунктов, которые, скорее всего, будут располагаться в зонах падения неразрушенных аварийных РН, площадь поражения аварийной РН может быть соизмерима или даже превосходить площадь селитебной территории населенного пункта. Это приведет к погрешности при вычислении коллективного риска согласно (1). Для этого случая в работе [2] предложена процедура, использующая статистическое моделирование, и основанная на определении площади пересечения многоугольника площади селитебной территории населенного пункта и зоны поражения аварийной РН (представляется в виде круга и определяется факторами взрыва). Для этого разработана стандартная процедура определения площади пересечения треугольника и круга. Блок-схема общей процедуры определения коллективного риска для населенного пункта показана на рис. 4.

Указанная процедура была использована для оценки коллективного риска для небольшого населенного пункта, находящегося в районе точки старта PH «Циклон-4М». Начальный участок полета PH «Циклон-4М» проходит над территорией Канады, провинция Новая Шотландия (рис. 5). На указанных территориях практически отсутствует население. В то же время в пределы зоны падения аварийной PH «Циклон-4М» попадает небольшой населенный пункт Литл Довер с населением около 400 человек.

С использованием электронного атласа GoogleEarth была построена расчетная селитебная территория Литл Довер в виде многоугольника, площадь которого составила 0.75 км<sup>2</sup>. В случае аварии на этапе полета возможно падение в пределах указанного населенного пункта неразрушенной аварийной РН «Циклон-4М». Радиус поражения при падении аварийной РН определялся факторами взрыва, и прежде всего ударной волной. С использованием предложенной методики уровень коллективного риска для Литл Довер составил 6.3 · 10<sup>-7</sup>.

#### выводы

В статье рассмотрены процедуры оценки коллективного риска с использованием представления населенных территорий (административных единиц государств, населенных пунктов) на суше в виде выпуклых многоугольников. Такое представление позволяет более корректно построить расчетные модели для оценивания коллективного риска.

Предложенные процедуры были использованы для анализа полетной безопасности разрабатываемого КРК «Циклон-4М». Полученные результаты показали, что уровень коллективного риска для населенных территорий, которые попадают в зону падения аварийных РН «Циклон-4М», является приемлемым и не превышает установленных предельных значений.

#### ЛИТЕРАТУРА

- 1. Гладкий Э. Г. Процедура оценки полетной безопасности ракет-носителей, использующая геометрическое представление зоны поражения объекта в виде многоугольника. *Космическая техника. Ракетное вооружение: Сб. науч. тр.* 2015. Вып. 3. С. 50–56.
- 2. Гладкий Э. Г. К вопросу оценки коллективного риска для населенных пунктов в случае аварии ракеты-носителя на этапе полета первой ступени. *Вопросы проектирования и производства летательных аппаратов.* 2018. Вып. 1 (93). С. 65—78.
- 3. Хенли Э., Джм Кумамото Х. Надежность технических систем и оценка риска. М.: Машиностроение, 1984. 528 с.
- 14 CFR. Chapter III. Commercial space transportation, Federal aviation administration, Department of transportation, Subchapter C – Licensing, part 420 License to Operate a Launch Site. 2000. URL: http://law.cornell.edu/cfr/text/14/part-420 (дата звернення: 10.10.2019).
- 5. 14 CFR. Chapter III. Commercial space transportation, Federal aviation administration, Department of transportation, Subchapter C Licensing, part 417 Launch Safety, 2001. URL: http://law.cornell.edu/cfr/text/14/part-417 (дата звернення: 10.10.2019).
- 6. AFSCPMAN 91-710 Range Safety User Requirements. Vol. 1. 2016. URL: http://static.e-publishing.af.mil/production/1/ afspc/publicating/afspcman91-710v1/afspcman91-710v1.pdf (дата звернення: 10.10.2019).

Стаття надійшла до редакції 10.10.2019

#### REFERENCES

- 1. Hladkii E. H. (2015). Assessment procedure of the flight safety for launch vehicles using the geometric representation of the damage area in the form of a polygon. *Space technology. Missile armaments*, **3**, 50–56 [in Russian].
- 2. Hladkii E. H. (2018). On the issue of collective risk assessment for settlements in the event of a launch vehicle accident at the first-stage flight phase. *Issues of designing and manufacturing aircraft structures*, **1**(93), 65–78 [in Russian].
- 3. Henley E., Kumamoto H. (1981). Reliability Engineering and Risk Assessment. Prentice Hall, Upper Saddle River.
- 4. 14 CFR. Chapter III. Commercial space transportation, Federal aviation administration, Department of transportation, Subchapter C Licensing, part 420 License to Operate a Launch Site. 2000. URL: http://law.cornell.edu/cfr/text/14/part-420 (Last accessed: 10.10.2019).

- 14 CFR. Chapter III. Commercial space transportation, Federal aviation administration, Department of transportation, Subchapter C – Licensing, part 417 – Launch Safety, 2001. URL: http://law.cornell.edu/cfr/text/14/part-417 (Last accessed: 10.10.2019).
- AFSCPMAN 91-710 Range Safety User Requirements. Volume 1. 2016. URL: http://static.e-publishing.af.mil/production/1/afspc/publicating/afspcman91-710v1/afspcman91-710v1.pdf (Last accessed: 10.10.2019).

Received 10.10.2019

*Е. Г. Гладкий* нач. сектору відділу, канд. техн. наук E-mail: edgladky@gmail.com

ДП «Конструкторське бюро «Південне» ім. М. К. Янгеля» вул. Криворізька 3, Дніпро, Україна, 49008

#### ВИЗНАЧЕННЯ КОЛЕКТИВНОГО РИЗИКУ У ВИПАДКУ АВАРІЇ РАКЕТИ-НОСІЯ «ЦИКЛОН-4М» НА ДІЛЯНЦІ ПОЛЬОТУ З ВИКОРИСТАННЯМ ЗОБРАЖЕННЯ НАСЕЛЕНИХ ТЕРИТОРІЙ БАГАТОКУТНИКАМИ

Підтвердження безпеки під час пусків сучасних ракет-носіїв (PH) вимагає визначення рівня колективного ризику для населення вздовж траси польоту. Розглядаються дві процедури оцінювання колективного ризику, основу яких складає зображення населених територій з використанням опуклих багатокутників.

Традиційні процедури, що використовуються для визначення колективного ризику для території у межах зони падіння аварійної РН, передбачають її розбиття на типові елементарні фігури — сферичні квадратики розміром один градус за широтою і довготою. Для них визначається колективний ризик та сумарне значення у межах всієї території. При цьому у межі таких елементарних фігур можуть потрапляти адміністративні одиниці різних держав із суттєво відмінною густиною населення або незаселені морські території. Виходячи з цього, запропоновано оцінювати колективний ризик безпосередньо для адміністративних одиниць держав (провінцій, департаментів, областей тощо), які потрапляють у зону падіння аварійної РН. Останні в розрахунках подають у вигляді опуклого багатокутника або сукупності багатокутників, що дозволяє наблизити розрахункову зону населеної території до реальності і відповідно підвищує адекватність запропонованої моделі.

В зонах падіння аварійних PH населення зазвичай зосереджене у населених пунктах. Показано недоліки традиційного підходу оцінювання колективного ризику для населених пунктів у випадку, коли аварійна PH досягає поверхні Землі без руйнування, і відповідно зона ураження сумірна або перевищує сельбищну територію населеного пункту. Розглянуто процедуру, що заснована на зображенні сельбищної території населеного пункту у вигляді багатокутника і визначенні площі його перетину із зоною ураження аварійної PH. Для розрахунку колективного ризику використано статистичне моделювання.

Показано практичне застосування запропонованих процедур для проекту ракетно-космічного комплексу «Циклон-4М», що розробляється в Україні.

Ключові слова: ракета-носій, польотна безпека, аварія ракети-носія на етапі польоту, зона падіння, колективний ризик.

*E. G. Gladkyi* Head of Department, Cand. Sci. in Tech. E-mail: edgladky@gmail.com

Yuzhnoye State Design Office 3 Krivorizka Str., Dnipro, 49008, Ukraine

#### DETERMINATION OF THE COLLECTIVE RISK IN A CASE OF A LAUNCH VEHICLE «CYCLON-4M» CRASH DURING THE FLIGHT PHASE USING POLYGON IMAGES TO REPRESENT POPULATED AREAS

Safety confirmation during launches of contemporary launch vehicles (LV) requires the determination of the level of the collective risk for the population along the flight route. The article considers two collective risk assessment procedures based on the representation of populated areas by convex polygons.

Traditional procedures, used for determination of the collective risk for territories within the emergency LV fall area, divide the area into typical elementary figures – spherical squares of one-degree size along the latitude and longitude. The collective risk is determined for the squares, and then the total value is obtained for the whole territory. These elementary figures may signify administrative districts of various states with significantly different population density as well as unpopulated sea territories. Therefore, it is proposed to assess the collective risk directly for administrative districts of states (provinces, districts, regions, etc.), which lie within the emergency LV fall area. For calculations, these districts are represented as a convex polygon or totality of convex polygons that allow approximating the computational area of the populated territory to the reality and increasing the adequacy of the proposed model.

In the areas of emergency LV fall, the population is usually concentrated in settlements. The limitations of traditional approaches to the assessment of the collective risk for the settlements are shown for cases when emergency LV reaches the surface of the Earth without being destroyed and, consequently, the damaged area is comparable or exceeds the settlement's housing territory. The presented procedure is based on the representation of the settlement's housing territory as a polygon and the determination of the area of its intersection with the emergency LV damaged area. Statistical simulation is used to compute the collective risk.

The practical usage of the proposed procedures is shown in the context of the Cyclone-4M space launch system developed in Ukraine.

Keywords: launch vehicle, flight safety, accident of launch vehicle on flight phase, fall area, collective risk.

# Динаміка та керування космічними апаратами

Spacecraft Dynamics and Control

https://doi.org/10.15407/knit2020.03.042 УДК 629.7

# В. В. ВАСИЛЬЕВ<sup>1</sup>

Глава наблюдательного совета, канд. физ.-мат. наук, Заслуженный экономист Украины, награжден почетной грамотой Кабинета Министров Украины

#### Л. А. ГОДУНОК<sup>2</sup>

нач. отд., Заслуженный машиностроитель Украины E-mail: godunokla@ukr.net

#### **В. А. ВОЛКОВ <sup>3</sup>**

старш. науч. сотруд.

# С. В. МЕЛЬНИЧУК<sup>4</sup>

старш. науч. сотруд., канд. техн. наук **С. В. ДЕРКАЧ**<sup>2</sup>

#### глав. электроник отд.

A. B. COMOB<sup>3</sup>

вед. инж.

<sup>1</sup> Приватное акционерное общество «ЕЛМІЗ»

ул. Бориспольская 9, Киев, Украина, 02099

<sup>2</sup> Приватное акционерное общество «Научно-производственный комплекс «Курс»

ул. Бориспольская 9, Киев, Украина, 02099

<sup>3</sup> Радиоастрономический институт НАН Украины

ул. Червонопрапорная 4, Харьков-2, Украина, 61002

<sup>4</sup> Институт космических исследований НАН Украины и ГКА Украины

Проспект Академика Глушкова 40, к. 4/1, Киев-187, Украина, 03187

# О ПОСТРОЕНИИ АДАПТИРУЕМОЙ СИСТЕМЫ ВЗАИМНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ ДЛЯ АВТОНОМНОГО СБЛИЖЕНИЯ КОСМИЧЕСКИХ АППАРАТОВ С НЕКООПЕРИРУЕМЫМИ КОСМИЧЕСКИМИ ОБЪЕКТАМИ

Разрабатываются подходы к созданию системы взаимных измерений параметров движения для сближения космических anпаратов различных классов и назначения с некооперируемыми космическими объектами и дальнейшего выполнения различных операций на орбите. Рассмотрены оптимальная структура и состав датчиков, реализующих поставленную задачу.

Проведен анализ созданных в мире систем взаимных измерений, которые прошли натурные испытания в условиях космического пространства, показаны преимущества и недостатки оптических и радиотехнических датчиков сближения при работе в контуре управления движением космического аппарата. Сформированы функциональные требования к аппаратуре системы взаимных измерений для обеспечения управления сервисным космическим аппаратом при сближении с некооперируемым космическим объектом. Приведен состав предлагаемой системы взаимных измерений и описаны режимы ее работы при сближении космических аппаратов.

Рассмотрены варианты построения радиолокационной системы для работы на геостационарной и низкой околоземной орбитах. Определены методы измерения параметров взаимного сближения и положения космических аппаратов при по-

Цитування: Васильев В. В., Годунок Л. А., Волков В. А., Мельничук С. В., Деркач С. В., Сомов А. В. О построении адаптируемой системы взаимных измерений для автономного сближения космических аппаратов с некооперируемыми космическими объектами. *Космічна наука і технологія*. 2020. **26**, № 3 (124). С. 42—54. https://doi.org/10.15407/ knit2020.03.042

мощи радиолокационной системы. Приведены основные характеристики приемо-передающего модуля активной фазированной антенной решетки, которая является составляющей антенного устройства радиолокационной системы. Описан метод определения угловых параметров взаимного положения космических аппаратов при помощи системы технического зрения, рассмотрены особенности ее построения, приведены характеристики необходимых видеокамер. Определен состав системы технического зрения для решения задач управления космическим аппаратом на финальном этапе сближения. Описан принцип работы лазерного дальномера. Приведен способ увеличения точности измерения лазерного дальномера. Приведены технические характеристики устройств системы технического зрения.

**Ключевые слова**: космический annapam, некооперируемый космический объект, орбитальное сервисное обслуживание, радиолокационная система, система взаимных измерений.

Активизация космической деятельности на орбите Земли и освоение дальнего космоса сформировали новые перспективные направления использования космической техники [1]:

• орбитальное сервисное обслуживание спутников;

- обеспечение транспортных операций;
- обслуживание орбитальных станций;
- борьба с космическим мусором.

Эти направления, как правило, связаны с необходимостью выполнения сервисным космическим аппаратом (СКА) операции сближения с некооперируемыми космическими объектами (НККО), их захват или стыковку с ними, последующую орбитальную или межорбитальную транспортировку.

НККО — это объект, на котором отсутствуют аппаратные средства, а также специальные мишени и маркеры, которые способствуют сближению двух космических аппаратов (КА).

НККО не может посылать информацию о своем состоянии и способствовать процессу сближения с СКА. На участке автономного сближения СКА с НККО получение информации об относительных координатах НККО возможно путем локации НККО системой взаимных измерений (СВИ) СКА, использующей радиочастотные либо оптические датчики.

При сближении объектов СВИ должна обеспечивать измерение следующих параметров:

• дальность между объектами;

• радиальная скорость сближения (расхождения);

• угловое положение НККО в координатной сетке СКА;

• угловое положение СКА в координатной сетке НККО, которая формируется по 3D изображению НККО, хранящемуся в памяти СВИ. Для определения облика СВИ был проведен анализ СВИ, прошедших натурные испытания в условиях космического пространства (табл. 1), а также экспериментальных проектов КА (табл. 2). В табл. 1 в графе КА первым указан аппарат, на котором установлена СВИ для проведения маневров при сближении, на втором — КА, тип кооперирования которого при сближении указан в соответствующей графе.

Из приведенных материалов можно сделать следующие выводы:

• на дальних участках сближения во всех приведенных миссиях для измерения параметров сближения и взаимного положения использовалась радиолокационная система (РЛС);

• оптические датчики сближения использовались как в контуре управления движением КА, так и в индикаторном режиме при расстояниях между объектами не более 500 м;

• оптические датчики сближения успешно проявили себя в контуре управления движением КА только с расстояния не более 20 м;

• применение оптических датчиков сближения в контуре управления движением КА с расстояний более 20 м привело к срыву миссий (проект ETS, проект XSS).

По результатам проведенного анализа предложена комплексированная оптико-радиолокационная схема СВИ аппаратуры «Азимут» [3], обеспечивающая сближение СКА с НККО, при этом заложены следующие базовые требования:

1) обеспечение адаптированности СВИ к КА различных классов и назначения;

2) обеспечение блочно-модульной структуры СВИ, включающей функциональные блоки и конструктивные технологические и программные модули;

KA	Аппаратный состав СВИ	Дальность действия, м	Тип КА	Примечание
«Союз», «Прогресс» + Международная космическая станция (МКС)	Радиолокационная си- стема	200 000	Кооперируемый	Штатный режим
ATV + MKC	Радиотехнический доп- леровский измеритель скорости, дальности	4 000	Кооперируемый	Штатный режим
	TGM	50020		
	VDM	200		
ATV-5 + MKC	LIRIS-1	~200	Некооперируемый	Индикаторный
	LIRIS-2	до 260	Некооперируемый	режим
Шеньчжоу + Таньгун 1	Радиолокационная си- стема + лазерный даль- номер		Кооперируемый	Штатный режим
OC Space Shutle + MKC	TriDAR	до 50	Некооперируемый	Индикаторный режим
Dragon, Cygnus + MKC	Флеш-лидар	до 260	Кооперируемый	Штатный режим
NextSat + Astro (Проект Orbital Express)	Оптическая система	10	Кооперируемый	Штатный режим
ETS YII, спутники «Хикобоши» + «Орихиме» (Проект ETS)	Оптическая система	500	Кооперируемый	Штатный ре- жим с управле- нием ЦУП
XSS-11 + третья ступень ракеты «Минотавр»	Оптическая система	20	Кооперируемый	Штатный режим
(Проект XSS)		200	Кооперируемый	Аварийный режим

Таблица 🛛	1.	Системы взаимных изме	рений, г	рошедшие	натурные	испытания
100000000000000	•••					

#### Таблица 2. Экспериментальные проекты сервисных КА

Проект	Аппаратный состав СВИ	Дальность действия, м	Тип КА	Примечание
ESS	Радиолокационная система ТВ-камера	5025000 20120	Некооперируемый	Проект не реализован
	Две оптические камеры	0.530		
GVS	Радиолокационная система ТВ-камеры	5025000 0.530	Некооперируемый	Проект не реализован

3) использование новых алгоритмов обработки сигналов, аппаратно-программных компонентов функциональных блоков, позволяющих минимизировать усилия для решения комплекса поставленных задач.

В настоящее время специалистами предприятия АО «НПК «Курс» ведутся работы по созданию комплекса средств сближения и захвата «Азимут», который состоит из СВИ и системы механического захвата и предназначен для решения следующих задач:

• измерение параметров взаимного движения и взаимного положения двух некооперируемых объектов;

• неповреждающий захват НККО с обеспечением требуемой жесткости связки СКА — НККО;

• удержание НККО в процессе проведения орбитального сервисного обслуживания;

• неповреждающая безударная расстыковка НККО и СКА по завершению проведения орбитального сервисного обслуживания НККО;

• предупреждение столкновений объектов на орбите.

Модульное построение аппаратуры позволяет оптимизировать СВИ для решения конкретных задач как с точки зрения набора и точности измеряемых параметров, дальности действия, так и с точки зрения габаритов, веса и энергопотребления.

Комплексированная оптико-радиолокационная схема аппаратуры сближения с НККО реализована на базе отработанных схемно-технологических решений, использует современные методы обработки сигналов, что позволяет создать недорогую, надежную адаптируемую трансформируемую конструкцию.

# СОСТАВ СИСТЕМЫ ВЗАИМНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

В состав СВИ входят два модуля — радиолокационный (РЛМ) и оптический (ОМ).

Схема деления СВИ комплекса «Азимут» приведена на рис. 1. РЛМ является единой конструкцией, состоящей из РЛС и блока управления и обмена (БУО). РЛС разрабатывается двух модификаций:



Рис. 1. Схема деления СВИ комплекса «Азимут»

• для работы на геостационарной орбите (ГСО) с максимальной дальностью обнаружения не меньше 30000 м;

• для работы на низкой околоземной орбите (HOO) с максимальной дальностью обнаружения не меньше 3000 м.

Оптический модуль состоит из двух автономных блоков: блока системы технического зрения (СТЗ) и блока ЛД.

# ФУНКЦИОНИРОВАНИЕ СИСТЕМЫ ВЗАИМНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

Функциональная схема использования СВИ аппаратуры «Азимут» в составе СКА для процесса сближения приведена на рис. 2.

Все маневры на данном этапе совершаются автономно, т. е. без помощи наземного командно-измерительного комплекса.

В процессе сближения КА от максимальной дальности до расстояния между объектами, при котором обеспечивается работа системы механического захвата, для измерения параметров, необходимых для управления СКА, независимо от сценария сближения, СВИ осуществляет:

• поиск цели в конусе  $\pm 30^{\circ}$ ;

• измерение углов ориентации в заданном конусе для совмещения продольной оси СКА с линией визирования (ЛВ) — линией, соединяющей начало координат СКА с геометрическим центром цели;

• измерение углов рассогласования ЛВ на цель, измерение дальности между объектами, радиальной скорости сближения до прилета СКА в точку начала причаливания;



*Рис. 2.* Функциональная схема использования СВИ аппаратуры «Азимут»: СС — система связи, СУ — система управления

• определение параметров точного позиционирования НККО относительно СКА, измерение углов рассогласования ЛВ на цель, измерение дальности между объектами, радиальной скорости сближения до прилета СКА в точку, обеспечивающую работу системы механического захвата. (Параметрами точного позиционирования являются углы взаимного крена и углы причаливания).

Для реализации перечисленных выше требований к СВИ в аппаратуре «Азимут» предусмотрены следующие режимы.

На расстояниях от 3000 (30000) до 20 м РЛС осуществляет сканирование НККО. По отраженному от НККО сигналу РЛС определяет параметры взаимного движения и положения СКА и НККО. По интерфейсу связи полученная информация из РЛС передается в БУО. При сближении космических аппаратов от максимальной дальности до расстояния между объектами 20 м РЛС работает в следующих режимах:

• *поиск*, в котором осуществляется поиск цели в конусе ±30°. После обнаружения цели РЛС переходит в режим ориентации;

• *ориентация*, в котором измеряются углы положения цели в координатной сетке антенного устройства РЛС. После совмещения продольной оси антенны с ЛВ РЛС переходит в режим автосопровождения;

• автосопровождение, в котором производится измерение дальности между объектами, радиальной скорости сближения и углов рассогласования ЛВ на цель. При дальности между объектами 100 м РЛС переходит в режим причаливания; • *причаливание*, в котором производится определение параметров точного позиционирования НККО относительно СКА, измерение дальности между объектами, радиальной скорости сближения и углов рассогласования ЛВ на цель. В данном режиме РЛС функционирует в диапазоне расстояний от 100 до 20 м.

На расстоянии 20 м в БУО начинает поступать информация о параметрах взаимного движения и положения объектов из СТЗ ОМ. Определение параметров СТЗ производит по полученному видеоизображению НККО. Для увеличения точности определения параметров в блок СТЗ поступает значение дальности между объектами, измеренное ЛД. СТЗ имеет выход видеосигнала для передачи изображения НККО в СС СКА.

СТЗ имеет две видеокамеры для работы на ближнем участке (от 2 до 5 м) и на дальнем участ-ке (от 5 до 20 м).

Характеристики камеры для работы на ближнем участке:

• матрица: 3000 × 2000 пкл, размером 36 × 24 мм;

• объектив: фокусное расстояние 16 мм, диафрагма 5 мм, угол зрения 74°.

Характеристики камеры для работы на дальнем участке:

• матрица: 3000 × 2000 пкл, размер 36 × 24 мм;

• объектив: фокусное расстояние 30 мм, диафрагма 10 мм, угол зрения 44°.

Объем выходной информации — 150 МБ/с.

Во время функционирования РЛС и СТЗ в БУО также выдаются сигналы состояния их режимов работы и телеметрическая информация.

Управление алгоритмами функционирования РЛС и СТЗ осуществляется из БУО по командам, полученным из СУ СКА, и сигналам состояний режимов работы РЛС и СТЗ.

По интерфейсу связи между СВИ и СУ СКА передаются данные:

• из СУ — команды управления СВИ;

• из СВИ — информация о параметрах взаимного движения и взаимного положения СКА и НККО, сигналы состояния режимов работы модулей СВИ, телеметрическая информация.

В процессе сближения в СУ функционируют алгоритмы управления движением СКА, разрабатываемые АО «НПК «Курс».

По интерфейсу связи между СВИ и СС СКА из СВИ передается видеосигнал для контроля состояния НККО.

# ОСОБЕННОСТИ ПОСТРОЕНИЯ РЛС РЛМ

Предлагаемый сценарий сближения СКА с НККО в автономном режиме предусматривает использование бортового радиолокатора практически на всех его этапах, за исключением, может быть, только непосредственно режима захвата. Совершенно очевидно, что на каждом этапе рабочий диапазон расстояний, характер (восприятие) НККО как рассеивателя электромагнитных волн, равно как и задачи, решаемые РЛС, основательно разнятся. Это, в сочетании с естественным для КА требованием по достижению максимально возможных энергетической эффективности и компактности, делает практически невозможной реализацию технических средств РЛС в рамках единого подхода и требует диверсификации принципов, применяемых при построении РЛС. Ниже, на основании анализа требований, предъявляемых к РЛС СКА на каждом этапе сближения, обсуждаются возможные принципы построения такой РЛС и предлагается вариант реализации технических средств, способный обеспечить необходимые характеристики.

Следует отметить, что везде далее подразумевается использование активных антенных решеток как единственно приемлемого, с нашей точки зрения, варианта построения РЛС, удовлетворяющего техническим требованиям. Поэтому важной задачей является выбор минимальной, в смысле аппаратных ресурсов, конфигурации решетки, обеспечивающей достижение заданных метрологических характеристик для каждого этапа сближения.

Важнейшим моментом в проектировании любого радиолокатора является выбор рабочего диапазона частот. В режимах поиска, ориентации и автосопровождения РЛС должна обеспечить работоспособность на расстояниях вплоть до 30000 м, поэтому важнейшим требованием к ее конфигурации в этих режимах является обеспечение максимальной чувствительности. Как известно, чувствительность любого радиолокатора определяется коэффициентом усиления антенны, выходной мощностью передатчика, чувствительностью приемника и временем интегрирования [4]. Заметим также, что при всех прочих равных параметрах чувствительность любого радиолокатора возрастает квадратично с уменьшением частоты. Кроме того, чем ниже частота, тем меньший коэффициент шума приемника и выше коэффициент полезного действия усилителя мощности, равно как и доступность высокоинтегрированных сверхвысокочастотных (СВЧ) компонентов, применение которых существенно облегчает построение и наладку РЛС и приводит к уменьшению ее массогабаритных показателей. Поэтому разумным выглядит выбор как можно более низкой рабочей частоты РЛС для вышеупомянутых режимов работы. Практически при выборе частоты следует ориентироваться на допустимые геометрические размеры антенной структуры радиолокатора. При заданных возможных параметрах взаимного расположения и взаимного движения СКА и НККО и требованиях к точности определения угловых координат, оптимальной конфигурацией антенной решетки в диапазоне расстояний от 1000 до 30000 м является однолучевая активная фазированная антенная решетка (АФАР). Параметры предлагаемой конфигурации антенной решетки и всей радиолокационной системы на ее основе для режимов поиска, ориентации и автосопровождения для диапазона расстояний между РЛС и НККО от 1000 до 30000 м приведены в табл. 3.

При расстоянии между носителем РЛС и НККО, меньшем 1000 м, в задаче точного определения угловых координат НККО возникает неопределенность, вызванная значительными угловыми размерами последнего. В этом случае требуется приблизиться не просто к точечной цели, но к конкретной области распределенной цели. Для решения этой задачи важно стремиться к достижению максимального значения углового разрешения. Поэтому для данного варианта РЛС предлагается виртуализировать антенную решетку, используемую для диапазона расстояний от 1000 до 30000 м, путем добавления дополнительных передающих антенн, т.е. использовать режим MIMO [6]. Такое решение позволяет при минимальных аппаратных затратах ожидать достижения углового разрешения порядка 1.5° при использовании какой-либо из техник супперразрешения в решетках, например MOSAIK [8]. В этом режиме упомянутая антенная решетка работает только на прием. В РЛС используется режим непрерывного излучения, что позволяет добиться разрешения по дальности порядка 1 м при точности измерения расстояния в 20 см. Практически, в этом случае можно говорить о построении грубого радиолокационного изображения НККО.

Режим причаливания, в котором РЛС работает при расстояниях до НККО меньших 100 м, со

Таблица З. Основные параметры АФАР для режимов поиска, ориентации
и автосопровождения в диапазоне расстояний от 1000 до 30000 м

Параметр АФАР	Значение
Размерность антенной решетки	$8 \times 8$
Ширина диаграммы направленности антенной решетки	10°
Целевое значение точности измерения угловых координат	0.2°
Диапазон рабочих частот, МГц	1500015200
Выходная импульсная мощность приемопередающего модуля, Вт, не менее	2
Суммарная импульсная излучаемая мощность, Вт, не менее	120
Коэффициент шума приемопередающего модуля, дБ, не более	1.6
Потребляемая мощность в режиме максимальной дальности, Вт	~ 200
Максимальное время поиска, с	30
Размеры решетки, м	0.17  imes 0.17
	1

всей очевидностью, предполагает использование как можно более высокой рабочей частоты для обеспечения необходимой точности трехмерного взаимного позиционирования СКА и НККО при сохранении приемлемых размеров антенной решетки. Диапазоны 77 ГГц и 120 ГГц выглядят предпочтительнее в силу интенсивного их освоения для использования автомобильными радиолокаторами и различными видами бесконтактных сенсоров, что привело к коммерческой доступности высокоинтегрированных СВЧ-компонентов [5]. Целевыми параметрами разрешения по углам точного позиционирования и дальности для режима причаливания являются 0.5° и 3 см соответственно. При этом точность измерения расстояния до элемента разрешения может быть меньше 0.5 см. Эти цифры соответствуют виртуальной решетке размерностью порядка 64 × 64 элемента при использовании алгоритмов повышения разрешения и полосе излучаемого сигнала 5 ГГц. При этом используется порядка 18 передающих и 32 приемных антенн, что может быть достигнуто, например, каскадным использованием всего лишь восьми чипов типа AWR1243P, производимых Texas Instruments [7].

Такая конфигурация подразумевает обработку  $18 \times 32 = 576$  независимых сигналов, каждый из которых характеризуется своей амплитудой и фазой, что позволяет надеяться на достижение высокой точности пространственной локализации НККО. Следует заметить, что в рамках рассматриваемой миссии СКА установленная на нем РЛС решает именно задачу пространственной локализации НККО, а не построения его точного радиолокационного изображения.

#### ОСОБЕННОСТИ ПОСТРОЕНИЯ СИСТЕМЫ ТЕХНИЧЕСКОГО ЗРЕНИЯ

Задача СТЗ — определение параметров относительного положения и ориентации НККО по видеоизображению на этапе сближения [2]. Предполагается, что с СКА и с НККО связаны системы ортогональных координат.

С камерой СТЗ, жестко закрепленной на корпусе, и НККО связаны системы прямоугольных координат  $O_1 x_1 y_1 z_1$  и  $O_2 x_2 y_2 z_2$  соответственно



Рис. 3. Системы координат СТЗ и НККО

(рис. 3). Оси систем координат выбраны так, что при стыковке система управления СКА должна обеспечить совпадение осей  $O_1x_1$  и  $O_2x_2$  и параллельность осей  $O_1y_1$  и  $O_2y_2$ , и  $O_1z_1$  и  $O_2z_2$ .

Для осуществления управления СКА на этапе сближения необходимо знать взаимное положение систем координат  $O_1 x_1 y_1 z_1$  и  $O_2 x_2 y_2 z_2$ , которое определяется вектором

$$r_{21} = O_2 - O_1$$

соединяющим начала этих систем координат, и ориентацией  $O_2 x_2 y_2 z_2$  относительно  $O_1 x_1 y_1 z_1$ , которая задается с помощью трех углов Эйлера (тангажа 9, курса  $\psi$  и крена  $\gamma$ ). Вектор  $r_{21} = (x, y, z)$  определяется своими координатами (x, y, z) в системе координат  $O_1 x_1 y_1 z_1$ . Таким образом, положение и ориентация НККО относительно камеры СТЗ определяются шестимерным вектором параметров положения и ориентации:

$$\mathbf{p} = (x, y, z, \vartheta, \psi, \gamma)^{\mathrm{T}}$$
.

Так как положение и ориентация камеры СТЗ относительно корпуса СКА фиксированы и известны, то определение ориентации и положения НККО относительно камеры СТЗ равносильно определению ориентации и положения НККО относительно СКА.

Для решения задачи определения относительного положения и ориентации НККО в качестве исходных данных требуется наличие трехмерной графической модели НККО.

Трехмерная графическая модель целевого НККО включает описание геометрии внешней поверхности НККО. Для современных КА трехмерная модель известна, так как в настоящее время она является обязательной частью технической документации.

Для решения задачи определения параметров взаимного положения с высокой точностью необходимы высокоточные исходные данные. Измерительная система СТЗ должна обеспечивать получение снимков, содержащих резкое изображение целевого НККО. Ухудшение качества исходных изображений приводит к снижению потенциально достижимой точности вне зависимости от выбора метода решения задачи определения параметров положения и ориентации.

Для повышения надежности работы СТЗ было решено отказаться от использования в составе СТЗ подвижных элементов конструкции, т. е. в СТЗ могут использоваться только объективы с нерегулируемым фокусным расстоянием. Это привело к невозможности регулирования угла зрения камеры, а также к невозможности адаптивной фокусировки. Расчеты показали, что для удовлетворения требований к точности определения вектора *p* во всем заданном диапазоне расстояний необходимо использовать две камеры.

Для решения задачи определения относительного положения и ориентации КА с заданной точностью необходимо обеспечить высокоточное вычисление координат элементов конструкции НККО на получаемых кадрах. Поскольку позиционирование элементов на изображении выполняется с пиксельной точностью, для повышения точности необходимо, чтобы изображение НККО на кадре занимало как можно большую площадь.

Исходя из требований к точности решения можно определить соотношение между разрешением матрицы камеры СТЗ и максимальным расстоянием до НККО. Поскольку увеличение разрешения сенсоров приводит к увеличению нагрузки на вычислительный блок, этот параметр камеры не может быть выбран произвольно большим.

При выборе оптической схемы учитывались следующие положения:

 фокусное расстояние и угол зрения камеры неизменны;

2) изображение НККО должно занимать на снимке как можно большую площадь;

3) на ближних расстояниях стыковочная поверхность должна как можно меньше выступать за пределы поля видимости используемой камеры;

4) видимые элементы стыковочной поверхности НККО должны находиться внутри резко изображаемого пространства используемой камеры;

5) разрешение матрицы камеры при выбранном угле зрения должно позволять детектировать изменение изображения НККО при изменении положения и ориентации НККО на величины, определенные требованиями по точности.

Одновременное выполнение этих положений невозможно, поскольку они противоречивы. Расчет показал, что для удовлетворения этих требований во всем диапазоне дальностей необходимо использовать две камеры: камера ближнего режима может обеспечить требуемую точность на расстояниях от 1.5 до 5 м, а камера дальнего режима — на расстояниях от 5 до 30 м.

Для обеспечения функционирования СТЗ в различных условиях освещенности целевого объекта необходимо наличие подсистемы внешней подсветки. Она предназначена для улучшения условий съемки видеокамерами СТЗ при недостаточном освещении плоскости стыка или контровой засветке. В целях экономии энергии рассматривается возможность работы подсистемы внешней подсветки в импульсном режиме, синхронизированном с видеокамерой. Система подсветки должна управляться вычислительным блоком СТЗ.

В результате был определен следующий состав CT3:

• две видеокамеры оптического диапазона, отличающиеся установленными объективами: длиннофокусным для работы на дальнем участке и короткофокусным для работы на ближнем участке;

• вычислительный блок на основе специализированного процессора или процессора общего назначения; • внешняя подсветка целевого НККО, состоящая из двух светодиодных прожекторов, размещаемых симметрично по обе стороны от камер.

В качестве метода определения вектора **р** был выбран метод с обучением, при котором большая часть вычислений выполняется заранее на этапе подготовки к стыковке с конкретно заданным объектом. Это позволило существенно снизить нагрузку на вычислительный блок непосредственно во время выполнения сближения, и как следствие — понизить требования к производительности этого блока и повысить быстродействие.

#### ОСОБЕННОСТИ ПОСТРОЕНИЯ ЛАЗЕРНОГО ДАЛЬНОМЕРА

Лазерный дальномер (ЛД) работает по принципу приема и обработки модулированного лазерного излучения, отраженного от поверхности КА. В зависимости от дальности до КА отраженный сигнал возвращается на приемное устройство ЛД с определенной фазой, зависящей от расстояния.

Для уменьшения погрешности измерения и устранения неоднозначности, связанной с целым числом периодов модулированного сигнала, в ЛД используется две частоты модуляции. Низкая частота  $f_{1m}$  определяется максимальной

дальностью измерения, высокая частота  $f_{2m}$  — погрешностью измерения на предыдущей частоте (погрешность более низкой частоты не должна превышать длину волны модуляции следующей частоты).

Таким образом, расстояние до объекта будет определяться формулой

$$L = N \frac{c}{f_{2m}} + \frac{1}{2} \frac{c\varphi_2}{2\pi f_{2m}}$$

где c — скорость света;  $\varphi_1$ ,  $\varphi_2$  — фазы отраженных сигналов  $f_{1m}$ ,  $f_{2m}$ ; N — целая часть от выражения

$$\frac{f_{2m}}{4\pi} \left( \frac{2\varphi_1}{f_{1m}} - \frac{\varphi_2}{f_{2m}} \right)$$

#### ТЕХНИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ АППАРАТУРЫ

При проектировании аппаратуры заложен набор измеряемых параметров, пределы их измерения и точностные характеристики, которые обеспечивают:

• контроль траектории движения СКА к НККО при любом сценарии сближения объектов;

- динамику движения СКА;
- условия для механического захвата НККО.

Технические характеристики СВИ комплекса «Азимут» приведены в табл. 4.

Таблица 4. Технические характеристики СВИ комплекса «Азимут»

	РЛ	IM	CT2		
Параметр	Для НОО	Для ГСО	C13	лд	
Диапазон измеряемых расстояний, м	300020	3000020	301.5	501.5	
Погрешность измерения расстояния, см	≤ ±	=30	$\leq \pm 20$	$\leq +3$	
Диапазон измерения радиальной скорости, м/с	±:	20	±2	±2	
Погрешность измерения радиальной скорости, м/с	±0.01	±0.01	±0.1	±0.01	
Пределы измерения углов рассогласовании линии визирования в курсовой и тангажной плоскостях	±7°		±7°		
Пределы измерения углов причаливания в курсо- вой и тангажной плоскостях	±30°		$\pm 30^{\circ}$		
Пределы измерения углов крена	±15°		±15°		
Погрешность измерения углов рассогласовании линии визирования и углов крена	±0.15°		±0.15°		
Погрешность измерения углов причаливания	1°		0.2°		
Диапазон частот	СВЧ СВЧ + КВЧ			Ближний ИК	
Энергопотребление, Вт	60	150	10	3	
Масса, кг	10	15	5	3	
Габариты, мм	$400 \times 400 \times 200$	$400 \times 400 \times 300$	$300 \times 270 \times 180$		

ISSN 1561-8889. Космічна наука і технологія. 2020. Т. 26. № 3

## выводы

Комплексированная схема позволяет на дальнем участке сближения использовать преимущества радиотехнического метода измерения параметров движения КА, на ближнем участке — преимущества оптических средств:

• радиотехнические технологии в большей степени отработаны в реальных условиях эксплуатации;

• на дальнем участке отсутствуют баллистические ограничения, связанные с положением небесных тел, влияние засветки, работа на теневом участке;

• характеристики надежности радиотехнических устройств выше по сравнению с оптоэлектронными устройствами;

• применение АФАР в РЛС позволяет осуществлять:

 практически безынерционное сканирование по любому закону;

2) управление формой диаграммы направленности и использование любых видов сигналов;

3) позволяет исключить потери в трактах передачи от антенного устройства до приемника (примерно 20 дБ);

4) сохраняет работоспособность АФАР при выходе из строя 10...15 % активных модулей;

5) позволяет избежать влияния фактора засветки на этапе работы РЛМ;

• использование режима МІМО в РЛМ для точного выведения в исходную точку функционирования ОМ позволяет существенно ослабить требования к его аппаратуре;

• оптические системы наиболее эффективно работают на расстоянии до 20 м;

• видеокамера позволяет эффективно различать детали конструкций НККО на ближнем расстоянии (менее 20 м), используя метод распознавания образов;

• стоимостные характеристики ОМ на базе ТВ камер и ЛД ниже по сравнению со сканирующими лазерными системами (по информации с переговоров на международных выставках).

#### ЛИТЕРАТУРА

- 1. Васильев В. В. Введение в орбитальное сервисное обслуживание. Киев: Элмис, 2013.
- 2. Губарев В. Ф., Боюн В. П., Мельничук С. В., Сальников Н. Н., Симаков В. А., Годунок Л. А. и др. Использование систем технического зрения для определения параметров относительного движения космических аппаратов. *Пробл. упр. и информ.* 2016. № 6. С. 103—118.
- 3. Концепция построения комплекса средств сближения и захвата «Азимут»: отчет. Киев: КБ АО «НПК «Курс», 2016. 30 с.
- 4. Barton D. K. Radar Equations for Modern Radar. Artech House, 2012. 410 p.
- 5. Jain V., Heydari P. Automotive Radar Sensors in Silicon Technologies. Springer, 2015. 100 p.
- 6. Li J., Stoica P. MIMO Radar Signal Processing. Wiley-IEEE Press, 2008. 448 p.
- 7. TIDEP-01012, Imaging Radar Using Cascaded mmWave Sensor. DesignGuide. Texas Instruments Inc., 2019. 33 p.
- 8. Wirth W.-D. Radar Techniques Using Array Antennas: 2nd ed. IET, 2013. 560 p.

Стаття надійшла до редакції 24.12.2019

#### REFERENCES

- 1. Vasylyev V. V. (2013). Introduction to orbital service. K.: Elmiz [in Russian].
- 2. Gubarev V. F., Boyun V. P., Melnichuk S. V., Salnikov N. N., Simakov V. A., Godunok L. A., et al. (2016). Use of technical vision systems for determining parameters of the relative motion of spacecrafts. *Problems of control and informatics*, No. 6, 103–118 [in Russian].
- 3. DO JSC "RPC "KURS" (2016). The building concept of "Azimuth" approaching and capturing means set: (Report). Kiev [in Russian].
- 4. Barton D. K. (2012). Radar Equations for Modern Radar. Artech House.
- 5. Jain V., Heydari P. (2015). Automotive Radar Sensors in Silicon Technologies. Springer.
- 6. Li J., Stoica P. (2008). MIMO Radar Signal Processing. Wiley-IEEE Press.
- 7. TIDEP-01012 (2019). Imaging Radar Using Cascaded mmWave Sensor. DesignGuide. Texas Instruments Inc.
- 8. Wirth W.-D. (2013). Radar Techniques Using Array Antennas: 2nd ed. IET.

Received 24.12.2019

В. В. Васильєв<sup>1</sup>,

голова наглядової ради, канд. фіз.-мат. наук, Заслужений економіст України, нагороджений почесною грамотою Кабінету Міністрів України. Л. Я. Годунок<sup>2</sup>. нач. відділу, Заслужений машинобудівник України E-mail: godunokla@ukr.net B. A. Волков<sup>3</sup>, старш. наук. співроб. С. В. Мельничук 4, старш. наук. співроб., канд. техн. наук *С. В. Деркач<sup>2</sup>*, голов. електронік відділу А. В. Сомов <sup>3</sup> провід. інж. <sup>1</sup> Приватне акціонерне товариство «ЕЛМІЗ» вул. Бориспільська 9, Київ, Україна, 02099 <sup>2</sup> Приватне акціонерне товариство «Науково-виробничий комплекс «Курс» вул. Бориспільська 9, Київ, Україна, 02099 <sup>3</sup> Радіоастрономічний інститут НАН України вул. Червонопрапорна 4, Харків-2, Україна, 61002 <sup>4</sup> Інститут космічних досліджень НАН України і ДКА України Проспект Академіка Глушкова 40, к. 4/1, Київ-187, Україна, 03187

#### ПРО ПОБУДОВУ АДАПТОВАНОЇ СИСТЕМИ ВЗАЄМНИХ ВИМІРЮВАНЬ ДЛЯ АВТОНОМНОГО ЗБЛИЖЕННЯ КОСМІЧНИХ АПАРАТІВ З НЕКООПЕРОВАНИМИ КОСМІЧНИМИ ОБ'ЄКТАМИ

Розробляються підходи до створення системи взаємних вимірювань параметрів руху для зближення космічних апаратів різних класів і призначення з некооперованими космічними об'єктами і подальшого виконання різних операцій на орбіті. Розглянуто оптимальну структуру і склад давачів, що реалізовують поставлене завдання.

Проведено аналіз створених в світі систем взаємних вимірювань, які пройшли натурні випробування в умовах космічного простору, показано переваги та недоліки оптичних і радіотехнічних давачів зближення при роботі в контурі управління рухом космічного апарата. Сформовано функціональні вимоги до апаратури системи взаємних вимірювань для забезпечення керування сервісним космічним апаратом при зближенні з некооперованим космічним об'єктом. Наведено склад запропонованої системи взаємних вимірювань і описано режими її роботи при зближенні космічних апаратів.

Розглянуто варіанти побудови радіолокаційної системи для роботи на геостаціонарній і низькій навколоземній орбітах. Визначено методи вимірювання параметрів взаємного зближення і положення космічних апаратів за допомогою радіолокаційної системи. Наведено основні характеристики приймально-передавального модуля активної фазованої антенної решітки, яка є складовою антенного пристрою радіолокаційної системи. Описано метод визначення кутових параметрів взаємного положення космічних апаратів за допомогою системи технічного зору, розглянуто особливості її побудови, наведено характеристики необхідних відеокамер. Визначено склад системи технічного зору для вирішення завдань управління космічним апаратом на фінальному етапі зближення. Описано принцип роботи лазерного далекоміра. Наведено спосіб підвищення точності вимірювання лазерного далекоміра. Наведено технічні характеристики пристроїв системи технічного зору.

*Ключові слова*: космічний апарат, некооперований космічний об'єкт, орбітальне сервісне обслуговування, радіолокаційна система, система взаємних вимірювань.

V. V. Vasylyev<sup>1</sup>

Head of Supervisory Board, Private Joint Stock Company "ELMIZ", Cand. Sci. in Phys. & Math., Honored Economist of Ukraine L. A. Godunok<sup>2</sup> Head of Design Bureau Department, Honored Machine Builder of Ukraine E-mail: godunokla@ukr.net V. A. Volko $v^3$ Senior Researcher S. V. Melnychuk<sup>4</sup> Senior Researcher, Cand. Sci. in Techn. S. V. Derkach<sup>2</sup> Chief Electronics Engineer of Design Bureau Department A. V. Somo $v^3$ Principal Engineer <sup>1</sup> Private Joint Stock Company "ELMIZ", 9 Boryspilska Str., Kyiv, 02099, Ukraine <sup>2</sup> Private Joint Stock Company "Research and Production Complex "KURS" 9 Boryspilska Str., Kyiv, 02099, Ukraine

<sup>3</sup> Institute of Radio Astronomy National Academy of Sciences of Ukraine

4 Chervonopraporna Str., Kharkiv, 61002 Ukraine

<sup>4</sup> Space Research Institute National Academy of Sciences of Ukraine and State Space Agency of Ukraine 40 Akademika Hlushkova Ave, build. 4/1, Kyiv, 03187, Ukraine

#### ON THE CONSTRUCTION OF AN ADAPTABLE SYSTEM OF MUTUAL MEASUREMENTS FOR AUTONOMOUS RENDEZVOUS OF SPACECRAFTS WITH NON-COOPERATIVE SPACE OBJECTS

The article discusses approaches to the design of a system of mutual measurements of motion parameters for rendezvous of spacecrafts of different classes and purposes with non-cooperative space objects, as well as for further operations in orbit. The effective structure and the composition of sensors are described.

The presented analysis of systems of this type passed the environmental tests in space, has shown the advantages and disadvantages of optical and radio-technical proximity sensors included in the spacecraft motion control loop. The analysis allowed us to formulate performance requirements for the equipment of a mutual measurement system to ensure the service spacecraft control during its approaching a non-cooperative space object. The composition of the proposed system is given, and its operating modes during spacecrafts' approaching are described.

The options of the radar system for geostationary and low-earth orbit are examined. Methods of measurements of mutual rendezvous parameters and positions of spacecrafts using the radar system are defined. The main specifications for the receiving-transmitting unit of an active phased antenna array are described. This antenna is an element of the antenna device of the radar system. The method for definition of angular parameters of spacecrafts' mutual positions using the machine vision system is described together with the peculiarities of its construction and the characteristics of required video cameras. The article also provides the design of a machine vision system for spacecraft control at the final stage of rendezvous, technical specifications of machine vision system devices, the principle of performance, and the way to improve the accuracy of laser rangefinder measurements.

Keywords: spacecraft, non-cooperative space object, on-orbit servicing, radar system, mutual measurement system.

# Космічна й атмосферна фізика

Space and Atmospheric Physics

https://doi.org/10.15407/knit2020.03.055 УДК 551.510.535:551.511.31

#### Г.В.ЛИЗУНОВ1

зав. лаб., канд. физ.-мат. наук E-mail: georgii.lizunov@gmail.com

Т. В. СКОРОХОД<sup>2</sup>

сотруд. докторантуры кафедры физики, канд. физ.-мат. наук E-mail: tetianaskorokhod1983@gmail.com

### **В. Е. КОРЕПАНОВ<sup>3</sup>**

зам. директора, д-р техн. наук E-mail: vakor@isr.lviv.ua

 <sup>1</sup> Институт космических исследований НАН Украины и ГКА Украины Проспект Академика Глушкова 40, корп. 4/1, Киев, Украина, 03187
 <sup>2</sup> Университет Ариэль, Израиль
 <sup>3</sup> Львовский центр Института космических исследований НАН Украины и ГКА Украины

ул. Наукова 5А, Львов, Украина, 79060

# АТМОСФЕРНЫЕ ГРАВИТАЦИОННЫЕ ВОЛНЫ В РЯДУ ФИЗИЧЕСКИХ МЕХАНИЗМОВ СЕЙСМОИОНОСФЕРНОЙ СВЯЗИ

В работе обращается внимание научного сообщества на атмосферные гравитационные волны (ГВ) как наиболее вероятный механизм переноса энергии из приземных слоёв атмосферы на космические высоты и описывается формируемый таким образом канал сейсмоионосферной связи. Обсуждаются несколько основных механизмов воздействия на ионосферу снизу: распространение электромагнитных излучений; замыкание через ионосферу атмосферных токов; проникновение волн нейтральной атмосферы. Анализируются теоретические и экспериментальные данные, касающиеся собственно ГВ. Приведены простые аналитические выражения для расчета параметров ГВ в конкретных экспериментальных условиях. Проанализирована специфика дисперсионных свойств ГВ и особенностей их распространения, исследованы процессы амплитудного усиления и диссипации ГВ с высотой, описан механизм генерации электромагнитных возмущений при пересечении ГВ динамо-слоя и определены количественные характеристики магнитодинамических возмущений ионосферы. В экспериментальной части анализируется распределение ГВ на ионосферных высотах по данным спутника DE-2 и выполнен статистический анализ связи ГВ с землетрясениями. Результаты DE-2 подкреплены сравнением с ранее опубликованными данными миссии DEMETER.

Ключевые слова: атмосферная гравитационная волна, землетрясение, сейсмоионосферная связь, термосфера, ионосфера

#### введение

Ионосфера является специфической областью космического пространства, в состоянии которого отображаются Земные источники энерго-

выделения. Потоки энергии и импульса, поступающие в ионосферу снизу, вносят существенный вклад в формирование теплового баланса и динамической структуры ионосферной плазмы. Интерес к изучению связей между Землёй и

Цитування: Лизунов Г. В., Скороход Т. В., Корепанов В. Е. Атмосферные гравитационные волны в ряду физических механизмов сейсмоионосферной связи. *Космічна наука і технологія*. 2020. **26**, № 3 (184). С. 55—80. https://doi.org/ 10.15407/knit2020.03.055

ионосферой стимулируется работами по ионосферным предвестникам землетрясений, происхождение которых до сих пор не имеет общепринятого объяснения.

Априори можно указать несколько физических агентов, которые могут быть ответственными за перенос энергии от поверхности Земли на космические высоты: 1) радиочастотные электромагнитные излучения; 2) электрические токи; 3) волны нейтральной атмосферы. Следуя работе [63], обратим внимание на то, что плазменные возмущения подчиняются уравнению непрерывности: изменение электронной концентрации = ионизация — рекомбинация ± перенос. Поэтому эффективность тех или иных механизмов воздействия на ионосферу зависит от их способности влиять на фотохимические реакции и движение заряженных частиц. Общая цель данной работы — привлечь внимание к внутренним атмосферным гравитационным волнам (далее — ГВ) как наиболее вероятному носителю сейсмоионосферного взаимодействия.

Данное исследование развивает идеи наших предыдущих работ [50, 52]. Мы стремимся соединить разрозненные теоретические и экспериментальные сведения, необходимые для понимания ГВ, но разбросанные по многим публикациям и зачастую ускользающие из поля зрения исследователей. В качестве теоретического базиса мы приводим простые формулы, в полезности которых мы убедились на своём опыте. С их помощью читатель сможет сам воспроизвести все теоретические выкладки данной работы. Кроме того, обращение к более строгой теории с целью «точной интерпретации» экспериментальных данных или же абстрактного моделирования зачастую оказывается неоправданным. Это связано с тем, что параметры атмосферы в диапазоне высот от Земли до ионосферы известны лишь приближённо (они, к тому же, берутся из моделей атмосферы), и с тем, что аналитическая теория не учитывает всех факторов, влияющих на распространение ГВ (диссипация, нелинейность, неоднородность атмосферы и пр.).

Физике ГВ посвящены фундаментальные обзоры и монографии [2, 4, 6, 30, 31, 35, 36, 37, 45, 46, 76]. Эти труды, однако, не охватывают ряда тем, необходимых для понимания ионосферных эффектов ГВ, а именно специфики диссипации ГВ в термосфере, генерации электродинамического отклика ионосферы, картины волнового поля ГВ, установленной по данным наблюдений на низкоорбитальных спутниках. Мы ставим целью восполнить указанные пробелы.

#### 1. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ О МЕХАНИЗМАХ ТРАНСПОРТИРОВКИ ЭНЕРГИИ ОТ ПРИЗЕМНЫХ ИСТОЧНИКОВ В ИОНОСФЕРУ

Нас будет интересовать воздействие приземных источников на плотные и магнитоактивные слои ионосферной плазмы, расположенные на высотах E- и F-областей, условно выше 100 км. Область D (по мнению ряда исследователей, связанная с литосферой электростатически) не будет специальным объектом нашего внимания.

Электромагнитное излучение. Радиочастотное электромагнитное излучение (ЭМИ) наблюдается из космоса со времен запуска первых искусственных спутников Земли. Более того, ЭМИ было исторически первым описанным в литературе типом ионосферного предвестника землетрясения (по данным измерений на спутнике «Интеркосмос-19») [3, 7].

Энергетически основным земным источником ЭМИ являются молниевые разряды. Всемирная грозовая активность обуславливает своеобразные черты радиопортрета нашей планеты, и прежде всего, устойчивую структуру шумановских резонансов с центральными частотами 7.8, 14.3, 20.8 Гц и т. д. Хотя роль резонатора в этом случае играет атмосферная полость между Землёй и ионосферой, часть энергии шумановских колебаний просачивается в космос. Наряду с шумановскими резонансами в электромагнитном окружении Земли следует выделить вистлерные волны с частотами от единиц до нескольких десятков кГц, которые также генерируются молниевыми разрядами. Кроме того, в этих же частотных диапазонах регистрируются многочисленные ЭМИ техногенного происхождения — излучения линий электропередач 50/60 Гц и их гармоники, сигналы навигационных передатчиков и радиовещательных станций и т. д., спектры которых демонстрируют признаки нелинейных и резонансных взаимодействий с ионосферной плазмой [24, 27, 58, 59, 66, 67, 68, 69].

Если исключить из рассмотрения активные эксперименты по нагреву ионосферы мощным радиоизлучением, то можно утверждать, что энергетики природных и техногенных ЭМИ, как правило, недостаточно, чтобы модифицировать средние значения ионосферных параметров. (Хотя электромагнитные импульсы от молниевых разрядов и вызывают детектируемый нагрев электронного компонента, область локализации которого, однако, ограничивается высотами *D*-слоя) [19, 56].

*Квазистационарное электрическое поле*. Основы теории атмосферного электричества были разработаны в середине XX столетия и обобщены в монографии [18]. Исходными уравнениями являются уравнения токостатики:

$$\nabla \cdot \mathbf{j} = \mathbf{i}, \quad \mathbf{j} = \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{E}, \quad \mathbf{E} = -\nabla \phi, \quad (1)$$

где **j** — плотность электрического тока, *i* — объёмная плотность источников тока,  $\sigma$  — электропроводность, **E** — напряжённость электрического поля,  $\phi$  — потенциал; вне источников  $\nabla \cdot \mathbf{j} = 0$ . Любые выводы относительно квазистационарных эффектов в ионосфере не должны противоречить решениям этих уравнений.

Распространённым заблуждением является уже представление о промежутке «земля — ионосфера» как о конденсаторе, в котором нижняя пластина (земля) заряжена отрицательно, верхняя пластина (ионосфера) — положительно, а пластины разделены квазинейтральной атмосферой. Возмущения ионосферы в такой модели трактуются как результат изменения заряда пластин конденсатора. На самом деле верхней пластины нет: положительно заряжен сам атмосферный промежуток между землёй и ионосферой, причём положительный объёмный заряд контактирует прямо с земной поверхностью, а высотный уровень с потенциалом 250 кВ, выше которого атмосфера практически эквипотенциальна, находится в подножии *D*-области, на высоте около 60 км. Вся конфигурация электрического поля Земли при этом заключена в пределах тропосферы и стратосферы, играющих роль

своего рода «клетки Фарадея», которая экранирует ионосферу от электрических наводок снизу [18, 38].

Как известно, в проводящей среде после прекращения действия электродвижущих сил объемный заряд диссипирует за время  $\tau \sim \epsilon_0/\sigma$ , где ε<sub>0</sub> — диэлектрическая постоянная. У поверхности Земли это время составляет около 5 мин, на высоте 40 км — 0.1 с. Выше столкновения частиц становятся настолько редкими, что при расчёте электропроводности необходимо учитывать инерцию электронов; в этом случае формула для оценки времени нейтрализации заряда принимает вид  $\tau \sim \sigma / (\varepsilon_0 \omega_p^2)$ , где  $\omega_p$  — плазменная частота. На высоте 100 км  $\tau \sim 0.01$  с. На бо́льших временах разделение зарядов должно непрерывно поддерживаться. Таким образом, нескомпенсированный электрический заряд в атмосфере и связанное с ним электрическое поле возникают как следствие стационарной циркуляции электрических токов, генерируемых источниками атмосферного электричества и частично замыкающихся через землю внизу и ионосферу вверху [10, 18, 38]. Представление о конденсаторе «земля — ионосфера» (D-область) обретает смысл лишь при рассмотрении ЭМИ с частотами десятки герц и более.

В качестве примера на рис. 1 изображена конфигурация электрической цепи грозового облака. Модель заряда облака (рис. 1, а) представлена в виде элементарного диполя, а электрическое поле над землёй является суммой поля диполя и его электростатического изображения земной поверхностью; внутри земли — полем исходного диполя, но ослабленным пропорционально отношению проводимости земли к проводимости воздуха, т. е. в 10<sup>10</sup> раз. Над облаком вследствие увеличения атмосферной проводимости с высотой часть линий электрического тока вытягивается по пути наименьшего сопротивления вверх (рис. 1, б). С увеличением высоты облака доля тока, замыкающегося через ионосферу, увеличивается [10]. Но верно и обратное: чем ниже расположен источник ЭДС, тем меньше направленная вверх электроструя. Ничтожно малой является утечка в ионосферу заряда поверхностных источников электричества. В то же время



*Рис.* 1. Электрическая цепь грозового облака: a — конфигурации электрических силовых линий вблизи поверхности Земли,  $\delta$  — изолинии вертикальной составляющей плотности тока  $\lg J_z (J_z, A/M^2)$ , рассчитанные для реалистических параметров грозового диполя (см. [38])

часть токов, генерируемых на уровне верхней кромки облаков, достигает *E*-области, где она вливается в глобальную ионосферно-магнитосферную электрическую цепь. Для нас важна малость абсолютной величины токов, питающих ионосферу снизу ( $10^{-6}...10^{-5}$  мкА/м<sup>2</sup>) [23, 38], на пять-шесть порядков меньше фоновых электрических токов в *E*-области.

Не лучше обстоит дело с проникновением в ионосферу электрического поля Земли, хотя у самой поверхности оно достигает значительных величин (~100 В/м при ясной погоде и 1 кВ/м под грозовыми облаками). Чтобы разобраться с этим, вообразим векторную трубку, образованную линиями тока над источником ЭДС. Для примера можно рассмотреть пучок векторных линий над облаком на рис. 1, а. В силу уравнения  $\nabla \cdot \mathbf{j} = 0$  полный ток через поперечное сечение трубки *S* не зависит от высоты:  $j_0 S_0 = j(z)S(z) =$  $= \sigma(z)E(z)S(z) = \text{const}$ , где индекс «0» относится к нижнему краю токовой трубки. (Следует уточнить, что параметр  $\sigma$  является комбинацией компонентов тензора электропроводности атмосферы

 $\sigma = \sqrt{\left(\sigma_{\parallel} \cos \theta\right)^2 + \left(\sigma_p \sin \theta\right)^2} ,$ 

где  $\sigma_p$  — педерсеновская проводимость,  $\sigma_{\parallel}$  — продольная проводимость,  $\theta$  — угол между направлением электрического поля и магнитного поля Земли). Пренебрегая изменением сечения

токонесущей трубки с высотой, получим

$$E(z) = \frac{\sigma_0}{\sigma(z)} E_0 = \frac{j_0}{\sigma(z)}.$$

(2)

 $j = j_0 = \sigma(z)E(z) = \sigma_0 E_0 = \text{const},$ 

Таким образом, возмущения электрического поля, вызванные либо вариациями источника электрического тока, либо вариациями электропроводности атмосферы, передаются вверх с коэффициентом ослабления  $\sigma_0 / \sigma(z)$ . Вертикальное распределение электропроводности атмосферы представлено на рис. 2. Можно видеть, что параметр  $\sigma(z)$  увеличивается между поверхностью Земли и высотой 60 км (*D*-область) на 5-8 порядков величины, а высотой 120 км (Е-область) на 10-13 порядков (в зависимости от взаимного направления электрического и магнитного полей на линии тока). Коэффициенты ослабления электрического поля равны 10<sup>-5</sup>...10<sup>-8</sup> и 10<sup>-10</sup>...10<sup>-13</sup> соответственно. Обоснованная оценка электрического поля приземных источников в Е-области составляет не более 0.1 мкВ/м [5], что на три порядка меньше фоновых электрических полей на тех же высотах.

Вопреки вышесказанному, в ряде работ, посвящённых численному моделированию проникновения электрического поля Земли в ионосферу, утверждается о много бо́льших полях вплоть до 1 мВ/м в *E*-области [48, 49, 62]. Столь завышенные теоретические оценки, по-видимому, вызваны ошибкой в постановке верхнего граничного условия к дифференциальной задаче (1). Этот вопрос подробно обсуждался в работе [5], где численный эксперимент был поставлен более корректно. На рис. 3 дан пример рассчитанного в этой работе распределения электрического поля поверхностного источника с напряжённостью 100 В/м. Кривые на графике соответствуют разным проводимостям ионосферы.

Волны нейтральной атмосферы. Атмосфера Земли, как и вообще атмосферы планет и звёзд, является гравитационно стратифицированной средой, плотность которой уменьшается с высотой по экспоненциальному барометрическому закону. Благодаря этому даже слабые колебания приземных слоёв воздуха, распространяясь в виде волнового процесса на ионосферные высоты, становятся сильными в масштабах энергий космической среды. Скажем, между поверхностью Земли и высотой 120 км плотность атмосферы уменьшается примерно в 10<sup>7</sup> раз. Во столько же раз увеличивается отношение энергии, переносимой волной, к энергии, заключённой в том же объёме окружающей атмосферы. Это обстоятельство обуславливает увеличение амплитуды атмосферных возмущений с высотой, о чём будет сказано ниже. В тоже время отметим, что для электростатического канала связи «земля — ионосфера» характерно экспоненциальное ослабление электрического поля с высотой.

Другим следствием барометрического закона является экспоненциальное увеличение коэффициентов кинематической вязкости и теплопроводности атмосферы, пропорциональных длине свободного пробега нейтральных частиц. В результате атмосферные волны испытывают диссипацию, которая происходит специфическим образом: энергия волны «высеивается» в некотором высотном слое, расположение которого не зависит от начальной амплитуды волны, а определяется её спектральными характеристиками — волновым числом и направлением распространения; этот вопрос будет детально рассмотрен ниже. Таким образом, волны нейтральной атмосферы не просто пересекают ионосферу, порождая колебания её плазменных



*Рис.* 2. Вертикальный профиль электропроводности атмосферы (средние широты, средняя солнечная активность, день)



*Рис. 3.* Вертикальный профиль горизонтальной составляющей электрического поля поверхностного источника, рассчитанный над точкой с горизонтальной координатой, где поле максимально (по данным [5]). Горизонтальный размер источника 100 км, вертикальное электрическое поле на поверхности 100 В/м

параметров, но поглощаются на различных высотных уровнях, нагревая ионосферную плазму.

Мы рассматриваем атмосферные волны как наиболее эффективный механизм передачи энергии в ионосферу снизу. В широком спектре атмосферных волн в первую очередь нас будет интересовать гравитационная мода, распространение которой обусловлено действием сил плавучести — в поле тяготения нагретый газ всплывает, а охлаждённый тонет. Тектонические процессы как раз создают необходимые для генерации таких волн тепловые источники. Согласно данным [12] каскад явлений, происходящих над очагом готовящегося землетрясения, включает: эманацию в атмосферу коровых газов, содержащих парниковые компоненты (СО<sub>2</sub>, СН<sub>4</sub> и др.) и радиоактивный радон; конденсацию атмосферной влаги на ионизируемых радоном молекулах с выделением скрытой теплоты испарения; перемешивание и конвекцию нагретых слоёв воздуха. В конечном итоге формируется квазистационарное динамическое образование — сгусток тепловой энергии от уровня земли до верхней кромки облаков, являющийся, по-видимому, тем недостающим звеном, которое связывает атмосферные возмущения с тектоническими процессами.

Сейсмогенные тепловые аномалии наблюдаются со спутников в дальнем ИК-диапазоне. Характерные параметры тепловых аномалий составляют [70, 71]: нагретая зона соответствуют проекции области землетрясения на земную поверхность, достигая размеров в сотни километров; температурный контраст с окружающей сейсмоспокойной областью — несколько градусов; время жизни аномалии — от нескольких дней до нескольких недель. Теоретические оценки генерации атмосферных колебаний в таких условиях приведены в пионерских работах [32, 54, 71] и недавней работе [20]. Соответствующие экспериментальные подтверждения даны в работах [55, 75].

## 2. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ СВЕДЕНИЯ ОБ АТМОСФЕРНЫХ ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛНАХ

*Типы атмосферных волн.* Спектр волн нейтральной атмосферы включает три разделённых по

частоте моды: внутренние гравитационные волны (ГВ), более высокочастотные акустические волны и низкочастотные планетарные волны. В этом перечне ГВ играют главенствующую роль как по энергетике, так и по частоте регистрации. Дело в том, что гравитационная мода является не очень быстрой, хотя и не слишком медленной. Фазовые скорости ГВ достаточно малы для того, чтобы эти волны генерировались квазистационарными источниками энерговыделения: тепловыми аномалиями земной поверхности, движением погодных фронтов, ячейками грозовой конвекции и т. д. (в отличие от акустических волн, эффективно генерируемых сверхзвуковыми источниками). В то же время групповые скорости ГВ велики: время распространения переднего фронта ГВ от поверхности Земли до Е-области составляет около получаса (в отличие от планетарных волн, распространение которых в ионосферу длится недели и месяцы).

Закон дисперсии гравитационных волн. Дисперсионное уравнение ГВ [35] является не особенно сложным, но всё-таки довольно громоздким. Для проведения аналитических выкладок можно рекомендовать пользоваться приближёнными формулами (тем более что на практике параметры верхней атмосферы известны с небольшой точностью, и это обесценивает применение точного закона дисперсии к анализу экспериментальных данных).

Круговая частота ГВ [6, 8] равна

$$\omega = \frac{c_g k_x}{\sqrt{1 + (k / k_g)^2}} = \omega_g \frac{k_x}{\sqrt{k_g^2 + k^2}}.$$
 (3)

Это выражение хорошо аппроксимирует точное решение Хайнса [35].

Модельное выражение для декремента затухания ГВ, полученное в приближении слабой диссипации ГВ  $\nu << \omega$  [8, 31, 74], имеет вид

$$v = D(k^2 + k_g^2)$$
. (4)

Здесь  $\mathbf{k} = \{k_x, 0, k_z\}$  — волновой вектор. Ось *OZ* декартовой системы координат направлена вертикально вверх, ось *OX* выбрана так, чтобы волновой вектор лежал в плоскости *XOZ*;  $\omega_g = \sqrt{(1 - \gamma^{-1})g / H + (dT / dz)(g / T)}$  — частота колебаний Брента — Вяйсяля, являющаяся максимальной частотой ГВ;  $k_g = (2H)^{-1}$  — характерный для теории ГВ масштаб волновых чисел;  $c_g = \omega_g / k_g$  — максимальная горизонтальная скорость ГВ, приблизительно равная скорости звука;  $H = RT / \mu g$  — высота однородной атмосферы; D — коэффициент кинематической вязкости атмосферы; R,  $\gamma$ ,  $\mu$ , T, g — газовая постоянная, показатель адиабаты, средняя молекулярная масса и температура атмосферы, и ускорение свободного падения. Численные значения некоторых из этих параметров приведены в табл. 1. На фазовой плоскости  $\{k_x, \omega\}$  дисперсионные кривые ГВ заполняют область, показанную на рис. 4.

Из (3) следует выражение

$$\omega / k_x = c_g / \sqrt{1 + (k / k_g)^2}$$
,

согласно которому горизонтальная фазовая скорость ГВ монотонно уменьшается с увеличением волнового числа и всегда меньше скорости звука ( $\omega/k_x < c_g$ ). Такое свойство ГВ следует признать исключительным, ведь на проекции фазовой скорости волны, казалось бы, не должно возникать ограничений сверху.

Из (3) также следуют выражения для составляющих и направления групповой скорости:

$$V_{gx} = c_g \frac{1 + (k_z / k_g)^2}{[1 + (k / k_g)^2]^{3/2}},$$
  

$$V_{gz} = -c_g \frac{k_x k_z / k_g^2}{[1 + (k / k_g)^2]^{3/2}},$$
(5)

$$tg\psi = \frac{V_{gz}}{V_{gx}} = -\frac{k_x k_z}{k_g^2 + k_z^2}.$$

Знак «минус» во втором и третьем выражении означает, что вертикальные компоненты груп-



*Рис.* 4. Дисперсионная плоскость: 1 — область ГВ, 2 — область диссипации, 3 — запрещенная область, 4 — область акустических волн

повой и фазовой скорости ГВ направлены противоположно. Таким образом, энергия ГВ распространяется снизу вверх, если  $k_z < 0$ .

На рис. 5 вертикальная составляющая групповой скорости представлена как функция периода и горизонтальной длины волны. Распределение  $V_{gz}$  имеет вид гребня, который обрывается в сторону сверхзвуковых скоростей  $\omega/k_x > c_g$ . Вершина распределения достигается в точке

$$k_x = -k_z = k_g, \ \omega = \omega_g / \sqrt{3},$$

где  $V_{gz} = V_{gz \max} = c_g / 3^{3/2}$ ,  $V_{gx} = 2c_g / 3^{3/2}$ . Таким образом, максимально быстрый перенос волновых возмущений вверх происходит наклонно, под углом к горизонту  $\psi = \arctan(1/2) \approx 30^\circ$ .

Мы предполагаем, что область гребня групповой скорости на рис. 5 выделяет спектральное окно, в котором через атмосферу транспортируется снизу-вверх максимальный поток волновой энергии. Параметры окна следующие: периоды ГВ — от десяти до нескольких десятков минут, горизонтальные длины волн — от полусотни до

Условия	Н, км	2π/k <sub>g</sub> , км	Скорость звука, м/с	<i>c<sub>g</sub></i> , м/с	2π/ω <sub>g</sub> , мин	V <sub>gzmax</sub> , м/с
Высота 0150 км	7	100	300	270	5.5	50
Высота более 150 км, высокая солнечная активность	50	700	890	870	12	170
Высота более 150 км, низкая солнечная активность	30	420	720	700	10	135

Таблица 1. Значения параметров теории гравитационных волн

ISSN 1561-8889. Космічна наука і технологія. 2020. Т. 26. № 3



**Рис. 5.** Нормированная вертикальная групповая скорость ГВ  $V_{gz} / c_g$  как функция нормированной горизонтальной длины волны  $k_g / k_x$  и нормированного периода  $\omega_g / \omega$ 



*Рис. 6.* Вертикальное распределение коэффициента кинематической вязкости *D* в условиях низкой солнечной активности (HCA), высокой активности (BCA)

нескольких сотен километров, горизонтальные фазовые скорости ГВ — сотни метров в секунду. Указанные значения совпадают с наблюдаемыми параметрами среднемасштабных перемещающихся ионосферных возмущений, ассоциируемых с воздействиями снизу [30, 37]. Для генерации столь длинноволновых ГВ, очевидно, требуется, чтобы приземные источники ГВ имели горизонтальные размеры того же порядка, что и длины волн, в данном случае — мезомасштабы. Такие источники известны: это тепловые аномалии над областью подготовки сильных землетрясений, конгломераты грозовых облаков, цунами. В то же время множественные некогерентные квазиточечные источники ГВ нагретое солнцем вспаханное поле, работа индустриального предприятия, ветер над городской застройкой и т. п. — не должны быть эффективными генераторами ионосферных возмущений.

Амплитудное усиление и диссипация гравитационных волн с высотой. Поглощение энергии ГВ, как и любых макроскопических движений атмосферы, происходит под действием эффектов вязкости и теплопроводности, приближённо характеризуемых единым кинематическим коэффициентом вязкости/теплопроводности/ диффузии D = D(z) (рис. 6). Его значение у поверхности Земли мало (~10<sup>-3</sup> м<sup>2</sup>/с), но в силу барометрического распределения плотности атмосферы экспоненциально быстро увеличивается с увеличением высоты. Поэтому атмосфера для одних и тех же длин волн возмущений ведёт себя как почти идеальная жидкость у поверхности Земли, и как чрезвычайно вязкая и теплопроводящая жидкость — на больших высотах.

Теория диссипации ГВ при распространении снизу вверх [1, 8, 72] обнаруживает глубокую аналогию с теорией Чепмена, описывающей поглощение атмосферой солнечного коротковолнового излучения при распространении сверху вниз. Уравнение вертикального переноса энергии ГВ имеет вид

$$\frac{dS_z}{dz} = -2\kappa S_z = -Q, \qquad (6)$$

где  $S_z = V_{gz} \rho \tilde{V}^2 / 2$  — плотность вертикального потока энергии,  $\rho$  — плотность атмосферы,  $\tilde{V}$  — амплитуда скорости атмосферных частиц, Q — темп нагрева единицы объёма атмосферы,  $\kappa$  — пространственный декремент затухания ГВ (коэффициент поглощения), который выражается через временной декремент затухания (4) по формуле  $\kappa = \nu / V_{gz}$ .

В модели изотермической и химически однородной атмосферы групповая скорость волны не изменяется с высотой, а такие параметры, как плотность и коэффициент кинематической вязкости атмосферы и декремент затухания волны, зависят от высоты по простым экспоненциальным законам:  $\rho \propto \exp(-z/H)$ ,  $\kappa \propto D \propto \propto \exp(+z/H)$ . В этом случае уравнение (6) имеет аналитическое решение:

$$Q = Q_m \exp\left\{1 + \frac{z - z_m}{H} - \exp\left(\frac{z - z_m}{H}\right)\right\}, \quad (7)$$

где максимум поглощения энергии волны  $Q = Q_m$  достигается на высоте  $z_m$ , определяемой условием

$$\kappa(z)\Big|_{z=zm} = 1/(2H).$$
 (8)

Интуитивно кажется, что высота поглощения волны должна зависеть от её интенсивности — слабые волны должны затухать ближе к источнику, сильные — достигать бо́льших высот. Соотношение (8) показывает, что это не так параметр  $z_m$  зависит от высоты однородной атмосферы H и, через декремент затухания k, — от спектральных параметров волны, но не от её начальной амплитуды. Отсюда вытекает, что даже слабые приземные источники ГВ создают накачку энергии на ионосферные высоты, причём каждой монохроматической составляющей волны соответствует своя высота поглощения.

Чтобы пояснить этот вывод, рассмотрим процесс изменения амплитуды атмосферной волны с высотой. Решая уравнение (6) относительно скорости частиц, находим:

$$\tilde{V}(z) = \tilde{V}_0 \sqrt{\frac{\rho_0}{\rho(z)}} \exp\left\{-\int_0^z \kappa(z) dz\right\} = \\ = \tilde{V}_0 \exp\left\{\int_0^z \left(\frac{1}{2H} - \kappa(z)\right) dz\right\},$$
(9)

где  $\tilde{V_0}$  — скорость у поверхности Земли. Таким образом, эволюция волны происходит под действием двух конкурирующих факторов — амплитудного усиления с инкрементом 1/(2H), обусловленным барометрическим распределением плотности атмосферы, и затухания с декрементом  $\kappa = \kappa(z)$ , обусловленным вязкостью и теплопроводностью. На малых высотах, где диссипация мала, превалирует фактор усиления, на больших высотах — затухания. При этом максимальная амплитуда ГВ достигается при условии  $\kappa = 1/(2H)$ , что как раз совпадает с условием (8). Эти выкладки иллюстрирует рис. 7, на котором вертикальное распределение (9) по-



ты максимального энергопоглощения ГВ от направления распространения (направления групповой скорости)  $z_m = z_m(\psi)$ , рассчитанная по приведенным выше формулам для модели двухслойной атмосферы. Параметры слоёв указаны в табл. 1. Слои «сшиты» на высоте 150 км



Рис. 7. Вертикальное распределение амплитуды ГВ



*Рис. 8.* Поле ГВ, генерируемое точечным поверхностным источником. Показана зависимость максимальной высоты распространения ГВ в условиях высокой (ВСА) и низкой (НСА) солнечной активности. Цифры у кривых — горизонтальная длина волны ГВ в км

строено при следующих параметрах ГВ: гори-

зонтальная длина волны 15 км, период 11 мин, скорость колебаний у поверхности земли

при значении коэффициента кинематической вязкости  $D = 10^5 \text{ м}^2/\text{с}$ . Несмотря на относительную простоту, такая модель описывает ключевые особенности волнового поля, генерируемого поверхностным источником ГВ.

Как показывает рис. 8, диаграмма направленности излучения квазиточечного источника ГВ имеет воронкообразную форму (что кардинально отличает её от сферически изотропной диаграммы направленности излучения акустических волн [30]). Непосредственно над источником ГВ отсутствуют в силу быстрого затухания гармоник, распространяющихся под большими углами к горизонту. Верхняя кромка поля ГВ достигает высот 200...300 км на удалении более 1500 км от источника. Уточним, что на рис. 8 приведен график параметра  $z_m$ , хотя часть энергии ГВ просачивается несколько выше, в пределах примерно ещё одного масштаба высоты однородной атмосферы Н. С другой стороны, указанных максимальных высот достигает малая часть спектральной мощности источника в окрестности гребня групповой скорости на рис. 5. Большинство же гармоник поглощается ниже, в области пространства, показанной на рис. 8 серым цветом.

Распространяясь от поверхности Земли в ионосферу, ГВ испытывают огромное амплитудное усиление. Естественно ожидать, что в таких условиях волны могут достигать уровня опрокидывания  $\tilde{V} \sim \omega / k$  и далее балансировать вблизи этого уровня, сбрасывая избыточную энергию и импульс в атмосферу. В этом случае амплитуда ГВ становится независимой от мощности своего источника внизу. Это обстоятельство позволяет пояснить экспериментальный факт, обнаруженный ранее в работе [51] по данным спутника DEMETER. А именно, зарегистрированные амплитуды вариаций плотности ионосферной плазмы, вызванных землетрясениями, были приблизительно одинаковыми в широком диапазоне магнитуд землетрясений M = 4.8...8.0 (см. рис. 2 в работе [51]).

Теоретические и экспериментальные данные свидетельствуют о том, что в области высот 70...150 км, где атмосферная среда уже достаточно разрежена, но поток энергии ГВ ещё велик, диссипация ГВ вызывает нагрев атмосферы на десятки градусов кельвин. Таким образом, посредством ГВ происходит своего рода трансляция сейсмогенных тепловых аномалий на ионосферные высоты. Тем самым тектонические процессы выступают фактором, влияющим на энергетический баланс ионосферы (уступая в иерархии источников и стоков тепла прямому поглощению солнечного КВ-излучения, но наряду с притоком энергии из верхней термосферы за счёт молекулярной теплопроводности и охлаждением за счёт ИК-излучения) [11, 31, 46].

Влияние ветра на распространение гравитационных волн. Атмосфера Земли обладает сложной ветровой структурой. В нижней атмосфере превалируют мелкомасштабные и нерегулярные ветры. На ионосферных высотах циркуляция воздушных масс принимает более упорядоченный характер [11, 29, 64]. Вплоть до высоты 100 км скорость ветра не превышает десятков м/с, но значительно увеличивается в диапазоне высот 100...300 км. Так, скорость движения атмосферы под действием солнечного прилива достигает 200...300 м/с, причём вследствие возрастающей с высотой вязкости толща атмосферы выше примерно 300 км движется как единый слой [13]. В полярных широтах дополнительным источником движения нейтральной атмосферы выступает плазменная конвекция, под действием которой скорость ветра может увеличиваться до 400... 500 м/с (при пиковой магнитной активности). Таким образом, в зависимости от времени суток, широты, солнечной и геомагнитной активности верхняя атмосфера движется со скоростями, соизмеримыми или превышающими фазовые скорости ГВ, что существенным образом сказывается на распространении и поглощении ГВ.

При пересечении ветровых структур лучи ГВ преломляются таким образом, что на попутном ветре волновое число и декремент затухания ГВ увеличиваются, а на встречном ветре — уменьшаются. Это легко понять из следующих соображений. Дисперсионное соотношение (3) записано для покоящейся атмосферы. При наличии ветра со скоростью u = u(z) это соотношение справедливо в системе отсчёта ветра, а параметры волнового процесса в покоящейся систе-

ме отсчёта  $\omega$ ,  $\omega/k_x$  и в системе отсчёта ветра  $\omega_{\text{int}}(z)$ ,  $\omega_{\text{int}}(z)/k_x$  связаны преобразованиями

$$\omega_{\text{int}}(z) = \omega - k_x u_x(z),$$
  

$$\omega_{\text{int}}(z) / k_x = \omega / k_x - u_x(z).$$
(10)

При пересечении встречного ветра, когда  $u_x < 0$ , параметры  $\omega_{int}$  и  $\omega_{int} / k_x$  увеличиваются. Обращаясь к выражению (3), легко видеть, что в этом случае волновое число k уменьшается. При пересечении попутного ветра происходит наоборот. Но изменение волнового числа приводит к изменению декремента затухания ГВ  $\kappa = v / V_{gz} \sim (k^2 + k_g^2)^{5/2}$  (см. выражения (4), (5)). Таким образом, на встречном ветре поглощение ГВ уменьшается, а на попутном — возрастает. В силу этих причин следует ожидать, что ГВ от приземных источников достигают верхней ионосферы нерегулярно, в зависимости от величины скорости и направления циркуляции верхней атмосферы относительно направления распространения ГВ. Эти выводы подтверждаются данными о том, что в спектрах термосферных ГВ превалируют гармоники, распространяющиеся против ветра [17, 25, 57, 73].

*Генерация электромагнитных возмущений*. В силу конечной электропроводности атмосферы и наличия у Земли магнитного поля любые атмосферные движения — ветер, приливы, волны — сопровождаются генерацией электрического тока. Его плотность равна

$$\mathbf{j} = \boldsymbol{\sigma} \cdot (\mathbf{E} + \tilde{\mathbf{V}} \times \mathbf{B}), \qquad (11)$$

где  $\sigma$  — тензор электропроводности атмосферы,  $\tilde{\mathbf{V}}$  — скорость нейтральных частиц,  $\mathbf{B}$  — магнитное поле Земли,  $\mathbf{E}$  — электрическое поле. В этом выражении второе слагаемое в правой части описывает источник ЭДС, создаваемый движением нейтральной атмосферы (динамо-ток), а первое слагаемое — ток проводимости. Основы теории генерации электромагнитных возмущений при распространении ГВ разработаны в работах [21, 60].

Благодаря тому что в уравнении (11) фигурирует векторное произведение  $\tilde{\mathbf{V}} \times \mathbf{B}$ , генерация тока происходит под действием поперечной к магнитному полю компоненты движения атмосферы. А составляющая тока, параллельная

указанному поперечному движению, возникает под действием «дважды поперечной» холловской проводимости. Объясним это, приняв, что магнитное поле Земли направлено вертикально вдоль оси *OZ*; в этом случае тензор электропроводности имеет вид

$$\hat{\boldsymbol{\sigma}} = \begin{pmatrix} \boldsymbol{\sigma}_p & \boldsymbol{\sigma}_h & \boldsymbol{0} \\ -\boldsymbol{\sigma}_h & \boldsymbol{\sigma}_p & \boldsymbol{0} \\ \boldsymbol{0} & \boldsymbol{0} & \boldsymbol{\sigma}_{\parallel} \end{pmatrix}, \qquad (12)$$

где  $\sigma_p$ ,  $\sigma_h$ , и  $\sigma_{\parallel}$  — педерсеновская, холловская и продольная проводимости соответственно. Направим ось *OX* таким образом, чтобы волновой вектор и вектор скорости нейтральных частиц лежали в плоскости *XOZ*:  $\mathbf{k} = \{k_x, 0, k_z\}$ ,  $\tilde{\mathbf{V}} = \{\tilde{V}_x, 0, \tilde{V}_z\}$ . Тогда динамо-ток имеет холловскую составляющую  $j_x^{dyn} = -\sigma_h \tilde{V}_x B$ , параллельную движению нейтральных частиц, и перпендикулярную к нему педерсеновскую составляющую  $j_y^{dyn} = \sigma_p \tilde{V}_x B$ . Поскольку  $\nabla \cdot \mathbf{j}^{dyn} \sim k_x j_x^{dyn}$ , педерсеновская составляющая не вызывает разделение электрического заряда.

Как видно из распределения электропроводности атмосферы по высоте (рис. 2), холловская составляющая  $\sigma_h$  имеет на высотах  $z_d = 90...$ 130 км выраженный максимум (динамо-слой), в котором и сосредотачивается струя динамо-тока. Вследствие относительно небольшой толщины динамо-слоя по сравнению с вертикальной длиной волны ГВ интегральную величину динамо-тока можно оценить как

$$I_x^{\text{dyn}} = \int_0^\infty j_x^{\text{dyn}} dz = \tilde{V}_{xd}^n B \int_0^\infty \sigma_h dz = \Sigma_h \tilde{V}_{xd}^n B , \quad (13)$$

где  $\Sigma_h$  — интегральная холловская проводимость,  $\tilde{V}^n_{xd}$  — скорость нейтральных частиц в динамо-слое.

Токовый источник (13) частично шунтируется током проводимости с плотностью  $j_{cx} = \sigma_p E_x$ , а частично замыкается посредством продольного тока  $j_z$ , инжектируемого в магнитосферу. Эквивалентная схема возникающей таким образом электрической цепи показана на рис. 9. Расчёт электрических параметров цепи производим стандартным для задач ионосферной электродинамики образом [47].



*Рис. 9.* Электрическая схема космической токовой цепи, генерируемой ГВ



*Рис.* 10. Общий вид геокосмического возмущения при распространении ГВ

Таблица 2. Квазистационарные электромагнитные возмущения, генерируемых в *E*-области земными и космическими источниками

Источник	<i>j</i> , мкА/м <sup>2</sup>	<i>В</i> , нТл	<i>Е</i> , мВ/м
Поле магнитосферной кон- векции (полярные шапки)	10	100	10
Атмосферный прилив (низкие широты)	1	10	1
Гравитационные волны (дневная полусфера)	1	10	1
Электрическое поле погодных систем	10-4	$10^{-3}$	10-4

Интегральная плотность поперечного тока (динамо-ток минус ток проводимости) составляет

$$I_{x} = I_{x}^{\text{dyn}} - I_{x}^{c} = \frac{\Sigma'_{p}\Sigma_{h}}{\Sigma_{p} + \Sigma'_{p}} \tilde{V}_{xd}^{n} B.$$
(14)

Поперечное электрическое поле —

$$E_x = \frac{\Sigma_h}{\Sigma_p + \Sigma'_p} \tilde{V}_{x0}^n B .$$
 (15)

Генерируемая в динамо-слое магнитная вариация (в модели плоского токового слоя) —

$$\tilde{B}_{v} = 0.5\mu_{0}I_{x}$$
 (16)

Плотность продольного тока, инжектируемого в магнитосферу, —

$$j_{z} = -\frac{\partial}{\partial x} I_{x} \Longrightarrow \left| j_{z} \right| = k_{x} I_{x} .$$
(17)

В этих формулах  $k_x$  — горизонтальное волновое число ГВ,  $\Sigma_p$  и  $\Sigma'_p$  — интегральная педерсеновская проводимость ионосферы в области возбуждения динамо-тока и в магнитосопряжённой области (сумму  $\Sigma_p + \Sigma'_p$  следует трактовать как интегральную проводимость всей токонесущей трубки магнитного поля Земли),  $\mu_0$  — магнитная постоянная.

Таким образом, величина электромагнитного эффекта ГВ зависит от интегральной холловской проводимости ионосферы  $\Sigma_h$ , определяющей эффективность генерации электрического тока, и от условий замыкания электрической цепи в сопряжённой ионосфере. В случае  $\Sigma'_p = 0$  (режим холостого хода) магнитная вариация отсутствует, а электрическая вариация максимальна. В случае  $\Sigma'_p \rightarrow \infty$  (короткое замыкание) — наоборот. При реалистических параметрах ионосферы и ГВ:  $\Sigma_h \sim \Sigma_p \sim \Sigma'_p = 20$  См (день),  $B = 5 \cdot 10^{-4}$  Тл (средние широты),  $\tilde{V}_{xd} = 20$  м/с (умеренная амплитуда ГВ),  $k_x = 2\pi/(6 \cdot 10^4)$  м<sup>-1</sup> находим  $E_x =$ = 1 мВ/м,  $\tilde{B}_y = 6.5$  нТл,  $j_z = 1$  мкА/м<sup>2</sup>.

Теоретические оценки (14)—(17) являются приближёнными. Строгий расчёт должен учитывать наклонение магнитного поля Земли, взаимоотносительное направление распространения ГВ и магнитного поля, распределение электропроводности в токонесущей магнитной трубке и ряд других факторов. Разработка численной модели взаимодействия ГВ с динамо-областью является целью наших дальнейших исследований.

Рис. 10 создаёт представление о совокупности процессов, сопровождающих распространение ГВ. Между поверхностью Земли и динамо-слоем ГВ представляет собой обычную волну нейтральной атмосферы (на рисунке её изображает волновой пакет справа внизу). В динамо-слое волновой процесс расшепляется. Атмосферная волна продолжает распространяться влево вверх (за пределы рисунка) на фоне усиливающейся с высотой диссипации и в конечном итоге поглошается на высотах 200...300 км (в зависимости от уровня солнечной активности, силы ветра и спектрального состава ГВ). Кроме того, часть энергии ГВ тратится на генерацию электрического тока, горизонтальная структура которого воспроизводит профиль ГВ в динамо-слое. Токовое возмущение транслируется в магнитосферу посредством продольного тока и связанных с ним вариаций магнитного поля. Возникающая таким образом электродинамическая структура испытывает геометрическую трансформацию, связанную с расхождением силовых линий магнитного поля Земли.

В *F*-области ионосферы (выше 150 км) электрическое поле (15) продуцирует плазменный дрейф со скоростью

$$\tilde{V}_{y}^{p} = -\frac{E_{x}}{B} = -\frac{\Sigma_{h}}{\Sigma_{p} + \Sigma_{p}^{\prime}} \tilde{V}_{xd}^{n}.$$
 (18)

Это соотношение указывает на новый, не описанный ранее механизм генерации перемещающегося ионосферного возмущения (ПИВ). Теория трактует ПИВ как результат столкновительного увлечения ионов движением нейтральных частиц [39-42, 76], откуда следует, что где нет ГВ, там нет и ПИВ — в стороне от волнового пакета ГВ или выше уровня диссипации ГВ. Но такой вывод противоречит наблюдениям ПИВ во всём диапазоне ионосферных высот, в том числе и на экзосферных высотах (выше 400... 500 км), где распространение ГВ невозможно из-за малости столкновений нейтральных частиц между собой. Выражение (18) показывает, что при пересечении динамо-слоя волновой пакет ГВ порождает вынужденные колебания всей опирающейся на него силовой трубки магнитного поля Земли. При этом выражение (18) правильно объясняет амплитуды ПИВ — скорости заряженных и нейтральных частиц соизмеримы между собой, и нелокальный характер связи ГВ и ПИВ.

Итак, можно выделить три большие группы источников электрических токов в ионосфере: электрическое поле Земли, рассмотренное в разделе 1, динамо-эффект, и электрические поля магнитосферного происхождения (табл. 2).

## 3. ДАННЫЕ НАБЛЮДЕНИЙ

Распространение ГВ из нижних слоёв атмосферы на ионосферные высоты является установленным экспериментальным фактом, подтверждаемым множеством наблюдений ионосферных эффектов ГВ в ситуациях, когда приземные источники ГВ были доподлинно известны (ядерные взрывы, катастрофические землетрясения и т. д.) [30, 37].

В качестве дополнительного примера укажем на результаты многолетних наземных метеорологических и магнитометрических наблюдений, которые ведутся на Украинской антарктической станции Академик Вернадский (о. Галиндез) и в магнитосопряжённом пункте Северного полушария (окрестность г. Бостон, США) [21]. На статистическом материале большого объема установлено, что волновые формы ГВ, регистрируемые в вариациях метеопараметров на Украинской антарктической станции, с некоторой задержкой воспроизводятся в вариациях магнитного поля Земли и далее транслируются в магнитосопряжённую ионосферу. На основе этих данных была разработана логическая схема генерации ионосферно-магнитосферных токовых систем, описанная в разд. 2.

Но особенно убедительным и наглядным примером, свидетельствующим об эффективности ГВ как агента переноса возмущений из нижней атмосферы на ионосферные высоты, являются эксперименты с регистрацией движения цунами в вариациях полного электронного содержания ионосферы (ПЭС) [22, 65]. Цунами в открытом океане представляет собой плавное и невысокое вздутие водной поверхности, происходящее со скоростью долей сантиметра в секунду — это очень непроизводительный генератор ГВ (по



*Рис. 11.* Фильтрация ГВ в данных DE-2: *а* — волновая форма, *б* — амплитудный спектр, *в* — составляющие волновые пакеты, *г* — амплитудные спектры

сравнению, например, с тепловыми аномалиями). А величина ПЭС определяется главным образом концентрацией электронов на высоте около 250 км, куда проникает лишь малая часть спектральной мощности ГВ. Таким образом, даже столь неэффективный источник ГВ, как цунами, воздействуя на столь неподходящий для регистрации этих волн параметр как ПЭС, порождает отчётливо детектируемый ионосферный эффект.

Анализ данных спутника DE-2. В течение 1970-х и в начале 1980-х гг. была реализована серия проектов с регистрацией параметров верхней нейтральной атмосферы *in situ* на борту низкоорбитальных спутников. Наибольший объем данных получен со спутника DE-2, полет которого состоялся в период 1981—1983 гг. в условиях высокой солнечной активности. Длительные сеансы включений аппаратуры DE-2 обеспечили накопление значительного объема данных о состоянии атмосферы в высотном слое 250... 500 км. Установленные на этом спутнике приборные комплексы NACS и WATS производили регистрацию всего набора газодинамических параметров атмосферы — концентрации, температуры и скорости нейтральных частиц. Это обстоятельство открыло возможность изучения полного спектрального состава атмосферных возмущений. Так, по величине осцилляций вертикальной скорости частиц  $\tilde{V}_{\tau}$  (непосредственно измеряемой прибором WATS) и вертикального смещения частиц бг (рассчитывается по



*Рис. 12.* Волновые формы ГВ в колебаниях плотности газовых компонентов О и N<sub>2</sub> по данным DE-2. Темно-серыми областями показаны текущие положения авроральных зон

вариациям плотности, измеряемым прибором NACS) можно оценить частоту волны  $\omega \sim \tilde{V}_z / \delta z$  [44], а затем, с использованием теории ГВ, — оценить составляющие волнового вектора [43]. Аналитической основой для соответствующих вычислений служат работы [26, 35, 53]. Алгоритмы обработки спутниковых данных с целью их декомпозиции на тренд, волновой процесс и шум описаны в работах [9, 14, 28, 33].

Далее представлены оригинальные результаты, полученные в результате обработки данных DE-2. На рис. 11 показан пример волновой формы ГВ, который является типичным — подобные волновые эпюры регистрировались на других витках DE-2 и на других спутниках. Этот рисунок демонстрирует два важных свойства термосферных возмущений. Первое свойство заключается в том, что волновые возмущения являются широкополосными — в диапазоне горизонтальных длин волн примерно от 200 км до 2500 км. Второе свойство — что волновые возмущения возникают в результате суперпозиции нескольких волновых пакетов разных периодов и длин волн, распространяющихся по индивидуальным лучевым траекториям, и, вероятно, генерируемых разными источниками [14].

На рис. 12 показана географическая привязка волновых форм ГВ, зарегистрированных на разных орбитальных витках DE-2. Можно видеть, что в планетарном распределении ГВ выделяются активные высокоширотные области (Северная и Южная), где термосфера сильно возмущена, и спокойная низкоширотная область. Условная граница спокойной и активных областей проходит на геомагнитных широтах 40°...50° [15, 34, 61].

Эти данные согласуются с общепринятым представлением о том, что энергетически основ-

ными источниками термосферных ГВ служат процессы нагрева и ускорения газа в полярных сияниях. Из областей генерации в авроральных овалах ГВ распространяются вверх по широте, целиком заполняя полярные шапки, и в направлении экватора, затухая в средних широтах. Возмущённость активной зоны настолько велика, что, по-видимому, она делает невозможной регистрацию волн, генерируемых приземными источниками. В спокойной зоне, напротив, имеется возможность такие волны обнаружить [15]. Поскольку карта заметно искажает географические пропорции, уточним, что спокойная область занимает около 70 %, а обеих активных областей — 30 % площади термосферы Земли.

На рис. 13 показано расположение локализованных всплесков интенсивности ГВ, выявленных в спокойной зоне в период ноябрь 1982 г. февраль 1983 г., и расположение эпицентров происшедших в это же время землетрясений. В целом области регистрации ГВ близки к сейсмическим районам. А если учесть, что ГВ в процессе распространения смещаются на тысячи километров в сторону от источника, то можно ожидать, что ГВ вызваны именно землетрясениями. Для проверки этого предположения к анализу данных был применён метод наложения эпох мощный статистический инструмент, позволяющий распознавать причинно-следственные связи даже на фоне сильных помех. Множество событий — землетрясений и ГВ — было отобрано согласно ряду критериев. Учитывались только сильные землетрясения с магнитудой M > 4.5. Волновые формы ГВ были подвергнуты теоретическому анализу с целью расчёта спектральных характеристик ГВ (частот, длин волн и скоростей распространения). Волны с горизонтальной фазовой скоростью больше скорости звука в тропосфере (~300 м/с) были исключены из рассмотрения, поскольку они физически не могут быть сгенерированы поверхностными источниками. Кроме того, были отброшены пары землетрясение — ГВ, в которых распространение ГВ происходило по направлению к эпицентру землетрясения (по информации о направлении распространения волны вдоль орбиты спутника, определяемой исходя из порядка чередования колебаний газовых компонентов О и N<sub>2</sub>, согласно методике [16]).

На рис. 14 представлена причинно-следственная диаграмма, на которой все землетрясения помещены в начало отсчёта, а локализация ГВ относительно землетрясений указана в системе координат «время — расстояние». Выделяется скопление ГВ на среднем расстоянии 6000 километров от эпицентра и временах ±5 ч по отношению к моменту землетрясения. Мы специально расширили временное окно до двух суток, чтобы продемонстрировать редкость ГВ вне скопления. Область положительных времён на диаграмме принято называть областью откликов, хотя «после» не всегда значит «вследствие». В данном случае часть скопления, относящаяся к положительным временам, лежит внутри сверхзвукового конуса и, по нашему мнению, не связана с землетрясением в нулевой момент времени. Мы полагаем, что все ГВ в скоплении — при отрицательных и положительных временах — генерируются процессами, предшествующими землетрясению, хотя часть ГВ достигает спутника уже после того, как землетрясение произошло. Правее звукового конуса наблюдается несколько ГВ со скоростью распространения 100...150 м/с; их мы трактуем как отклики на землетрясение.

Данные спутника DEMETER. Специальной целью проекта DEMETER (2005—2010 гг.) было изучение ионосферных эффектов землетрясений. Высота орбиты спутника составляла 650 км, что значительно превышает предельную высоту диссипации ГВ. Поэтому зарегистрированные этим спутником проявления ГВ следует трактовать как результат генерации магнитогидродинамического возмущения при взаимодействии ГВ с динамо-слоем (см. разд. 2).

На рис. 15, заимствованном из персональной презентации Мишеля Парро, показана статистическая диаграмма генерации электромагнитного шума над эпицентральными областями землетрясений. С использованием метода наложения эпох обработан архив данных трёхкомпонентного индукционного магнитометра IMSC на борту DEMETER (около 9000 ч сеансов измерений для 15500 орбит на протяжении шести с половиной лет). Множество исследуемых событий было



*Рис.* 14. Диаграмма причинно-следственных связей между землетрясениями и локализованными волновыми пакетами в спокойной зоне



*Рис.* 15. Интенсивность широкополосного излучения (магнитная составляющая) относительно момента землетрясения (М. Parrot — частное сообщение)

ограничено условиями: магнитуда землетрясений M > 5, глубина гипоцентра — менее 40 км. Обратим внимание на область откликов, которая спустя десять часов после момента землетрясения заполняется широкополосным шумом. Можно указать единственный механизм воздействия на ионосферу, характеризуемый таким временем запаздывания — распространения ГВ.

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Теоретическая и экспериментальная картины воздействия на ионосферу ГВ от приземных источников (сейсмогенных, погодных, прочих), в целом согласуются между собой. Но в деталях обе картины требуют доработки и стыковки. Следует констатировать, что даже обладая всей информацией о готовящемся землетрясении (взятой хотя бы ретроспективно), мы не в состоянии удовлетворительно рассчитать характеристики его ионосферного предвестника. Тем более мы далеки от решения обратной задачи — по наблюдаемым параметрам ионосферных возмущений предсказать параметры будущего землетрясения.

На наш взгляд, дальнейшие усилия теоретиков в этой области должны сфокусироваться на анализе и математическом моделировании хорошо диагностированных сейсмоионосферных событий («case study» эталонных событий). А планировать будущие эксперименты необходимо с целью верификации положений теории — их однозначного подтверждения или же опровержения. Иначе вновь и вновь будет открываться простор для творчества умозрительных гипотез, что в области изучения ионосферных предвестников землетрясений длится уже несколько десятков лет.

Очевидно, назрела необходимость реализации комбинированного наземно-космического эксперимента с синхронной регистрацией эффектов ГВ на поверхностном, атмосферном, ионосферном и магнитосферном высотных уровнях. Комплексы научной аппаратуры, устанавливаемые на спутниках, должны диагностировать не только электродинамические, но и газоплазменные параметры ионосферных возмущений, которые с борта спутника воспринимаются как стоячие образования с длиной волны 100...400 км и периодами 10...50 с. К сожалению, ни одна из планируемых в настоящее время космических миссий, по-видимому, не создаёт возможности для проведения всех необходимых измерений. Но бурное развитие кубсатов, резко удешевляющих стоимость их изготовления и запуска, даёт надежду на возможность подготовки и проведения международной командой исследователей соответствующего эксперимента.

Подводя итоги, можно заключить, что представление о  $\Gamma B$  как об агенте переноса возмущений от земных источников в ионосферу позволяет объяснить:

• транспортировку значительных потоков энергии, модифицирующих медианные значения параметров *E*- и *F*-областей ионосферы (в отличие от электромагнитных излучений и квазистационарных электрических полей);

• независимость интенсивности ионосферного возмущения от интенсивности его источника — как результат нелинейного ограничения увеличения ГВ с высотой;

• сдвиг ионосферного возмущения на тысячи километров в сторону от источника. Временное запаздывание ионосферного отклика от получаса до более десяти часов;

• трансформацию волнового процесса в нейтральной атмосфере в вынужденные магнитогидродинамические колебания ионосферной и магнитосферной плазмы.
#### ЛИТЕРАТУРА

- 1. Бидлингмаер Е. Р., Погорельцев А. И. Численное моделирование трансформации акустико-гравитационных волн в температурные и вязкие волны в термосфере. *Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана.* 1992. **28**, № 1. С. 64—73.
- 2. Госсард Э., Хук У. Волны в атмосфере. М. Мир, 1978. 532 с.
- 3. Гохберг М. Б., Пилипенко В. А., Похотелов О. А. Наблюдения со спутника электромагнитного излучения над эпицентральной областью готовящегося землетрясения. Докл. АН СССР. 1983. **268**, № 1. С. 56—58.
- 4. Григорьев Г. И. Акустико-гравитационные волны в атмосфере Земли (Обзор). *Изв. ВУЗов. Радиофизика*. 1999. **42**, № 1. С. 1–23.
- 5. Денисенко В. В., Помозов Е. В. Проникновение электрического поля из приземного слоя атмосферы в ионосферу. *Солнечно-земная физика*. 2010. Вып. 16. С. 70–75.
- 7. Ларкина В. И., Наливайко А. В., Гершензон Н. И., Липеровский В. А., Гохберг М. Б., Шалимов С. Л. Наблюдения на спутнике «Интеркосмос-19» ОНЧ-излучений, связанных с сейсмической активностью. *Геомагнетизм и аэроно-мия*. 1983. **23**, № 5. С. 842—846.
- 8. Лизунов Г. В., Леонтьев А. Ю. Диапазоны спектров распространения АГВ в атмосфере земли. *Геомагнетизм и аэрономия*. 2014. **54**, № 6. С. 834—841.
- 9. Лизунов Г. В., Скороход Т. В. О селекции волновых возмущений на фоне трендов в данных спутниковых наблюдений термосферы. *Космічна наука і технологія*. 2018. **24**, № 6. С. 57—68.
- 10. Мареев Е. А. Достижения и перспективы исследований глобальной электрической цепи. *Успехи физ. наук.* 2010. **180**, № 5. С. 527—534.
- 11. Маров М. Я., Колесниченко А. В. Введение в планетную аэрономию. М. Наука, 1987. 456 с.
- 12. Пулинец С. А., Узунов Д. П., Карелин А. В., Давиденко Д. В. Физические основы генерации краткосрочных предвестников землетрясений. Комплексная модель геофизических процессов в системе литосфера—атмосфера—ионосфера—магнитосфера, инициируемых ионизацией. *Геомагнетизм и аэрономия*. 2015. **55**, № 4. С. 1—19.
- 13. Ришбет Г., Гарриот О. К. Введение в физику ионосферы. Л. Гидрометеоиздат, 1975. 304 с.
- 14. Скороход Т. В. Внутрішні гравітаційні хвилі в термосфері за даними прямих супутникових спостережень: дис. ... канд. фіз.-мат. наук. Київ, 2018. 208 с.
- 15. Скороход Т. В., Лизунов Г. В. Локализованные пакеты акустико-гравитационных волн в ионосфере. *Геомагнетизм и аэрономия*. 2012. **52**, № 1. С. 93—98.
- 16. Федоренко А. К. Відтворення характеристик атмосферних гравітаційних хвиль в полярних регіонах на основі мас-спектрометричних супутникових вимірювань. *Радиофизика и радиоастрономия*. 2009. **14**, № 3. С. 254—265.
- 17. Федоренко А. К. Направления распространения акустико-гравитационных волн над полярными шапками Земли. *Космічна наука і технологія*. 2011. **17**, № 3. С. 34—44.
- 18. Френкель Я. И. Теория явления атмосферного электричества. Изд. 2-е, испр. М. КомКнига, 2007. 160 с.
- 19. Черногор Л. Ф. *Физика мощного радиоизлучения в геокосмосе: монография*. Харьков: ХНУ имени В. Н. Каразина, 2014. 544 с.
- 20. Черногор Л. Ф. Возможность генерации квазипериодических магнитных предвестников землетрясений. *Гео-магнетизм и аэрономия*. 2019. **59**, № 3. С. 1—9.
- 21. Ямпольский Ю. М., Зализовский А. В., Литвиненко Л. Н., Лизунов Г. В., Гровс К., Молдвин М. Вариации магнитного поля в Антарктике и сопряженном регионе (Новая Англия), стимулированные циклонической активностью. *Радиофизика и радиоастрономия*. 2004. **9**, № 2. С. 130—151.
- 22. Astafyeva E. I., Afraimovich E. L. Long distance travelling ionospheric disturbances caused by the great Sumatra' Andaman earthquake on 26 December 2004. *Earth and Planets Space*. 2006. **58** (8). P. 1025–1031.
- Bliokh P. Variations of electric fields and currents in the lower ionosphere produced by condactivity growth of the air above the future earthquake center. *Atmospheric and ionospheric electromagnetic phenomena associated with earthquakes*. M. Hayakawa (ed.). TERRAPUB, Tokyo, 1999. P. 829–838.
- 24. Bullough K., Kaiser R. Strangeways H. J. Unintentional man-made modification effects in the magnetosphere. J. Atmos. and Terr. Phys. 1985. 47. P. 1211–1223.
- 25. Ding F., Wan W., Yuan H. The influence of background winds and attenuation on the propagation of the atmospheric gravity waves. J. Atmos. and Solar-Terr. Phys. 2003. 65. P. 857–869.
- 26. Dudis J. J., Reber C. A. Composition effects in thermospheric gravity waves. Geophys. Res. Lett. 1976. 3, № 12. P. 727-730.
- Dudkin F., Korepanov V., Dudkin D., Pilipenko V., Pronenko V., Klimov S. Electric field of the power terrestrial sources observed by microsatellite Chibis-M in the Earth's ionosphere in frequency range 1—60 Hz. *Geophys. Res. Lett.* 2015. 42. doi:10.1002/2015GL064595.

- Ferencz Cs., Lizunov G., and POPDAT team. Ionosphere Waves Service (IWS) A problem-oriented tool in ionosphere and Space Weather research produced by POPDAT project. J. Space Weather Space Clim. 2014. 4, № A17. URL: http:// dx.doi.org/10.1051/swsc/2014013 (дата звернення: 24.06.2019).
- 29. Forbes J. M. Dynamics of the thermosphere. J. Meteor. Soc. Jap. 2007. 85B. P. 193-213.
- 30. Francis S. H. Global propagation of atmospheric gravity waves: a review. J. Atmos. and Terr. Phys. 1975. 37. P. 1011-1054.
- Fritts D. C., Lund T. X. Gravity Wave Influences in the Thermosphere and Ionosphere: Observations and Recent Modeling. Aeronomy of the Earth's Atmosphere and Ionosphere, IAGA Special Sopron Book Series. 2011. 2. P. 109–130.
- Gokhberg M. B., Nekrasov A. K., Shalimov S. L. A new approach to the problem of lithosphere-ionosphere coupling before the earthquake. In: *Electromagnetic phenomena related to earthquake prediction*. M. Hayakawa and Y. Fujinawa (eds). TER-RAPUB, Tokyo, 1994. P. 619–626.
- 33. Gross S. H., Reber C. A., Huang F. T. Large-scale waves in the thermosphere observed by the AE-C satellite. *Trans. Geosci.* and *Remote Sens.* 1984. GE-22(4). P. 340–351.
- 34. Hedin A. E., Mayr H. G. Characteristics of Wavelike Fluctuations in Dynamics Explorer Neutral Composition Data. J. Geophys. Res. 1987. 92, № A10. P. 11,159–11,172.
- 35. Hines C. O. Internal atmospheric gravity waves at ionospheric heights. Can. J. Phys. 1960. 38. P. 1441-1481.
- 36. Hines C. O. The upper atmosphere in motion. Washington D. C.: American Geophysical Union, 1974.
- Hocke K., Schlegel K. A review of atmospheric gravity waves and travelling ionospheric disturbances: 1982–1995. Ann. Geophys. 1996. 14. P. 917–940.
- Holzworth R. H. Quasistatic Electromagnetic Phenomena in the Atmosphere and Ionosphere. CRC Handbook on Atmospherics. Volland H.(ed.). BocaRaton, FL: CRC press, 1995. P. 235–266.
- Hooke W. H. Ionospheric irregularities produced by internal atmospheric gravity waves. J. Atmos. and Terr. Phys. 1968. 30. P. 795–829.
- 40. Hooke W. H. The ionospheric response to internal gravity waves. 1. The F2 region response. J. Geophys. Res. 1970. 75. P. 5535-5544.
- Hooke W. H. Ionospheric response to internal gravity waves. 2. Lower F region response. J. Geophys. Res. 1970. 75. P. 7229– 7238.
- 42. Hooke W. H. Ionospheric response to internal gravity waves. 3. Changes in the densities of the different ion species. J. Geophys. Res. 1970. 75. P. 7239–7243.
- 43. Innis J. L., Conde M. Characterization of acoustic-gravity waves in the upper thermosphere using Dynamics Explorer 2 Wind and Temperature Spectrometer (WATS) and Neutral Atmosphere Composition Spectrometer (NACS) data. J. Geophys. Res. 2002. 107, № A12. P. 1418–1439. doi:10.1029/2002JA009370.
- 44. Johnson F. S., Hanson W. B., Hodges R. R., Coley W. R., Carignan G. R., Spencer N. W. Gravity waves near 300 km over the polar caps. *J. Geophys. Res.* 1995. **100**. P. 23,993–24,002.
- 45. Kato S. Dynamics of the upper atmosphere. *Developments of the Earth and Planetary Sciences*. Tokyo: Center for Academic Publications Japan, 1980.
- Kato S. Thermosphere. Handbook of the Solar-Terrestrial Environment. Y. Kamide and A. C.-L. Chian (eds). Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2007. P. 222–249. doi: 10.1007/b104478.
- Kelley M. C. *The Earth's Ionosphere. Plasma Physics and Electrodynamics*. Academic Press. Inc. Inter. Geophys. Ser. 1989. 43, 485 p.
- Kim V. P., Hegai V. V. A possible presage of strong earthquakes in the night-time mid-latitude F2 region ionosphere. *Atmospheric and ionospheric electromagnetic phenomena associated with earthquakes*. M. Hayakawa (ed.). TERRAPUB, Tokyo, 1999. P. 619–628.
- Kim V. P., Liu J. Y., Hegai V. V. Modelling the pre-earthquake electrostatic effect on the F region ionosphere. *Adv. Space Res.* 2012. 50. P. 1524–1533.
- 50. Korepanov V., Hayakawa M., Yampolski Yu., Lizunov G. AGW as seismo-ionospheric coupling response. *Phys. Chem. of the Earth*. 2009. **34**. P. 485–495.
- 51. Li M., Parrot M. Statistical analysis of an ionospheric parameter as a base for earthquake prediction. *J. Geophys. Res.* 2013. **118**, № 6. P. 3731–3739. doi:10.1002/jgra.50313.
- 52. Lizunov G., Skorokhod T., Hayakawa M., Korepanov V. Formation of Ionospheric Precursors of Earthquakes Probable Mechanism and Its Substantiation. *Open J. Earthquake Res.* 2020. **9**. P. 142–169. doi: 10.4236/ojer.2020.92009.
- Makhlouf U., Dewan E., Isler J. R., Tuan T. F. On the importance of the purely gravitationally induced density, pressure and temperature variations in gravity waves: Their application to airglow observations. *J. Geophys. Res.* 1990. 95. P. 4103–4111.

- Mareev E. A., Iudin D. I., Molchanov O. A. Mosaic source of internal gravity waves associated with seismic activity. *Seismo Electromagnetics: Lithosphere-Atmosphere-Ionosphere Coupling*, M. Hayakawa and O. A. Molchanov (eds). TERRAPUB, Tokyo, 2002. P. 335–342.
- 55. Nakamura T., Korepanov V., Kasahara Y., Hobara Y., Hayakawa M. An evidence on the lithosphere-ionosphere coupling in terms of atmospheric gravity waves on the basis of a combined analysis of surface pressure, ionospheric perturbations and ground-based ULF variations. J. Atmos. Elec. 2013. 33, № 1. P. 53–68.
- 56. Nickolaenko A. P., Hayakawa M. Heating of the Lower Ionosphere Electrons by Electromagnetic Radiation of Lightning Discharges. *Geophys. Res. Lett.* 1995. 22, № 22. P. 3015–3018.
- 57. Nykiel G., Zanimonskiy Y. M., Yampolski Y. M., Figurski M. Efficient usage of dense GNSS networks in Central Europe for the visualization and investigation of ionospheric TEC variations. *Sensors*. 2017. **17**, № 10. P. 2298.
- 58. Parrot M. World map of ELF/VLF emissions as observed by low-orbiting satellite. Ann. Geophys. 1990. 8. P. 135-145.
- 59. Parrot M., Zaslavski Y. Physical mechanisms of manmade influences on the magnetosphere. *Surv. Geophys.* 1996. **17**, № 1. P. 67–100.
- 60. Pogoreltsev A. I. Production of electromagnetic field disturbances due to the interaction between acoustic gravity waves and the ionospheric plasma. J. Atmos. and Terr. Phys. 1996. 58, № 10. P. 1125–1141.
- 61. Potter W. E., Kayser D. C., Mauersberger K. Direct measurements of neutral wave characteristics in the thermosphere. *J. Geophys. Res.* 1976. **81**, № 28. P. 5002–5012.
- 62. Pulinets S. A., Boyarchuk K. A., Hegai V. V., Kim V. P., Lomonosov A. M. Quasielectrostatic model of atmosphere-thermosphere-ionosphere coupling. *Adv. Space Res.* 2000. **26**, № 8. P. 1209–1218.
- 63. Rishbeth H. Ionoquakes: earthquake precursors in the ionosphere. *Eos.* 8 August 2006. 97, № 2.
- 64. Roble R. G. The thermosphere. *The Upper Atmosphere and Magnetosphere*. Washington, D. C.: Nat. Acad. Sci., 1977. P. 57–71.
- 65. Rolland L. M., Lognonn'e P., Astafyeva E., Kherani E. A., Kobayashi N., Mann M., Munekane H. The resonant response of the ionosphere imaged after the 2011 off the Pacific coast of Tohoku Earthquake. *Earth Planets Space*. 2011. 63, № 7. P. 853–857.
- 66. Rothkaehl H., Parrot M. Electromagnetic emissions detected in the topside ionosphere related to the human activity. J. Atmos. and Solar-Terr. Phys. 2005. 67, № 8-9. P. 821–828.
- 67. Row R. V., Mentzoni M. H. On D-region Electron Heating by a Low-Frequency Terrestrial Line Current With Ground Return. *Radio Sci.* 1972. 7, № 11. P. 1061–1066.
- Siingh D., Singh R. P., Kamra A. K., Gupta P. N., Singh R., Gopalakrishnan V., Singh A. K. Review of electromagnetic coupling between the Earth's atmosphere and the space environment. J. Atmos. and Solar-Terr. Phys. 2005. 67. P. 637–658.
- 69. Simões F., Pfaff R., Berthelier J.-J., Klenzing J. A review of low frequency Electromagnetic wave phenomena related to tropospheric-ionospheric coupling mechanisms. *Space Sci. Revs.* 2011. **168**. P. 1–43.
- 70. Tronin A. A. Satellite thermal survey application for earthquake prediction. *Atmospheric and ionospheric electromagnetic phenomena associated with earthquakes*. M. Hayakawa (ed.). TERRAPUB, Tokyo, 1999. P. 717–746.
- Tronin A. A. Atmosphere-lithosphere coupling. Thermal anomalies on the Earth surface in seismic processes. *Seismo Electromagnetics: Lithosphere-Atmosphere-Ionosphere Coupling*. M. Hayakawa and O. A. Molchanov (eds). TERRAPUB, Tokyo, 2002. P. 173–176.
- Vadas S. L., Fritts D. C. Thermospheric responses to gravity waves: influences of increasing viscosity and thermal diffusivity. *J. Geophys. Res.* 2005. 110: D15103. doi:10.1029/2004JD005574.
- 73. Vadas S. L., Yue J., She Ch., Stamus P. A., Liu A. Z. A model study of the effects of winds on concentric rings of gravity waves from a convective plume near Fort Collins on 11 May 2004. J. Geophys. Res. 2009. 114. D06103. doi: 10.1029/2008JD010753.
- 74. Walterscheid R. L., Hickey M. P. Group velocity and energy flux in the thermosphere: Limits on the validity of group velocity in a viscous atmosphere. J. Geophys. Res. 2011. 116. D12101. P. 1–12. doi:10.1029/2010JD014987.
- Yang S.-S., Asano T., Hayakawa M. Abnormal gravity wave activity in the stratosphere prior to the 2016 Kumamoto earthquakes. J. Geophys. Res.: Space Phys. 2019. 124. URL: https://doi.org/10.1029/2018JA026002 (дата звернення: 24.06.2019).
- 76. Yeh K. C., Liu C. H. Acoustic-gravity waves in upper atmosphere. *Revs Geophys. and Space Phys.* 1974. **12**, № 2. P. 193–216.

Стаття надійшла до редакції 24.06.2019

## REFERENCES

- 1. Bidlingmaer E. R., Pogoreltsev A. I. (1992). Numerical simulation of the transformation of acoustic-gravity waves in temperature and viscous waves in the thermosphere. *Proceedings of the Academy of Sciences of the USSR, Atmos. and Ocean Phys*, **28**, № 1, 64–73 [in Russian].
- 2. Gossard E., Hooke W. (1975). Waves in the atmosphere. Elsevier scientific Publishing Company.
- Gokhberg M. B, Pilipenko V. A., Pokhotelov O. A. (1983). Satellite observations of electromagnetic radiation over the epicenter area of the impending earthquake. *Rep. Acad. Sci. USSR*, 268(1), 56–58 [in Russian].
- 4. Grigoriev G. I. (1999). Acoustic-gravity waves in the Earth atmosphere (Review). *University News Radio Phys.*, **42**, № 1, 1–23 [in Russian].
- 5. Denisenko V. V., Pomozov E. V. (2010). Penetration of the electric field from the surface layer of the atmosphere into the ionosphere. *Solar-terr. phys.*, № 16, 70–75 [in Russian].
- 6. Lighthill J. (1978). Waves in fluids. (2nd Editi.). Cambridge Mathematical Library.
- Larkina V. I., Nalyvayko A. V., Gershenzon N. I., Liperovsky V. A., Gokhberg M. B., Shalimov S. L. (1983). Observations on the Interkosmos-19 satellite of VLF emissions associated with seismic activity. *Geomagnetism and aeronomy*, 23(5), 842–846 [in Russian].
- 8. Lizunov G. V., Leontyev A. Yu. (2014). Spectral ranges of AGV in the atmosphere of the earth. *Geomagnetism and aeronomy*, **54**(6), 834–841 [in Russian].
- 9. Lizunov G. V., Skorokhod T. V. (2018). On the selection of wave disturbances against the background of trends in satellite observations of the thermosphere. *Space sci. and technol.*, 24, № 6, 57–68 [in Russian].
- 10. Mareev E. A. (2010). Achievements and prospects of research of the global electrical circuit. *Successes phys. sci.*, **180**(5), 527–534 [in Russian].
- 11. Marov M. Ya., Kolesnichenko A. V. (1987). Introduction to planetary aeronomy. M.: Nauka.
- 12. Pulinets S. A., Uzunov D. P., Karelin A. V., Davidenko D. V. (2015). Physical basis of the generation of short-term earthquake precursors. A complex model of geophysical processes in the lithosphere — atmosphere — ionosphere — magnetosphere system initiated by ionization. *Geomagnetism and aeronomy*, **55**, № 4, 1–19 [in Russian].
- 13. Rishbeth H., Garriott O. K. (1969). Introduction to ionospheric physics. Inter. Geophys. 14. 331 p.
- 14. Skorokhod T. V. (2018). *Internal gravity waves in the thermosphere according to direct satellite measurements*. Thesis for scientific degree of Candidate of physical and mathematical sciences. Kyiv: Space Research Institute of NAS of Ukraine and SSA of Ukraine [in Ukrainian].
- 15. Skorokhod T. V., Lizunov G. V. (2012). Localized packets of acoustic-gravity waves in the ionosphere. *Geomagnetism and aeronomy*, **52**, № 1, 93–98 [in Russian].
- 16. Fedorenko A. K. (2009). Characteristics of atmospheric gravity characteristics in polar regions on the basis of mass spectrometric satellite spectra. *Radio Phys. and Radio Astron.*, 14, № 3, 254–265 [in Ukrainian].
- 17. Fedorenko A. K. (2011). Propagation directions of acoustic-gravity waves above the Earth polar caps. *Space sci. and technol.*, **17** (3), 254–265 [in Russian].
- 18. Frenkel Ya. I. (2007). Theory of the phenomenon of atmospheric electricity. (2nd Edition, rev.). M.: KomKniga [in Russian].
- 19. Chernogor L. F. (2014). *Physics of powerful radio emission in geocosmos: monograph*. Kh.: KhNU named V. N. Karazin. [in Russian].
- 20. Chernogor L. F. (2019). The possibility of generating quasi-periodic magnetic earthquake precursors. *Geomagnetism and aeronomy*, **59**, № 3, 1–9 [in Russian].
- Yampolsky Yu. M., Zalizovsky A. V., Litvinenko L. N., Lizunov G. V., Groves K., Moldvin M. (2004). Variations of the magnetic field in the Antarctic and the conjugate region (New England), stimulated by cyclonic activity. *Radio Phys. and Radio Astron.*, 9, № 2, 130–151 [in Russian].
- Astafyeva E. I., Afraimovich E. L. (2006). Long distance travelling ionospheric disturbances caused by the great Sumatra' Andaman earthquake on 26 December 2004. *Earth and Planets Space*, 58 (8), 1025–1031.
- Bliokh P. (1999). Variations of electric fields and currents in the lower ionosphere produced by condactivity growth of the air above the future earthquake center. *Atmospheric and ionospheric electromagnetic phenomena associated with earthquakes*. M. Hayakawa (ed.). TERRAPUB, Tokyo, 829–838.
- 24. Bullough K., Kaiser R. Strangeways, H. J. (1985). Unintentional man-made modification effects in the magnetosphere. *J. Atmos. and Terr. Phys.*, 47, 1211–1223.
- 25. Ding F., Wan W., Yuan H. (2003). The influence of background winds and attenuation on the propagation of the atmospheric gravity waves. J. Atmos. and Solar-Terr. Phys., 65, 857-869.
- 26. Dudis J. J., Reber C. A. (1976). Composition effects in thermospheric gravity waves. *Geophys. Res. Lett.*, **3**, № 12, 727–730.

- Dudkin F., Korepanov V., Dudkin D., Pilipenko V., Pronenko V., Klimov S. (2015). Electric field of the power terrestrial sources observed by microsatellite Chibis-M in the Earth's ionosphere in frequency range 1—60 Hz. *Geophys. Res. Lett.* 42. doi:10.1002/2015GL064595.
- 28. Ferencz Cs., Lizunov G., and POPDAT team. (2014). Ionosphere Waves Service (IWS) A problem-oriented tool in ionosphere and Space Weather research produced by POPDAT project. J. Space Weather Space Clim. 4, № A17. URL: http:// dx.doi.org/10.1051/swsc/2014013 (дата звернення: 24.06.2019).
- 29. Forbes J. M. (2007). Dynamics of the thermosphere. J. Meteor. Soc. Jap., 85B, 193-213.
- 30. Francis S. H. (1975). Global propagation of atmospheric gravity waves: a review. J. Atmos. and Terr. Phys., 37, 1011-1054.
- Fritts D. C., Lund T. X. (2011). Gravity Wave Influences in the Thermosphere and Ionosphere: Observations and Recent Modeling. Aeronomy of the Earth's Atmosphere and Ionosphere, IAGA Special Sopron Book Series. 2, 109–130.
- Gokhberg M. B., Nekrasov A. K., Shalimov S. L. (1994). A new approach to the problem of lithosphere-ionosphere coupling before the earthquake. *Electromagnetic phenomena related to earthquake prediction*. M. Hayakawa and Y. Fujinawa (eds). TERRAPUB, Tokyo, 619–626.
- Gross S. H., Reber C. A., Huang F. T. (1984). Large-scale waves in the thermosphere observed by the AE-C satellite. *Trans. Geosci. and Remote Sens.*, GE-22(4), 340–351.
- 34. Hedin A. E., Mayr H. G. (1987). Characteristics of wavelike fluctuations in dynamics explorer neutral composition data. J. *Geophys. Res.*, 92, № A10, 11,159–11,172.
- 35. Hines C. O. (1960). Internal atmospheric gravity waves at ionospheric heights. Can. J. Phys., 38, 1441-1481.
- 36. Hines C.O. (1974). The upper atmosphere in motion. Washington, D.C.: American Geophysical Union.
- Hocke K., Schlegel K. (1996). A review of atmospheric gravity waves and travelling ionospheric disturbances: 1982–1995. *Ann. Geophys.*, 14, 917–940.
- Holzworth R. H. (1995). Quasistatic Electromagnetic Phenomena in the Atmosphere and Ionosphere (Ed. H. Volland). CRC Handbook on Atmospherics, BocaRaton, FL: CRC press, 235–266.
- Hooke W. H. (1968). Ionospheric irregularities produced by internal atmospheric gravity waves. J. Atmos. and Terr. Phys., 30, 795–829.
- 40. Hooke W. H. (1970). The ionospheric response to internal gravity waves. 1. The F2 region response. *J. Geophys. Res.*, **75**, 5535–5544.
- 41. Hooke W. H. (1970). Ionospheric response to internal gravity waves. 2. Lower F region response. J. Geophys Res., 75, 7229–7238.
- Hooke W. H. (1970). Ionospheric response to internal gravity waves. 3. Changes in the densities of the different ion species. *J. Geophys. Res.*, 75, 7239–7243.
- Innis J. L., Conde M. (2002). Characterization of acoustic—gravity waves in the upper thermosphere using Dynamics Explorer 2 Wind and Temperature Spectrometer (WATS) and Neutral Atmosphere Composition Spectrometer (NACS) data. *J. Geophys. Res.*, **107**, № A12, 1418–1439. doi:10.1029/2002JA009370.
- 44. Johnson F. S., Hanson W. B., Hodges R. R., Coley W. R., Carignan G. R., Spencer N. W. (1995). Gravity waves near 300 km over the polar caps. *J. Geophys. Res.*, **100**, 23,993–24,002.
- 45. Kato S. (1980). Dynamics of the upper atmosphere. *Developments of the Earth and Planetary Sciences*. Tokyo: Center for Acad. Publ. Japan.
- Kato S. (2007). Thermosphere. *Handbook of the Solar-Terrestrial Environment*. Y. Kamide and A. C.-L. Chian (eds). Springer-Verlag Berlin Heidelberg. doi: 10.1007/b104478.
- Kelley M. C. (1989). The Earth's Ionosphere. Plasma Physics and Electrodynamics. Academic Press. Inc. Inter. Geophys. Ser., 43.
- Kim V. P., Hegai V. V. (1999). A possible presage of strong earthquakes in the night-time mid-latitude F2 region ionosphere. Atmospheric and ionospheric electromagnetic phenomena associated with earthquakes. M. Hayakawa (ed). TERRAPUB, Tokyo.
- Kim V. P., Liu J.Y., Hegai V. V. (2012). Modelling the pre-earthquake electrostatic effect on the F region ionosphere. *Adv. in Space Res.*, 50, 1524–1533.
- 50. Korepanov V., Hayakawa M., Yampolski Yu., Lizunov G. (2009). AGW as seismo-ionospheric coupling response. *Phys. Chem. of the Earth*, **34**, 485–495.
- 51. Li M., Parrot M. (2013). Statistical analysis of an ionospheric parameter as a base for earthquake prediction. J. Geophys. Res., 118, № 6, 3731–3739. doi:10.1002/jgra.50313.
- 52. Lizunov G., Skorokhod T., Hayakawa M., Korepanov V. (2020). Formation of Ionospheric Precursors of Earthquakes Probable Mechanism and Its Substantiation. *Open J. Earthquake Res.*, **9**, 142–169. doi: 10.4236/ojer.2020.92009.

- 53. Makhlouf U., Dewan E., Isler J. R., Tuan T. F. (1990). On the importance of the purely gravitationally induced density, pressure and temperature variations in gravity waves: Their application to airglow observations. *J. Geophys. Res.*, **95**, 4103–4111.
- Mareev E. A., Iudin D. I., Molchanov O. A. (2002). Mosaic source of internal gravity waves associated with seismic activity. Seismo Electromagnetics: Lithosphere-Atmosphere-Ionosphere Coupling. M. Hayakawa and O. A. Molchanov (eds). TERRA-PUB, Tokyo.
- 55. Nakamura T., Korepanov V., Kasahara Y., Hobara Y., Hayakawa M. (2013). An evidence on the lithosphere-ionosphere coupling in terms of atmospheric gravity waves on the basis of a combined analysis of surface pressure, ionospheric perturbations and ground-based ULF variations. J. Atmos. Elec., 33, № 1, 53–68.
- 56. Nickolaenko A. P., Hayakawa M. (1995). Heating of the Lower Ionosphere Electrons by Electromagnetic Radiation of Lightning Discharges. *Geophys. Res. Lett.*, 22, № 22, 3015–3018.
- 57. Nykiel G., Zanimonskiy Y. M., Yampolski Y. M., Figurski M. (2017). Efficient usage of dense GNSS networks in Central Europe for the visualization and investigation of ionospheric TEC variations. *Sensors*, **17**, № 10, 2298.
- 58. Parrot M. (1990). World map of ELF/VLF emissions as observed by low-orbiting satellite. Ann. Geophys., 8, 135–145.
- 59. Parrot M., Zaslavski Y. (1996). Physical mechanisms of manmade influences on the magnetosphere. *Surv. in Geophys.*, 17, № 1, 67–100.
- 60. Pogoreltsev A. I. (1996). Production of electromagnetic field disturbances due to the interaction between acoustic gravity waves and the ionospheric plasma. J. Atmos. and Terr. Phys., 58, № 10, 1125–1141.
- 61. Potter W. E., Kayser D. C., Mauersberger K. (1976). Direct measurements of neutral wave characteristics in the thermosphere. J. Geophys. Res., 81, № 28, 5002–5012.
- 62. Pulinets S. A., Boyarchuk K. A., Hegai V. V., Kim V. P., Lomonosov A. M. (2000). Quasielectrostatic model of atmosphere-thermosphere-ionosphere coupling. *Adv. Space Res.*, **26**, № 8, 1209–1218.
- 63. Rishbeth H. (2006). Ionoquakes: earthquake precursors in the ionosphere. *Eos.* 8 August 97, № 2.
- 64. Roble R. G. (1977). The thermosphere. *The Upper Atmosphere and Magnetosphere*. Washington, D.C.: Nat. Acad. Sci., 57-71.
- 65. Rolland L. M., Lognonn'e P., Astafyeva E., Kherani E. A., Kobayashi N., Mann M., Munekane H. (2011). The resonant response of the ionosphere imaged after the 2011 off the Pacific coast of Tohoku Earthquake. *Earth Planets Space*, **63**, № 7, 853–857.
- 66. Rothkaehl H., Parrot M. (2005). Electromagnetic emissions detected in the topside ionosphere related to the human activity. J. Atmos. and Solar-Terr. Phys., 67, № 8-9, 821–828.
- 67. Row R. V., Mentzoni M. H. (1972). On D-region Electron Heating by a Low-Frequency Terrestrial Line Current With Ground Return. *Radio Sci.*, 7, № 11, 1061–1066.
- 68. Siingh D., Singh R. P., Kamra A. K., Gupta P. N., Singh R., Gopalakrishnan V., Singh A. K. (2005). Review of electromagnetic coupling between the Earth's atmosphere and the space environment. J. Atmos. and Solar-Terr. Phys., 67, 637–658.
- 69. Simões F., Pfaff R., Berthelier J.-J., Klenzing J. (2011). A review of low frequency Electromagnetic wave phenomena related to tropospheric-ionospheric coupling mechanisms. *Space Sci. Revs*, **168**, 1–43.
- 70. Tronin A. A. (1999). Satellite thermal survey application for earthquake prediction. In: *Atmospheric and ionospheric electromagnetic phenomena associated with earthquakes*. M. Hayakawa (ed.). TERRAPUB, Tokyo.
- Tronin A. A. (2002). Atmosphere-lithosphere coupling. Thermal anomalies on the Earth surface in seismic processes. In: Seismo Electromagnetics: Lithosphere-Atmosphere-Ionosphere Coupling, M. Hayakawa and O. A. Molchanov (eds), TERRA-PUB, Tokyo.
- Vadas S. L., Fritts D. C. (2005). Thermospheric responses to gravity waves: influences of increasing viscosity and thermal diffusivity. J. Geophys. Res., 110, D15103. doi:10.1029/2004JD005574.
- 73. Vadas S. L., Yue J., She Ch., Stamus P. A., Liu A. Z. (2009). A model study of the effects of winds on concentric rings of gravity waves from a convective plume near Fort Collins on 11 May 2004. J. Geophys. Res., 114, D06103. doi: 10.1029/2008JD010753.
- 74. Walterscheid R. L., Hickey M. P. (2011). Group velocity and energy flux in the thermosphere: Limits on the validity of group velocity in a viscous atmosphere. *J. Geophys. Res.*, **116**, D12101, 1–12. doi:10.1029/2010JD014987.
- Yang S.-S., Asano T., Hayakawa M. (2019). Abnormal gravity wave activity in the stratosphere prior to the 2016 Kumamoto earthquakes. J. Geophys. Res.: Space Phys., 124. URL: https://doi.org/10.1029/2018JA026002 (дата звернення: 24.06.2019).
- 76. Yeh K. C., Liu C. H. (1974). Acoustic-gravity waves in upper atmosphere. *Revs Geophys. and Space Phys.*, **12**, № 2, 193–216.

Received 24.06.2019

*Г. В. Лізунов*<sup>1</sup> зав. лаб., канд. фіз.-мат. наук E-mail: georgii.lizunov@gmail.com *Т. В. Скороход*<sup>2</sup> співроб. докторантури кафедри фізики, канд. фіз.-мат. наук E-mail: tetianaskorokhod1983@gmail.com *В. Є. Корепанов*<sup>3</sup> заст. директора, д-р техн. наук E-mail: vakor@isr.lviv.ua <sup>1</sup> Інститут космічних досліджень НАН України і ДКА України

Проспект Академіка Глушкова 40, корп. 4/1, Київ, Україна, 03187 <sup>2</sup> Університет Арієль, Ізраїль <sup>3</sup> Львівський центр Інституту космічних досліджень НАН України і ДКА України вул. Наукова 5А, Львів, Україна, 79060

## АТМОСФЕРНІ ГРАВІТАЦІЙНІ ХВИЛІ СЕРЕД ФІЗИЧНИХ МЕХАНІЗМІВ СЕЙСМОІОНОСФЕРНОГО ЗВ'ЯЗКУ

У роботі привертається увага наукової спільноти до атмосферних гравітаційних хвиль (ГХ) як найбільш ймовірного механізму перенесення енергії від приземних шарів атмосфери на космічні висоти та охарактеризувати сформований таким чином канал сейсмоіоносферного зв'язку. Обговорюються кілька основних механізмів впливу на іоносферу знизу: поширення низькочастотних електромагнітних випромінювань; замикання через іоносферу електричних струмів; проникнення хвиль нейтральної атмосфери. Основна частина роботи присвячена аналізу теоретичних та експериментальних відомостей про ГХ. Виписані прості аналітичні вирази, що дозволяють розрахувати параметри ГХ в конкретних експериментальних умовах. Аналізуються теоретичні та експериментальні дані, що стосуються власне ГХ. Приведено прості аналітичні вирази для розрахунку параметрів ГХ у конкретних експериментальних умовах. Аналізуються ГХ та особливостей їхнього поширення, досліджено процеси амплітудного підсилення та дисипації ГХ з висотою, описано механізм генерації електромагнітних збурень при перетині ГХ динамо-шару та визначено кількісні характеристики магнітодинамічних збурень іоносфери. В експериментальний розподіл ГХ на іоносферних висотах за даними супутника DE-2 та виконано статистичний аналіз зв'язку ГХ із землетрусами. Результати DE-2 підсилено порівнянням з раніше опублікованими даними місії DEMETER.

Ключові слова: атмосферна гравітаційна хвиля, землетрус, сейсмоіоносферний зв'язок, термосфера, іоносфера.

G. V. Lizunov<sup>1</sup>
Head of laboratory, Cand. Sci. in Phys. & Math.
E-mail: georgii.lizunov@gmail.com
T. V. Skorokhod<sup>2</sup>
Assistant of Doctorate, Department of Physics, Cand. Sci. in Phys. & Math.
E-mail: tetianaskorokhod1983@gmail.com
V. Ye. Korepanov<sup>3</sup>
Deputy Director, Dr. Sci. in Tech.
E-mail: vakor@isr.lviv.ua
<sup>1</sup>Space Research Institute of NASU and SSAU
40 Akademika Hlushkova Ave, building 4/1, Kyiv, 03187, Ukraine
<sup>2</sup>Ariel University, Israel

<sup>3</sup>Lviv Center of Space Research Institute of NASU and SSAU 5A Naukova Str., Lviv, 79060, Ukraine

# ATMOSPHERIC GRAVITY WAVES AMONG OTHER PHYSICAL MECHANISMS OF SEISMIC-IONOSPHERIC COUPLING

We present a comparison of several basic mechanisms of influence on the ionosphere from below discussed in the literature: the propagation of low-frequency electromagnetic radiation; the short circuits of electric currents through the ionosphere; the penetration of neutral atmosphere waves. It is shown that atmospheric gravity waves (GW) are the most likely candidate for the role of a carrier of seismic-ionospheric interaction, which allows one to explain (i) the transport of significant energy fluxes into the ionosphere, (ii) the weak dependence of the intensity of ionospheric disturbance on the magnitude of the earthquake, (iii) the shift of ionospheric disturbances per thousand kilometers horizontally relative to the earthquake; (iv) and the generation of an ionospheric electromagnetic response. A detailed review of the theoretical and experimental data on GW is given. Simple analytical expressions are written that allow one to calculate the parameters of GW in specific experimental situations. The processes of amplitude amplification and dissipation of GW with height are investigated, the mechanism of generation of electromagnetic perturbations when GW passes the dynamo-layer is described, and the quantitative characteristics of perturbations are determined. The experimental part of the work presents the study of GW global distribution at ionospheric heights according to DE-2 satellite data and statistical analysis of GW relations with earthquakes. The results of the DE-2 are backed up by comparison with the published data from the DEMETER mission.

*Keywords*: atmosphere gravity wave, earthquake, seismic-ionospheric coupling, thermosphere, ionosphere.

https://doi.org/10.15407/knit2020.03.081 УДК 533.6.011.6+523.682

# Л. Ф. ЧЕРНОГОР<sup>1</sup>

д-р физ.-мат. наук, проф. E-mail: Leonid.F.Chernogor@gmail.com **А. И. ЛЯЩУК<sup>2</sup>** зам. нач. Глав. центра спец. контроля, канд. физ.-мат. наук, старш. исслед. **Н. Б. ШЕВЕЛЕВ<sup>1</sup>** аспирант, мл. науч. сотруд. <sup>1</sup> Харьковский национальный университет имени В. Н. Каразина Площадь Свободы 4, Харьков, Украина, 61022

<sup>2</sup> Главный центр специального контроля НЦУИКС ГКА Украины ул. Космическая 1, пгт. Городок, Радомышльский р-н, Житомирская обл., Украина, 12265

# ВРЕМЕННОЙ И СИСТЕМНЫЙ СПЕКТРАЛЬНЫЙ АНАЛИЗЫ ИНФРАЗВУКОВЫХ СИГНАЛОВ В АТМОСФЕРЕ, СГЕНЕРИРОВАННЫХ В ТЕЧЕНИЕ ТЕХНОГЕННОЙ КАТАСТРОФЫ

Целью работы является изложение результатов наблюдения волновых форм и системного спектрального анализа инфразвуковых сигналов, сопровождавших массовые взрывы в течение сильнейшей техногенной катастрофы под г. Ичня, Черниговская обл., Украина, 9—10 октября 2018 г. На военных складах находилось около 69.5 тыс. т боеприпасов. Площадь арсенала — 682 га. Его географические координаты: 50°51′45″ с. ш., 32°23′39″ в. д. Для наблюдения использовались инфразвуковые и сейсмические станции Главного центра специального контроля НЦУИКС ГКА Украины. Инфразвуковая станция Малин оборудована микробарографом, функционирующим в диапазоне частот 0.3...10 Гц. Методика обработки данных наблюдений в настоящих исследованиях сводилась к следующему. Сначала результаты измерений временных зависимостей давления в инфразвуковой волне переводились из относительных единиц в абсолютные. Далее эти зависимости подвергались фильтрации в диапазоне периодов 0.2...5 с. Затем осуществлялся системный спектральный анализ отфильтрованных зависимостей давления в инфразвуковой волне при помощи взаимодополняющих оконного преобразования Фурье, адаптивного преобразования Фурье и вейвлет-преобразования с использованием базисной функции Морле. Изучены особенности волновых форм инфразвуковых сигналов, их амплитуд и спектрального состава при дальнем (218 км) распространении волн, сгенерированных в течение техногенной катастрофы на арсенале боеприпасов. Показано, что при увеличении энерговыделения от 4.1 до 49.9 т ТНТ наблюдалась тенденция к увеличению амплитуды и периода преобладающего колебания. Длительность цугов колебания при этом увеличивалась от 2.5 до 7 с. Выявлено, что при энерговыделении, равном 49.9 т ТНТ, в спектре колебаний преобладали гармоники с периодами от 1 до 2 с. Рассчитано, что средняя скорость прихода волн изменялась в пределах 300...333 м/с. Построены основные корреляционные поля.

**Ключевые слова**: техногенная катастрофа, инфразвуковой сигнал, основные параметры сигнала, временные формы, системный спектральный анализ, корреляционное поле, регрессия.

Цитування: Черногор Л. Ф., Лящук А. И., Шевелев Н. Б. Временной и системный спектральный анализы инфразвуковых сигналов в атмосфере, сгенерированных в течение техногенной катастрофы. *Космічна наука і технологія*. 2020. **26**, № 3 (124). С. 81—96. https://doi.org/10.15407/knit2020.03.081

# введение

С целью изучения прямых и обратных, положительных и отрицательных связей между подсистемами системы Земля (внутренние оболочки) — атмосфера — ионосфера — магнитосфера (ЗАИМ) проводятся активные эксперименты. Одной из разновидностей активных экспериментов является воздействие на систему ЗАИМ мощным химическим взрывом. Классическим примером такого активного эксперимента с энерговыделением в 260 т ТНТ был специальный проект МАССА [2, 6]. При этом было изучено действие на указанную систему отдельного мощного взрыва. Другими примерами с воздействием мощных одиночных химических взрывов на околоземную среду являются активные эксперименты с различным энерговыделением: 1 кт ТНТ, описанные в работе [5], 1.5 кт ТНТ в работе [23], 2 кт ТНТ в работе [27] и 5 кт ТНТ в работе [29].

В работе [7] для исследования распространения инфразвука в атмосфере Земли применялись относительно слабые (1...100 кг ТНТ) одиночные химические взрывы.

Теория физических процессов в подсистемах системы ЗАИМ, вызванных мощным химическим взрывом, затем была развита в ряде работ [4, 6, 7—9, 17]. Доказано, что мощный химический взрыв воздействует на все геосферы. Он генерирует сейсмические волны в литосфере, электрические возмущения, магнитные возмущения, электромагнитное излучение, акустико-гравитационные волны (АГВ) в атмосфере, перемещающиеся ионосферные возмущения, МГД-волны в геокосмической плазме [2, 6, 18, 19].

Установлено, что реакция околоземной среды на массовые, но относительно слабые химические взрывы, на сегодняшний день изучена недостаточно. Лишь отдельные работы посвящены подобным исследованиям. Массовые взрывы имеют место при карьерных разработках полезных ископаемых [1], в течение военных действий [11], а также при авариях и катастрофах на военных складах [12—14, 16, 17].

Важно, что массовые химические взрывы сопровождаются пожарами, которые сами по себе являются источниками АГВ, электрических и магнитных возмущений и электромагнитных

Таблица	1.	Сейсмические данные
о сериях	<b>B</b> 3	арывов 9—10 октября 2018 г

	-		
Nº	09.10.2018 киевское время	Магнитуда (по шкале	Расчетная мощность,
		Рихтера)	тіпі
1	03:38:25	1.98	17.0
2	03:51:27	1.75	9.9
3	03:55:11	1.67	8.4
4	04:01:23	2.45	49.9
5	04:04:30	1.12	2.3
6	04:06:05	2.00	17.5
7	04:09:06	0.50	0.6
8	04:16:28	1.48	5.4
9	04:18:42	2.21	29.1
10	04:21:31	1.54	6.1
11	04:27:16	1.00	1.8
12	04:28:49	2.17	26.3
13	04:30:04	2.09	22.0
14	04:30:20	1.72	9.3
15	04:31:41	1.91	14.4
16	04:35:10	0.97	1.7
17	04:35:21	1.27	3.3
18	04:39:24	0.22	0.3
19	04:40:57	1.40	4.5
20	04:42:08	2.40	44.4
21	04:44:01	1.04	2.0
22	04:51:40	2.01	18.2
23	05:18:45	1.50	5.6
24	05:31:43	1.58	6.7
25	05:35:31	2.06	20.3
26	05:40:18	1.37	4.1
27	05:45:38	1.63	7.5
28	06:05:39	1.0	1.8
29	06:06:21	1.87	13.2
30	06:06:26	2.02	18.5
31	06:13:55	1.71	9.2
32	06:16:41	1.41	4.6
33	06:38:51	2.05	19.9
34	06:52:28	0.26	0.3
35	07:29:03	0.96	1.6
36	10:24:02	0.99	1.7
37	11:19:40	2.0	17.9
38	12:12:12	1.23	3.0
39	12:45:16	1.08	2.2
40	13:09:24	0.99	1.8
41	13:10:44	0.99	1.8
42	14:03:12	0.79	1.1
43	15:20:34	1.33	3.8
44	17:19:56	0.75	1.0
45	14:50:08 (10.10.2018)	0.77	1.0



Рис. 1. Примеры взрывов и их последствий

излучений. Более того, имеет место синергетическое взаимодействие процессов, вызванных повторяющимися взрывами и пожарами [17].

Физические эффекты и экологические последствия массовых химических взрывов и сопутствующих пожаров обсуждаются в работах [12—14, 16—19]. Основной вывод этих работ заключается в том, что реакция на такое воздействие в той или иной степени может проявляться во всех подсистемах системы ЗАИМ.

Основной эффект массовых химических взрывов заключается в генерации взрывных волн, которые на достаточно больших расстояниях трансформируются в инфразвуковые волны. Особенности распространения таких волн в условиях повторяющихся взрывов, сопровождаемых пожарами, изучены недостаточно [19, 21, 22, 24—26]. В тезисах [21, 22, 24—26] перечислены предварительные результаты исследования инфразвуковых эффектов, сопровождавших техногенную катастрофу вблизи г. Винница 26— 27 сентября 2017 г. В работе [19] эти эффекты описаны более подробно.

Нет двух одинаковых катастроф. Нет одинаковых условий для генерации и распространения инфразвуковых волн, производимых массовыми взрывами на военных складах. Поэтому представляет значительный интерес изучение инфразвуковых эффектов для каждой крупной катастрофы.

Целью настоящей работы является изложение результатов наблюдения волновых форм, системного спектрального и статистического анализов инфразвуковых сигналов, сопровождавших массовые взрывы в течение сильнейшей техногенной катастрофы под г. Ичня, Украина 9—10 октября 2018 г. Предварительные результаты исследований опубликованы в работах [20, 27, 28].

# ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ О ТЕХНОГЕННОЙ КАТАСТРОФЕ

На военных складах, дислоцированных вблизи г. Ичня, Черниговская обл., Украина, находилось около 69.5 тыс. т боеприпасов (около 3 тыс. условных вагонов). Площадь арсенала — 682 га. Его географические координаты: 50°51′45″ с. ш., 32°23′39″ в. д. На складах хранились артиллерийские снаряды различных калибров, а также ракеты залпового огня «Смерч», «Ураган» и «Град». Радиус разлета последних мог достигать десятков километров, а радиус разлета осколков рвущихся снарядов — 3...5 км.

Первая серия массовых взрывов с энерговыделением в 17 т ТНТ прогремела 9 октября 2018 г. в 00:38:25 UT. Массовые взрывы прекратились лишь 10 октября в 11:50:08 UT. Всего отмечено 45 серий массовых взрывов. Их энерговыделение изменялось от 0.1 до 49.9 т ТНТ (табл. 1). Суммарное энергосодержание на арсенале составляло около 30 кт ТНТ. Прореагировала лишь часть всех боеприпасов. Взрывы сопровождались масштабными пожарами (рис. 1). Высота пламени достигала 100...150 м, а высота подъема нагретых продуктов — нескольких километров.

# СРЕДСТВА И МЕТОДЫ

Для наблюдения использовались измерительные средства Главного центра специального контроля НЦУИКС ГКА Украины. К ним, в частности, относятся инфразвуковые и сейсмические станции. Инфразвуковая станция Малин (географические координаты 50.70° с. ш., 29.22° в. д.) оборудована микробарографом, функционирующим в диапазоне частот 0.3...10 Гц. Диапазон измеряемых вариаций давления микробарографа составлял 0.01...100 Па. Станция Малин, удаленная от арсенала на 218 км, имеет три канала регистрации инфразвуковых сигналов.

Для определения моментов взрывов и оценки их интенсивности использовались измерения на 24-элементной сейсмической станции PS45 Международной системы мониторинга, дислоцированной возле г. Малин (см. табл. 1). Из таблицы видно, что энерговыделение при взрывах изменялось от 0.1 до 49.9 т ТНТ. Погрешность оценки магнитуды землетрясения не превышала 0.1, а энергии взрыва — 23 %.

Сигнал от взрывов идентифицировался по известному из расчетов азимуту источника, по результатам многоканальной корреляции и по оцененной скорости прихода инфразвукового сигнала. Добавим, что расчетный азимут составлял 84.5°, а измеряемый — 74.3 ± 7.6°.

Методика обработки данных наблюдений в настоящих исследованиях сводилась к следуюшему. Сначала результаты измерений временных зависимостей давления  $\Delta p(t)$  переводились из относительных единиц в абсолютные. Далее зависимости  $\Delta p(t)$  подвергались фильтрации в диапазоне периодов 0.2...5 с. Затем осуществлялся системный спектральный анализ (ССА) отфильтрованных зависимостей  $\Delta p(t)$  при помощи оконного преобразования Фурье (ОПФ), адаптивного преобразования Фурье (АПФ) и вейвлет-преобразования (ВП) с использованием базисной функции Морле [15]. Как известно, ОПФ обладает лучшим разрешением по времени, АПФ — по периоду. Вейвлет-преобразования, как известно, имеет свойства математического микроскопа [3]. Оно позволяет «уравнять шансы» колебаний с разными периодами. Далее строились корреляционные поля и регрессии основных параметров инфразвукового сигнала.

# РЕЗУЛЬТАТЫ ВРЕМЕННО́ГО И СПЕКТРАЛЬНОГО АНАЛИЗОВ

Пример временных зависимостей давления в инфразвуковой волне от энерговыделения при взрывах приведен на рис. 2. Из рис. 2 видно, что волновая форма инфразвукового сигнала замет-

Таблица 2. Акустические данные о сериях взрывов

Энерговыде- ление взры- ва, т ТНТ	Время при- хода сигна- ла, UT	Скорость прихода, м/с	Диапазон периодов, с	А, град
4.1	02:51:15	332	0.251.05	7080
4.5	01:53:03	300	0.271.07	7080
4.6	03:27:37	332	0.281.08	7080
5.6	02:29:41	332	0.321.12	7080
6.7	02:42:38	333	0.371.17	7080
7.5	02:56:33	333	0.401.20	7080
9.2	03:24:51	332	0.451.25	6070
17.0	00:50:04	314	0.651.45	7080
18.2	02:02:38	331	0.671.47	6070
20.3	02:46:27	332	0.711.51	7080
22.0	01:40:58	333	0.741.54	7080
26.3	01:39:46	332	0.811.61	6070
29.1	01:29:39	332	0.851.65	8090
44.4	01:53:07	331	1.041.84	8090
49.9	01:12:20	332	1.101.90	7080

Таблица 3. Общие сведения о параметрах инфразвуковых сигналов, зарегистрированных на станции MAAG 2 от взрывов с различными энерговыделениями

<i>Е</i> , кт ТНТ	$\Delta T, c$	<i>T</i> , c	$\Delta p_{\max}, \Pi a$	$\overline{\Delta p^2}$ , $\Pi a^2$
4.1	2.98 (3.60)	0.80, 0.45	1.85	0.85 (0.76)
4.5	5.83 (5.76)	0.85, 0.50, 0.30	1.52	1.63 (0.38)
4.6	3.70 (4.32)	0.65	3.95	3.07 (2.82)
5.6	2.98 (2.52)	0.45	1.70	1.17 (0.82)
6.7	4.13 (4.68)	0.45	2.53	1.26 (0.95)
7.5	3.55 (4.32)	0.80, 0.45	2.31	1.20 (0.79)
9.2	4.50 (5.76)	0.83	2.96	3.25 (1.68)
17.0	3.75 (3.60)	1.23	1.11	0.72 (0.36)
18.2	6.08 (6.48)	1.30	0.75	0.81 (0.12)
22.0	7.78 (6.12)	1.43	1.74	1.96 (0.68)
20.3	4.02 (3.60)	0.80	1.16	2.12 (0.39)
26.3	6.10 (6.84)	1.48	1.35	1.36 (0.46)
29.1	5.00 (5.06)	1.43	1.35	1.01 (0.42)
44.4	6.05 (6.66)	1.53	1.76	1.59 (0.76)
49.9	7.40 (7.20)	1.45	3.70	5.56 (2.62)

Примечание. Длительности инфразвуковых сигналов определены по волновым формам и оконному преобразованию Фурье (в скобках).



*Рис. 2.* Исходные волновые формы инфразвуковых сигналов 9 октября 2018 г., сгенерированных взрывами с энерговыделениями: 4.1, 7.5, 9.2, 17.0, 18.2, 20.3, 22.0, 26.3, 29.1, 44.4, 49.9 т ТНТ (панели сверху вниз)



*Рис. 3.* Отфильтрованные в диапазоне периодов 0.1...1.5 с волновые формы инфразвуковых сигналов 9 октября 2018 г., сгенерированных взрывами с энерговыделениями 4.1, 7.5, 9.2, 17.0, 18.2, 20.3, 22.0, 26.3, 29.1, 44.4, 49.9 т ТНТ (панели сверху вниз)



*Рис.* 4. Результаты ССА инфразвукового сигнала, сгенерированного взрывом с энерговыделением 49.9 т ТНТ в 01:01:23 UT 9 октября 2018 г. Здесь и далее панели сверху вниз: исходный сигнал, результаты ОПФ, АПФ и ВП. Справа показаны энергограммы (распределение энергии сигнала по периодам)

*Рис. 5.* Результаты ССА инфразвукового сигнала, сгенерированного взрывом с энерговыделением 29.1 т ТНТ в 01:18:42 UT 9 октября 2018 г.

но искажается шумами. Для их устранения применялась полосовая (диапазон периодов 0.2... 5 с) фильтрация.

Волновые формы инфразвуковых сигналов после фильтрации показаны на рис. 3. Из рис. 3

видно, что при уменьшении энерговыделения от 49.9 до 4.1 т ТНТ период основного колебания постепенно уменьшается от 1.5 до 0.5 с. Инфразвуковой сигнал при различных энерговыделениях содержит пять колебаний общей длитель-



*Рис. 6.* Результаты ССА инфразвукового сигнала, сгенерированного взрывом с энерговыделением 22.0 т ТНТ в 01:30:04 UT 9 октября 2018 г.

*Рис.* 7. Результаты ССА инфразвукового сигнала, сгенерированного взрывом с энерговыделением 17.0 т ТНТ в 00:38:25 UT 9 октября 2018 г.

ностью 5...7 с. С уменьшением энерговыделения средний квадрат амплитуды давления в волне, точнее, его произведение на длительность сигнала, уменьшается примерно пропорционально значению выделенной энергии.

Зная расстояние между местом катастрофы и местом регистрации, а также время запаздывания инфразвукового сигнала, можно рассчитать скорость прихода инфразвуковой волны. Результаты расчетов приведены в табл. 2, 3. Из табл. 2, 3 видно,



*Рис. 8.* Результаты ССА инфразвукового сигнала, сгенерированного взрывом с энерговыделением 7.5 т ТНТ в 02:45:38 UT 9 октября 2018 г.

*Рис. 9.* Результаты ССА инфразвукового сигнала, сгенерированного взрывом с энерговыделением 4.1 т ТНТ в 02:40:18 UT 9 октября 2018 г.

что скорость прихода изменяется от 310 до 333 м/с, основной период — от 0.40 до 1.55 с, амплитуда  $\Delta p$  — от 0.75 до 3.7 Па, а азимут A — от 70° до 90°.

На рис. 4—9 приведены результаты ССА для различных энерговыделений. Видно, что инфразвуковой сигнал достаточно четко локализуется по времени и по периодам. Как и следовало ожидать, при уменьшении энерговыделения значение основного периода колебания уменьшается. Применение ОПФ и АПФ позволило улучшить разрешение по времени и периоду соответственно.

#### РЕЗУЛЬТАТЫ СТАТИСТИЧЕСКОГО АНАЛИЗА

Корреляционное поле «длительность сигнала  $\Delta T_{WF} -$ длительность сигнала  $\Delta T_{SFT}$ ». Длительность сигнала  $\Delta T$  определялась по двум методикам: по волновым формам ( $\Delta T_{WF}$ ) и по результатам ОПФ ( $\Delta T_{SFT}$ ). Соответствующее корреляционное поле приведено на рис. 10.



**Рис.** 10. Зависимость длительности сигнала, определенной по волновым формам ( $\Delta T_{WF}$ ), от длительности сигнала, определенной с помощью методики ОПФ ( $\Delta T_{SFT}$ ). Аппроксимация линейной зависимостью вида  $\Delta T_{WF} = 0.96 \Delta T_{SFT} + 0.02$ , коэффициент достоверности аппроксимации  $R \approx 0.94$ , среднеквадратичное отклонение  $\sigma \approx 0.71$  с. Пунктирной линией показана аппроксимация в случае совпадения длительностей, определенных при различных методиках (R = 1.00)



*Рис.* 11. Зависимость периода основного колебания от энерговыделения взрыва. Аппроксимация степенным законом:  $1 - T = 0.30E^{0.44}$ ,  $R \approx 0.90$ ,  $\sigma \approx 0.19$  с;  $2 - T = 0.41E^{0.34}$ ,  $R \approx 0.88$ ,  $\sigma \approx 0.21$  с;  $3 - T = 0.54E^{0.24}$ ,  $R \approx 0.80$ ,  $\sigma \approx 0.26$  с

Уравнение линейной регрессии имеет вид

$$\Delta T_{WF} = 0.96 \Delta T_{SFT} + 0.02 .$$
 (1)

Коэффициент достоверности аппроксимации  $R \approx 0.94$ , среднее квадратичное отклонение  $\sigma \approx 0.71$ с.

Корреляционное поле «период — энергия взрыва». Период оценивался при помощи АПФ. Соответствующее корреляционное поле и зависимость T(E) показаны на рис. 11. Использовались следующие три регрессии:

$$T = 0.30 E^{0.44}$$
,  $R \approx 0.90$ ,  $\sigma \approx 0.19$  c; (2)

$$T = 0.41E^{0.34}$$
,  $R \approx 0.88$ ,  $\sigma \approx 0.21$  c; (3)

$$T = 0.54 E^{0.24}, R \approx 0.80, \sigma \approx 0.26$$
 c. (4)

Корреляционное поле «длительность сигнала энергия взрыва». Соответствующее поле приведено на рис. 12. Видно, что имеет место значительный разброс точек. Регрессионные зависимости имеют вид

$$\Delta T_{SFT} = 0.06E + 3.97$$
,  $R \approx 0.64$ ,  $\sigma \approx 1.14$  c; (5)

$$\Delta T_{SFT} = 2.96 E^{0.21}, \ R \approx 0.62, \ \sigma \approx 1.16 \ c;$$
 (6)

$$\Delta T_{WF} = 0.07E + 3.63 , R \approx 0.68 , \sigma \approx 1.17 \text{ c}; (7)$$

$$\Delta T_{WF} = 2.52 E^{0.25} , \ R \approx 0.68 , \ \sigma \approx 1.16 \ c.$$
 (8)

Корреляционное поле «средний квадрат амплитуды волны — энергия взрыва». В силу закона сохранения энергии при увеличении энергии взрыва увеличивается не только амплитуда инфразвуковой волны  $\Delta p$ , но и длительность сигнала. Корреляционное поле « $\overline{\Delta p}^2 \Delta T - E$ » показано на рис. 13. Наблюдается заметный разброс точек. Уравнения регрессий имеют вид

$$\overline{\Delta p^2} \Delta T_{WF} = 0.38 E^{1.07} , \approx 0.59 , \ \sigma \approx 8.06 \ \Pi a^2 c; \ (9)$$
$$\overline{\Delta p^2} \Delta T_{SFT} = 1.49 E^{0.43} , \ R \approx 0.25 , \ \sigma \approx 5.00 \ \Pi a^2 c. \ (10)$$

# обсуждение

Проблема генерации и распространения инфразвуковых волн в атмосфере в течение техногенной катастрофы на военных складах как в экспериментальном, так и в теоретическом планах по-прежнему остается малоизученной. Результатам исследования параметров инфразвуковых сигналов в атмосфере, сгенерированных массовыми химическими взрывами на арсенале бое-

ISSN 1561-8889. Космічна наука і технологія. 2020. Т. 26. № 3





*Рис.* 12. Зависимость длительности инфразвукового сигнала от энерговыделения взрыва по 15 точкам. Аппроксимация законом:  $a - \Delta T_{SFT} = 0.06E + 3.97$ ,  $R \approx 0.64$ ,  $\sigma \approx 1.14$  с;  $\delta - \Delta T_{SFT} = 2.96E^{0.21}$ ,  $R \approx 0.62$ ,  $\sigma \approx 1.16$  с;  $e - \Delta T_{WF} = 0.07E + 3.63$ ,  $R \approx 0.68$ ,  $\sigma \approx 1.17$  с;  $e - \Delta T_{WF} = 2.52E^{0.25}$ ,  $R \approx 0.68$ ,  $\sigma \approx 1.16$  с





припасов вблизи г. Винница 26—27 сентября 2017 г., посвящены лишь отдельные работы [19, 21, 22, 24, 26]. Результаты теоретических исследований суммированы в монографии [17]. В отличие от работы [19], в настоящей статье, кроме ССА для всех основных энерговыделений, построены различные корреляционные поля. Эти результаты существенно дополняют результаты работы [19].

Есть целый ряд сложностей в исследовании инфразвуковых волн, сгенерированных во время катастроф на военных складах. Во-первых, массовые взрывы происходят на фоне интенсивных пожаров, которые также являются источниками АГВ в широком диапазоне периодов, включающих в себя и инфразвуковые волны (периоды

ISSN 1561-8889. Космічна наука і технологія. 2020. Т. 26. № 3

0.05...300 с). Исследование параметров этих волн представляет самостоятельный интерес. Во-вторых, возникающие при повторяющихся взрывах возмущения в системе ЗАИМ и в атмосфере, в частности, накапливаются над местом катастрофы. В результате образуется своеобразный «купол», параметры которого могут значительно отличаться от параметров невозмущенной среды. В-третьих, «купол» может заметно влиять на условия преломления инфразвука и его захвата в атмосферные волноводы. Наконец, сила взрывов разная, последовательность их энерговыделения во времени является случайной. Всё это определяет интенсивность и спектральный состав инфразвуковых сигналов, генерируемых в течение массовых химических взрывов на арсеналах боеприпасов.

Экспериментальная оценка азимута источника инфразвуковых волн, межканальная корреляционная обработка и оценка скорости прихода волн позволили надежно выделить из всей регистрируемой совокупности инфразвуковые сигналы, зарегистрированные массовыми химическими взрывами. При этом для оценки энергии взрывов и моментов времени привлекались данные сейсмографов, расположенных вблизи инфразвуковой станции.

Обе методики оценки длительности инфразвукового сигнала дают близкий результат. Об этом свидетельствует зависимость (1), где значение коэффициента при  $\Delta T_{SFT}$  близко к 1, значение  $R \approx 0.94$ .

Зависимость периода основного колебания от энергии взрыва дается соотношениями (2), (3) и (4). Наибольшее значение  $R \approx 0.90$  и наименьшее  $\sigma \approx 0.19$  с имеет место при показателе степени около 0.44. В то же время теоретический закон подобия, а также эмпирический закон дают значение этого показателя, близкое к 0.33 [30]. При показателе 0.34 значение *R* лишь незначительно уменьшается (до 0.88), а  $\sigma$  увеличивается не более чем на 10 %. Зависимость (4) следует признать неудовлетворительной.

Зависимость длительности инфразвукового сигнала от энергии взрыва до настоящего времени, насколько известно авторам, не исследовалась. Нами получены линейные регрессионные зависимости (5) и (7) и степенные зависимости (6) и (8). Обе зависимости имеют близкие значения *R* и σ.

На относительно небольших (~200 км) расстояниях от места взрыва потери энергии инфразвуковой волны незначительны. Поэтому энергия инфразвуковой волны, пропорциональная энергии взрыва, должна быть пропорциональна произведению  $\Delta p^2 \Delta T$ . Как следует из соотношения (9), действительно показатель степени при *E* лишь незначительно отличается от единицы и составляет 1.07. При этом  $R \approx 0.56$ . Зависимость (10) не является приемлемой, так как  $R \approx 0.25$ .

Измерения амплитуды сигнала  $\Delta p(t)$  при различных энерговыделениях *E* показали, что произведение  $\overline{\Delta p^2} \Delta T_{WF}$  примерно пропорционально E (см. регрессию (9)). Так и должно быть в силу закона сохранения энергии, поскольку потери энергии на трассах длиной около 200 км ещё незначительны. Регрессию (10) следует признать неудовлетворительной из-за заниженного значения показателя степени и низкого значения коэффициента достоверности.

Результаты настоящей работы и работы [19] в целом согласуются. В данных исследованиях скорость прихода инфразвуковых волн была несколько больше (300...330 м/с), чем в работе [19], где она составляла 300 ...310 м/с. К сожалению, измерения на одной станции не позволили оценить скорость атмосферного ветра так, как это было сделано в работе [19]. Полученные оценки скорости прихода представляются вполне разумными.

#### ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

1. При увеличении энерговыделения от 4.1 до 49.9 т ТНТ наблюдалась тенденция к увеличению амплитуды (примерно от 1 до 4 Па) и периода (примерно от 0.5 до 1.5 с) преобладающего колебания. Длительность цугов колебания при этом увеличивалась от 2.5 до 7 с.

2. При энерговыделении, равном 49.9 т ТНТ, в спектре колебаний преобладали гармоники с периодом от 1 до 2 с. Длительность цугов колебаний с такими периодами составляла 7 с.

3. Средняя скорость прихода волн изменялась в пределах 300...330 м/с.

4. Регрессионная зависимость периода инфразвуковой волны от энергии взрыва в целом близка как к теоретической, так и к эмпирической ( $T \propto E^{0.34}$ ). При этом  $R \approx 0.88$ .

5. Регрессионная зависимость длительности инфразвукового сигнала от энергии взрыва близка к линейной. При этом  $R \approx 0.64$  (для  $\Delta T_{SFT}$ ) либо  $R \approx 0.68$  (для  $\Delta T_{WF}$ ). Приемлемыми также являются и степенные регрессии.

6. Регрессионная зависимость  $\Delta p^2 \Delta T$  от энергии взрыва близка к линейной, что отражает закон сохранения энергии инфразвуковой волны. При этом  $R \approx 0.59$ .

Работа Черногора Л. Ф. и Шевелева Н. Б. финансировалась в рамках госбюджетной НИР учреждений МОН Украины, номер госрегистрации 0119U002538.

#### ЛИТЕРАТУРА

- 1. Адушкин В. В., Спивак А. А., Соловьев С. П., Перник Л. М., Кишкина С. Б. Геоэкологические последствия массовых химических взрывов на карьерах. *Геоэкология. Инженерная геология. Гидрогеология. Геокриология.* 2000. № 6. С. 554—563.
- 2. Альперович Л. С., Гохберг М. Б., Дробжев В. И., Троицкая В. А., Федорович Г. В. Проект МАССА исследование магнитосферно-атмосферных связей при сейсмоакустических явлениях. *Физика Земли*. 1985. № 11. С. 5—8.
- 3. Астафьева Н. М. Вейвлет-анализ: основы теории и примеры применения. *Успехи физ. наук.* 1996. **166**. С. 1145—1170.
- 4. Ахмедов Р. Р., Куницын В. Е. Моделирование ионосферных возмущений, вызванных землетрясениями и взрывами. *Геомагнетизм и аэрономия*. 2004. **44**, № 1. С. 1—8.
- 5. Буш Г. А., Иванов Е. А., Куличков С. Н., Педанов М. В. Оценка параметров наземного импульсного источника дистанционным акустическим методом. *Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана*. 1989. **25**, № 11. С. 1164—1172.
- 6. Гохберг М. Б., Шалимов С. Л. Воздействие землетрясений и взрывов на ионосферу. М.: Наука, 2008. 295 с.
- 7. Девятериков И. А., Иванов Е. А., Козлов С. И., Кудрявцев В. П. О поведении заряженных частиц в нижней ионосфере при акустическом воздействии. *Космические исследования*. 1984. **22**, № 2. С. 238—242.
- 8. Дробжева Я. И., Краснов В. М. Пространственная структура поля акустических волн в атмосфере от «точечного взрыва». *Акустический журнал*. 2001. **47**, № 5. С. 641—649.
- 9. Китов И. О. *Сейсмические и акустические эффекты взрыва в геофизической среде*: дис... д-ра физ.-мат. наук. М.: Ин-т динамики геосфер РАН, 1995. 256 с.
- 10. Куличков С. Н. Дальнее распространение звука в атмосфере (Обзор). *Изв. РАН. Физика атмосферы и океана.* 1992. **28**, № 4. С. 339—360.
- 11. Черногор Л. Ф. Физические процессы в околоземной среде, сопровождавшие военные действия в Ираке (март апрель 2003 г.). *Космічна наука і технологія*. 2003. **9**, № 2/3. С. 13—33.
- 12. Черногор Л. Ф. Геофизические эффекты и геоэкологические последствия массовых химических взрывов на военных складах в г. Артемовске. *Геофизический журнал.* 2004. **26**, № 4. С. 31–44.
- 13. Черногор Л. Ф. Геофизические эффекты и экологические последствия пожара и взрывов на военной базе вблизи г. Мелитополь. *Геофизический журнал.* 2004. **26**, № 6. С. 61—73.
- 14. Черногор Л. Ф. Экологические последствия массовых химических взрывов при техногенной катастрофе. *Геоэко*логия. Инженерная геология. Гидрогеология. Геокриология. 2006. № 6. С. 522—535.
- 15. Черногор Л. Ф. Современные методы спектрального анализа квазипериодических и волновых процессов в ионосфере: особенности и результаты экспериментов. *Геомагнетизм и аэрономия*. 2008. **48**, № 5. С. 681—702.
- 16. Черногор Л. Ф. Геоэкологические последствия взрыва склада боеприпасов. *Геоэкология. Инженерная геология. Гидрогеология. Геокриология.* 2008. № 4. С. 359—369.
- 17. Черногор Л. Ф. Физика и экология катастроф. Харьков: ХНУ имени В. Н. Каразина, 2012. 556 с.
- 18. Черногор Л. Ф., Гармаш К. П. Магнито-ионосферные эффекты, сопровождавшие сильнейшую техногенную катастрофу. *Геомагнетизм и аэрономия*. 2018. **58**, № 5. С. 700—712.
- 19. Черногор Л. Ф., Лящук А. И., Шевелев Н. Б. Параметры инфразвуковых сигналов в атмосфере, сгенерированных массовыми взрывами на арсенале боеприпасов. *Радиофизика и радиоастрономия*. 2018. **23**, № 4. С. 280—293.
- Черногор Л. Ф., Лящук А. И., Шевелев Н. Б. Системный спектральный анализ инфразвуковых сигналов, сгенерированных в течение техногенной катастрофы. Международная Байкальская молодежная научная школа по фундаментальной физике. Взаимодействие полей и излучения с веществом: Тр. XV конф. молодых ученых (16—21 сентября 2019 г., Иркутск, 2019). Иркутск, 2019. С. 178—180.
- Чорногор Л. Ф., Лящук О. І., Шевелев М. Б. Параметри інфразвукових сигналів в атмосфері, згенерованих протягом техногенної катастрофи поблизу м. Вінниця: результати обробки даних української мережі мікробарографів. Зб. пр. V-ї наук.-техн. конф. Вип. 5. Обчислювальні методи і системи перетворення інформації (4—5 жовтня 2018 р., Львів). Львів: ФМІ НАНУ, 2018. С. 99—103.
- Шевелев Н. Б., Лящук А. И., Черногор Л. Ф. Инфразвуковые сигналы, сгенерированные взрывами на военной базе вблизи города Винница. 18 Українська конференція з космічних досліджень. Тези доп. Конф. (17—20 вересня 2018, Київ). Київ, 2018. С. 51.
- 23. Calais, E., Minster B. J., Hofton M. A., Hedlin M. A. H. Ionospheric signature of surface mine blasts from Global Positioning System measurements. *Geophys. J. Inter.* 1998. **132**, № 1. P. 191–202.
- Chernogor L. F., Liashchuk O. I., Rozumenko V. T., Shevelev M. B. *Infrasonic Signals Generated by a Series of Chemical Explosions near Vinnytsia City*. Astronomy and Space Physics in the Kyiv University. Book of Abstracts (May 29–June 01, 2018, Kyiv). Kyiv, 2018. P. 87–88.

- Chernogor L. F., Liashchuk O. I., Shevelev M. B. Ultra-Wideband Infrasonic Signals Generated by Series of Chemical Explosions. 9th International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals: Conf. Proceedings. 2018. P. 318–321.
- Chernogor L.F., Liashchuk O. I., Shevelev M. B. Ultra-Wideband Infrasonic Signals Generated by Series of Chemical Explosions. 9<sup>th</sup> International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals: Conference Program and Book of Abstracts (September 4—7, 2018, Odessa). Odessa, 2018. P. 39.
- Chernogor L. F., Liashchuk O. I., Shevelev M. B. Parameters of infrasonic signals generated in the atmosphere by multiple explosions at an ammunition depot. Proceedings of the XIX<sup>th</sup> International Young Scientists' Conference on Applied Physics (May 21–25, 2019, Kyiv). Kyiv, 2019. P. 100–101.
- Chernogor L. F., Liashchuk O. I., Shevelev M. B. Parameters of infrasonic signals generated in the atmosphere by multiple explosions at an ammunition depot. Int. Conf. Astronomy and Space Physics in the Kyiv University. Book of Abstracts (May 28—May 31, 2019, Kyiv). Kyiv, 2019. P. 90—91.
- 29. Fitzgerald T. J. Observations of total electron content perturbations on GPS signals caused by a ground level explosion. J. *Atmos. Solar-Terr. Phys.* 1997. **59**, № 7. P. 829–834.
- Glasstone S., Dolan P. J. (Eds). *The effects of nuclear weapons*. US Department of Defense, US Department of Energy. 1977. 653 p.
- Jacobson A. R., Carlos R. C., Blanc E. Observation of ionospheric disturbances following a 5 kt chemical explosion. 1. Persistent oscillation in the lower thermosphere after shock passage. *Radio Sci.* 1988. 23. P. 820–830.

Стаття надійшла до редакції 16.08.2019

# REFERENCES

- 1. Adushkin V. V., Spivak A. A., Soloviev S. P., Pernik L. M., Kishkina S. B. (2000). Geoecological consequences of large chemical explosions in quarries. *Geoecology. Engineering Geology. Hydrogeology. Geocryology*, № 6, 554–563 [in Russian].
- 2. Alperovich L. S., Gokhberg M. B., Drobzhev V. I., Troitskaya V. A., Fedorovich G. V. (1985). Project MASSA A study of magnetospheric-atmospheric relatoins in seismo-acoustic phenomena. *Izvestiya AN SSSR. Phys. Earth*, № 11, 5–8 [in Russian].
- 3. Astaf'eva N. M. (1996). Wavelet analysis: basic theory and some applications. Phys. Usp., 39, 1085–1108.
- 4. Akhmedov R. R., Kunitsyn V. E. (2004). Simulation of the ionospheric disturbances caused by earthquakes and explosions. *Geomagnetism and Aeronomy*, 44, № 1, 95–101.
- 5. Bush G. A., Ivanov Ye. A., Kulichkov S. N., Pedanov M. V. (1989). Estimation of the characteristics of a pulsed ground source by remote acoustic techniques. *Izvestiya, Atmos. and Oceanic Physics*, **25**, № 11, 861–866.
- 6. Gokhberg M. B., Shalimov S. L. (2008). *Influence of earthquakes and explosions to ionosphere*. Moscow: Nauka.
- 7. Deviaterikov I. A., Ivanov E. A., Kozlov S. I., Kudriavtsev V. P. (1984). Behavior of charged particles in the lower ionosphere under acoustic excitation. *Kosmicheskie Issledovaniia*, **22**, № 2, 238–242 [In Russian].
- 8. Drobzheva Ya. V., Krasnov V. M. (2001). The spatial structure of the acoustic wave field generated in the atmosphere by a point explosion. *Acoustical Physics*, **47** (5), 556–564.
- 9. Kitov I. O. (1995). Seismic and acoustic effects of explosions in the geophysical environment. Doctoral (Phys.–Math.) Dissertation. Moscow: Institute of Geosphere Dynamics, Russian Academy of Sciences [in Russian].
- 10. Kulichkov S. N. (1992). Long-range sound propagation in the atmosphere (Review). *Izv. Akad. Nauk, Fiz. Atmos. Okeana.* **28**, 3–20.
- 11. Chernogor L. F. (2003). Physical Processes in the Near-Earth Environment Associated with March–April 2003 Iraq War. *Space Science and Technology*, **9**, № 2/3, 13–33 [in Russian].
- 12. Chernogor L. F. (2004). Geophysical effects and geoecological consequences of mass chemical explosions in military warehouses in the city of Artemovsk. *Geophys. J.*, № 4, 31–44 [in Russian].
- 13. Chernogor L. F. (2004). Geophysical effects and environmental consequences of fire and explosions at a military base near the city of Melitopol. *Geophys. J.*, **26**, № 6, 61–73 [in Russian].
- 14. Chernogor L. F. (2006). Ecological consequences of mass chemical explosions in anthropogenic catastrophe. *Geoecology. Engineering Geology. Hydrogeology. Geocryology*, № 6, 522–535 [in Russian].
- 15. Chernogor L. F. (2008). Advanced methods of spectral analysis of quasiperiodic wave-like processes in the ionosphere: Specific features and experimental results. *Geomagn. Aeron.*, **48**, № 5, 652–673.
- 16. Chernogor L. F. (2008). Geoecological consequences of the explosion of an ammunition depot. *Geoecology. Engineering Geology. Hydrogeology*, № 4, 359–369 [in Russian].
- 17. Chernogor L. F. (2012). *Physics and Ecology of Disasters*. Kharkiv: V. N. Karazin Kharkiv National University Publ. [in Russian].
- 18. Chernogor L. F., Garmash K. P. (2018). Magnetospheric and Ionospheric Effects Accompanying the Strongest Technogenic Catastrophe. *Geomagnetism and Aeronomy*, **58**, № 5, 700–712.

- 19. Chernogor L. F., Liashchuk O. I., Shevelev M. B. (2018). Parameters of infrasonic signals generated in the atmosphere by multiple explosions at an ammunition depot. *Radio Phys. Radio Astron.* 23, № 4, 280–293 [In Russian].
- 21. Chernogor L. F., Liashchuk O. I., Shevelev M. B. (2018). The infrasound signals parameters in atmosphere that generated during man-made catastrophe near Vinnytsia city: microbarographs Ukrainian network data analysis results. Vol. 5. Evaluation methods and information convert systems: V science and technical conference Proceedings.
- 20. Chernogor L. F., Liashchuk O. I., Shevelev M. B. (2019). The System Spectral Analysis of Infrasonic Signals generating during man-made catastrophe. *Baikal Young Scientists' International School on Fundamental Physics "Physical Processes in Outer and Near-Earth Space"*. XVI Young Scientists' Conference "Interaction of fields and radiation with matter".
- 22. Shevelev M. B., Liashchuk O. I., Chernogor L. F. (2018). *Infrasound signals that generated on explosions at military base near Vinnytsia city*. 18<sup>th</sup> Ukrainian Conference on space research.
- 23. Calais E., Minster B. J., Hofton M. A., Hedlin M. A. H. (1998). Ionospheric signature of surface mine blasts from Global Positioning System measurements. *Geophys. J. Inter.*, **132**, № 1, 191–202.
- 24. Chernogor L. F., Liashchuk O. I., Rozumenko V. T., Shevelev M. B. (2018). *Infrasonic Signals Generated by a Series of Chemical Explosions near Vinnytsia City*. Astronomy and Space Physics in the Kyiv University: Book of Abstracts.
- 25. Chernogor L. F., Liashchuk O. I., Shevelev M. B. (2018). *Ultra-Wideband Infrasonic Signals Generated by Series of Chemical Explosions*. 9th International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals: Conference Proceedings.
- Chernogor L.F., Liashchuk O. I., Shevelev M. B. (2018). Ultra-Wideband Infrasonic Signals Generated by Series of Chemical Explosions. 9<sup>th</sup> International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals: Conference Program and Book of Abstracts.
- Chernogor L. F., Liashchuk O. I., Shevelev M. B. (2019). Parameters of infrasonic signals generated in the atmosphere by multiple explosions at an ammunition depot. Proceedings of the XIX<sup>th</sup> International Young Scientists' Conference on Applied Physics.
- 28. Chernogor L. F., Liashchuk O. I., Shevelev M. B. (2019). *Parameters of infrasonic signals generated in the atmosphere by multiple explosions at an ammunition depot*. Astronomy and Space Physics in the Kyiv University. Book of Abstracts. International Conference.
- 29. Fitzgerald T. J. (1997). Observations of total electron content perturbations on GPS signals caused by a ground level explosion. J. Atmos. Solar-Terr. Phys., 59, № 7, 829 –834.
- 30. Glasstone S., Dolan P. J. (Eds.). (1977). *The effects of nuclear weapons*. US Department of Defense, US Department of Energy.
- Jacobson A. R., Carlos R. C., Blanc E. (1988). Observation of ionospheric disturbances following a 5 kt chemical explosion.
   Persistent oscillation in the lower thermosphere after shock passage. *Radio Sci.* 23, 820–830.

Received 16.08.2019

Л. Ф. Чорногор<sup>1</sup>
д-р фіз.-мат. наук, проф.
E-mail: Leonid.F.Chernogor@gmail.com
О. І. Лящук<sup>2</sup>
заступ. нач. Голов. центру спец. контролю, канд. фіз.-мат. наук, старш. дослідник
М. Б. Шевелев<sup>1</sup>
аспірант, молод. наук. співроб.
<sup>1</sup> Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна
Майдан Свободи 4, Харків, Україна, 61022

<sup>2</sup> Головний центр спеціального контролю НЦУВКЗ ДКА України

вул. Космічна 1, Радомишльский р-н, Житомирська обл., Україна, 12265

#### ЧАСОВИЙ І СИСТЕМНИЙ СПЕКТРАЛЬНИЙ АНАЛІЗИ ІНФРАЗВУКОВИХ СИГНАЛІВ У АТМОСФЕРІ, ЗГЕНЕРОВАНИХ ВПРОДОВЖ ТЕХНОГЕННОЇ КАТАСТРОФИ

Метою роботи є викладення результатів спостереження хвилевих форм і системного спектрального аналізу інфразвукових сигналів, що супроводжували масові вибухи впродовж найсильнішої техногенної катастрофи неподалік м. Ічня, Чернігівська обл., Україна, 9—10 жовтня 2018 р. На військових складах знаходилося близько 69.5 тис. тонн боєприпасів. Площа арсеналу — 682 га. Його географічні координати: 50°51′45″ пн. ш., 32°23′39″ сх. д. Для спостереження використовувалися інфразвукові та сейсмічні станції Головного центру спеціального контролю. Інфразвукова станція Малин обладнана мікробарографом, що функціонує в діапазоні частот 0.3...10 Гц. Методика обробки цих спостережень в цих дослідженнях зводилася до наступного. Спочатку результати вимірів часови́х залежностей тиску в інфразвуковій хвилі переводилися з відносних одиниць в абсолютні. Далі ці залежності піддавалися фільтрації в діапазоні періодів 0.2...5 с. Потім здійснювався системний спектральний аналіз відфільтрованих залежностей тиску в інфразвуковій хвилі за допомогою взаємодоповнюючих віконного перетворення Фур'є, адаптивного перетворення Фур'є і вейвлет-перетворення з використанням базисної функції Морле. Вивчено особливості хвилевих форм інфразвукових сигналів, їхніх амплітуд і спектрального складу при далекому (218 км) поширенні хвиль, згенерованих віродовж техногенної катастрофи на арсеналі боєприпасів. Показано, що при збільшенні енерговиділення від 4.1 до 49.9 тонн ТНТ спостерігалася тенденція до збільшення амплітуди та періоду переважаючого коливання. Тривалість цугів коливання при цьому збільшувалася від 2.5 до 7 с. Виявлено, що при енерговиділенні, рівному 49.9 тон ТНТ, в спектрі коливань переважали гармоніки з періодами від 1 до 2 с. Розраховано, що середня швидкість приходу хвиль змінювалася в межах 300...333 м/с. Побудовано основні кореляційні поля.

*Ключові слова*: техногенна катастрофа, інфразвуковий сигнал, основні параметри сигналу, часові форми, системний спектральний аналіз, кореляційне поле, регресія.

L. F. Chernogor<sup>1</sup>
Dr. Sci. in Phys.&Math., Professor
O. I. Liashchuk<sup>2</sup>
Vice-Head of Main Center of the Special Monitoring,
Cand. Sci. in Phys. & Math., Senior Researcher
M. B. Shevelev<sup>1</sup>
Post-Graduate Student, Junior Researcher
<sup>1</sup> V. N. Karazin Kharkiv National University
4 Svobody Sq., Kharkiv, 61022, Ukraine
<sup>2</sup> Main Center of the Special Monitoring of NCCTOSM
(National Centre for Control and Testing of Outer Space Means) of SSAU
1 Kosmichna Str., urban village Gorodok, Zhitomir region, 12265, Ukraine

# TEMPORAL AND SYSTEM SPECTRAL ANALYSIS OF INFRASONIC SIGNALS IN THE ATMOSPHERE GENERATED DURING A MAN-MADE CATASTROPHE

The work objectives are to present the results of observations of waveforms and the system analysis of the infrasonic signals accompanying the multiple explosions that occurred during a great man-made catastrophe near the Town of Ichnia (Ukraine) on October 9–10, 2018. The depot (50°51'45" N, 32°23'39" E) occupying a 1.685-acre surface area contained 69,500 tons of ammunition. The observations were conducted using infrasound and earthquake monitoring equipment of the Main Center of the Special Monitoring of NCCTOSM, SSAU. The Malyn infrasound station is equipped with the microbarograph recording fluctuations in the 0.3–10 Hz range of frequencies. The technique of data processing in the present study was as follows. First, the temporal dependences of relative pressure in the infrasonic wave were converted into units of pressure. Further, these dependences were filtered by band-pass filtering in the 0.2 - 5 s period range. Then, the system spectral analysis of filtered dependences was applied using mutually complementary the short-time Fourier transform, the Fourier transform in a sliding window with a width adjusted to be equal to a fixed number of harmonic periods, and the wavelet transformation employing the Morlet wavelet as a basic function. The features of the waveforms, amplitudes, and spectral content of the infrasonic signals generated during the man-made catastrophe and propagated over long distances (218 km) from the ammunition depot near the Town of Ichnia (Chernihiv Province, Ukraine) on October 9-10, 2018 have been investigated. It was shown that an upward trend in the amplitude and the period of the predominant oscillation were observed when the energy release increased from 4.1 to 49.9 tons of TNT. The duration of the oscillation trains increased from 2.5 to 7 s. The analysis revealed that the harmonics in the 1-2 s period range were predominant when the energy release was equal to 49.9 tons of TNT. It was calculated that the average celerity of waves varied within 300-333 m/s. The main scatter diagrams are plotted.

*Keywords*: man-made catastrophe, infrasonic signal, signal main parameters, temporal forms, system spectral analysis, scatter diagram, regression.