

УДК 539.3: 629.7

**В. С. Гудрамович**

Інститут технічної механіки НАН і НКА України, Дніпропетровськ

**Методы расчета прочности  
оболочечных конструкций ракетно-космической  
техники при локальных нагрузках  
и контактных взаимодействиях**

*Надійшла до редакції 27.05.02*

---

Наведено основні методи розрахунку оболонково-стержневих конструкцій ракетно-космічної техніки при локальних навантаженнях і контактних взаємодіях. Розглянуто дію локальних навантажень на ребра жорсткості (шпангоути, стрингери), що підкріплюють оболонки, контактні взаємодії оболонкових конструкцій з різноманітними опорами — ложементами, перелік локальних недосконалостей форми і проаналізовано вплив цих факторів на деформування, стійкість і несучу здатність конструкцій. Оцінено вплив пластичних деформацій матеріалу. Наведено результати чисельного аналізу та деякі експериментальні дані.

---

**ВВЕДЕНИЕ**

Вопросы прочности имеют решающее значение при разработке совершенных конструкций ракетно-космической техники (РКТ). Среди многочисленных задач, которые при этом необходимо рассмотреть, к основным относятся задачи прочности оболочечно-стержневых конструкций ракет и космических аппаратов при локальных нагрузках и контактных взаимодействиях. Такие нагружения приводят к существенной неоднородности напряженно-деформированного состояния (НДС) и концентрации напряжений, что делает их наиболее опасными при обеспечении работоспособности конструкций РКТ. Решения соответствующих задач осложняются разнообразием и сложностью конструктивного выполнения элементов конструкций, воспринимающих локальные нагрузки.

Различные локальные нагружения большой интенсивности и контактные взаимодействия возникают в полете (локальные нагрузки на корпус ракет и космических аппаратов в местах крепления рамы двигателя — передача тяги, приборов системы управления, элементов топливной системы и др.); на старте; в различных случаях наземной эксплуатации (транспортировка наземными, плаву-

чими средствами и летательными аппаратами, хранение); при различных технологических операциях изготовления.

Обеспечение работоспособности конструкций РКТ при подобных нагружениях связано с решением комплекса специфических и сложных задач НДС, устойчивости и несущей способности теории оболочек, пластин, стержневых систем. Большое значение имеют при этом экспериментальные исследования.

При решении задач контактного взаимодействия их сложность обусловлена в первую очередь тем, что заранее неизвестно распределение контактного давления между контактирующими элементами, которое зависит от параметров конструкции и механических характеристик материала.

При локальных воздействиях на конструкции РКТ и контактных взаимодействиях их элементов может произойти потеря устойчивости оболочек. Существенная неоднородность НДС делает такие задачи очень сложными.

В связи с высокой нагруженностью локализованных участков конструкции для указанных нагружений характерно быстрое появление пластических деформаций, при этом граница между областями упругого и пластического деформирования меняет-

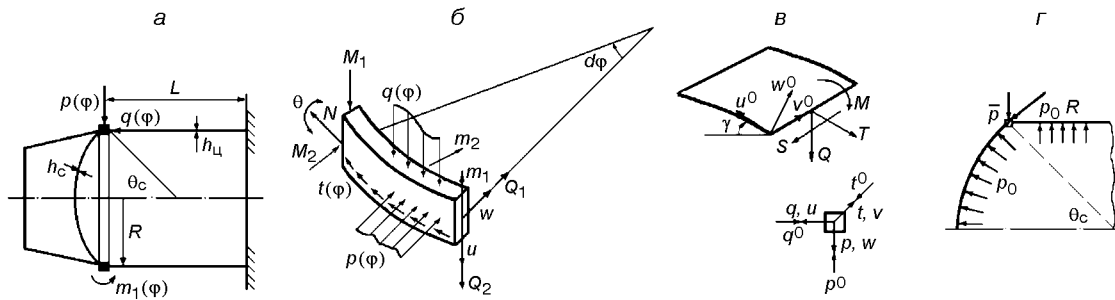


Рис. 1. Схемы нагружения оболочечных отсеков: а — отсек РКТ, б, в — нагрузки на элемент шпангоута и перемещения, г — сжимающие усилия со стороны днища

ся в процессе нагружения, а при достижении определенного уровня нагрузок происходит резкое нарастание перемещений. Это определяет своеобразие задач НДС и критических (устойчивость, предельные нагрузки) состояний при учете пластических деформаций.

Локальные несовершенства формы оболочечных конструкций РКТ также являются факторами, значительно влияющими на НДС и критические состояния. Такие несовершенства формы присущи реальным конструкциям. Их появление связано с технологическими операциями при изготовлении или с нагружениями, предшествующими основному этапу эксплуатации конструкций. Решение задач деформирования или предельных состояний при этом невозможно без учета пластического деформирования материала.

Указанные виды нагружения приводят к своеобразным и сложным задачам механики тонкостенных оболочечных конструкций. Особенностью этих задач является востребованность результатов на разных этапах решения (при этом возможно уточнение или изменение расчетных схем). В данной статье рассмотрены типичные задачи прочности оболочечных конструкций РКТ при локальных нагрузках и контактных взаимодействиях и соответствующие методы расчета.

Результаты проведенных исследований (методики, конкретные расчеты, эксперименты) использовались при создании ракет и космических объектов в конструкторских и научно-исследовательских организациях Украины и России.

#### ЛОКАЛЬНОЕ НАГРУЖЕНИЕ ОБОЛОЧЕЧНЫХ ОТСЕКОВ РКТ, ПОДКРЕПЛЕННЫХ РЕБРАМИ ЖЕСТКОСТИ

Локальные нагрузки из соображений прочности прикладываются в местах расположения подкреп-

ляющих элементов: ребра жесткости (шпангоуты, стрингеры, различные накладки и др.). Цель этого — вызвать перераспределение нагрузок, значительная часть которых воспринимается этими элементами. При этом возникают своеобразные контактные задачи теории оболочек.

Отметим известный из теории факт, что если локальная нагрузка приложена непосредственно к оболочке, в месте ее приложения неограниченно увеличиваются компоненты НДС (перерезывающая сила, моменты) [1, 18, 19, 22]. Применение подкрепляющих элементов является необходимым.

Рассмотрим отсеки РКТ, состоящие из оболочек вращения, подкрепленных кольцевыми ребрами жесткости — шпангоутами, к которым приложены локальные нагрузки (сосредоточенные или распределенные на малом участке силы или моменты) (рис. 1, а). Такие задачи характерны для многих конструкций РКТ. Расчленив конструкцию на отдельные элементы, заменим действие оболочек на шпангоуты реактивными силами и моментами (обозначены индексом «0»). При решении применяется широко используемый в теории оболочек метод тригонометрических рядов, согласно которому все внешние усилия и компоненты НДС представляются в виде тригонометрических рядов по круговой координате  $\varphi$ :

$$\Phi(\varphi) = \sum_{n=0}^{\infty} [\Phi_{cn} \cos n\varphi + \Phi_{sn} \sin n\varphi],$$

где  $\Phi(\varphi)$  — собирательное обозначение для компонент НДС в шпангоуте и оболочках. В дальнейшем для сокращения записи верхний индекс для суммы опускается.

Уравнения равновесия элемента шпангоута при деформировании его в плоскости (I) и из плоскости (II) имеют соответственно вид [4, 20, 21]:

$$\begin{aligned}
 & T' + Q_1 + R(t - t^0) = 0, \\
 \text{I:} & \quad Q_1 - N - R(p - p^0) = 0, \\
 & M'_1 + Q_1 R - R(m_1 - m_1^0) = 0, \\
 & Q'_2 + R(q - q^0) = 0, \\
 \text{II:} & \quad M'_2 - H + Q_2 R = 0, \\
 & H' + M_2 + m_2 - m_2^0 = 0.
 \end{aligned}$$

Обозначения нагрузок и усилий приведены на рис. 1, б, штрихом обозначено дифференцирование по  $\varphi$ . Соотношения, связывающие перемещения и углы поворота шпангоута и оболочек, имеют вид

$$\begin{aligned}
 u &= u^0 \cos \gamma - w^0 \sin \gamma, \quad v = v^0, \\
 t^0 &= S, \quad q^0 = T_1 \cos \gamma - Q \sin \gamma
 \end{aligned}$$

для безмоментной теории и основного напряженного состояния и

$$\begin{aligned}
 w &= -w^0 \cos \gamma - u^0 \sin \gamma, \quad \theta = \theta^0 \\
 p^0 &= -Q \cos \gamma + T_1 \sin \gamma, \quad m_2^0 = M
 \end{aligned} \quad (1)$$

для краевого эффекта.

Для компонентов НДС оболочечных отсеков используются известные соотношения теории оболочек и стержней. После интегрирования соответствующих уравнений постоянные интегрирования определяются из условий совместности деформаций.

Приведем результаты решения задачи о локальном нагружении шпангоута, подкрепляющего стык цилиндрической и сферической оболочек, радиальной  $p(\varphi)$ , касательной  $t(\varphi)$  и осевой  $q(\varphi)$  нагрузками (рис. 1). Используются соотношения теории основного напряженного состояния (цилиндр) и безмоментной теории (сфера). Соотношения краевого эффекта дают компоненты НДС, существенные в зоне порядка  $\sqrt{Rh}$  ( $R, h$  — радиус и толщина оболочек) от места стыка. (Для пластичных материалов напряжения краевого эффекта быстро «входят» в область пластических деформаций, происходит их перераспределение и, как показывают исследования, их концентрация для пластичных материалов не опасна).

На шпангоут со стороны оболочек действуют реактивные усилия

$$\begin{aligned}
 p^0 &= T_{1c}^0 \cos \theta_c; \quad q^0 = T_{1c}^0 \sin \theta_c + T_{1\alpha}^0, \\
 t^0 &= S_c^0 + S_{\alpha}^0,
 \end{aligned}$$

где индексы «с» и «ц» относятся к сферической и цилиндрической оболочкам. Усилия в оболочках определены в месте стыка.

Получаем выражения для коэффициентов Фурье  $w_n$  и  $u_n$  шпангоута, ось которого нерастяжима:

$$\begin{aligned}
 w_n &= \frac{(np_n + t_n)R^4}{n(n^2 - 1)^2 EI_x} [1 - \alpha_{nx}(1 + \omega_n n^3)^{-1}], \\
 v_n &= w_n n^{-1}, \\
 u_n &= \frac{q_n R^4 a_n}{(n^2 - 1)^2 EI_z} [1 - \alpha_{nz}(1 + \omega_n n^3)^{-1}],
 \end{aligned} \quad (2)$$

изгибающих моментов и осевой силы в шпангоуте

$$\begin{aligned}
 M_{1n} &= \frac{(np_n + t_n)R^2}{n(n^2 - 1)} [1 - \alpha_{nx}(1 + \omega_n n^3)^{-1}], \\
 M_{2n} &= \frac{q_n R^2}{(n^2 - 1)} [1 + \alpha_{nz}(1 + \omega_n n^3)^{-1}],
 \end{aligned} \quad (3)$$

$$N_n = \frac{(np_n + t_n)R}{n(n^2 - 1)} [\beta_n(\theta_c) \alpha_{nx}(1 + \omega_n n^3)^{-1} - n^2].$$

В выражениях (2), (3) обозначено

$$\omega_n = \frac{2(1 + \nu_c)EI_x}{E_c R^3 h_c} \frac{(n^2 - 1)\beta_n(\theta_c)}{n^2(1 + \chi_n \gamma_n)},$$

$$\alpha_{nx} = \frac{1 + \chi_n q_n p_n^{-1}}{1 + \chi_n \gamma_n}, \quad \alpha_{nz} = \frac{p_n q_n^{-1} + \chi_n}{1 + \chi_n \gamma_n},$$

$$\chi_n = a_n(1 + dn^{-2})I_x I_z^{-1} b_n,$$

$$a_n = 1 - (1 + \rho_n n^2)^{-1},$$

$$b_n = n \sin \theta_c (1 + n \cos \theta_c)^{-1},$$

$$\beta_n = c_n(\theta_c)(1 + n \cos \theta_c)^{-2},$$

$$\rho_n = 0.5 \frac{EI_z(n^2 - 1)}{E_{\alpha} h_{\alpha} R^3 \lambda (n^2 + d)},$$

$$c_n(\theta_c) = n(n + \cos \theta_c) - 0.5 \sin^2 \theta_c, \quad d = EI_z / GI_p,$$

$$\lambda = 0.5 \cdot 3^{-1/4} n \sqrt{n^2 - 1} \sqrt{h_{\alpha} / R},$$

где  $\theta_c$  — сферическая координата края днища,  $E, G$  — модули упругости и сдвига,  $\nu$  — коэффициент Пуассона,  $I_x, I_z, I_p$  — моменты инерции при изгибе в плоскости и из плоскости шпангоута и полярный момент. Компоненты НДС шпангоута и оболочек получим, составляя соответствующие ряды Фурье.

При действии поперечных локальных нагрузок с малой погрешностью можно рассматривать деформирование шпангоута только в плоскости. Тогда в (1) следует положить  $u = 0$ . Наоборот, при действии продольных нагрузок можно положить  $w = v = 0$ .

При локальном нагружении в плоскости шпангоута имеем

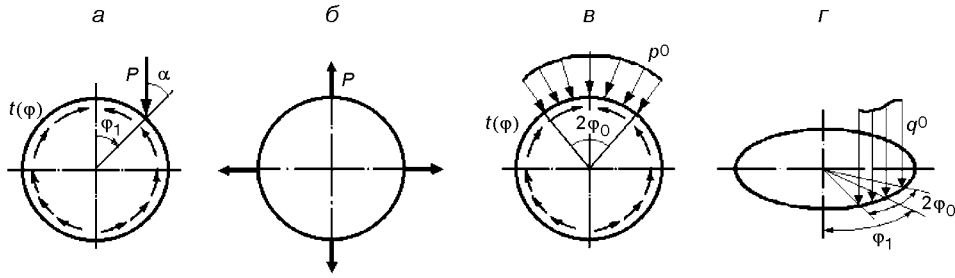


Рис. 2. Локальные нагрузки на шпангоуты (см. случаи 1—4 в тексте)

$$M_1(\varphi) = R^2 \sum_{n=2} \frac{(np_n + t_n) \cos n\varphi}{n(n^2 - 1)(1 + A_{1n} + A_{2n})},$$

$$w(\varphi) = \frac{R^2 p_0}{EF(1 + a_{01} + a_{02})} +$$

$$+ \frac{R^4}{EI_x} \sum_{n=2} \frac{(np_n + t_n) \cos n\varphi}{n(n^2 - 1)^2 (1 + A_{1n} + A_{2n})},$$

где

$$a_{01} = [3(1 - \nu_u^2)]^{-1/2} \frac{E_c h_c}{EF} \sqrt{R h_c \sin \theta_c},$$

$$a_{02} = [3(1 - \nu_u^2)]^{-1/4} \frac{E_u h_u}{EF} \sqrt{R h_u} \cdot f_0,$$

$$A_{1n} = 0.5 \frac{E_c h_c R^3}{(1 + \nu_c) EI_x} \frac{(1 + n \cos \theta_c)^2}{n(n^2 - 1) c_n(\theta_c)},$$

$$A_{2n} = 0.5 [3(1 - \nu_u^2)]^{3/4} \frac{E_u h_u^2 R^2}{EI_x} (n \sqrt{n^2 - 1})^{-1} f_n.$$

Коэффициент  $f_n$  учитывает граничные условия для цилиндрической оболочки, и для защемленного края равен

$$f_n = \frac{\exp 4b_n \xi + 2 \exp 2b_n \xi - 1}{\exp 4b_n \xi + 2 \exp 2b_n \xi (\cos 2b_n \xi - 2) + 1},$$

$$b_n = 0.5 n \sqrt{n^2 - 1} [3(1 - \nu_u^2)]^{-1/4} \sqrt{R_u / h_u},$$

$$b_0 = [3(1 - \nu_u^2)]^{-1/4} \sqrt{R_u / h_u},$$

$$\xi = L / R_u.$$

Для других граничных условий коэффициенты  $f_n$  приведены в работах [20, 21]. При выводе принято  $R = R_c \sin \theta_c$ . Приведены те компоненты, которые дают основной вклад в НДС. Полное решение и набор всех компонентов НДС см. в работах [4, 20, 21, 28, 30]. Отметим, что при вычислении прогибов и моментов ряды быстро сходятся (как  $n^4$  и  $n^2$

соответственно), и достаточно ограничиться несколькими членами ряда.

Приведем коэффициенты Фурье для некоторых локальных нагрузок.

1. Для сосредоточенной силы  $P$ , уравновешенной потоком касательных усилий  $t(\varphi)$  (рис. 2, а), имеем:

$$t(\varphi) = \frac{P}{\pi R} \{ \sin(\varphi - \varphi_1) \cos \alpha + [0.5 + \cos(\varphi_1 - \varphi)] \sin \alpha \},$$

$$p_0 = \frac{P \cos \alpha}{2\pi R},$$

$$p_{cn} = \frac{P}{\pi R} (\cos \alpha \cos n\varphi_1 + n^{-1} \sin \alpha \sin n\varphi_1),$$

$$p_{sn} = \frac{P}{\pi R} (\cos \alpha \sin n\varphi_1 - n^{-1} \sin \alpha \cos n\varphi_1).$$

Для радиальной силы  $P$ , приложенной в сечении  $\varphi = 0$ , следует положить  $\varphi_1 = \alpha = 0$ .

2. Для самоуравновешенной системы  $m$  радиальных сил  $P$  (рис. 2, б):

$$p_0 = \frac{mP}{2\pi R}, \quad p_{cn} = \frac{mP}{\pi R}, \quad p_{sn} = 0.$$

3. Для равномерно распределенной на участке  $2R\varphi_0$  нагрузки  $p_0$ , уравновешенной потоком  $t(\varphi)$  (рис. 2, в):

$$t(\varphi) = \frac{2p_0 \sin \varphi_0}{\pi} \sin \varphi, \quad p_{c0} = \frac{p_0 \varphi_0}{\pi},$$

$$p_{cn} = \frac{2p_0 \sin n\varphi_0}{\pi n}, \quad p_{sn} = 0.$$

Для равномерной нагрузки из плоскости шпангоута  $q_0$ , распределенной на участке  $2R\varphi_0$  (рис. 2, г):

$$q_{c0} = \frac{q_0 \varphi_0}{\pi}, \quad q_{cn} = \frac{2q_0 \sin n\varphi_0 \cos n\varphi_1}{\pi n},$$

$$q_{sn} = \frac{2q_0 \sin n\varphi_0 \sin n\varphi_1}{\pi n}.$$

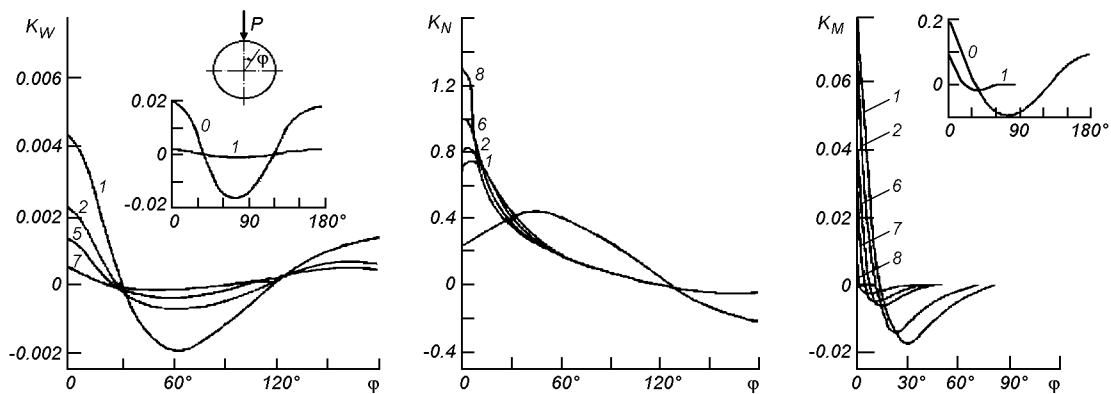


Рис. 3. НДС: радиальный прогиб, изгибающий момент, осевая сила  $K_w = w[EI/(PR^4)]$ ,  $K_M = M_1/(PR)$ ,  $K_N = N/P$  для шпангоута, подкрепляющего сферическое днище. Кривые 0–8 соответствуют изолированному шпангоуту, значению параметра  $\alpha_c = 2(1 + \nu_c)EI_x/(E_c h_c R^3) = 0.01, 0.005, 0.004, 0.003, 0.002, 0.001, 0.0005, 0.0001$

Достаточно полные таблицы для коэффициентов Фурье многих локальных нагрузок приведены в работах [20, 21].

Результаты численного решения позволяют построить многочисленные графики для определения НДС для широкого диапазона параметров конструкции и внешних нагрузок. Большой набор таких графиков приведен в работах [20, 21, 28, 30].

На рис. 3 в качестве примера приведены графики, определяющие НДС шпангоута (радиальный прогиб, изгибающий момент, осевая сила), подкрепляющего стык цилиндрической оболочки и сферического днища, при нагружении радиальной силой в зависимости от параметров конструкции.

Для рассмотренных задач поддерживающее влияние цилиндрической оболочки существенно меньше, чем влияние сферического днища ( $A_{1n} \gg A_{2n}$ ), и при практических расчетах вполне можно пренебречь членом  $A_{2n}$  в знаменателе коэффициентов Фурье для  $M_1(\varphi)$  и  $w(\varphi)$ . Из графиков видно, что сферическое днище существенно изменяет НДС шпангоута, уменьшая  $M_1$  и  $w$ . Осевая сила в шпангоуте перераспределяется. В частности, она возрастает в сечениях вблизи приложения радиальной силы. В случае шпангоута, подкрепляющего только цилиндрическую оболочку, ее влияние является качественно таким же [26]).

Реактивные усилия со стороны оболочек на шпангоут оказывают существенное поддерживающее действие. Исследование их влияния позволило, в частности, сделать вывод о невозможности потери устойчивости распорного шпангоута топливного бака ракет при действии внутреннего давления (исчерпание несущей способности при этом происходит вслед-

ствие пластического деформирования [20, 21]). (В первых исследованиях по прочности конструкций РКТ параметры распорного шпангоута бака выбирались из условия потери им устойчивости от равномерных сжимающих усилий со стороны днища  $\bar{p} = p_0 R \cos \theta_c$ ,  $p_0$  — внутреннее давление, см. рис. 1, з).

Аналогичные схемы расчета (расчленение конструкции на элементы, введение реактивных усилий, характеризующих контактное взаимодействие элементов и определяемых из условий совместности деформаций и т. д.) характерны для других случаев локального нагружения оболочечных конструкций РКТ — передача нагрузок на стрингеры, различного рода включения, накладки и др.

При учете пластических деформаций используются известные методы упругих решений, которые сводят решение задач упругопластического деформирования к последовательности решения задач упругого деформирования.

#### КОНТАКТНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ОБОЛОЧЕЧНЫХ КОНСТРУКЦИЙ РКТ С ОПОРАМИ-ЛОЖЕМЕНТАМИ

В различных случаях эксплуатации (транспортировка, хранение) оболочечные конструкции РКТ опираются на круговые опоры-ложементы различного типа. Эти опоры можно рассматривать как круговые упругие основания. Усилия контактного взаимодействия определяются при решении специальных контактных задач. При описании упругих свойств ложементов могут быть введены модели Винклера (реакция ложемента  $p_n = C_0 w$ ), Власова ( $p_n = C_1 w + C_2 w''$ ) или другие модели [21]. Опирание

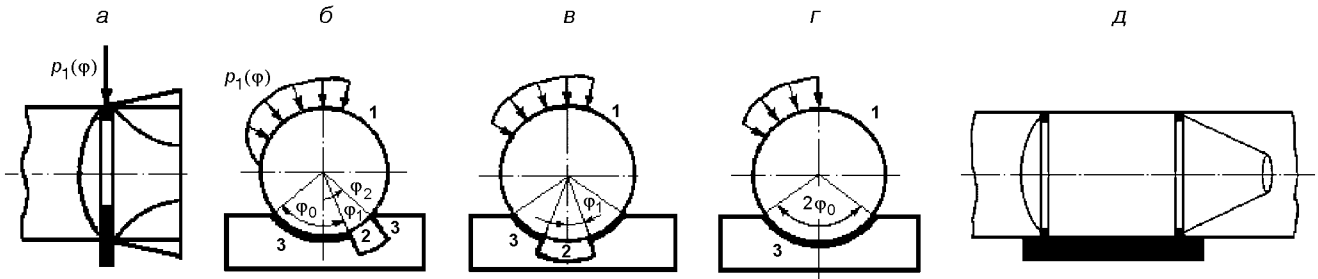


Рис. 4. Схемы контактного взаимодействия конструкций и ложементов: а — радиальная нагрузка, б, в, г — случаи несимметричного и симметричного деформирования (участки 1 и 2 — свободные, 3 — участок контакта); д — ложемент, протяженный по длине оболочки

происходит обычно в месте расположения поперечных ребер жесткости — шпангоутов. Прогиб шпангоута определяется с учетом влияния подкрепляющих оболочек (см. предыдущий раздел) и контактного взаимодействия с ложементом.

Рассмотрим контактное взаимодействие оболочечной конструкции и ложемента (возможные схемы представлены на рис. 4).

Прогиб шпангоута и радиальную нагрузку на шпангоут, которая определена в результате решения контактной задачи, представим в виде

$$w(\varphi), p_1(\varphi) = \sum_{n=0} [(w_{cn}, p_{1cn})\cos n\varphi + (w_{sn}, p_{1sn})\sin n\varphi].$$

При плоской деформации шпангоута для коэффициента Фурье  $w_n$  имеем

$$w_n = \alpha_n(np_n + t_n),$$

$$\alpha_0 = R^2 \left[ EF \left( 1 + \sum a_{0i} \right) \right]^{-1},$$

$$\alpha_n = R^4 \left[ EIn(n^2 - 1)^2 \left( 1 + \sum A_{in} \right) \right]^{-1},$$

где  $p_n, t_n$  — коэффициенты для внешней нагрузки.

Рассмотрим основание с одним произвольно расположенным вырезом (рис. 4, б). Для свободных участков 1, 2 и участков контакта 3 имеем соответственно

$$p_{10} + \sum_{n=2} (p_{1cn}\cos n\varphi + p_{1sn}\sin n\varphi) = p(\varphi),$$

$$p_{10} + \sum_{n=2} (p_{1cn}\cos n\varphi + p_{1sn}\sin n\varphi) +$$

$$+ C_1 w_{c1} + \sum_{n=1} C_n (w_{cn}\cos n\varphi + w_{sn}\sin n\varphi) = p(\varphi),$$

где  $C_n = C_1 + n^2 C_2$ .

Умножая обе части (4) на  $\cos k\varphi, \sin k\varphi$  ( $k = 0, 1, 2, \dots$ ), интегрируя для участков 1—3, получим бес-

конечные системы уравнений для  $p_{cn}, p_{sn}, w_{c1}, w_{s1}$  (два последних характеризуют смещение шпангоута как жесткого целого) [14, 20, 21]

$$\begin{aligned} & \sum_{k=0} a_{k1} w_{c1} + \sum_{k=0} \sum_{n=0} a_{kn} p_{1cn} + \\ & + \sum_{k=0} b_{k1} w_{s1} + \sum_{k=0} \sum_{n=2} b_{kn} p_{1sn} = p_{ck}, \\ & \sum_{k=1} c_{k1} w_{c1} + \sum_{k=0} \sum_{n=0} c_{kn} p_{1cn} + \\ & + \sum_{k=0} d_{k1} w_{s1} + \sum_{k=0} \sum_{n=2} d_{kn} p_{1sn} = p_{sk}. \end{aligned} \tag{5}$$

Коэффициенты  $a_{ij}, b_{ij}, c_{ij}, d_{ij}$  определены в работе [21]. Приведем некоторые из них.

$$a_{01} = C(2\sin\varphi_0 - \sin\varphi_1 + \sin\varphi_2),$$

$$a_{kn} = 0.5C_n \alpha_n [2\varphi_0 - \varphi_1 + \varphi_2 + 0.5k^{-1}(2\sin 2k\varphi_0 - \sin k\varphi_1 + \sin k\varphi_2)] + \pi,$$

$$b_{kn} = 0.5C_n \alpha_n \{ (n-k)^{-1} [\cos(n-k)\varphi_1 - \cos(n-k)\varphi_2] + (n+k)^{-1} [\cos(n+k)\varphi_1 - \cos(n+k)\varphi_2] \},$$

$$c_{k1} = 0.5C \{ (k-1)^{-1} [\cos(k-1)\varphi_1 - \cos(k-1)\varphi_2] + (k+1)^{-1} [\cos(k+1)\varphi_1 - \cos(k+1)\varphi_2] \},$$

$$d_{kk} = 0.5C_k \alpha_n [2\varphi_0 - \varphi_1 + \varphi_2 - 0.5k^{-1}(2\sin 2k\varphi_0 - \sin 2k\varphi_1 + \sin 2k\varphi_2)] + \pi,$$

.....

где  $C = C_1 + C_2, C_k = C_1 + k^2 C_2$ .

В случае симметричного деформирования (центральный вырез или сплошной ложемент — рис. 4, в, г) решение разделяется на симметричное и несимметричное, и для определения  $p_{1cn}, w_{cn}$  и  $p_{1sn}, w_{sn}$  получаем отдельные системы уравнений.

Для сплошного ложеента (наиболее распространенный на практике случай) эти системы имеют вид

$$\begin{aligned} a_{00}p_{1c0} + a_{01}w_{c1} + a_{02}p_{1c2} + \dots + a_{0n}p_{1cn} &= p_{c0}, \\ &\dots\dots\dots \\ a_{k0}p_{1c0} + a_{k1}w_{c1} + \dots + a_{kn}p_{1cn} &= p_{1ck}, \\ d_{10}p_{1s0} + d_{11}w_{s1} + \dots + d_{1n}p_{1sn} &= p_{s1}, \\ &\dots\dots\dots \\ d_{k0}p_{1s0} + d_{k1}w_{s1} + \dots + d_{kn}p_{1sn} &= p_{sk}, \end{aligned} \quad (6)$$

где

$$\begin{aligned} a_{00} &= 2(\pi + C_1\alpha_0\varphi_0), \\ a_{01} &= 2C\sin\varphi_0, \\ a_{0n} &= 2C_n\alpha_n n^{-1}\sin n\varphi_0, \\ a_{10} &= 2C_1\alpha_0\sin\varphi_0, \\ a_{11} &= C(\varphi_0 - 0.5\sin 2\varphi_0), \\ a_{1n} &= C_n [(n-1)^{-1}\sin(n-1)\varphi_0 + (n+1)^{-1}\sin(n+1)\varphi_0], \\ a_{k0} &= 2C_1\alpha_0 k^{-1}\sin k\varphi_0, \\ a_{k1} &= C[(k-1)^{-1}\sin(k-1)\varphi_0 + (k+1)^{-1}\sin(k+1)\varphi_0], \\ a_{kk} &= C_k\alpha_k(\varphi_0 + 0.5k^{-1}\sin 2k\varphi_0) + \pi, \\ a_{kn} &= C_n\alpha_n [(n-k)^{-1}\sin(n-k)\varphi_0 + \\ &+ (n+k)^{-1}\sin(n+k)\varphi_0], \\ d_{11} &= C(\varphi_0 - \sin 2\varphi_0), \\ d_{1n} &= C_n\alpha_n [(n-1)^{-1}\sin(n-1)\varphi_0 - \\ &- (n+1)^{-1}\sin(n+1)\varphi_0], \\ d_{k1} &= C[(k-1)^{-1}\sin(k-1)\varphi_0 - (k+1)^{-1}\sin(k+1)\varphi_0], \\ d_{kk} &= C_k\alpha_k(\varphi_0 - 0.5k^{-1}\sin 2k\varphi_0) + \pi, \\ d_{kn} &= C_k\alpha_n [(n-k)^{-1}\sin(n-k)\varphi_0 - \\ &- (n+k)^{-1}\sin(n+k)\varphi_0]. \end{aligned}$$

В приведенном решении для ложеента использована модель Власова. Для модели Винклера следует положить  $C = C_n = C_0$ . Бесконечные системы (5), (6) являются регулярными [20, 21], что позволяет провести их редуцирование (ограничиться при решении конечным числом уравнений: число уравнений  $n^*$  выбирается, например, из условия

$$| [p_{1n^*}(\varphi) - p_{1(n^*-1)}(\varphi)] [p_{1n^*}(\varphi)]^{-1} | < \varepsilon$$

( $\varepsilon$  — заданное малое число). Нагрузка  $p_1(\varphi)$  и контактное давление  $p_n = p_1 - p$  определяются

суммированием коэффициентов Фурье.

Удобно вычисление  $p_n$  по формуле

$$p_n(\varphi) = \sum_{n=0} C_n (w_{cn} \cos n\varphi + w_{sn} \sin n\varphi)$$

ввиду быстрой сходимости ряда для  $w(\varphi)$  ( $w_n \propto p_n n^{-4}$ ).

Приведем некоторые результаты расчета. На рис. 5 приведены графики распределения контактного давления для различных оболочечных конструкций при опирании их на ложемент (сплошной или с симметричным вырезом) в месте стыка шпангоута со сферическим днищем и цилиндрической оболочкой, с цилиндрической, конической оболочками (схемы приведены в верхней части рис. 5).

При расчетах для ложеента принята модель Винклера. Рассмотрены конструкции из алюминиевых сплавов типа АМГ6М.

В работах [20, 21] приведен большой набор соответствующих графиков контактного давления, полученных при решении большого цикла контактных задач для различных видов конструкций РКТ и ложементов и широкого диапазона их геометрических и жесткостных параметров, которые позволяют быстро дать оценку нагруженности конструкций в месте опирания на ложементы и являются справочным материалом.

Анализ многочисленных исследований показывает, что с увеличением жесткости ложеента или с уменьшением жесткости оболочечной конструкции увеличивается неравномерность контактного давления, при этом оно резко увеличивается на краях площадок контакта. При противоположных эффектах (уменьшение жесткости ложеента) изменение давление становится близким к косинусоидальному распределению. При большой жесткости ложеента и определенных параметрах конструкция «отходит» от ложеента, появляется несколько площадок контакта (такие эффекты для гибкого кольца и абсолютно жесткого основания исследованы в работах [16, 21] и подтверждаются экспериментально).

Эффекты, связанные с локализацией контактного давления, имеют существенное значение при оценке прочности конструкций РКТ: в зонах, близких к краям площадок контакта, возникают значительные пластические деформации и может произойти разрушение или локальная потеря устойчивости. Отметим, что локализация контактного давления характерна для металлических конструкций ( $E/G = 2(1 + \nu)$ ) и объясняется малым влиянием сдвиговой жесткости. Для полимерных конструкций влияние сдвиговой жесткости значительно, и эффекты локализации проявляются в меньшей степени. В работах [14, 15, 20, 21] исследованы другие эффекты: влияние различных моделей для

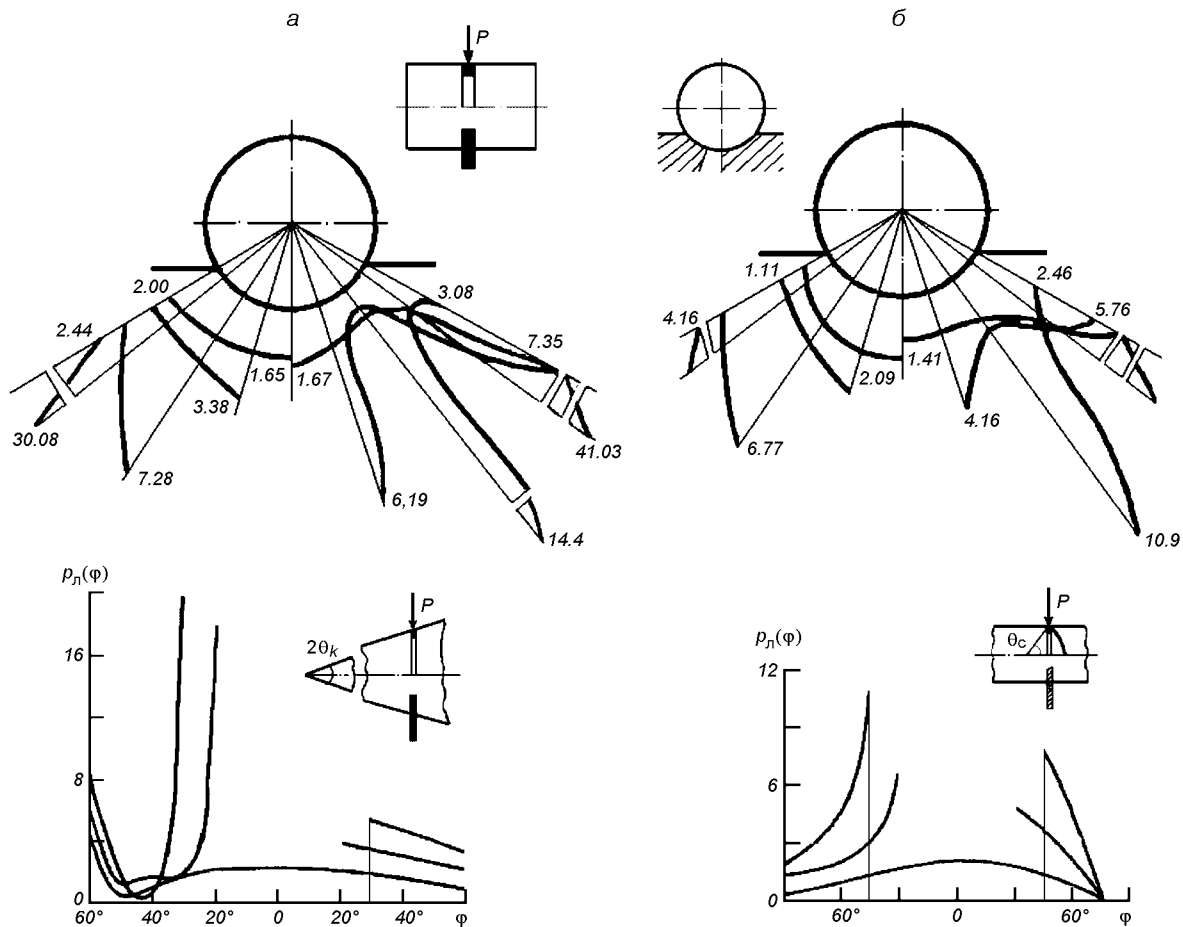


Рис. 5. Распределение контактного давления (параметры  $a = [3(1 - \nu^2)]^{-3/4} [Eh^3R/(E_{II}I_x)]\sqrt{R/h}$ ,  $b = C_0R^4/(EI_x)$ ).  $a$ :  $a = 2$ ,  $b = 50$  (слева),  $b = 1500$  (справа);  $b$ :  $a = 0.5$ ,  $b = 1$  (слева),  $b = 500$  (справа);  $\alpha$ :  $\theta_k = 15^\circ$ ,  $a = 45$ ,  $R/h = 200$ ,  $b = 500$  (слева),  $b = 1$  (справа);  $\alpha$ :  $\theta_c = 45^\circ$ ,  $R/h = 100$ ,  $\alpha_c = 1.67 \cdot 10^{-4}$ ,  $b = 500$  (слева),  $b = 1$  (справа)

ложемента, появление пластических деформаций в конструкции и ложементе, несовпадение радиусов, начальные несовершенства формы конструкции и ложемента и др.

При опирании конструкции РКТ на опоры-ложементы, имеющие протяженность по длине оболочек (рис. 4, д), схемы решения соответствующих контактных задач усложняются, однако принципиально они похожи на вышеописанные. В этом случае используется метод двойных тригонометрических рядов. Подробно соответствующие схемы и решения конкретных задач описаны в работе [21].

Экспериментальные данные подтверждают эффекты, полученные при расчетах. Локализация контактного давления показана в экспериментах на моделях, проведенных методами фотоупругости [19, 20]. Появление значительного изменения формы или локальных вмятин потери устойчивости в

зонах, близких к краям площадок контакта, обнаружено для разных объектов РКТ при эксплуатации, в различных случаях транспортировки, хранения также подтверждает указанные эффекты.

#### ЛОКАЛЬНАЯ УСТОЙЧИВОСТЬ ОБОЛОЧЕЧНЫХ КОНСТРУКЦИЙ РКТ

В местах приложения локальных нагрузок может произойти локальная потеря устойчивости оболочечных конструкций. Исследование локальной устойчивости является сложной задачей. Для существенно неоднородного НДС оно может быть проведено на основе численных методов. Эффективным является метод локальных вариаций — численный метод решения вариационных задач. Соответствующие схемы расчета основаны на определении



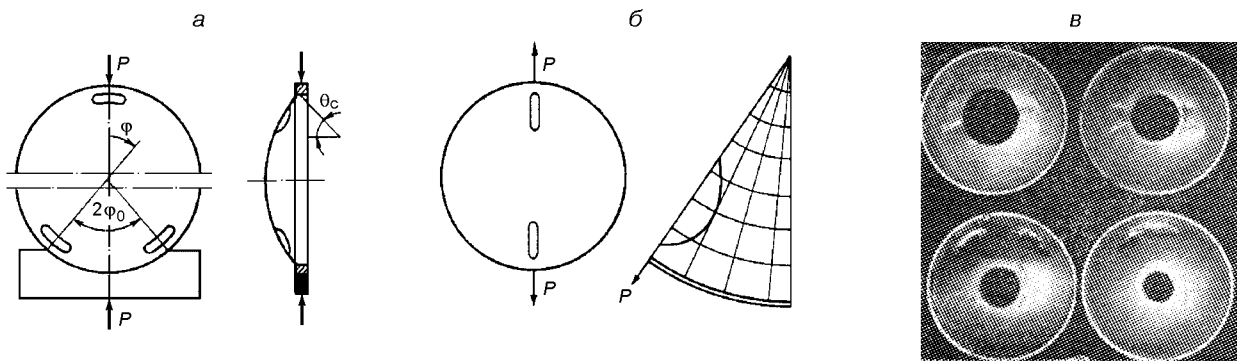


Рис. 6. Формы локальной потери устойчивости сферических оболочек: а, б — схемы образования локальных вмятин, в — результат модельных испытаний

полей перемещений  $u, v, w$ , обуславливающих экстремальное значение функционалу энергии при первоначальном задании локальной формы и расположения вмятин при потере устойчивости.

На рис. 6, а схематично показаны такие локальные вмятины, расположенные в зонах максимальных сжимающих напряжений для сферического днища. Отметим особенности локальной потери устойчивости для сферического днища. Так, действие растягивающих сил, приложенных к подкрепляющему шпангоуту, приводит к потере устойчивости с образованием продольных локальных вмятин (рис. 6, б). При наличии вырезов в днище первоначально потеря устойчивости может произойти в краевых зонах вырезов вследствие концентрации в них напряжений [7, 11, 13, 20, 21]. Рис. 6, а, б схематично отражают формы локальной потери устойчивости при эксперименте, рис. 6, в показывает фото испытанных модельных сферических оболочек при локальном краевом нагружении. Видно, что при малом диаметре центрального кругового выреза форма потери устойчивости локализуется в районе приложения сил, с увеличением диаметра образование локальных вмятин может произойти у краев выреза.

При использовании метода локальных вариаций проводится дискретизация функционала энергии (разбиение оболочки на ячейки показано на рис. 6, б). В зоне локальной вмятины осуществляется сгущение сетки с автоматическим выбором ее размеров. Возможность варьирования размеров сетки делает метод локальных вариаций весьма эффективным при решении подобных задач. К основным его недостаткам относится большой объем вычислений. При решении задач локальной устойчивости могут применяться и другие численные методы: методы конечных элементов и конечных разностей, градиентный [17, 19, 21, 23].

В работах [11—13, 20, 21] содержатся результаты широкомасштабных теоретико-экспериментальных исследований локальной потери устойчивости оболочек при использовании метода локальных вариаций. В экспериментальных исследованиях, при изучении процесса локальной потери устойчивости оболочек, применялись, в частности, методы высокоскоростной киносъемки [12].

При проектных инженерных расчетах может быть использован приближенный подход для изучения локальной устойчивости оболочек, при котором определяются эквивалентные напряжения  $\sigma_0 = 0.5(\sigma_{\max} + \sigma_{\min})$  ( $\sigma_{\max}, \sigma_{\min}$  — максимальные и минимальные напряжения), которые сравниваются с критическими напряжениями при однородном напряженном состоянии. Такие подходы могут быть использованы при исследовании локальной потери устойчивости сферического днища при краевом локальном воздействии, цилиндрической оболочки, нагруженной локализованной нагрузкой из плоскости шпангоута (схема одного из таких нагружений приведена на рис. 2, з).

Интерес представляет исследование влияния несовершенств формы конструкции (в частности, овальности) и несовпадения радиусов при локальной потере устойчивости в случае опирания шпангоута, подкрепляющего сферическое днище, на ложемент. На рис. 7, а приведена зависимость параметра критической нагрузки  $\alpha = P_{\text{кр}}/P_{\text{кр}}^0$  от параметра  $\delta = R_2 - R_1$  ( $P_{\text{кр}}^0$  — критическая нагрузка при совпадении радиусов;  $R_1, R_2$  — радиусы конструкции и ложемента). На рис. 7, б приведена зависимость  $\alpha$  от параметра овальности  $a$  (начальный прогиб шпангоута  $w_0 = a \cos 2\varphi$ ). Кривая 1 соответствует опиранию шпангоута на ложемент частью с большей кривизной — рис. 7, в; кривая 2 — с меньшей кривизной — рис. 7, г;  $\Delta = \delta(1 - \cos\varphi)^{-1}$

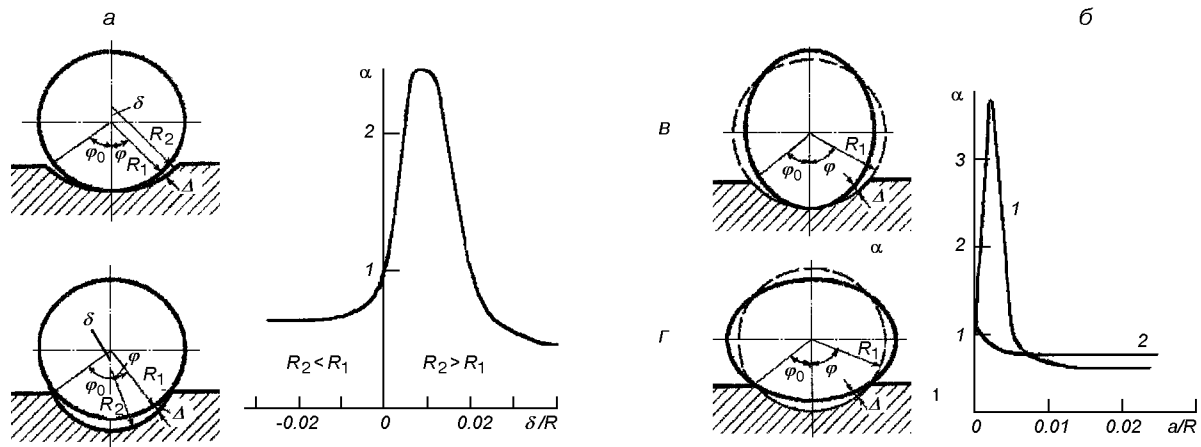


Рис. 7. Влияние несовершенств формы конструкции (см. текст)

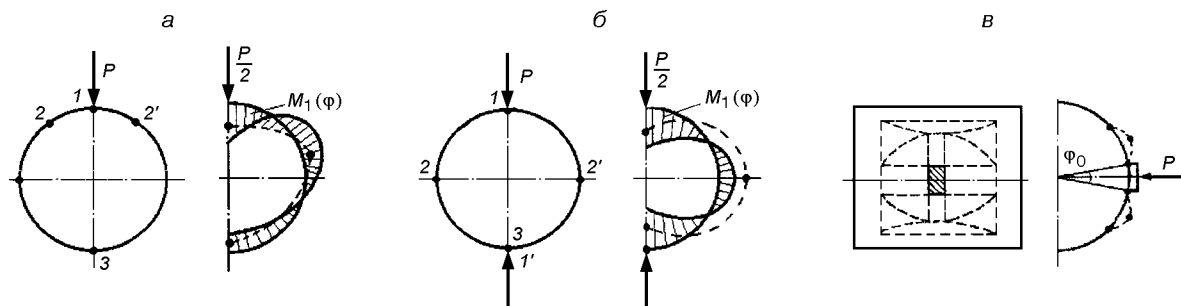


Рис. 8. Схемы образования локальных и линейных пластических шарниров

при  $R_2 > R_1$ ,  $\Delta = \delta(\cos\varphi/\cos\varphi_0 - 1)^{-1}$  при  $R_2 < R_1$ . При расчетах использован указанный приближенный подход.

Выше отмечалось, что локальная потеря устойчивости распорного шпангоута топливного бака при внутреннем давлении для используемых в РКТ параметров конструкций вследствие поддерживающего влияния оболочек, невозможна.

В работах [3, 20, 21] приведены решения задач локальной потери устойчивости шпангоутов при поясовой статической и динамической нагрузках. Исследование динамической устойчивости проводится на основе изучения неустойчивых форм изгибных колебаний и построения соответствующих областей динамической устойчивости (при использовании уравнений Матье). Влияние подкрепляющих оболочек при этом является существенным.

#### НЕСУЩАЯ СПОСОБНОСТЬ КОНСТРУКЦИЙ РКТ ПРИ ЛОКАЛЬНЫХ НАГРУЗКАХ

Исчерпание несущей способности при локальных нагрузках может быть связано с развитием пласти-

ческих деформаций в зоне их приложения. При построении нелинейной зависимости «нагрузка—прогиб» определяется предельное значение нагрузки, при котором прогиб резко увеличивается. Такие подходы предложены в работах [5, 7—9, 20, 21, 24]. Применение метода продолжения по параметру и его варианта — метода последовательных нагружений [2, 6, 8, 29] позволяет изучить сложные задачи деформирования и несущей способности тонкостенных оболочечных конструкций при использовании модели упрочняющегося тела. При этом прослеживается изменение НДС конструкции при поэтапном увеличении локальной нагрузки вплоть до достижения предельной нагрузки.

Для модели идеально пластического тела исчерпание несущей способности связано с образованием механизма разрушения [5, 8, 25]. При этом широко используется понятие локальных и линейных пластических шарниров. Нижняя и верхняя границы коэффициента запаса (отношение разрушающей нагрузки к действующей) соответствуют статическому и кинематическому решениям. Эти границы определяются на основе соответствующих теорем теории предельного равновесия [8, 25]. При

локальной нагрузке, соответствующей механизму разрушения, конструкция становится кинематически изменяемой системой: дальнейшее превышение нагрузки приводит к исчерпанию несущей способности конструкции. Такая нагрузка является разрушающей. На рис. 8 схематично показаны локальные и линейные пластические шарниры, образующие механизм разрушения. Цифры на рис. 8, а, б определяют последовательность образования шарниров для шпангоутов (в силу симметрии нагружения одновременно образуются шарниры 2, 2' — рис. 8, а, 1, 1'; 2, 2' — рис. 8, б, справа от схемы шарниров приведены эпюры изгибающих моментов). Рис. 8, в показывает расположение линейных шарниров при локальном нагружении цилиндрической оболочки. Результаты многочисленных исследований несущей способности оболочечных конструкций РКТ при локальных нагрузках на основе предельного анализа рассмотрены в работах [5, 8, 20, 21, 27, 30].

Приведем результаты решения задачи несущей способности цилиндрической оболочки при нагружении радиальной силой, приложенной к жесткому штампу (его основание на схеме рис. 8, в заштриховано), на основе теории предельного равновесия. Разрушающая нагрузка определяется из уравнения скоростей виртуальных работ

$$A - D = 0,$$

где  $A$  — скорость изменения работы внешней нагрузки,  $D$  — скорость диссипации энергии в линейных шарнирах, определяющих механизм разрушения.

При возможности реализации нескольких механизмов разрушения выбирается тот, который дает минимальное значение разрушающей нагрузки.

На рис. 9 пунктирными линиями приведены кривые, полученные в результате расчета разрушаю-

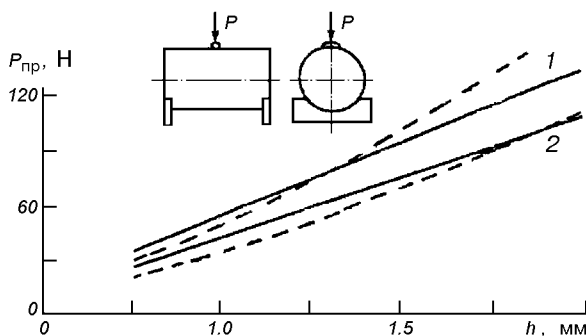


Рис. 9. Предельная локальная нагрузка для цилиндрической оболочки радиусом 10 см. Сплошные линии — эксперимент, штриховые — расчет. Кривые 1 и 2 — для углов обхвата штампа  $2\varphi^0 = 5^\circ$  и  $25^\circ$  соответственно

щей нагрузки для цилиндрических оболочек из АМГ6М. Схема разрушения, характеризуемая линейными пластическими шарнирами, по которым происходит излом поверхности оболочки, используемая при теоретическом анализе, показана на рис. 8, в. Сплошными линиями нанесены кривые, построенные по результатам эксперимента для 37 оболочек. В эксперименте снималась диаграмма нагрузка — максимальный прогиб и фиксировалось значение разрушающей нагрузки  $P_{пр}$ . Исчерпание несущей способности связано с появлением необратимых вмятин (форма разрушения соответствует изображенной на рис. 8, в) при достижении  $P_{пр}$ , при этом происходит падение нагрузки.

#### ВЛИЯНИЕ ЛОКАЛЬНЫХ НЕСОВЕРШЕНСТВ ФОРМЫ НА НЕСУЩУЮ СПОСОБНОСТЬ ОБОЛОЧЕЧНЫХ КОНСТРУКЦИЙ РКТ

Локальные несовершенства формы также можно считать факторами локализованного воздействия на оболочечные конструкции. Эти факторы существенно влияют на несущую способность оболочечных конструкций РКТ. Оценка их влияния должна проводиться с учетом пластического деформирования материала конструкции, поскольку само появление этих несовершенств связано с пластическими деформациями. Несовершенство формы в виде локализованных отклонений формы конструкции от идеальной характерны для оболочечных конструкций РКТ и появляются при различных технологических операциях изготовления или при нагружении, предшествующем основному этапу эксплуатации. Например, при хранении ракет в местах опирания их на ложемент образуются остаточные локальные отклонения формы, оценка влияния которых на последующую эксплуатацию ракет должна быть проведена.

Начальные несовершенства формы обычно считаются факторами, снижающими прочностную работоспособность конструкций. Однако характер их влияния определяется не только их величиной, но и конфигурацией, приводящей к особенностям взаимодействия начально несовершенной формы и развивающейся формы разрушения. Снижают несущую способность конструкций несовершенства, близкие по конфигурации к форме исчерпания несущей способности конструкций без несовершенств. А несовершенство иной конфигурации, стесняющие развитие этой формы, в меньшей степени снижают, а в ряде случаев повышают несущую способность (при этом начальные несовершенства, опасные для одного вида нагружения могут

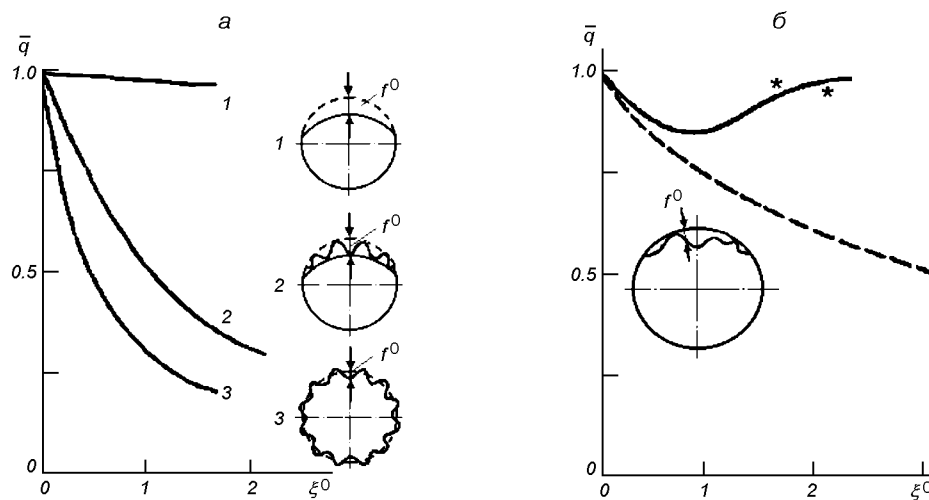


Рис. 10. Влияние формы локальных несовершенств и упрочнения материала на несущую способность конструкции (см. текст)

быть не опасными для другого [7—9, 29]). Особенностью истощения несущей способности, установленной теоретически и экспериментально, является совпадение формы истощения с соответствующей формой идеальной (без начальных несовершенств) оболочечной конструкции — при малых начальных локальных вмятинах, развитие и существенное влияние начальных вмятин — при больших начальных вмятинах. Количественно переход от одной качественной формы истощения несущей способности к другой определяется упругопластическими свойствами материала, видом и параметрами конструкции и нагружения. Влияние оказывает и упрочнение материала (возникновение несовершенств связано с пластическим деформированием и разгрузкой материала, предел текучести при последующих нагружениях повышается).

Рис. 10 отражает некоторые из отмеченных выше тенденций. Рассмотрена цилиндрическая оболочечная конструкция, имеющая локальные нерегулярные вмятины, появившиеся вследствие предварительного действия внешнего давления большой интенсивности (в реальных случаях эксплуатации это может быть связано с действием интенсивного локального импульсного нагружения, оценка влияния которого на конструкцию РКТ должна быть проведена). На рис. 10, а показаны виды локальных несовершенств, полученных при указанном воздействии, и соответствующие им кривые изменения несущей способности с увеличением амплитуд начального несовершенства формы. Из графиков видно, что чем в большей степени начальный прогиб совпадает с формой истощения несущей способности идеальной оболочки, тем он опаснее. На

рис. 10, б показано, как влияет учет упрочнения материала. Пунктирная и сплошная линии отражают результаты расчета без учета и с учетом этого влияния. Видно, что снижение  $\bar{q}$  происходит до  $\xi_0^0 = f_0/h = 1$ . Далее  $\bar{q}$  увеличивается, при этом может быть  $\bar{q} > 1$ . По осям координат отложено:  $\bar{q} = q_{пр}/q^0$  ( $q_{пр}$ ,  $q^0$  — несущие способности оболочек с учетом влияния локальной вмятины, и идеальной — без вмятины оболочки,  $f_0$  — максимальная амплитуда вмятины); материал оболочки АМГ6М,  $L/R = 1$ ,  $R/h = 60$ . Крестиком обозначены результаты эксперимента.

Исследование несущей способности оболочечных конструкций с локальными несовершенствами формы проводится на основе метода последовательных нагружений [2, 8—10]. Получены достаточно сложные нелинейные системы уравнений относительно приращений прогиба  $\Delta w$  и функции напряжений  $\Delta F$  для каждого этапа приращения нагрузки  $\Delta q$ . При этом применяется метод переменных параметров упругости, в соответствии с которым задачи упругопластического деформирования сводятся к последовательности задач упругого деформирования, упругие постоянные которых меняются, и метод Бубнова—Галеркина на каждом этапе нагружения. Диаграммы деформирования задаются в виде таблиц, либо аналитически. В дальнейшем происходит суммирование соответствующих приращений. Могут быть использованы соотношения различных теорий пластичности: деформационной теории, изотропной теории течения, анизотропной теории течения — с трансляционным и кинематическим упрочнением и др. В случае локальных

несовершенств, имеющих сложные конфигурации и произвольную ориентацию в системе координат, трудно обойтись без использования численных методов. Соответствующие системы уравнений и результаты решения многочисленных задач для оболочечных конструкций приведены в работах [6, 8—10, 29, 31, 32].

В работах [6, 8—10] приведены результаты экспериментальных исследований несущей способности оболочек, имеющих локальные вмятины различной конфигурации, при разных видах нагружения при пластическом деформировании материала.

К локализованным начальным несовершенствам могут быть отнесены также нарушения сплошности — отверстия (вырезы). Как правило, наличие отверстий снижает несущую способность оболочечных конструкций. Однако при подкреплении краев отверстий могут быть достигнуты и другие эффекты — даже повышение несущей способности. В работах [6, 8—10] приведены многочисленные данные экспериментального исследования влияния отверстий на несущую способность конструкций при пластических деформациях.

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В статье приведен достаточно полный набор методов расчета НДС, устойчивости, несущей способности при наиболее важных для оболочечных конструкций РКТ локальных нагружениях, контактных взаимодействиях и некоторых локализованных особенностях конструкций. Соответствующие расчетные схемы являются основой для разработки методов расчета других (не рассмотренных в статье) случаев локальных нагружений и контактных взаимодействий (стрингеры, различные включения, вырезы с подкрепляющими края ребрами жесткости, опирание конструкций РКТ на протяженные по длине ложементы, учет пластических свойств и ползучести материала и др.). Ряд задач, относящихся к отмеченным выше, рассмотрен в работах [13, 14, 20, 21].

Вопросы влияния локальных несовершенств формы, появляющихся при технологических операциях изготовления или при локальных нагружениях, охарактеризованы кратко. Методы расчета конструкций РКТ при указанных факторах и результаты многочисленных экспериментальных исследований подробно изложены в работах [6, 8—10, 29, 32], где также приведена обширная библиография. То же относится к влиянию локализованных нарушений сплошности (отверстий) на несущую способность оболочечных конструкций.

1. Григолюк Э. И., Толкачев В. М. Контактные задачи теории пластин и оболочек. — М.: Машиностроение, 1980.—411 с.
2. Григолюк Э. И., Шалашилин В. И. Проблемы нелинейного деформирования: Метод продолжения решения по параметру в нелинейных задачах механики твердого деформируемого тела. — М.: Наука, 1988.—232 с.
3. Гудрамович В. С. Пластическое выпучивание цилиндрической оболочки конечной длины при импульсном локальном нагружении // Теория оболочек и пластин: Тр. 8 Всесоюз. конф. по теор. оболочек и пластин (Ростов-на-Дону, 1971). — М.: Наука, 1973.—С. 125—130.
4. Гудрамович В. С. Контактные задачи сопряжения для системы пологих оболочек вращения и силовых колец при произвольном нагружении // Контактная прочность пространственных конструкций. Сб. науч. тр. — Киев: Наук. думка, 1976.—С. 56—67.
5. Гудрамович В. С. О несущей способности конструкций летательных аппаратов // Космические исследования на Украине.—1976.—Вып. 9.—С. 78—85.
6. Гудрамович В. С. Устойчивость упругопластических оболочек. — Киев: Наук. думка, 1987.—216 с.
7. Гудрамович В. С. Исследование прочности конструкций ракетно-космической техники в некоторых экстремальных условиях эксплуатации // Техническая механика.—2001.—№ 2.—С. 74—87.
8. Гудрамович В. С., Герасимов В. П., Деменков А. Ф. Предельный анализ элементов конструкций. — Киев: Наук. думка, 1990.—136 с.
9. Гудрамович В. С., Деменков А. Ф. Упругопластические конструкции с несовершенствами формы и остаточными напряжениями. — Киев: Наук. думка, 1991.—174 с.
10. Гудрамович В. С., Деменков А. Ф. Численное моделирование деформирования и предельных состояний оболочечных конструкций ракетно-космической техники с учетом изменения их свойств при эксплуатации // Ракетно-косм. техника. Фундаментальные пробл. механики и теплообмена. Тез. докл. междунар. конф. (Москва, 1998). — М.: Изд-во МГТУ им. Н. Баумана, 1998.—С. 39.
11. Гудрамович В. С., Дисковский И. А. О локальной устойчивости сферических оболочек // Докл. АН СССР.—1977.—232, № 6.—С. 1283—1285.
12. Гудрамович В. С., Дисковский И. А., Коновалов Н. А. Применение высокоскоростной киносъемки при экспериментальном исследовании процесса локальной потери устойчивости оболочек // Журн. науч. и прикл. фотографии и кинематографии АН СССР.—1979.—24, № 1.—С. 14—20.
13. Гудрамович В. С., Дисковский И. А., Макеев Е. М. Тонкостенные элементы зеркальных антенн. — Киев: Наук. думка, 1986.—152 с.
14. Гудрамович В. С., Макеев Е. М., Моссаковский В. И., Никитин П. И. Контактное взаимодействие оболочечных конструкций с опорными основаниями при усложненных условиях эксплуатации // Проблемы прочности.—1985.—№ 10.—С. 108—114.
15. Гудрамович В. С., Макеев Е. М., Федий С. П. Прочность сегмента сферической оболочки при опирании на ложемент с учетом неоднородности контакта // Техническая механика.—1999.—№ 1.—С. 141—147.
16. Гудрамович В. С., Моссаковский В. И. Контактная задача для упругого кольца, подкрепляющего цилиндрическую оболочку // Изв. АН СССР. Механика и машиностроение.—1961.—№ 2.—С. 153—156.
17. Зенкевич О. Метод конечных элементов в технике: Пер. с англ. — М.: Мир, 1975.—542 с.
18. Лукасевич С. Локальные нагрузки в пластинах и оболочках: Пер. с англ. — М.: Мир, 1975.—542 с.

19. Моссаковский В. И., Гудрамович В. С. Контактные задачи теории оболочек // Контактная прочность пространственных конструкций. Сб. науч. тр. — Киев: Наук. думка, 1976.—С. 3—40.
20. Моссаковский В. И., Гудрамович В. С., Макеев Е. М. Контактные задачи теории оболочек и стержней. — М.: Машиностроение, 1978.—247 с.
21. Моссаковский В. И., Гудрамович В. С., Макеев Е. М. Контактные взаимодействия элементов оболочечных конструкций. — Киев: Наук. думка, 1988.—288 с.
22. Образцов И. Ф., Нерубайло Б. В., Ольшанский В. П. Оболочки при локализованных воздействиях (обзор работ, основные результаты и направления исследований). — М., 1988.— 152 с.—(Деп. в ВИНТИ, № 1222.—В88).
23. Сахаров А. С., Кислоокий В. Н., Киричевский В. В. и др. Метод конечных элементов в механике твердых тел. — Киев: Вища шк., 1982.—480 с.
24. Феодосьев В. И., Черняков С. М. О передаче сосредоточенных сил на тонкостенную оболочку // Инж. журн.—1966.—№ 6.—С. 50—58.
25. Ходж Ф. Г. Расчет конструкций с учетом пластических деформаций: Пер. с англ. — М.: Машгиз, 1963.—380 с.
26. Beskin L. Local stress distribution in cylindrical shells // J. Appl. Mech.—1946.—13, N 2.—P. 14—26.
27. Gudramovych V. S. Carrying capacity of locally loaded cylindrical shells // Proc. of Intern. Conf. (Czech Republ, 1997). — Brno, 1997.—P. 145—151.
28. Gudramovych V. S. Numerical simulation of nonlinear contact interaction between shell structures and supports (stamps) of different types // Progress and Trends in Rheology. — Darmstadt: Springer, 1998.—P. 351—352.
29. Gudramovych V. S. Plastic and creep instability of shells with initial imperfections // Solid mechanics and its applications. — Dordrecht: Kluwer., 1998.—Vol. 64.—P. 277—289.
30. Gudramovych V. S. Strength of locally loaded thin-walled structures of marine vehicles // High Speed Marine Vehicles: Proc. of 5th Intern. Symposium (Italy, 1999). — Napoli, 1999.—P. IV.1.1—P. IV.1.12.
31. Gudramovych V. S., Demenkov A. F. Models and methods for calculation of the deformation, remaining life and limiting states of spacecraft structural members allowing for change in their properties in service // Proc. of 4th Ukraine—Russian—Ukrainian Symp. on Space Science and Technology (Kiev, 1996). — Kiev, 1996.—Vol. 1.—P. 121—122.
32. Gudramovych V. S., Lebedev A. A., Mossakovsky V. I. Plastic deformation and limit states of metal shell structures with initial shape imperfections // Light-weight steel and aluminium structures. —Amsterdam et al.: Elsevier, 1999.—P. 257—263.

---

**METHODS FOR CALCULATING THE STRENGTH OF ROCKET-SPACE SHELL STRUCTURES UNDER LOCAL LOADING AND CONTACT INTERACTIONS**

V. S. Gudramovych

The basic methods for calculating thinwalled rocket-space shell structures under local loading and contact interactions are presented. We studied effects of the local loading on supporting rigidity ribs (frames, stringers), contact interactions of shell structures with supports of various types, and local shape imperfections. We analysed the action of these factors on the stress-and-strained state, the local stability, and the carrying capacity of the rocket-space structures. The effect of material plastic deformations was estimated. The results of numerical analysis and some experimental data are given.

УДК 533.27+539.2+521.6

**В. А. Шувалов, Г. С. Кочубей, А. И. Приймак, Н. П. Резниченко**

Институт технічної механіки НАНУ і НКАУ, Дніпропетровськ

**Деградация электрической мощности  
солнечных батарей  
при воздействии околоспутниковой среды  
на геостационарной орбите**

*Надійшла до редакції 04.03.02*

---

Визначено вплив факторів космічного простору — іонізуючого та ультрафіолетового випромінювання, забруднення продуктами вихлопу електрореактивних двигунів і деструкції матеріалів зовнішніх поверхонь космічних апаратів, термоцикловання та радіаційної електризації — на енергетичні характеристики сонячних батарей під час тривалої (7—10 років) експлуатації на геостационарній орбіті.

---

Солнечные батареи (СБ) в настоящее время — основной источник энергии на борту космических аппаратов (КА). Их ресурс во многом определяет ресурс и время активной эксплуатации КА на орбите.

Основными факторами воздействия околоспутниковой среды на солнечные батареи геостационарных космических аппаратов являются:

— ионизирующее излучение (протоны и электроны радиационных поясов Земли);

— загрязнение защитных стекол продуктами функционирования рабочих систем, деструкции, сублимации и газовой выделения материалов и покрытий наружных поверхностей КА;

— солнечное УФ-излучение;

— термоциклирование в вакууме;

— радиационная электризация;

— плазменные струи электрореактивных двигателей КА.

Изменение физико-химических и электрофизических свойств солнечных элементов, происходящее под воздействием околоспутниковой среды, обуславливает ухудшение энергетических характе-

ристик СБ. Это проявляется в уменьшении тока короткого замыкания, напряжения холостого хода (фото-ЭДС) — деградации электрической мощности СБ.

Результатом воздействия высокоэнергичных протонов и электронов радиационных поясов Земли на полупроводник является образование стабильных радиационных дефектов (точечных дефектов, областей разупорядочения и т. д.). Основная причина ухудшения энергетических характеристик облучаемых фотопреобразователей (ФЭП) — уменьшение времени жизни  $\tau$  неосновных носителей заряда вследствие увеличения скорости рекомбинации неосновных носителей на радиационных дефектах [15].

Прямые и обратные потоки продуктов газовой выделения, сублимации и деструкции материалов и покрытий наружных поверхностей КА под воздействием ионизирующего излучения, продуктов вихлопа двигателей систем управления КА — компоненты загрязнения, которое адсорбируют поверхности защитных стекол СБ. УФ-составляющая солнечного излучения активизирует и стимулирует фо-

тохимические реакции и процессы полимеризации компонентов загрязнения на поверхностях защитных стекол. Результатом полимеризации, воздействия УФ-излучения является потемнение материалов и покрытий, клеящих составов СБ, изменение их спектральных характеристик, коэффициента поглощения солнечного излучения, излучательной способности поверхностей, уменьшение потока солнечного света, поступающего непосредственно на ФЭП и, как следствие, — снижение электрической мощности СБ [31, 37, 41].

Температура ориентированных на Солнце СБ достигает  $+100\text{ }^\circ\text{C}$ , в тени Земли температура составляет  $-120\text{ }^\circ\text{C}$ . В течение эксплуатации на орбите СБ подвержены влиянию сотен и тысяч термоциклов. Следствием термовакуумных и термоциклических воздействий являются термомеханические деформации, увеличение последовательного сопротивления солнечных элементов и соединяющих шин, приводящие к деградации мощности СБ [21].

Главный поражающий фактор радиационной электризации СБ — радиационно-стимулированные пробой с выбросом заряда в окружающее пространство и с изменением оптических характеристик защитных стекол: образованием радиационных центров окраски, помутнением стекол, развитием сети каналов пробоя, оседанием на поверхности продуктов разложения защитного стекла и клеящего вещества, находящегося между стеклом и фотоэлектрическим преобразователем. При пробое радиационно заряженного стекла и выходе плазмы процесс протекает в виде поверхностного разряда и охватывает значительную площадь СБ. Протекание радиационно-стимулированных пробоев сопровождается возникновением мощных разрядных токов в цепи СБ, что ухудшает вольт-амперные характеристики ФЭП и приводит к потерям электрической мощности [14, 27].

Появление в составе КА электрореактивных двигателей (ЭРД) требует оценки влияния плазменных струй на СБ в целом и энергетические характеристики в частности. Одним из проявлений взаимодействия плазменных струй ЭРД и СБ является распыление материала, эрозия защитных стекол при воздействии заряженных частиц рабочего тела ЭРД. Локальные дуговые разряды на поверхностях СБ приводят к ухудшению межэлементных соединений, частичной потере прозрачности стекол, карбонизации углепластиков каркаса и, в конечном счете, к потерям электрической мощности СБ. Наличие механических повреждений, технологических дефектов, трещин, пор и микроотверстий в защитном стекле и в изоляторе, соединяющем соседние элементы, является первопричиной собира-

ния токов через плазму струи, формирования цепи уравнивающего тока — дополнительных потерь мощности СБ [8, 39].

Изменение электрической мощности СБ на орбите — результат интегрального воздействия факторов космического пространства (ФКП). Для оценки, прогноза ресурса, темпов деградации электрической мощности СБ в каждом конкретном случае необходимо структурировать интегральное воздействие среды. Цель данной работы — оценить влияние каждого из перечисленных факторов воздействия околоспутниковой среды на потерю мощности кремниевыми СБ в течение длительного (7—10 лет) срока эксплуатации на геостационарной орбите.

### ИОНИЗИРУЮЩЕЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

Энергетический спектр ионизирующего излучения — зависимость потока заряженных частиц  $j_\alpha$  сорта  $\alpha$  ( $p$ -протоны и  $e$ -электроны) от их энергии  $W_\alpha$  на геостационарной орбите представлен на рис. 1.

Учитывая широкий энергетический спектр ионизирующего излучения и разброс значений  $j_\alpha$  для различных моделей, при проведении теоретических и экспериментальных исследований для оценки радиационных повреждений элементов СБ использу-

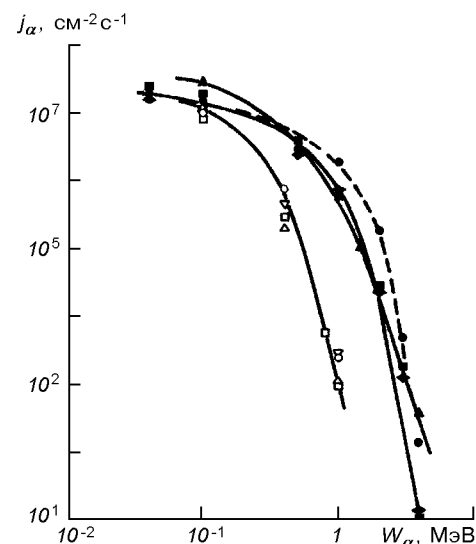


Рис. 1. Энергетический спектр ионизирующего излучения на геостационарной орбите. Светлые значки — протоны, темные — электроны: кружки — модель космоса (МК-82) [16]; квадратики — данные работы [13]; перевернутый треугольник — модель АР-8 [32]; треугольник и точки — МК-82 [16] (максимум и минимум); темные квадратики — модель АЕ-8 (максимум и минимум) [32]



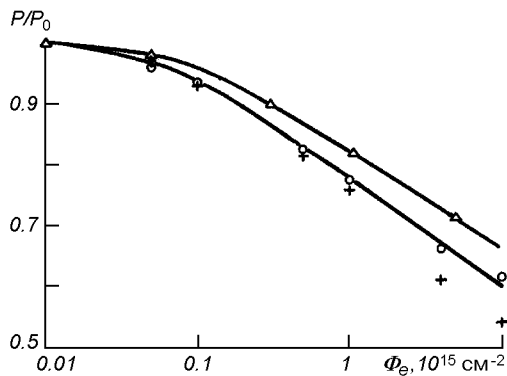


Рис. 2. Зависимость спада мощности СЭ от флюенса электронов при разном удельном сопротивлении кремния. Кружки для  $\rho = 10 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ , толщина базы ФЭП  $d = 0.3 \text{ мм}$ , крестики —  $\rho = 2 \text{ Ом}\cdot\text{см}$  и  $d = 0.3 \text{ мм}$  (оба без защитного покрытия), треугольники —  $\rho = 10 \text{ Ом}\cdot\text{см}$  при толщине защитного покрытия из плавленного кварца  $\delta = 0.3 \text{ мм}$  [13]. Площадь ФЭП  $4 \text{ см}^2$ ; температура образца  $+25 \text{ }^\circ\text{C}$

ется интегральный поток (флюенс) нормально падающих моноэнергетических частиц с энергией 1 МэВ, эквивалентный данному числу повреждений. Эквивалентный поток электронов с энергией 1 МэВ одновременно является характеристикой снижения тока солнечных элементов (СЭ) и напряжения (электрической мощности). Для характеристики протонных повреждений солнечных элементов используются два различных значения потока электронов с энергией 1 МэВ: одно для описания деградации тока, другое — для деградации напряжения [21].

Влияние удельного сопротивления ФЭП и наличия защитного покрытия на спад электрической мощности кремниевого р-типа СЭ при облучении потоком электронов с энергией 1 МэВ иллюстрирует рис. 2. Видно, что влияние  $\rho$  сказывается при флюенсах электронов с энергией 1 МэВ  $\Phi_e \geq 10^{15} \text{ см}^{-2}$ . В качестве защитных радиационно стойких покрытий используется стекло К-208 с добавкой церия и плавленный кварц. Спектральные зависимости коэффициента пропускания для диапазона длин волн  $\lambda = 0.4...1.1 \text{ мкм}$ , как и их стойкость к воздействию ионизирующего излучения, практически идентичны [11]. Это подтверждает и зависимость нормированного к начальному значению  $I_0$  тока нагрузки  $I_H$  СБ от времени эксплуатации  $t$  на ИСЗ «Молния-1» при  $\delta \approx 1.0 \text{ мм}$  на рис. 3.

Понятие эквивалентного флюенса позволяет с использованием диаграмм работы [42] и эмпирических данных по облучению СЭ данного типа оце-

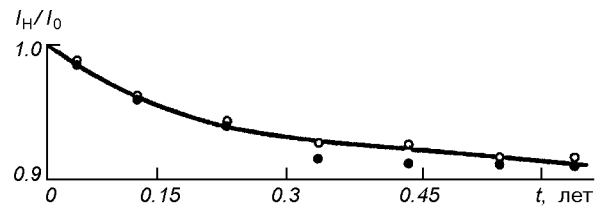


Рис. 3. Влияние материала защитного стекла на спад тока нагрузки солнечных элементов ИСЗ «Молния-1». Кружки — плавленный кварц, точки — стекло К-208

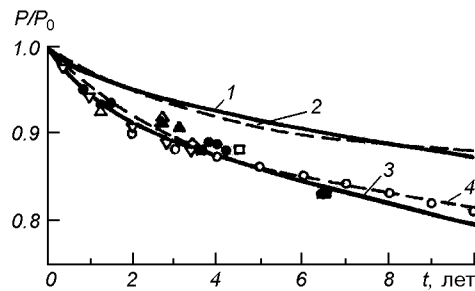


Рис. 4. Изменение электрической мощности элемента СБ при длительной эксплуатации на орбите из-за воздействия только ионизирующего излучения (1 — наши расчеты, 2 — их аппроксимация выражением (1) при  $\xi = 0.865$ ,  $\eta = 4.3$  лет), а также излучения + загрязнения (3 — расчетная кривая, 4 — ее аппроксимация). Точки — измерения в ходе эксплуатации ИСЗ «Intelsat-IV», светлые треугольники — ИСЗ «Western Union F1, F2»; темные треугольники — «Telesat Anik F1, F2»; ромбы — «Tacsat» [13]; звездочка — ИСЗ ATS-5 с пересчетом из  $\delta = 0.51 \text{ мм}$  на  $\delta = 0.3 \text{ мм}$  с использованием коэффициента  $k_\delta$ , кружки — усредненные данные [21] для СБ на геостационарной орбите; светлый квадратик — «ATS-5» для  $\delta = 0.3 \text{ мм}$ , перевернутый треугольник — для I группировки ИСЗ серии IDSCS (с пересчетом на  $\delta = 0.3 \text{ мм}$ ); темные квадратики — LES-6 (с пересчетом с  $\delta = 0.15 \text{ мм}$  на  $\delta = 0.3 \text{ мм}$ )

нить значения коэффициентов повреждения, диффузионной длины и других параметров, характеризующих деградацию СБ под действием ионизирующего излучения. На рис. 4 (кривая 1) приведена рассчитанная нами зависимость нормированной к начальному значению электрической мощности  $P(t)/P_0$  элемента СБ (кремний р-типа,  $\delta \approx 0.3 \text{ мм}$  и бесконечно толстая защита с тыльной стороны СЭ) от времени эксплуатации  $t$  на геостационарной орбите. Кривая 1 получена с применением модели эквивалентных потоков и диаграмм [13, 15, 42], устанавливающих связь между изотропными потоками компонентов ионизирующего излучения (протонов и электронов разных энергий) и эквивалентным потоком электронов с энергией 1 МэВ.

Основным условием при оценке деградации ресурса СБ из-за воздействия ионизирующего излучения является равенство эквивалентных флюенсов заряженных частиц, проникающих через защитное покрытие на поверхность ФЭП. Это условие и зависимости эквивалентного флюенса электронов с энергией 1 МэВ от толщины защитного покрытия  $\Phi_e = \Phi_e(\delta)$ , а также зависимости эквивалентных потоков от высоты  $h$  и наклона  $\theta_H$  круговой околоземной орбиты [13, 21] позволяют «пересчитать» измеренные или расчетные для геостационарных условий значения  $P(t)/P_0$  на значения, соответствующие условиям круговой околоземной орбиты. На рис. 5 крестиками показаны результаты такого пересчета значений  $P(t)/P_0$  для геостационарной орбиты (кривая 1, рис. 4) на случай круговой орбиты группировки спутников GPS:  $h = 20000$  км;  $\theta_H \approx 55^\circ$ ;  $\delta \approx 0.154$  мм [46, 48]. Кривая 1 — расчетные для GPS значения  $P(t)/P_0$  из работы [46]. Для пересчета использовано соотношение  $t_{\delta_2} = t_{\delta_1} k_\delta k_h$ , где  $t_\delta$  — время эксплуатации СБ на орбите;  $k_\delta = (\Phi_e^p + \Phi_e^e)_{\delta_1} / (\Phi_e^p + \Phi_e^e)_{\delta_2}$ ;  $k_h = (\Phi_e^p + \Phi_e^e)_{h_1} / (\Phi_e^p + \Phi_e^e)_{h_2}$ ;  $\Phi_e^\alpha$  — эквивалентный флюенс электронов с энергией 1 МэВ для частиц сорта  $\alpha = p, e$  ( $p$  — протоны,  $e$  — электроны);  $\delta$  — толщина защитного слоя покрытия ( $\delta_1 = 0.3$  мм;  $\delta_2 = 0.15$  мм). Индекс  $h_1$  соответствует геостационарной орбите,  $h_2$  — круговой. Для GPS  $k_\delta k_h \approx 0.43$ . При вычислениях значений  $k_\delta$  и  $k_h$  для  $\Phi_e^{p(h)}$  и  $\Phi_e^{e(h)}$  использовались зависимости из [13, 21]. Максимальное расхождение «пересчитанных» и расчетных значений  $P(t)/P_0$  (крестики и кривая 1 на рис. 5) не превосходит 1.5 %. Это служит подтверждением корректности вычислений  $P_{изл}(t)/P_0$  данной работы и модели из [46].

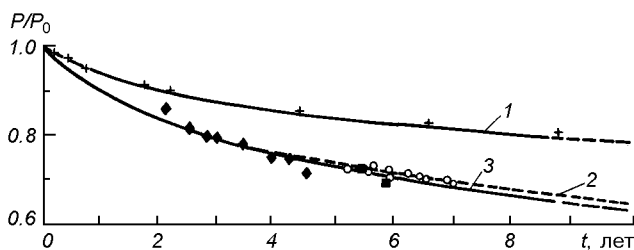


Рис. 5. Деградация электрической мощности СБ группировки спутников GPS. Крестики — результат пересчета кривой 1 (рис. 4) на случай круговой орбиты, кривая 1 расчеты [46] для GPS, кривая 2 оценки для СБ GPS с учетом данных рис. 8, 9, кривая 3 — расчеты [46]. Ромбы — измерения для GPS блок II-A КА 22—40, кружки — блок II КА 13—17; квадратики — блок II КА 18—21 [46]

Уменьшение мощности СБ характеризует аппроксимация [19]

$$P(t)/P_0 = \xi + (1 - \xi)\exp(-t/\eta). \quad (1)$$

Деградационной характеристике СБ при воздействии ионизирующего излучения на геостационарной орбите (кривая 2, рис. 4) соответствуют значения  $\xi = 0.865$ ,  $\eta = 4.3$  лет.

#### ЗАГРЯЗНЕНИЕ ЗАЩИТНЫХ СТЕКОЛ

Ионизирующее излучение и УФ-составляющая солнечного излучения практически не изменяют оптические характеристики защитных стекол СБ [37, 48]. Источниками загрязнения защитных стекол на орбите являются прямые и обратные потоки продуктов выхлопа двигателей КА, а также потоки продуктов газовой выделенности, деструкции и сублимации органических и композитных материалов, лакокрасочных покрытий наружных поверхностей элементов конструкций КА под воздействием ионизирующего излучения. Поверхности защитных стекол адсорбируют эти продукты. УФ-излучение активизирует и стимулирует фотохимические реакции и процесс полимеризации компонентов загрязнения. Результатом воздействия является образование устойчивых пленок и покрытий на поверхности защитных стекол, потемнение клеящих составов СБ, изменение оптических характеристик: увеличение коэффициента поглощения солнечного излучения  $\alpha_s$ , излучательной способности  $\epsilon$ , потерь спектра пропускания и др.

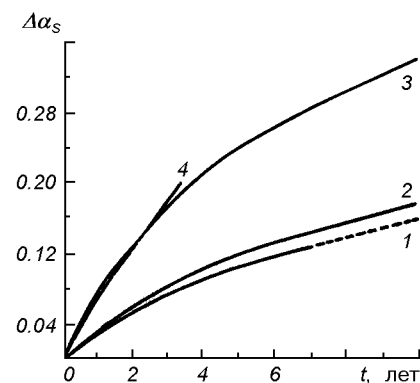


Рис. 6. Изменение интегрального коэффициента поглощения солнечного излучения защитного покрытия СБ при длительной эксплуатации на орбите. Кривая 1 — для условий эксплуатации СБ ИСЗ «Intelsat-IV», кривая 2 — значения, рекомендуемые [37] для геостационарной орбиты, штриховая линия — экстраполированные значения, кривая 3 — расчет для КА GPS с использованием кривой 3 рис. 5, кривая 4 данные [37] для GPS

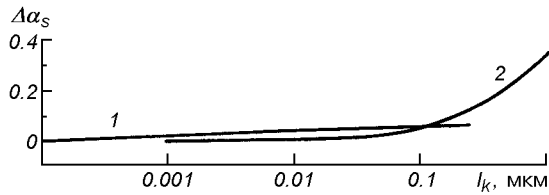


Рис. 7. Зависимость интегрального коэффициента поглощения солнечного излучения от толщины загрязнения на поверхности защитного стекла СБ. Кривая 1 — загрязнение летучим конденсированным компонентом твердого топлива после 245 ч УФ облучения [17]. Кривая 2 — усредненные данные [47] для «типичного» загрязнения

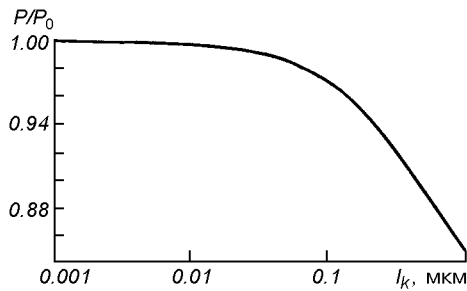


Рис. 8. Зависимость спада мощности СБ от толщины загрязнения на поверхности защитного стекла

Изменение интегрального коэффициента поглощения солнечного излучения плавленного кварца  $\Delta\alpha_s = \alpha_s - \alpha_{0s}$  ( $\alpha_{0s} = 0.07$  — начальное значение) при длительной эксплуатации на геостационарной орбите иллюстрирует рис. 6.

Зависимость  $\Delta\alpha_s(l_k)$ , где  $l_k$  — толщина загрязнения на поверхности защитного стекла СБ, показана на рис. 7.

Деградация электрической мощности СБ из-за слоя загрязнения на защитном стекле может быть определена по формуле [48]

$$\frac{P}{P_0} = \frac{\int S(\lambda) I_\lambda(\lambda) \exp[-\alpha_c(\lambda) l_k] d\lambda}{\int S(\lambda) I_\lambda(\lambda) d\lambda}, \quad (2)$$

где  $S(\lambda)$  — спектральная плотность потока солнечного излучения,  $I_\lambda(\lambda)$  — спектральная фоточувствительность солнечного элемента [47],  $\alpha_c(\lambda)$  — спектральный коэффициент поглощения слоя загрязнения. При этом  $\alpha_c = 4\pi\chi/\lambda$ ,  $\chi$  — мнимая часть комплексного показателя преломления  $\tilde{n} = n - i\chi$ .

Расчетная зависимость  $P(l_k)/P_0$ , полученная для типичных зависимостей  $\alpha_c(\lambda)$ ,  $S(\lambda)$  и  $I_\lambda(\lambda)$  из [47], представлена на рис. 8. Кривая  $P(l_k)/P_0$  характе-

ризует деградацию мощности солнечного элемента из p-кремния с удельным сопротивлением  $\rho = 2$  Ом·см и защитного покрытия из плавленного кварца толщиной  $\delta = 0.3$  мм. На рис. 4 (кривая 3) представлена зависимость  $P(t)/P_0$ , иллюстрирующая спад мощности кремниевых СБ р-типа из-за воздействия ионизирующего излучения и загрязнения защитного покрытия при длительной (около 10 лет) эксплуатации на геостационарной орбите. Расчетные значения  $P(t)/P_0$  получены с помощью зависимостей  $\Delta\alpha_s(t)$ ,  $\Delta\alpha_s(l_k)$  и  $P(l_k)/P_0$  рис. 6, 7 и 8. Штриховая кривая 4 соответствует аппроксимации (1) для  $\xi = 0.8$  и  $\eta = 4.0$  лет. В качестве начального значения для интегрального коэффициента поглощения солнечного излучения принято  $\alpha_{0s} = 0.07$ . Использовалась кривая 2 рис. 6 — рекомендуемая [37] для геостационарной орбиты зависимость  $\Delta\alpha_s(t)$ . Корректность расчетной процедуры с использованием зависимостей рис. 6, 7 и 8 подтверждают результаты измерения мощности СБ на различных геостационарных КА.

Наиболее резкий спад мощности СБ наблюдается во временном интервале от 0.5 до 3 лет, когда происходит интенсивное увеличение толщины слоя. В дальнейшем рост слоя стабилизируется, что приводит и к стабилизации изменения  $\Delta P/P_0$ . При  $t > 3$  лет уменьшение мощности СБ не превосходит 1 % в год. В отсутствие зарядно-разрядных процессов на поверхности СБ преобладающим на спад мощности является влияние двух факторов — ионизирующего излучения и загрязнения защитных покрытий.

Измеренные значения  $P(t)/P_0$  соответствуют солнечным элементам с  $\rho = 10$  Ом·см и  $\delta \approx 0.3$  мм. Влияние удельного сопротивления p-кремния для  $2 \leq \rho \leq 10$  Ом·см и эквивалентного флюенса электронов  $\Phi_e$  с энергией 1 МэВ представлено кружками и крестиками на рис. 2. В диапазоне значений  $10^{13} \leq \Phi_e \leq 10^{15}$  см<sup>-2</sup> влиянием  $2 \leq \rho \leq 10$  Ом·см на величину  $P/P_0$  в пределах  $\pm 1.0$  % можно пренебречь. Кривая 3 рис. 4 может быть использована для оценки значений  $P(t)/P_0$  и прогноза деградации мощности СЭ с удельным сопротивлением p-кремния от 2 до 10 Ом·см.

Если, как в случае с КА GPS, известна зависимость  $l_k(t)$ , процедура оценки значений  $P(t)/P_0$  деградационной характеристики упрощается. На рис. 9 приведена зависимость  $l_k(t)$  — кривая 1, измеренная для СБ блока I КА GPS, и ежемесячное изменение  $l_k$  — кривая 2. Для  $t \geq 1.5$  года ежемесячное изменение толщины слоя загрязнения лежит в пределах от 8.1 до 8.6 нм [48]. Штриховая

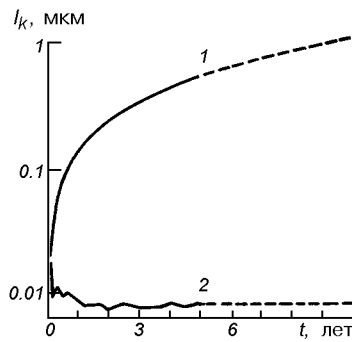


Рис. 9. Изменение толщины загрязнения на поверхности СБ при длительной эксплуатации спутников GPS. Кривая 1 общая толщина, 2 помесечное прибавление  $l_k$

часть кривых — экстраполированные значения  $l_k$ . Результаты оценок значений  $P(t)/P_0$ , выполненных для СБ КА GPS с использованием кривых рис. 8 и 9, представлены на рис. 5 (кривая 2). Кривая 3 рис. 5 — расчетные значения нормированной зависимости  $P(t)/P_0$  работы [46].

Стабилизация спада мощности СБ КА GPS, иллюстрируемая кривой 2 рис. 5 при  $t \geq 3$  лет, коррелирует с ходом кривых 1, 2 рис. 9, характеризующих темпы роста слоя загрязнения на поверхности защитных покрытий.

Хорошее соответствие расчетных и экспериментальных значений зависимости  $P(t)/P_0$  на рис. 5 дополняют кривые 3 и 4 рис. 6. Кривая 3 — зависимость  $\alpha_s(t)$  для КА GPS, рассчитанная с использованием зависимостей рис. 5 (кривая 3); рис. 7 (кривая 2) и рис. 8. Кривая 4 рис. 6 — данные [37] для GPS.

Соответствие расчетных кривых рис. 5 (2 — данная работа, 3 — работа [46]) и результатов спутниковых измерений для блоков I, II-A и II КА GPS, а также расчетных и измеренных зависимостей 3, 4 рис. 6 подтверждают корректность расчетной процедуры для зависимости  $P(t)/P_0$  и для высокой круговой орбиты.

#### ТЕРМОЦИКЛИРОВАНИЕ

Термовакuumные испытания являются эффективным средством для выявления дефектов, отказов в работе СБ, коммутационных систем на начальной стадии предполетных испытаний. Термовакuumные и термоциклические испытания особенно важны для полноразмерных солнечных батарей. Следствием термовакuumных и термоциклических воздействий являются термомеханические деформации кар-

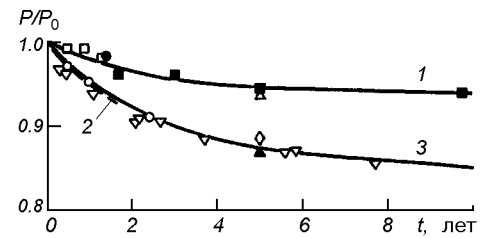


Рис. 10. Влияние термоциклирования и радиационной электризации на деградацию электрической мощности СБ геостационарных КА. Квадратики, светлый треугольник и точка — данные термоциклических испытаний [14, 21, 26, 31], кривая 1 — аппроксимация (1) при  $\xi = 0.94$  и  $\eta = 2.2$  лет. Кружки, темные и перевернутые треугольники и ромб — измерения электрорадиационного воздействия [6, 29, 38, 44] и наши измерения, кривая 3 — аппроксимация (1) при  $\xi = 0.85$  и  $\eta = 2.8$  лет, 2 — работа [44]

каса, деградация мощности фотоэлектрической батареи из-за увеличения последовательного сопротивления элементов, соединяющих шин и др. [14, 21]. На рис. 10 темные квадраты представляют результаты термовакuumных и термоциклических испытаний крупных фрагментов и полноразмерных панелей СБ с углепластиковым каркасом для диапазона температур  $(-120...+45)^\circ\text{C}$ ,  $(-130...+50)^\circ\text{C}$  и  $(-165...+85)^\circ\text{C}$  работы [14]. Светлые квадраты — результаты исследований данной работы, выполненных в условиях плазмодинамического стенда [27], для фрагмента СБ размером  $(10 \times 12) \text{ см}^2$  с каркасом из проводящего углепластика, диапазон температур  $(-140...+50)^\circ\text{C}$ . Использовалась стандартная методика [21]. Светлые треугольники — результаты из [14] для полноразмерной панели с алюминиевым каркасом при температуре  $(-120...+45)^\circ\text{C}$ . Точка — данные термовакuumных испытаний СБ работы [31] для  $(-80...+80)^\circ\text{C}$ . Кривая 1 соответствует аппроксимации (1) при  $\xi = 0.94$  и  $\eta = 2.2$  лет. Годовое максимальное число термоциклов на геостационарной орбите  $N \approx 100$  [21]. Данные рис. 10 охватывают диапазон значений  $50 \leq N \leq 1000$ . Небольшой разброс измеренных разными исследователями значений  $P(t)/P_0$  служит подтверждением достоверности полученной зависимости спада мощности СБ из-за термоциклических воздействий.

#### РАДИАЦИОННАЯ ЭЛЕКТРИЗАЦИЯ

При радиационной зарядке СБ можно выделить два аспекта поражения: изменение оптических характеристик защитных стекол и воздействие электрических разрядов и пробоев на характеристики фо-

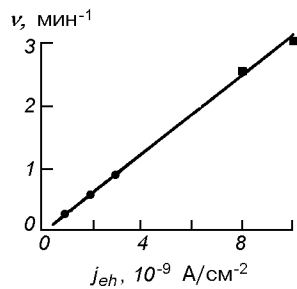


Рис. 11. Зависимость частоты следования разрядных импульсов от плотности потока электронов с энергией  $W_{eh} \approx 20$  кэВ. Кривая  $I$  — для стекла К-208 [49], точки — для плавленого кварца (оптический солнечный отражатель) толщиной  $\delta = 0.196$  мм [23], квадратики — наши измерения для стекла К-208 ( $\delta = 0.17$  мм)

тоэлектрических преобразователей. Облучение защитных стекол СБ потоками электронов и протонов с энергией  $1 \leq W_{eh} \leq 100$  кэВ приводит к радиационному потемнению стекол, изменению спектров пропускания, увеличению потерь пропускания, возникновению радиационно-стимулированных пробоев. Следует отметить, что радиационно-физические свойства защитных стекол, используемых в отечественных и зарубежных СБ — плавленый кварц, стекло с добавкой церия К-208 — практически идентичны. Это подтверждают данные рис. 11 и циклограммы зарядно-разрядных процессов работы [43]. На рис. 11 показана зависимость частоты следования разрядных импульсов  $\nu$  от плотности потока электронов с энергией  $W_{eh} \approx 20$  кэВ.

При радиационной электризации диэлектриков чаще всего наблюдается два типа пробоев: сквозной пробой на подложку и пробой облучаемой области диэлектрика с выбросом заряда в окружающее пространство. В защитных стеклах СБ преобладают пробой второго типа. Следствием радиационно стимулированного пробоя защитного стекла является выброс плазмы в окружающее пространство. Процесс протекает в виде поверхностного разряда и охватывает значительную часть поверхности СБ [27, 40].

Радиационно-стимулированные пробой диэлектрика сопровождаются рядом факторов достаточно жесткого воздействия на системы КА [1, 2, 4, 5]:

- 1) выброс заряда в вакуум индуцирует переходные токи в цепи элемента КА, на котором расположен диэлектрик (защитное стекло СБ);
- 2) движение выброшенного заряда сопровождается генерацией в окружающем пространстве сильных электромагнитных помех;

3) пробой в защитных диэлектрических покрытиях приводят к механическому разрушению поверхности и ухудшению их эксплуатационных характеристик. При пробоях наблюдается развитие фигуры Лихтенберга вглубь защитного стекла, образование на его поверхности каверн, кратеров и углублений, сквозных каналов, через которые происходит выброс продуктов деструкции и сублимации стекла, клеящего вещества, находящегося между стеклом и ФЭП. Выброшенное при пробоях вещество оседает на поверхности защитных стекол, что приводит к их загрязнению [3, 27]. Выброс плазмы, попадание ее на элементы конструкции СБ и КА сопровождается также возникновением токов утечки, паразитных токов. Следствием этих процессов является ухудшение вольтамперных характеристик ФЭП, уменьшение электрической мощности СБ.

Деградацию электрической мощности СБ, обусловленную электрорадиационным воздействием, иллюстрирует рис. 10. Наши измерения выполнены в условиях плазодинамического стенда [25, 27] для фрагмента СБ размером  $10 \times 12$  см<sup>2</sup> с каркасом из проводящего углепластика. Параметры пучка при измерениях — плотность тока электронов  $j_{eh} \approx 3 \cdot 10^{-7}$  А/см<sup>2</sup> и энергия  $W_{eh} \approx 20$  кэВ — соответствовали «средним» условиям на геостационарной орбите [33]. При энергии электронов  $W_{eh} \approx 20$  кэВ поверхностная плотность нарушений защитных стекол К-208 (каналы пробоев, каверны, кратеры и сколы) увеличивается к краям фрагмента. Более 80 % нарушений имеют характерный размер 10—20 мкм, остальные — 80—150 мкм. В среднем для нарушений с характерным размером  $x \approx 15$  мкм поверхностная плотность составляет около 300 см<sup>-2</sup>, а для  $x \approx 100$  мкм — 20 см<sup>-2</sup>. Суммарная площадь нарушений целостности лицевой поверхности защитного стекла К-208 из-за радиационно-стимулированных пробоев составила 0.3—1.5 %.

Наблюдаемые дефекты подтверждают сложившиеся представления о последствиях электрорадиационного воздействия на СБ, а соответствие значений  $P(t)/P_0$  [6, 29, 38, 45] характеризует достоверность приведенной зависимости.

#### ПЛАЗМЕННЫЕ СТРУИ ЭЛЕКТРОРЕАКТИВНЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ

Генераторами плазменных струй на орбите являются стационарные плазменные двигатели (СПД), работающие на ксеноне [9, 30, 45].

Поверхности геостационарных КА дифференциально заряжаются до высоких отрицательных по-

тенциалов: (15—20) кВ в тени Земли и (2—3) кВ на освещенном Солнцем участке орбиты [18]. Потенциал на «заземленных» СБ достигает (1—1.5) кВ и (10—12) кВ на «изолированных» СБ. Плазменные струи нейтрализуют избыточный потенциал на поверхности КА. Знак и величина остаточных потенциалов зависят от концентраций заряженных частиц, плотности ионного тока и длительности облучения. При анализе взаимодействия плазменных струй ЭРД с панелями СБ геостационарных КА целесообразно выделить два режима:

— первый характеризует «высоковольтное» взаимодействие;

— второй — взаимодействие при номинальных рабочих напряжениях СБ.

Второй режим характеризует также случай взаимодействия плазменных струй ЭРД с СБ в отсутствие радиационной электризации.

Длительность первого «высоковольтного» режима — порядка  $10^{-3}$  с, длительность второго определяется временем работы ЭРД на орбите.

Соотношение  $N_i \geq 10^8 \text{ см}^{-3}$  из [27] определяет концентрацию ионов потока плазмы, способную стимулировать пробой радиационно-заряженной СБ при нейтрализации. Пробой сопровождается электромагнитными шумами СВЧ-диапазона (8—20 ГГц), распылением защитных стекол и разрушением ФЭП. Параметры такого импульсного разряда близки к параметрам радиационно-стимулированного пробоя защитного стекла при дифференциальной электризации СБ [6, 27]. Влияние радиационно-стимулированных пробоев может быть учтено в рамках описания влияния дифференциальной электризации на деградацию мощности СБ.

При концентрации ионов выхлопа ЭРД  $N_i < 10^8 \text{ см}^{-3}$  происходит «мягкая», без пробоев, нейтрализация высоковольтных зарядов на поверхности СБ, нейтрализация, сопровождающаяся рассеянием поверхностных загрязнений, адсорбированных слоев, десорбцией частиц с поверхности СБ, стимулированной плазменной струей и распылением защитных стекол ионами Хе [12].

Аналогичные процессы — очистка поверхности и физическое распыление защитных стекол — характеризуют взаимодействие плазменных струй ЭРД с СБ в условиях второго режима и в отсутствие радиационной электризации.

Физическое распыление защитных стекол потоком ионов Хе, ускоренных в электрическом поле СБ, пропорционально коэффициенту распыления  $\gamma$ . Угловая зависимость коэффициента физического распыления может быть представлена в виде

$$\gamma = \gamma_{0i} \cos^{-1} \beta, \quad (3)$$

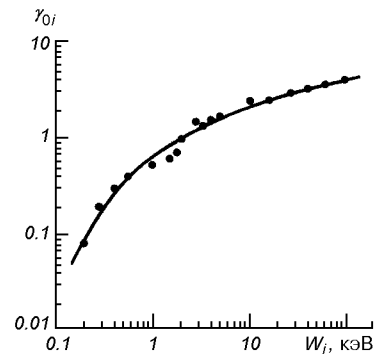


Рис. 12. Зависимость коэффициента распыления защитного стекла от энергии ионов ксенона

где  $\gamma_{0i}$  — значения коэффициента распыления, соответствующее нормальному падению потока ионов ( $\beta = 0$ ).

Приближенно удельный унос массы вещества облучаемой поверхности СБ при воздействии плазменной струи ЭРД характеризует соотношение [8]

$$M_{\Sigma} = \gamma_{0i} \cos^{-1} \beta J_i(\beta) m_w / e, \quad (4)$$

где  $J_i(\beta)$  — плотность ионного тока на облучаемую поверхность,  $m_w$  — молекулярная масса материала защитного стекла,  $e$  — заряд электрона. На рис. 12 представлена зависимость коэффициента распыления  $\gamma_{0i}$  защитного стекла ( $\text{SiO}_2$ ) от энергии ионов Хе из [20].

Плотность ионного тока на облучаемую поверхность может быть определена с помощью аппроксимации [26], характеризующей пространственное распределение ионного тока в струе СПД:

$$J_i = J_{0i} f(\mathbf{r}) \approx e N_{0i} U_{\infty} f(z, \beta), \quad (5)$$

где  $N_{0i}$  — концентрация ионов на срезе двигателя,  $U_{\infty}$  — скорость истечения струи,

$$f(z, \beta) = \frac{1}{2z^2} \left\{ (\cos \beta)^{12} + 0.91 \left[ 1 - \left( \sin \frac{\beta}{2} \right)^{0.09} \right] \times \right. \\ \left. \times \left[ \sin \left( \beta + \frac{\pi}{6} \right) \right]^3 \right\} \times \\ \times [(1.1 - 0.1z) + 0.002z^2(z - 9)] \cdot 10^{-[2 + 0.09(\sin \beta)^{0.8}]},$$

$z = r/R$ ,  $r$  — текущая координата,  $R = 1.0$  м.

Погрешность аппроксимации экспериментальных данных — распределения ионного тока  $J(z, \beta)/J_{0i}$  при  $\beta \leq \pm \pi/2$  и  $z \leq 9$  в струе СПД-70 [7, 8] и СПД-100 [30] не превосходит 10 %.

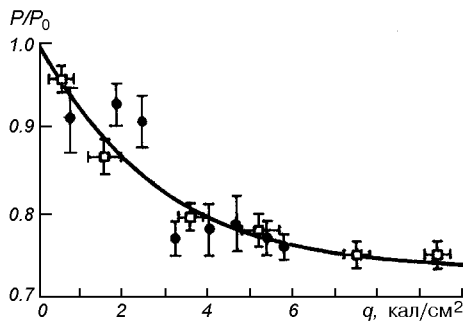


Рис. 13. Изменение электрической мощности при облучении поверхности СБ плазменными струями ЭРД. Точки — экспериментальные данные [24], квадратики — наши исследования, кривая — аппроксимация (1) при  $\xi = 0.73$  и  $\eta = 2.8$  лет,  $t = q$

С учетом уровня заряжения панелей СБ значения коэффициента распыления защитных стекол изменяются от  $\gamma_{01} \approx 2.0$  при  $W_i \approx 1.5$  кэВ («высоковольтный» режим взаимодействия,  $\Delta t \leq 10^{-3}$  с) до  $\gamma_{01} \approx 0.2$  при  $W_i \approx (200-300)$  эВ («номинальный» режим,  $\Delta t \geq 300$  ч). Влиянием эффекта распыления защитных стекол в «высоковольтном» режиме можно пренебречь.

Соотношение (4) позволяет оценить толщину распыляемого слоя защитного стекла  $\Delta\delta$ . В отсутствие радиационной электризации панелей СБ при длительности работы ЭРД на орбите  $\Delta t \geq 300$  ч по оценкам [8]  $\Delta\delta \geq (5-20) \cdot 10^{-4}$  мм. Это может привести к частичной потере прозрачности защитного стекла и снижению электрической мощности СБ. Учитывая многообразие процессов и явлений, характеризующих взаимодействие плазменных струй ЭРД с панелями СБ, оценка степени снижения прозрачности защитных стекол и, как следствие, потери электрической мощности СБ из-за такого воздействия может быть получена только экспериментально.

На рис. 13 представлена зависимость деградации электрической мощности  $P/P_0$  от удельного заряда  $q$ , перенесенного на поверхность СБ плазменными струями ЭРД. Точки характеризуют результаты экспериментальных исследований работы [24] в струе СПД-70 при расходах Хе  $m = 2-3$  мг/с, токе разряда  $I_p = 2$  А и напряжении  $U_p = 300$  В. Кривая соответствует аппроксимации (1) при  $\xi = 0.73$ ,  $\eta = 2.8$  лет и  $t = q$ . Штрихами показан разброс измеренных значений  $P(t)/P_0$ . Спад электрической мощности СБ пропорционален 20 % потери спектральной прозрачности защитного стекла К-208 для  $\lambda = 0.04-0.1$  мкм.

К числу наиболее перспективных двигателей, способных заменить газореактивные, аммиачные и

гидразиновые ЭРД в системе коррекции орбиты и управления КА относятся импульсные плазменные двигатели (ИПД) с твердым диэлектриком (тефлон, фторопласт-4) в качестве рабочего тела [9, 34, 44]. В составе продуктов выхлопа таких ЭРД преобладают компоненты с массовыми числами 31, 50 и 69 — CF, CF<sub>2</sub> и CF<sub>3</sub>, соответственно, а также CF<sub>4</sub> (масс-спектрограмма [34]). Среднее массовое число ионов выхлопа по результатам зондовых измерений работы [28] составляет 53. При средней скорости ионов на оси траектории плазмоида  $V_\infty \geq 30$  км/с это соответствует энергии  $W_i \geq 250$  эВ при температуре электронов плазмы  $T_e \approx 2...2.5$  эВ [28, 34]. Взаимодействие таких потоков с поверхностью защитного стекла СБ (SiO<sub>2</sub>) сопровождается процессами очистки и травления [10]. Дефекты, образующиеся на поверхности стекла, обусловлены двумя факторами: физическим распылением и химическим взаимодействием ионов с SiO<sub>2</sub>. На поверхности стекла наблюдаются два вида нарушений: радиационные повреждения, вызванные воздействием высокоэнергичных ионов ( $W_i \geq 100$  эВ), и загрязнения, обусловленные образованием нелетучих продуктов химических реакций. При бомбардировке SiO<sub>2</sub> ионами группы CF<sub>x</sub> образуются легколетучие молекулы SiF<sub>4</sub>, которые быстро десорбируются с поверхности. Остающиеся атомы углерода образуют легколетучие молекулы СО и СО<sub>2</sub> и в таком виде также уходят с поверхности [10]. Для системы CF<sub>x</sub> — SiO<sub>2</sub> характерна практически линейная зависимость скорости травления от плотности потока ионов. При этом скорость травления SiO<sub>2</sub> достигает максимума  $V_T \approx 0.0018$  мкм/с при энергии ионов  $W_i \approx 30-50$  эВ.

Квадратиками на рис. 13 представлены результаты исследования зависимости  $P(q)/P_0$  данной работы при облучении СБ плазменными струями ИПД с твердым диэлектриком (фторопласт-4) в качестве рабочего тела. Штрихами показан разброс измеренных величин. Корреляция точек и квадратиков обусловлена близостью значений энергии ионов  $W_i$  и коэффициента распыления SiO<sub>2</sub> в струях СПД и ИПД. Корреляция этих точек позволяет предположить, что для системы CF<sub>x</sub> — SiO<sub>2</sub>, как и для Хе<sup>+</sup> — SiO<sub>2</sub>, изменение мощности СБ обусловлено уменьшением спектральной прозрачности защитного стекла. Плотность заряда, переносимого импульсной плазмой на поверхность СБ для конкретной геометрии системы микродвигатель — панель СБ КА, может быть определена с использованием моделей и данных работ [28, 34].

Наличие на поверхности панелей СБ механических повреждений, технологических стыков, де-

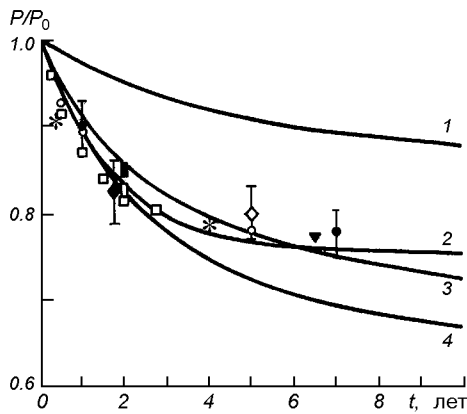


Рис. 14. Спад мощности СБ при воздействии комплекса факторов космического пространства на геостационарной орбите. Кривая 1 аппроксимация (1) при  $\xi = 0.865$  и  $\eta = 4.3$  лет, 2 при  $\xi = 0.755$  и  $\eta = 1.7$  лет, кривые 3 и 4 — для СБ со стеклами  $\delta = 0.3$  мм ( $k_s = 0.22$ ) и  $\delta = 0.17$  мм ( $k_s = 0.43$ ); другие обозначения см. в тексте

фектов в защитном стекле, возникающих в результате электрорадиационного воздействия, трещин, пор и микроотверстий в изоляторе, соединяющем соседние элементы СБ, приводит к собиранию тока через плазму струй ЭРД, формированию цепи уравнивающего тока. Элементы панелей ведут себя как электрические двойные зонды в плазме. Параллельно с энергетической системой СБ возникает токовая «плазменная» петля, появляются паразитные токи в цепи: токовые шины СБ-корпус КА, приводящие к потере мощности СБ [36, 39].

#### ИНТЕГРАЛЬНОЕ ВОЗДЕЙСТВИЕ ФАКТОРОВ КОСМИЧЕСКОГО ПРОСТРАНСТВА

Энергетическая характеристика СБ на орбите — результат интегрального воздействия комплекса факторов, присущих условиям эксплуатации КА:

$$P_{\Sigma}(t)/P_0 = \sum_{i=1}^n k_i P_i(t)/P_0, \quad (6)$$

где  $k_i$  — коэффициент пропорциональности  $i$ -го вида воздействия. Величина коэффициента  $0 \leq k_i \leq 1$  и количество факторов  $n$  определяется вкладом каждого вида воздействия для конкретного КА.

На рис. 14 представлены данные, иллюстрирующие влияние комплекса факторов на деградацию электрической мощности СБ на геостационарной орбите. Для сравнения кривой 1 показаны расчетные значения деградации  $P(t)/P_0$  из-за воздействия ионизирующего излучения на СБ с защитным по-

крытием из плавленного кварца толщиной  $\delta = 0.3$  мм — аппроксимация (1) при  $\xi = 0.865$  и  $\eta = 4.3$  лет. Кривая 2 — усредненные значения  $P_{\Sigma}(t)/P_0$  при воздействии ионизирующего излучения, загрязнения, влияния радиационной электризации, термоциклирования и технологических дефектов (незащищенные участки СБ) — аппроксимация (1) при  $\xi = 0.755$  и  $\eta = 1.7$  лет. Квадратики — данные для ИСЗ серии «Intelsat-II» F3 [15], кружки — деградация мощности СБ на ИСЗ IDSCS-II (по минимуму тока короткого замыкания, пробой) [21], светлый ромбик — стендовые измерения из [13, 35]. Штрихи соответствуют предельным значениям части незащищенной поверхности СБ от 0.2 до 5.6 %. Треугольники — результаты для АТ5-6 [13], темный ромбик — данные для ИСЗ LES-6. Точки — оценки суммарной деградации СБ на геостационарной орбите из [21], темные треугольники — АТ5-5, звездочки — ИСЗ «Intelsat-I» [13, 15].

С учетом соотношения потерь пропускания защитных стекол толщиной 0.17 и 0.3 мм на полупроводящей подложке из-за эффектов электризации [22, 29] значения суммарной зависимости  $P_{\Sigma}(t)/P_0$  при воздействии комплекса факторов космического пространства, за исключением плазменных струй ЭРД, для СБ со стеклами  $\delta = 0.3$  мм ( $k_s \approx 0.22$ ) и  $\delta = 0.17$  мм ( $k_s \approx 0.43$ ) иллюстрируют кривые 3 и 4 рис. 14.

По результатам проведенных исследований, анализа расчетных и экспериментальных данных (стендовые и спутниковые измерения) определены деградационные характеристики, иллюстрирующие спад электрической мощности СБ из-за воздействия комплекса факторов космического пространства — ионизирующего и УФ-излучения, загрязнения продуктами деструкции материалов внешних поверхностей элементов конструкции КА, термоциклирования, радиационной электризации и плазменных струй ЭРД — при длительной 7–10 лет эксплуатации на геостационарной орбите. Достоверность деградационных характеристик подтверждает соответствие расчетных и экспериментальных зависимостей, значений  $P(t)/P_0$ , полученных в данной и других работах.

Деградационные характеристики получены для кремниевых р-типа ФЭП с удельной проводимостью  $2 \leq \rho \leq 10$  Ом·см, покрытых защитными стеклами (плавленный кварц, К-208) толщиной 0.17 и 0.3 мм. Введением коэффициентов пропорциональности  $k_b$ ,  $k_s$  и  $k_i$  зависимости  $P(t)/P_0$  могут быть пересчитаны для  $0.05 \leq \delta \leq 2.5$  мм и условий эксплуатации СБ на высоких круговых, как в



случае с КА GPS, и апогейной части высокоэллиптических орбит.

1. Акишин А. И. Электроразрядное повреждение солнечных батарей космических аппаратов в магнитосферной и ионосферной плазме // Физика и химия обработки материалов.—1995.—№ 2.—С. 43—49.
2. Акишин А. И. Электроразрядные явления в облученных диэлектриках могут понизить надежность космического и термоядерного оборудования // Физика и химия обработки материалов.—1997.—№ 5.—С. 37—44.
3. Акишин А. И. Эмиссионные процессы при электрическом пробое радиационно-заряженных диэлектриков // Физика и химия обработки материалов.—1998.—№ 5.—С. 27—30.
4. Акишин А. И., Байкальцев В. Б., Тютрин Ю. И. Воздействие электронных потоков на защитные покрытия солнечных батарей // Физика и химия обработки материалов.—1991.—№ 4.—С. 68—71.
5. Акишин А. И., Тютрин Ю. И., Цепляев Л. И. Электроразрядный механизм повреждения солнечных батарей при электронном облучении // Физика и химия обработки материалов.—1996.—№ 6.—С. 56—60.
6. Антонов В. М., Пономаренко А. Г. Лабораторные исследования эффектов электризации космических аппаратов. — Новосибирск: Наука, 1992.—115 с.
7. Асхабов С. Н., Бургасов М. П., Веселовзоров А. Н. и др. Исследование струи стационарного плазменного ускорителя с замкнутым дрейфом электронов (УЗДП) // Физика плазмы.—1981.—7, № 1.—С. 225—230.
8. Бургасов М. П., Надирадзе А. Б., Чиров А. А. и др. Эффекты взаимодействия струи электрореактивных двигателей и солнечных батарей космического аппарата // Космич. исследования.—1994.—32, № 4/5—С. 194—201.
9. Гришин С. Д., Лесков Л. В. Электрические ракетные двигатели космических аппаратов. — М: Машиностроение, 1989.—216 с.
10. Данилин Б. С., Киреев В. Ю. Применение низкотемпературной плазмы для травления и очистки материалов. — М.: Энергоатомиздат, 1987.—264 с.
11. Колтун М. М. Солнечные элементы. — М: Наука, 1987.—192 с.
12. Корн В. З., Шувалов В. А. Зондовая диагностика потока частиц, десорбируемых с поверхности твердого тела струей разреженной плазмы // Прикладная механика и техническая физика.—1993.—34, № 5.—С. 144—150.
13. Крейнин Л. Б., Григорьева Г. М. Солнечные батареи в условиях воздействия космической радиации // Итоги науки и техники / ВИНТИ. Исследование космического пространства.—1979.—13.—128 с.
14. Летин В. А., Заявлин В. Р., Еремин П. А. Комплексное воздействие факторов космического пространства при термовакуумных испытаниях солнечных батарей // Космич. исследования.—1999.—37, № 3.—С. 329—331.
15. Модель космического пространства (Модель космоса-82) / Под ред. Н. С. Вернова. — М.: МГУ, 1983.—Т. 2.—770 с.
16. Модель космического пространства (Модель космоса-82) / Под ред. Н. С. Вернова. — М.: МГУ, 1983.—Т. 3.—635 с.
17. Нефф Дж. А., Муллен К. Р., Фогдол Л. Б. Влияние моделируемых условий на синхронной орбите на характеристики загрязненного оптического солнечного рефлектора // Аэрокосмическая техника.—1987.—№ 8.—С. 91—97.
18. Олсен Р. К. «Рекордные» потенциалы зарядки, зарегистрированные во время полета спутника ATS-6 // Аэрокосмическая техника.—1988.—№ 5.—С. 90—97.
19. Присняков В. Ф. К вопросу о деградации солнечных батарей на космических аппаратах // Космічна наука і технологія.—1996.—2, № 1/2.—С. 73—81.
20. Распыление твердых тел ионной бомбардировкой / Под ред. Р. Бериша. — М: Мир, 1986.—Т. 2.—488 с.
21. Раушенбах Г. Справочник по проектированию солнечных батарей. — М: Энергоатомиздат, 1983.—360 с.
22. Стародубцев В. А., Ягушкин А. И. Проявление эффектов электризации при исследовании радиационно-оптических свойств стекол // Изв. вузов. Физика.—1986.—№ 5.—С. 14—17.
23. Фудзи Х., Сибуй И., Абэ Т. и др. Моделирование процессов электризации и разрядки электроизоляционных покрытий ИСЗ путем облучения их поверхности электронными пучками // Аэрокосмическая техника.—1989.—№ 5.—С. 104—111.
24. Чиров А. А., Бургасов М. П., Заявлин В. Р. и др. Влияние струй плазмы электрореактивных двигателей на энергетические характеристики солнечных батарей // Космич. исследования.—1997.—35, № 3.—С. 331—333.
25. Шувалов В. А., Кочубей Г. С., Приймак А. И. и др. Моделирование радиационной электризации подветренных поверхностей космических аппаратов на полярной орбите в ионосфере Земли // Космічна наука і технологія.—2001.—7, № 5/6.—С. 30—43.
26. Шувалов В. А., Левкович О. А., Кочубей Г. С. Приближенные модели струй электрореактивных двигателей космических аппаратов // Космічна наука і технологія.—1998.—4, № 5/6.—С. 105—109.
27. Шувалов В. А., Приймак А. И., Губин В. В. Радиационная электризация элементов конструкций космических аппаратов. Физическое моделирование, накопление и нейтрализация заряда // Космич. исследования.—2001.—39, № 1.—С. 18—26.
28. Шувалов В. А., Чурилов А. Е., Быстрицкий М. Г. Диагностика потоков импульсной плазмы зондовым, СВЧ- и фотометрическим методами // Теплофизика высоких температур.—2000.—38, № 6.—С. 877—881.
29. Ягушкин Н. И., Графодатский О. С., Исляев Ш. Н. и др. Радиационно-электрические явления в диэлектрических материалах космических аппаратов при электризации // Исслед. по геомагнетизму, аэронавтике и физике Солнца.—1989.—Вып. 86.—С. 131—168.
30. Boyd I. D. Review of hall thruster plume modeling // J. Spacecraft and Rockets.—2001.—38, N 3.—P. 381—387.
31. Dever J. A., Bruckner E. J., Scheiman D. A., et al. Contamination of space environmental effects on solar cells and thermal control surfaces // J. Spacecraft and Rockets.—1995.—32, N 5.—P. 850—851.
32. Gaffey J. D., Biliza D. NASA / National space science data center trapped radiation models // J. Spacecraft and Rockets.—1994.—31, N 2.—P. 172—176.
33. Garrett H. The geosynchronous plasma environment // Techol. Environment Spatial. — Toulous, 1987.—P. 337—411.
34. Gatsonis N. C., Eckman R., Yin X., et al. Experimental investigations and numerical modeling of pulsed plasma thruster plumes // J. Spacecraft and Rockets.—2001.—38, N 3.—P. 454—464.
35. Goldhammer L. G. Irradiation of solar cell candidates for the ATS-F solar cell flight experiment // Conf. Rec. 9th IEEE Photovolt. Specialists conf. — N. Y., 1972.—P. 316—328.
36. Konradi A., Mc Coy J. E., Garriott O. K. Current leakage for low altitude satellites: modeling application // Quantitative modeling of magnetospheric processes. — Washington, 1979.—P. 617—633.
37. Leet S. J., Fogdall L. B., Wilkinson M. C. Thermo-optical property degradation of irradiated spacecraft surfaces // J. Spacecraft and Rockets.—1995.—32, N 5.—P. 832—838.
38. Letin V. A., Bordina NV, Zayavlim V. R., et al. An experimen-

- tal simulation of space environment effects on the solar-cell battery // Problems of spacecraft-environment interaction: Int. conf. (Novosibirsk, 1992). — Irkutsk, 1992.—P. 110—112.
39. Mandell M. J., Katz J., Steen P. J., et al. The effect of solar array voltage patterns plasma power losses // IEEE Trans. Nucl. Sci.—1980.—V. NS-27, N 6.—P. 1797—1800.
40. Parker L. W. Differential charging and sheath asymmetry of nonconducting spacecraft due to plasma flows // J. Geophys. Res.—1978.—83, N A10.—P. 4873—4880.
41. Pippin H. G., Woll S. L. B., Loeb V. A., Bohnhoff-Hlavacen G. Contamination effects on the passive optical sample assembly experiments // J. Spacecraft and Rockets.—2001.—37, N 5.—P. 567—572.
42. Rosenzweig W. Space radiation effects in silicon devices // IEEE Trans. Nucl. Sci.—1965.—NS-12, N 5.—P. 18—29.
43. Stevens N. J., Barbay G. J., Jonenes M. R., et al. Modeling of environmentally induced transients within satellites // J. Spacecraft and Rockets.—1987.—24, N 3.—P. 259—263.
44. Tajmar M., Gonzalez J., Hilgers A. Modeling of spacecraft-environment interactions on SMART-1 // J. Spacecraft and Rockets.—2001.—38, N 3.—P. 393—399.
45. Tarasov V. N., Babkin G. V., Morozov E. P., et al. Electrostatic behaviour of solar-cell batteries under conditions of radiation electrization // Problems of spacecraft-environment interaction: Int. conf. (Novosibirsk, 1992). — Irkutsk, 1992.—P. 58—59.
46. Tribble A. C. Revised estimates of photochemically deposited contamination on the Global Positioning System satellites // J. Spacecraft and Rockets.—1998.—35, N 1.—P. 114—116.
47. Tribble A. C., Boyadjian B., Davis J., et al. Contamination control engineering design guidelines for the aerospace community // NASA Contractor Report / NASA—1996.—N 4740.—126 p.
48. Tribble A. C., Haffner J. W. Estimates of photochemically deposited contamination on the GPS satellites // J. Spacecraft and Rockets.—1991.—28, N 2.—P. 222—227.
49. Yagushkin N. L., Sergeev A. L., Grafovatsky O. S., et al. Laboratory investigations of environment effect on spacecraft structural materials // Problems of spacecraft-environment interaction: Int. conf. (Novosibirsk, 1992). — Irkutsk, 1992.—P. 48—49.

---

**DEGRADATION OF THE ELECTRIC POWER OF SOLAR ARRAYS UNDER THE INFLUENCE OF THE NEAR-SATELLITE ENVIRONMENT IN GEOSTATIONARY ORBITS**

V. A. Shuvalov, G. S. Kochubey, A. I. Priimak, N. P. Reznichenko

We assess the influence of various factors — the ionizing and ultraviolet radiation, pollution by the products of electrojet engine exhausts and destruction of spacecraft's external surface materials, thermal cycling, and radiation electrization — on the power characteristics of solar arrays during long-term (7—10 years) missions in geostationary orbits.

УДК 629.78

Д. Г. Белов

Державне конструкторське бюро «Південне» ім. М. К. Янгеля, Дніпропетровськ

## Вероятностная оценка электроэнергетического обеспечения космического аппарата

Надійшла до редакції 25.07.01

Проаналізовані головні чинники, які впливають на електроенергетичне забезпечення КА. Показано, що вони складають сукупність випадкових величин, область визначення яких обмежена. Сформована математична модель більш адекватної ймовірнісної оцінки електроенергетичного забезпечення КА, і розроблені алгоритми її застосування при створенні КА.

Критерием электроэнергетического обеспечения космического аппарата (КА) на временном интервале полета  $t_1 \leq t < t_1 + \Delta T$  является [9] выполнение совокупности неравенств

$$\begin{aligned} x_{1i} &= E_s(t) - E_n(t) \geq 0, \\ x_{2i} &= Q_s(t) - Q_n(t) \geq 0, \\ x_{3i} &= N_s(t) - N_n(t) \geq 0, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $E_s(t)$ ,  $N_s(t)$ ,  $Q_s(t)$  — энергия, мощность и запас энергии, потенциально обеспечиваемые системой электроснабжения (СЭС) КА на интервале  $t_1 \leq t < t_1 + \Delta T$ ;  $E_n(t)$ ,  $N_n(t)$ ,  $Q_n(t)$  — значения энергии, мощности и энергозапаса, требуемые для работы бортового оборудования КА (электрической нагрузки СЭС).

На стадии проектирования КА электроэнергетические соотношения используются для определения ключевых проектных параметров СЭС — мощности солнечной батареи  $N_{СП}$  и емкости аккумуляторной батареи  $Q_{АП}$ , производными от которых являются массогабаритные и стоимостные показатели СЭС. Традиционно совокупность неравенств (1) преобразуется в систему уравнений  $x_{qp} = 0$  ( $q = 1, 2, 3$ ) для расчетного случая  $i = p$ . В качестве расчетного случая принимается ситуация, предполагающая, что на  $p$ -м интервале реализуется сочетание минимальных энерговозможностей СЭС и максимальных энергопотребностей нагрузки [6]. Как правило, такой ситуации соответствует совмещение уча-

стка полета КА с наименьшей энергопроизводительностью СЭС и энергетически наиболее насыщенного режима работы КА (нормативная циклограмма энергопотребления  $N_{нн}(t)$ ), отнесенное на конец активного существования КА ( $t = T_A$ ). Определенные таким образом параметры СЭС ( $N_{СП} = N_{СТ}$ ,  $Q_{АП} = Q_{АГ}$ ) гарантированно обеспечивают выполнение всех штатных программ работы КА на любом участке полета. Подобным же образом оцениваются параметры СЭС и базовых многоцелевых космических платформ с заменой нормативной циклограммы энергопотребления конкретного КА на некоторую гипотетическую циклограмму, обобщающую множество предполагаемых комплектаций платформы аппаратурой целевого назначения.

На последующих стадиях разработки состав и программа включения бортового оборудования КА нередко корректируются, вызывая изменения циклограммы энергопотребления в сторону увеличения. Причиной этому в случае специализированного КА может быть необходимость расширения первоначальной программы исследований за счет интенсификации работы аппаратуры целевого назначения либо дополнения аппаратуры новыми приборами. Для многоцелевой платформы таким случаем может быть необходимость решения новой целевой задачи, не предполагавшейся ранее. Также возникают задачи оценки возможности продления срока летной эксплуатации КА в штатных режимах сверх проектного срока. Во всех такого рода случаях оценка электроэнергетического обеспечения КА,

параметры СЭС которого  $N_{CT}$  и  $Q_{AG}$ , дает отрицательный результат при  $i = p$ , и неравенства (1) будут выполняться лишь на некоторых интервалах полета КА.

Для позитивного решения указанных задач необходимо расширение методической базы оценок электроэнергетического обеспечения, поскольку гарантированная точечная оценка ограничивается лишь предельным частным случаем сочетаний факторов. Иными словами, необходим переход от стационарного к вариационному сценарию оценивания. В итоге должна быть найдена количественная мера степени электроэнергетического обеспечения КА при изменении энергетических параметров СЭС или/и нагрузки, учитывающая весь спектр значений факторов. Такая мера, ориентированная на вариационный сценарий задачи, может быть предложена на основе анализа статистических свойств факторов.

Разработка соответствующей методики охватывает следующие стадии, представленные ниже:

- анализ факторов, влияющих на результат электроэнергетического обеспечения;
- формулировка задачи вероятностной оценки электроэнергетического обеспечения;
- выбор метода решения задачи;
- синтез алгоритмов.

Анализ развитых математических моделей, описывающих процессы генерирования, накопления и расходования электроэнергии на борту КА [9], показывает, что к числу основных факторов, влияющих на результат оценки электроэнергетического обеспечения, относятся:

- со стороны СЭС — мощность  $N_C$ , деградационная характеристика  $\omega(t)$  и коэффициент освещенности  $K_C(t)$  солнечной батареи, емкость  $Q_A$  и деградационная характеристика  $\varepsilon(t)$  аккумуляторной батареи;
- со стороны нагрузки — амплитуда и длительность режимов потребления мощности, составляющих циклограмму энергопотребления  $N_H(t)$ .

Мощность солнечной батареи является функцией КПД отдельных фотопреобразователей, которыми она укомплектована. Значения КПД фотопреобразователей в партии, предназначенной для комплектования солнечной батареи, представляют собой ограниченную выборку случайных чисел с определенным рассеянием относительно некоторого номинала [13].

Этим обусловлен случайный характер значений мощности солнечных батарей [11] в диапазоне от  $N_{Cmin}$  до  $N_{Cmax}$ , где  $N_{Cmin}$  устанавливается нормативной документацией на уровне  $N_{CT}$ , вследствие чего

конкретные образцы солнечной батареи для однотипных КА селективируются по признаку  $N_C \geq N_{Cmin} \geq N_{CT}$ .

Деградационная характеристика солнечной батареи показывает степень снижения ее энергоотдачи под комплексным воздействием космической среды. Математические описания этих сложных процессов несовершенны, что приводит к весьма существенным расхождениям между расчетными и фактическими данными по деградации мощности солнечной батареи в космосе [14]. В инженерной практике проектирования СЭС в качестве деградационных моделирующих зависимостей для солнечной батареи используют линейные или линейно-экспоненциальные функции времени с эмпирическими коэффициентами, определяемыми по данным летной эксплуатации конструктивно подобных солнечных батарей на близких траекториях. Коэффициенты характеризуются значительной неопределенностью как из-за спорадической изменчивости воздействий космического пространства, так и разброса конструктивно-технологических параметров солнечных батарей [7]. Поэтому можно полагать, что прогнозируемое для любого момента времени полета КА значение деградационной характеристики солнечной батареи заключено случайным образом между соответствующими этому времени «оптимистичной» и «пессимистичной» границами ( $\omega_{min}(t_i) \leq \omega(t_i) \leq \omega_{max}(t_i)$ ), причем для конкретного образца солнечной батареи по определению  $\omega(t_{i+1}) > \omega(t_i)$ . Нормативной документацией на солнечные батареи оговаривается предел  $\omega_{max}(T_A)$ .

Коэффициент освещенности солнечной батареи на временном интервале  $[t_i, t_i + \Delta T]$  — среднее интегральное отношение площади проекции солнечной батареи на плоскость, перпендикулярную к вектору солнечного потока, к полной площади рабочей поверхности  $F$ :

$$K_C(t_i, t_i + \Delta T) = \frac{1}{\Delta T F} \int_{t_i}^{t_i + \Delta T} \int_F \sigma(t) \psi(t) dt dF, \quad (2)$$

где  $\sigma(t) = 1$  при нахождении КА на освещенных участках траектории и  $\sigma(t) = 0$  при нахождении КА на затененных от Солнца участках траектории;

$$\psi(t) = \begin{cases} \cos \gamma(t) & \text{при } \frac{\pi}{2} \geq \gamma \geq 0, \\ 0 & \text{при } \pi > \gamma > \frac{\pi}{2}; \end{cases}$$

$\gamma(t)$  — угол между вектором солнечного потока и нормалью к элементу  $dF$  рабочей поверхности солнечной батареи.

Таблица 1. Значения  $p(K_C \leq K_C^*)$  при различных законах ориентации солнечной батареи

$p(K_C \leq K_C^*)$	$K_C^*$		
	А	Б	В
0	0.105	0.520	0.650
0.1	0.337	0.528	0.665
0.2	0.410	0.532	0.675
0.3	0.456	0.545	0.682
0.4	0.502	0.566	0.711
0.5	0.538	0.574	0.728
0.6	0.576	0.633	0.752
0.7	0.604	0.681	0.790
0.8	0.628	0.750	0.833
0.9	0.643	0.825	0.896
1.0	0.650	0.866	1.0

Величина  $K_C$  зависит от конфигурации солнечной батареи, ориентации ее на Солнце и положения плоскости траектории КА относительно солнечного потока. Пространственная ориентация и конфигурация солнечной батареи детерминированы, а положение плоскости траектории по отношению к солнечному потоку в какой-либо момент полета зависит от параметров траектории и даты запуска КА. Вследствие этого при произвольной дате запуска  $K_C [t_i, t_i + \Delta T]$  является случайной величиной, значения которой находятся в пределах  $0 \leq K_{Cmin} \leq K_C(\cdot) \leq K_{Cmax} \leq 1$ .

В табл. 1 приведены оценки функции распределения  $p(K_C \leq K_C^*)$  для нескольких вариантов КА с плоской солнечной батареей и различными законами ее ориентации на круговой орбите спутника Земли. Вариант А соответствует вращению солнечной батареи вокруг оси КА, параллельной нормали к плоскости орбиты, вариант Б — вокруг оси КА, направленной по радиусу-вектору КА, вариант В — двухосная ориентация солнечной батареи. Параметры начальной орбиты: высота 500 км, наклонение  $82^\circ$ . Численные значения получены путем обработки результатов вычисления (2) при вариации даты запуска спутника в течение года:

$$p(K_C \leq K_C^*) \approx \frac{n}{n_s},$$

где  $n$  — количество вычислений, в которых  $K_C \leq K_C^*$ ;  $n_s$  — общее количество вычислений.

Начальная емкость применяемых в космической технике аккумуляторных батарей даже одного типоразмера подвержена заметным колебаниям от образца к образцу из-за остаточной (после отбора для комплектации аккумуляторной батареи) неидентичности характеристик отдельных аккумулято-

ров, соединенных в последовательную цепь [10]. В ходе эксплуатации аккумуляторной батареи емкость уменьшается, однако этот процесс разный для разных аккумуляторов [4]. Поэтому значения  $Q_A$  и  $\varepsilon(t_i)$  представляются случайными числами, заключенными между  $Q_{Amin}$ ,  $Q_{Amax}$  и  $\varepsilon_{min}(t_i)$ ,  $\varepsilon_{max}(t_i)$ . Как и для  $\omega(t)$ , для конкретного образца аккумуляторной батареи  $\varepsilon(t_{i+1}) > \varepsilon(t_i)$ . Нормативной документацией на аккумуляторные батареи оговариваются пределы  $Q_{Amin} \geq Q_{Ag}$  и  $\varepsilon_{max}(T_A)$ .

Циклограмма энергопотребления КА складывается из графиков энергопотребления отдельных видов бортового оборудования и аппаратуры, скоординированных общей программой работы КА. Для оценок электроэнергетического обеспечения она аппроксимируется ступенчатой функцией, ордината которой равна сумме электрических мощностей включенных в данный момент потребителей электроэнергии, а моменты изменения ординаты совпадают с моментами включения/отключения потребителей. Известно [5], что при  $t = t_i$  ордината циклограммы энергопотребления сложного комплекса потребителей, к которым относится и КА, является случайной величиной, значение которой лежит в пределах  $N_{nmin}(t_i) \leq N_n(t_i) \leq N_{nmax}(t_i) = N_{nn}(t_i)$ . Ее закон распределения может быть подобран с возможно близким подобием из числа канонических по коэффициентам энергетической насыщенности циклограммы [3], которые определяются для циклограммы энергопотребления любой формы [12]. Временная составляющая циклограммы (моменты изменения ординаты), сформированной для определения проектных параметров СЭС, может приниматься как опорная, а вносимые в нее коррективы рассматриваться как отклонения от опорной. Синтезированная таким образом циклограмма

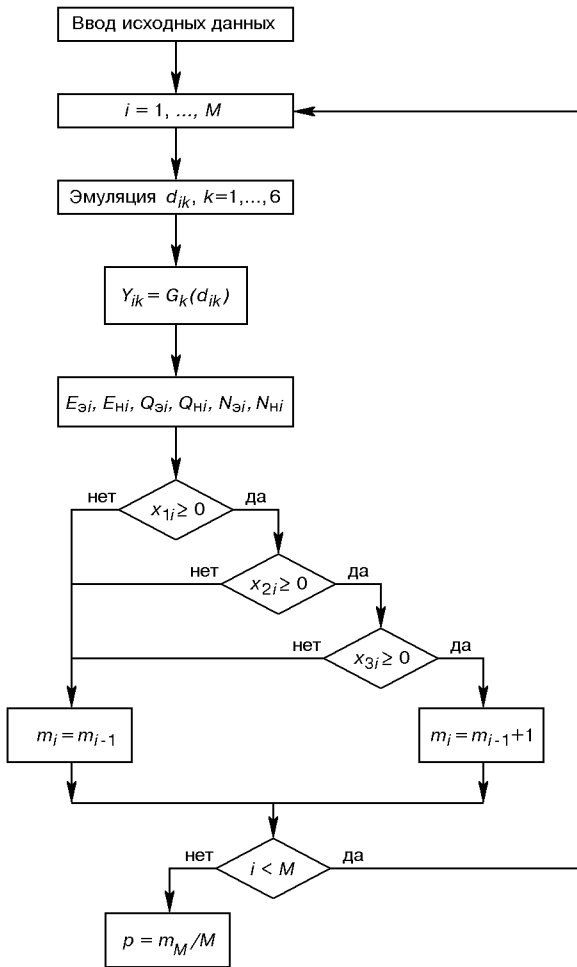


Рис. 1. Алгоритм вероятностной оценки электроэнергетического обеспечения

энергопотребления КА представляется в виде последовательности прямоугольных импульсов, длительность которых равна вероятному времени включенного состояния данного состава потребителей, а амплитуда — вероятному значению суммы их мощностей [1].

В результате проведенного анализа можно констатировать, что совокупность основных факторов, определяющих результат электроэнергетического обеспечения, представляет собой набор случайных независимых величин. Следовательно, задачу электроэнергетического обеспечения можно сформулировать как задачу оценки вероятности электроэнергетического обеспечения  $p(x_q \geq 0)$  для КА с параметрами СЭС  $N_{СГ}, Q_{АГ}$  при изменении циклограммы энергопотребления с нормативной  $N_{нн}(t)$  на

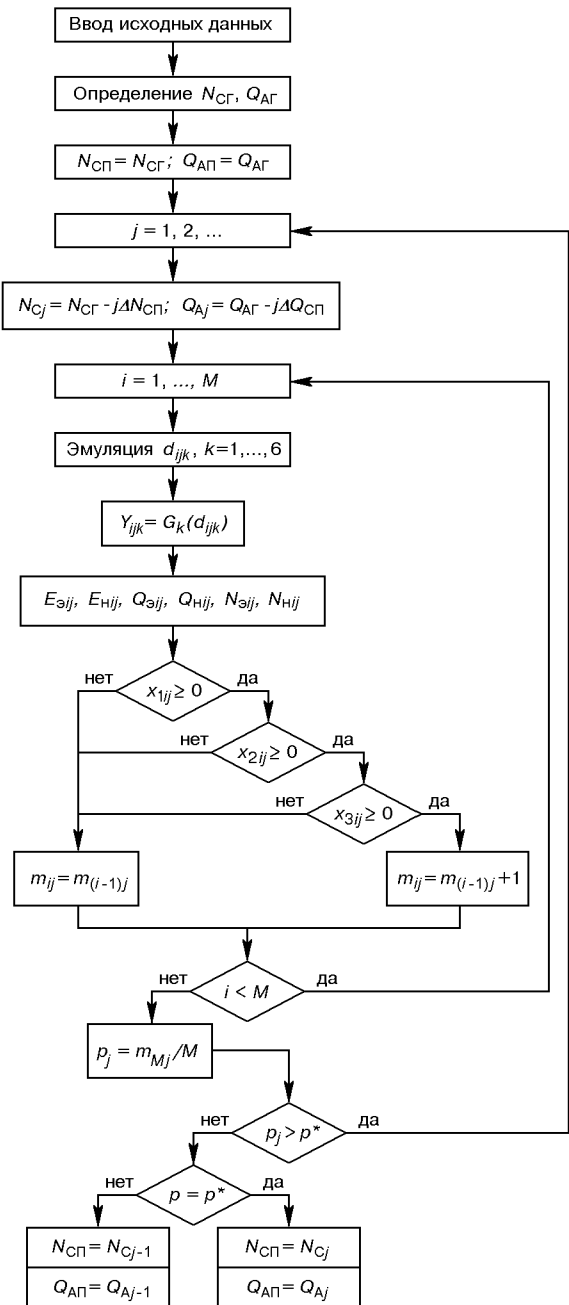


Рис. 2. Алгоритм расчета  $N_{СП}, Q_{АП}$  при заданной вероятности электроэнергетического обеспечения

энергетически более насыщенную  $\tilde{N}_{нн}(t)$ .

Будем полагать, что циклограмма  $N_{нн}(t)$  энергетически более насыщена на интервале  $[t_i, t_i + \Delta T]$ , чем циклограмма  $N_{нн}(t)$ , если

$$\int_{t_i}^{t_i+\Delta T} \tilde{N}_n(t) dt > \int_{t_i}^{t_i+\Delta T} N_{нн}(t) dt,$$

или если внутри интервала есть хотя бы одна точка  $t_{is}$ , в которой  $\tilde{N}_n(t_{is}) > N_{нн}(t_{is})$ .

Поскольку законы распределения ряда случайных величин, участвующих в оценке, аналитически не описаны, для решения задачи избран метод статистических испытаний соотношений (1) с эммуляцией случайной величины  $d = d_1, \dots, d_i, \dots, d_M$  с постоянной плотностью распределения [8]. Для  $k$ -го фактора значению  $d_{ik}$  приравнивается значение функции распределения  $p_k$  ( $Y_k \leq Y_{ik}^*$ ), аргумент которой  $Y_{ik}^*$  принимается в качестве точечного значения фактора  $Y_k$  в  $i$ -м испытании.

$$Y_{ik} = G_k(d_{ik}),$$

$$k = 1, \dots, 6.$$

Здесь  $G_k(d)$  — функция, обратная функции  $p_k(Y)$ ;  $Y_{i1} = N_{сг}$ ,  $Y_{i2} = \omega_i$ ,  $Y_{i3} = K_{сг}$ ,  $Y_{i4} = Q_{ап}$ ,  $Y_{i5} = \varepsilon_i$ ,  $Y_{i6} = \tilde{N}_{нн}$ .

$$p(x_q \geq 0) \approx \frac{m}{M},$$

$$i = 1, \dots, M,$$

где  $m$  — количество испытаний, в которых все неравенства (1) выполняются;  $M$  — общее количество испытаний.

Соответствующий алгоритм показан на рис. 1.

Предложенная методика применима и для определения проектных параметров СЭС  $N_{сг}$  и  $Q_{ап}$ , если задано граничное значение вероятности электроэнергетического обеспечения  $p^*$  ( $x_q \geq 0$ ). В этом случае после определения  $N_{сг}$  и  $Q_{ап}$  производится пошаговое уменьшение значений  $N_{сг} = N_{сг}$  и  $Q_{ап} = Q_{ап}$  на  $\Delta N_{сг}$  и  $\Delta Q_{ап}$  до тех пор, пока не будет достигнут уровень  $p^*$ . Алгоритм решения этой задачи показан на рис. 2. Его применение иллюстрируется следующим примером расчета. Проектируется СЭС КА с энергопотреблением, нормативное значение которого не превосходит 800 Вт. Солнечная батарея КА ориентируется по варианту Б ( $K_{сг} = 0.52$ ), чему соответствует  $N_{сг} = 1540$  Вт. Пусть вероятность электроэнергетического обеспечения  $p^* = 0.98$ , а значения функций распределения мощностей солнечной батареи и нагрузки таковы, как показано в табл. 2 (близко к нормальному закону). Для этих условий по алгоритму рис. 2 находится  $N_{сг} = 1290$  Вт при  $\Delta N_{сг} = 12.5$  Вт,  $\omega = \varepsilon = 1$ ,  $Q_{ап} = Q_{ап}$ . Количество итераций по  $j$  равно 20, на каждой итерации  $M > 80$ . Таким

Таблица 2. Функции распределения значений  $N_c$  и  $N_n$ 

$p(N_c \leq N_c^*),$ $p(N_n \leq N_n^*)$	$N_c^*/N_{c \max}$	$N_n^*/N_{n \max}$
0	0.870	0.700
0.1	0.891	0.775
0.2	0.913	0.796
0.3	0.922	0.818
0.4	0.929	0.835
0.5	0.935	0.850
0.6	0.942	0.869
0.7	0.948	0.890
0.8	0.957	0.906
0.9	0.974	0.932
1.0	1.0	1.0

образом, в данном случае снижение требуемой нормативной мощности (и стоимости) солнечной батареи составит около 16 % (1290 Вт вместо 1540 Вт).

По алгоритмам, приведенным на рис. 1 и 2, вероятность электроэнергетического обеспечения оценивается на стадии проектирования КА. На стадии изготовления, когда КА уже укомплектован СЭС с конкретными параметрами  $N_c = N_{сг}$ ,  $Q_A = Q_{ап}$  и аппаратурой с известной циклограммой энергопотребления  $N_{нн}(t)$ , вероятность электроэнергетического обеспечения оценивается уточненно по алгоритму на рис. 1, в котором значения  $N_c$ ,  $Q_A$ ,  $N_n$  соответственно фиксируются  $N_c = N_{сг}$ ,  $Q_A = Q_{ап}$ ,  $N_n = N_{нн}$ . Наконец, в процессе полета КА оцениваются реальные показатели электроэнергетического обеспечения КА, причем на тех интервалах полета КА, где прогнозируются электроэнергетические ограничения, программа работы КА должна предусматривать максимально эффективное использование энерговозможностей СЭС [2].

На основании полученных результатов можно сделать следующие выводы:

1. Совокупность основных факторов, влияющих на электроэнергетическое обеспечение КА, представляет собой набор случайных величин, что позволяет сформулировать задачу оценки электроэнергетического обеспечения как вероятностную и применить для ее решения метод статистических испытаний.

2. Вероятностная оценка электроэнергетического обеспечения дает возможность рационализировать выбор проектных параметров СЭС и вариантов циклограмм энергопотребления комплекса бортового оборудования КА.

1. Балужин В. М., Дулов В. И. Расчет энергопотребления при проектировании автономной системы электроснабжения // Электрооборудование автономных объектов: Сб. науч. тр. — М.: Моск. энерг. ин-т, 1987.—№ 143.—С. 19—23.
2. Белов Д. Г. Формирование полетной программы работы космического аппарата при наличии электроэнергетических ограничений // Космічна наука і технологія.—1997.—3, № 5/6.—С. 120—126.
3. Егоров А. В., Ершов С. М. Восстановление закона распределения вероятностей электрических нагрузок по расчетным коэффициентам // Изв. высших учебных заведений и энергетических объединений СНГ. Энергетика.—1993.—№ 1-2.—С. 50—52.
4. Жирнова Н. Б., Леонова М. В., Золотов А. И. Анализ разбега емкостных характеристик последовательно соединенных в батарею аккумуляторов на автономных объектах // Электрооборудование автономных объектов: Сб. науч. тр. — М.: Моск. энерг. ин-т, 1987.—№ 143.—С. 41—45.
5. Лазарев И. А. Синтез структуры систем электроснабжения летательных аппаратов. — М.: Машиностроение, 1976.—256 с.
6. Максимов Г. Ю. Теоретические основы разработки космических аппаратов. — М.: Наука, 1980.—320 с.
7. Присняков В. Ф. К вопросу о деградации солнечных батарей на космических аппаратах // Космічна наука і технологія.—1996.—2, № 1-2.—С. 73—81.
8. Соболев И. М. Численные методы Монте-Карло. — М.: Наука, 1973.—311 с.
9. Солнечные энергосистемы космических аппаратов. Физическое и математическое моделирование / Безручко К. В., Белан Н. В., Белов Д. Г. и др. / Под ред. С. Н. Конюхова. — Харьков: Гос. аэрокосмич. ун-т «Харьковский авиационный ин-т», 2000.—515 с.
10. Теньковцев В. В., Центер Б. И. Основы теории и эксплуатации герметичных никель-кадмиевых аккумуляторов. — Л.: Энергоатомиздат, 1985.—96 с.
11. Теоретико-вероятностные характеристики солнечных батарей / Лидоренко Н. С., Ашарин Л. Н., Борисова Н. А. и др. // Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт.—1980.—№ 6.—С. 26—29.
12. Тимашев С. В., Кузьмин М. А., Чилин Ю. Н. Оптимизация энергетических систем орбитальных пилотируемых станций. — М.: Машиностроение, 1986.—232 с.
13. Hardingham C., Bogus K., Detlaff K. GaAs/Ge large area industrial solar cells-qualification // Proc. of the 5<sup>th</sup> European Space Power Conf. 21—25 September 1998. — Tarragona, Spain, 1998.—Vol. 2.—P. 639—642.
14. Jalinat A., Picart G., Rapp E., Samson Ph. In-orbit behaviour of SPOT 1, 2 and 3 solar arrays // Proc. of the 5<sup>th</sup> European Space Power Conf. 21—25 September 1998. — Tarragona, Spain, 1998.—Vol. 2.—P. 627—631.

---

#### PROBABILISTIC ESTIMATION OF ELECTRIC ENERGY SUPPLY FOR SPACECRAFT

D. G. Belov

We analyze the principal factors which affect the electric energy supply of the spacecraft. These factors are shown to form a set of random quantities with limited domain. We built a mathematical model of more adequate probabilistic estimation of electric energy supply for spacecraft and developed some algorithms for the application of this model in the construction of spacecraft.



УДК 629.78.023

В. В. Авдєєв<sup>1</sup>, П. Г. Хорольський<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Дніпропетровський національний університет

<sup>2</sup>Державне конструкторське бюро «Південне» ім. М. К. Янгеля, Дніпропетровськ

## Маневр ухилення космічного апарата радіальним імпульсом

Надійшла до редакції 04.03.02

Розроблена лінійна модель розходження навколосемного супутника із космічним об'єктом, яка дає можливість побудови ефективного алгоритму розрахунку витрат енергії на обхід небезпечної зони в залежності від параметрів їхнього відносного руху.

Для підвищення надійності довготривалого функціонування КА при його розробці необхідно передбачити заходи від зіткнень із небезпечними космічними об'єктами (КО) природного чи штучного походження. В США джерелом всебічних даних про КО є система космічного спостереження, до якої надходить інформація від мережі наземних станцій і датчиків на борту КА. Ці дані, за винятком декількох сотень супутників спеціального призначення, регулярно поновлюються і розповсюджуються центром космічних польотів ім. Годдарда. Всі КО штучного походження заносяться до каталогу з 1957 р., при цьому їхня частина через значну висоту орбіти або малі розміри спостерігається нерегулярно. На основі даних каталогу прогноуються можливі зіткнення з КО і тривалість їхнього існування [3]. Діапазон розмірів каталогізованих КО: від 10 см до десятків метрів, а діапазон ваги — від кількох грамів до кількох тонн [2].

Як відомо, одним із способів захисту КА є маневр ухилення для обходу зони, небезпечної з точки зору можливого зіткнення із КО. Методика оцінки енергетичних витрат на виконання двохімпульсного маневру, що проводиться протягом одного витка, описана у роботі [1]. Вектор першого імпульсу приросту швидкості КА  $\Delta V_1$  збігається із градієнтом функції мінімальної відстані КА—КО  $l_{\min}(\Delta V_1)$  в околі прогнозованої небезпечної точки. Маневр виконується при умові, що на черговому витку має місце момент часу  $t_m$ , коли прогнозована відстань

$l_0$  між КА і КО така, що задана ймовірність їхнього безаварійного розходження не забезпечується. Імпульс  $\Delta V_1$  змінює орбіту КА з метою обходу небезпечної зони — збільшення мінімальної відстані, імпульс  $\Delta V_2$  відновлює попередню орбіту. Енергетичні витрати на виконання маневру оцінюються сумою модулів  $\Delta V_1 + \Delta V_2$ . Запропонована лінійна модель розходження КА і КО в околі  $t_m$ , і для окремих випадків отримані аналітичні вирази оцінки ефективності маневру, яка характеризується похідною  $dl_{\min}/d(\Delta V)$ .

Найбільше відхилення положення КА в момент часу  $t = t_m$  на орбіті, збуреній імпульсом  $\Delta V_1$ , від його відповідного положення на незбуреній круговій орбіті має місце, якщо вектор  $\Delta V_1$  збігається з поточною трансверсаллю при  $t = t_1$ , а найменше — з бінормаллю. Якщо вектор  $\Delta V_1$  має трансверсальну складову, то для повернення на попередню орбіту другий імпульс приросту швидкості  $\Delta V_2$  надається не раніше, ніж через період обертання  $T_d$  на збуреній орбіті. При відсутності цієї складової тривалість маневру може бути скорочена удвічі.

Ефективність маневру залежить від інтервалу часу  $t_m - t_1$ , напрямку вектора  $\Delta V_1$ , висоти кругової орбіти КА  $h_{кр}$ , кута  $\alpha$  між площинами орбіт КА і КО, ексцентриситету  $e_d$  орбіти КО (приймається, що вони є супутниками Землі) та істинної аномалії  $\theta_d$ , при якій КО входить до небезпечної зони.

Дослідження цієї залежності необхідне для обґрунтування запасу енергії на борту КА, призначеної для виконання можливих маневрів ухилення протягом його експлуатації. Оцінка ефективності радіального імпульсу швидкості  $\Delta V_{1r}$  в [1] отримана тільки для окремого випадку, коли  $t_m - t_1 \approx T_d/4$  і площини орбіт КА і КО взаємно перпендикулярні, що суттєво звужує область її використання. Нелінійність залежності мінімальної відстані КА — КО  $l_{\min}$  від  $\Delta V_{1r}$  при певних комбінаціях параметрів руху не дає можливості використовувати похідну  $dl_{\min}/d(\Delta V_{1r})$  як універсальну характеристику ефективності маневру. Відхилення  $l_1$  положення КА на збуреній радіальним імпульсом орбіті від його положення на незбуреній орбіті визначається тільки величинами  $h_{кр}$ ,  $t_m - t_1$  і  $\Delta V_{1r}$ . Але, як було зазначено вище, приріст мінімальної відстані КА — КО  $l_{\min} - l_0$  залежить не тільки від  $l_1$ , а і в значній мірі від величин  $\alpha$ ,  $e_d$  та  $\theta_d$ . З метою оцінки витрат енергії на маневр ухилення від зіткнення із КО шляхом надання КА приросту швидкості у радіальному напрямі в роботі ставиться задача розробки лінійної моделі розходження КА і КО. Це дасть можливість побудувати алгоритм розрахунку імпульсу приросту швидкості КА  $\Delta V_{r1}$ , необхідного для забезпечення заданого значення мінімальної відстані  $l_{\min}$  КА—КО і оцінки ефективності маневру цього типу в залежності від  $t_m - t_1$ ,  $h_{кр}$ ,  $\alpha$ ,  $e_d$ ,  $\theta_d$  і вектора  $l_0$  початкового (при  $t = t_m$ ) положення КО відносно КА.

Як і в роботі [1], приймаються припущення, що тривалість інтервалу між наданням КА імпульсів швидкості не перевищує періоду обертання  $T_d$ , і величини імпульсів  $\Delta V_{1r}$  і  $\Delta V_{2r}$  становлять не більше кількох десятків процента швидкості КА на незбуреній орбіті  $V_0$ . Останнє припущення не вносить суттєвих обмежень, оскільки у більшості випадків тягоозброєність КА не перевищує  $10^{-5}$ , але воно зменшує похибку лінеаризації. Величина  $l_{\min}$  не перевищує однієї соті радіуса  $r_0$  незбуреної кругової орбіти КА.

Для аналізу маневру прийняті припущення дозволяють використати лінійну модель розходження, у якій положення КО відносно КА в околі моменту часу  $t = t_m$  представлено вектором

$$l(\chi, t_m - t_1, l_0, T, e_d, \theta_d, \tau) = r_d - r = a(\chi, t_m - t_1, l_0, T) + b(\chi, t_m - t_1, T, e_d, \theta_d) \cdot \tau. \quad (1)$$

Тут  $\chi = \Delta V/V_0$  (індекси при  $\Delta V$  у подальшому не записуються);  $T$  — період обертання КА на незбуреній орбіті;  $r_d$ ,  $r$  — вектори положення КО і КА

відповідно;  $l_0 = r_d(t_m) - r(t_m)$ ;  $\tau = t - t_m$ .

Визначимо спочатку складові векторів  $a$  та  $b$ , які залежать тільки від збурення кругової орбіти КА радіальним імпульсом приросту швидкості  $\Delta V$ .

Для довільного значення моменту часу  $t_m$  ( $t_1 < t_m < T$ ) аргумент широти КА на збуреній орбіті становить

$$u_*(t_m) = u_1 + \int_{t_1}^{t_m} \frac{V_t(t)}{r(t)} dt, \quad (2)$$

де  $u_1 = 2\pi t_1/T$  — аргумент широти КА в момент надання імпульсу  $\Delta V$ ,  $V_t$  — трансверсальна складова швидкості (якщо прийняти до уваги, що у випадку радіального напрямку  $\Delta V$  фокальний параметр збуреної орбіти дорівнює  $r_0$ , то  $V_t = \sqrt{\mu/r_0}(1 + e \cos \theta)$ ),  $r$  — поточний радіус орбіти КА ( $r = r_0/(1 + e \cos \theta)$ ),  $e$  — ексцентриситет збуреної орбіти ( $e = |\chi|$ ),  $\theta$  — поточна істинна аномалія КА. Без урахування доданку з малим множником  $e^2$  вираз (2) перепишемо у вигляді

$$u_*(t_m) = u + 2e \frac{2\pi}{T} \int_{t_1}^{t_m} \cos \theta(t) dt, \quad (3)$$

де  $u$  — аргумент широти КА на незбуреній орбіті ( $u = 2\pi t_m/T$ ).

Відомо, що вектор Лапласа збуреної радіальним імпульсом орбіти перпендикулярний до вектора  $r(t_1)$ , тому

$$\theta(t_1) = \frac{\pi}{2} \text{sign}(\Delta V) = u_1 - \omega, \quad (4)$$

де  $\omega$  — аргумент перицентра. Як видно з (3), різниця аргументів широти КА на збуреній і незбуреній орбітах є величиною порядку  $e$ , з похибкою порядку  $e^2$ :

$$\begin{aligned} u_*(t_m) &= u + 2e \frac{2\pi}{T} \int_{t_1}^{t_m} \cos [u(t) - \omega] dt = \\ &= u - 2e [1 - \cos(u - u_1)] \text{sign}(\Delta V). \end{aligned} \quad (5)$$

Як бачимо з виразу (5), найбільша різниця аргументів широти становить  $4e$  і має місце при  $t_m - t_1 = T/2$ .

Проекціями на осі геоцентричної орбітальної системи координат визначимо вектор, що характеризує положення КА на збуреній орбіті відносно його положення на незбуреній орбіті (рис. 1):

$$l_p = r_0 \left[ [1 - e \cos(u_* - \omega)] \begin{bmatrix} \cos u_* \\ \sin u_* \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} \cos u \\ \sin u \end{bmatrix} \right].$$

Із урахуванням (5) після нескладних перетворень приведемо цей вектор до вигляду

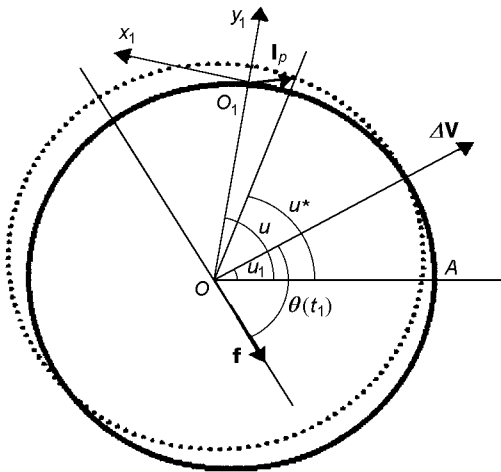


Рис. 1. Відносне положення КА ( $I_p$ ) на орбіті, збуреній радіальним імпульсом швидкості (пунктир);  $f$  — вектор Лапласа,  $OA$  — лінія висхідного вузла

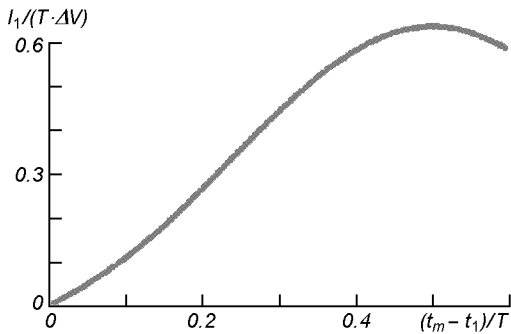


Рис. 2. Вплив інтервалу часу від надання імпульсу до проходження небезпечної зони на відстань між положеннями КА на збуреній і незбуреній орбітах

$$I_p = e r_0 \left\{ 2c \begin{bmatrix} \sin(u - ec) \\ -\cos(u - ec) \end{bmatrix} - \cos(u - 2ec - \omega) \begin{bmatrix} \cos(u - 2ec) \\ \sin(u - 2ec) \end{bmatrix} \right\}, \quad (6)$$

де  $c = c_0 \text{sign}(\Delta V)$ ,  $c_0 = [1 - \cos(u - u_1)]$ . Вектор (6) буде використаний у подальшому для побудови моделі розходження КА і КО. Його модуль залежить від поточного часу  $t$ :

$$l_p(t, e) = e r_0 \sqrt{4c^2(t) [1 - e \cdot \cos\theta(t)] + \cos^2\theta(t)},$$

де  $\theta(t) = u(t) - 2ec(t) - \omega$ . Аргумент перицентру визначається з виразу (4).

Вектори  $a$  і  $b$ , що описують поточне положення КО відносно КА (1), найзручніше визначити проєкціями на осі інерціальної системи координат  $O_1x_1y_1z_1$ . В момент часу  $t_m$  ці осі збігаються з відповідними осями орбітальної системи при незбуреному русі (рис. 1). Вектор (6) у цій системі

запишеться як

$$I_1 = \begin{bmatrix} -\sin u & \cos u \\ \cos u & \sin u \end{bmatrix} I_p = \Delta V \frac{T}{2\pi} \begin{bmatrix} -2c_0 \\ s \end{bmatrix}, \quad (7)$$

де  $s = \sin(u - u_1)$ . Вираз (7) отримано із використанням тривіальних тригонометричних наближень для малого аргумента  $ec$ . Модуль вектора (7) — це приріст відстані між КА на збуреній і незбуреній орбітах в залежності від інтервалу часу  $t_m - t_1$  (рис. 2):

$$l_1 = |\Delta V| \frac{T}{2\pi} \sqrt{4c^2 + s^2} = |\Delta V| \frac{T}{2\pi} \times \sqrt{4 \left[ 1 - \cos \frac{2\pi}{T} (t_m - t_1) \right]^2 + \sin^2 \frac{2\pi}{T} (t_m - t_1)},$$

його максимум має місце при  $(t_m - t_1)/T = 0.5$  і становить  $|\Delta V| 2T/\pi$ , тобто приріст відстані  $l_1$  на одиницю величини імпульсу швидкості прямо пропорційний періоду обертання КА ( $\sqrt{r_0^3}$ ). Так, для висоти кругової орбіти  $h_{кр} = 1000$  км максимум відношення  $l_1/|\Delta V| \approx 4$  км/(м/с), що з похибкою не більше 0.1 % підтверджується розрахунками з використанням моделі кеплерівського руху.

Вектор швидкості КА на збуреній орбіті в момент часу  $t_m$ , виражений проєкціями на осі  $O_1x_1y_1$  (рис. 1), запишемо у вигляді:

$$V_1 = V_0 \begin{bmatrix} \cos(u - u_*) & -\sin(u - u_*) \\ \sin(u - u_*) & \cos(u - u_*) \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 + e \cos\theta \\ e \sin\theta \end{bmatrix}.$$

Різниця аргументів широти визначається із (5), істинна аномалія при  $\Delta V > 0$  становить  $\theta = u - 2ec_0 - u_1 + \pi/2$ , тому  $\cos\theta \approx -\sin(u - u_1)$ ,  $\sin\theta \approx \cos(u - u_1)$ . При довільному знаку  $\Delta V$  вектор швидкості КА на збуреній орбіті дорівнює

$$V_1 = V_0 \begin{bmatrix} 1 - \chi s \\ \chi(1 + c_0) \end{bmatrix}. \quad (8)$$

У відповідності із (7) і (8) рух КА на збуреній радіальним імпульсом орбіті в інерціальній системі координат  $O_1x_1y_1$  в околі моменту часу  $t_m$  можна описати лінійною моделлю:

$$r = \Delta V \frac{T}{2\pi} \begin{bmatrix} -2c_0 \\ s \end{bmatrix} + V_0 \tau \begin{bmatrix} 1 - \chi s \\ \chi(1 + c_0) \end{bmatrix}. \quad (9)$$

Аналогічно опишемо рух КО в системі координат  $O_1x_1y_1z_1$ . Враховуючи, що відстань КА—КО, при якій не забезпечується задана ймовірність їхнього безаварійного розходження, більш ніж на два порядки менша за  $r_0$ , приймаємо, що кут  $\alpha$  між площинами орбіт КА і КО дорівнює куту між трансверсальними складовими їхніх швидкостей. При цьому вектор, який описує поточне положення

КО в околі моменту часу  $t_m$ , дорівнює

$$\mathbf{r}_d = \mathbf{l}_0 + V_0 \tau \begin{bmatrix} v_t \cos \alpha \\ v_r \\ v_t \sin \alpha \end{bmatrix}, \quad (10)$$

де  $v_t$ ,  $v_r$  — віднесені до  $V_0$  тангенціальна і радіальна складові швидкості КО:

$$\begin{aligned} v_t &= \sqrt{1 + e_d \cos \theta_d}, \\ v_r &= e_d \sin \theta_d / v_t. \end{aligned} \quad (11)$$

Вектор (1) відносного положення КО в околі моменту часу  $t_m$  визначимо як різницю між векторами (10) і (9). При цьому:

$$\begin{aligned} \mathbf{a} &= \mathbf{l}_0 - r_0 \chi \begin{bmatrix} -2c_0 \\ s \\ 0 \end{bmatrix}, \\ \mathbf{b} &= V_0 \begin{bmatrix} -h + \chi s \\ v_r - \chi(1 + c_0) \\ v_t \sin \alpha \end{bmatrix} = V_0 \left( \mathbf{b}_d - \chi \begin{bmatrix} -s \\ 1 + c_0 \\ 0 \end{bmatrix} \right), \end{aligned} \quad (12)$$

де  $h = 1 - v_t \cos \alpha$ ;  $\mathbf{b}_d = [-h, v_r, v_t \sin \alpha]^T$ .

Нескладно показати, що мінімум модуля вектора  $\mathbf{l}$  (1) має місце при  $\tau = -\mathbf{a} \cdot \mathbf{b} / b^2$ , і квадрат мінімальної відстані КА—КО дорівнює

$$l_{\min}^2(\chi) = a^2 - (\mathbf{a} \cdot \mathbf{b} / b)^2 = a^2 \sin^2(\angle(\mathbf{a}, \mathbf{b})), \quad (13)$$

$$l_{\min}^2(0) = l_0^2 - (\mathbf{l}_0 \cdot \mathbf{b}_d / b_d)^2 = l_{m0}^2,$$

де  $\mathbf{b}_d$  визначається із (12). Відхилення  $l_{m0}$  від  $l_0$ , очевидно, характеризує неточність прогнозу моменту часу  $t_m$ . Звідси виходить, що при відсутності похибки прогнозу вектори  $\mathbf{l}_0$  та  $\mathbf{b}_d$  взаємно перпендикулярні.

Приріст імпульсу швидкості  $\Delta V = \chi V_0$ , в результаті якого мінімальна відстань КА — КО  $l_0$  збільшиться до значення  $l_{\min}$ , що забезпечує задану ймовірність їхнього безаварійного розходження, може бути визначений із співвідношення (13), яке приводить до рівняння

$$a_0 \chi^4 + a_1 \chi^3 + a_2 \chi^2 + a_3 \chi + a_4 = 0. \quad (14)$$

Тут

$$\begin{aligned} a_0 &= b_{22} r_0^2 (4c^2 + s^2) - ab_2^2, \\ a_1 &= b_{21} r_0^2 (4c^2 + s^2) + 2r_0 b_{22} (2l_x c - l_y s) - 2ab_1 ab_2, \\ a_2 &= r_0^2 (4c^2 + s^2) b_{20} + 2r_0 b_{21} (2cl_x - sl_y) - \\ &\quad - b_{22} \Delta l^2 - ab_1^2 - 2ab_0 ab_2, \\ a_3 &= 2r_0 b_{20} (2cl_x - sl_y) - b_{21} \Delta l^2 - 2ab_0 ab_1, \\ a_4 &= -b_{20} \Delta l^2 - ab_0^2, \end{aligned}$$

$$\Delta l^2 = l_{\min}^2 - l_0^2,$$

$l_x, l_y, l_z$  — проекції  $\mathbf{l}_0$  на осі системи координат  $O_1 x_1 y_1 z_1$  (рис. 1),

$$\begin{aligned} ab_0 &= -l_x h + l_y v_r + l_z v_t \sin \alpha, \\ ab_1 &= l_x s - l_y (1 + c_0) - r_0 (2c_0 h + v_r s), \\ ab_2 &= r_0 s (3c_0 + 1), \\ b_{20} &= h^2 + v_r^2 + v_t^2 \sin^2 \alpha, \\ b_{21} &= -2[s \cdot h + v_r (1 + c_0)], \\ b_{22} &= s^2 + (1 + c_0)^2. \end{aligned}$$

Можливість аналітичного розв'язку (14) має місце тільки при виконанні умов

$$t_m - t_1 = T/2, \quad e_d = 0, \quad \mathbf{l}_0 = 0, \quad (15)$$

тобто коли імпульс приросту швидкості надається КА за половину періоду обертання до проходження небезпечної зони, орбіта КО кругова і перетинається з орбітою КА. При виконанні умов (15)  $c_0 = 2$ ,  $s = 0$ ,  $v_t = 1$ ,  $v_r = 0$ , в результаті чого рівняння (14) зводиться до бікватратного. Його розв'язок можна представити у вигляді

$$\begin{aligned} \Delta V &= \pm 0.2357 V_0 \times \\ &\times \sqrt{\sqrt{\sin^4 \alpha + 4.5(l_{\min} / r_0)^2 (1 - \cos \alpha) - \sin^2 \alpha}}. \end{aligned} \quad (16)$$

Аналіз показує, що при виконанні нерівностей

$$l_{\min} \leq 100 \text{ км}, \quad h_{\text{кр}} \geq 400 \text{ км},$$

які практично не звужують область застосування наближеного рішення, у досить широкому діапазоні кутів між площинами орбіт КА і КО залежність (16) може бути суттєво (з похибкою не більше від 1 %) спрощена:

$$\Delta V = \pm \frac{\pi}{2T} \frac{l_{\min}}{\cos(\alpha/2)}, \quad \alpha = 2.5^\circ \dots 177.5^\circ. \quad (17)$$

Як видно із (17), при наближенні  $\alpha$  до нижньої границі діапазону приріст відстані  $l_{\min}$  на одиницю величини імпульсу  $\Delta V$  (відношення, прийняте за показник ефективності маневру  $l_v$ ) збільшується і наближається до значення  $2T/\pi$ , тобто при виконанні умов (15) ефективність маневру (з точки зору витрат енергії) найбільша, якщо рух КА і КО наближається до попутного, і найменша — коли до зустрічного.

Якщо хоч одна із умов (15) не виконується, дослідження впливу параметрів  $t_m - t_1$ ,  $e_d$ ,  $\theta_d$ ,  $\mathbf{l}_0$  і  $l_{\min}$  на необхідну величину імпульсу швидкості  $\Delta V$ , а також на показник  $l_v = l_{\min} / \Delta V$  (на дільницях, де

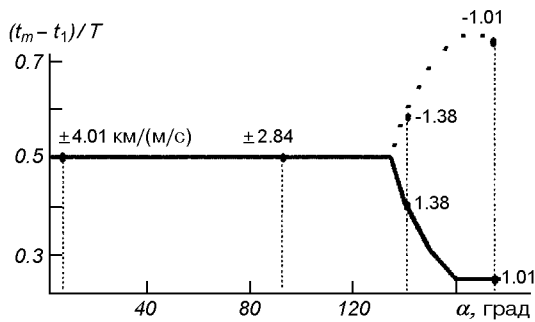


Рис. 3. Залежність величини і розташування екстремальних значень показника ефективності маневру від кута між площинами орбіт КА і КО;  $h_{кр} = 1000$  км,  $l_{min} = 30$  км,  $e_d = 0$

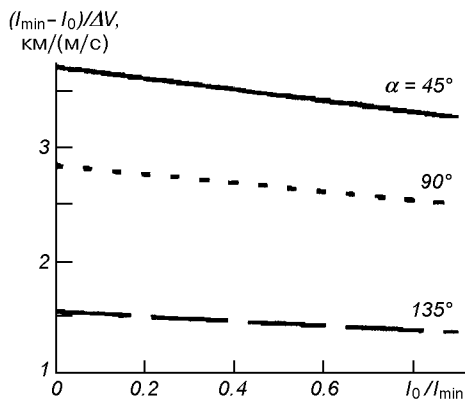


Рис. 4. Вплив на ефективність маневру прогнозованої мінімальної відстані КА—КО;  $(t_m - t_1) / T = 0.5$ ,  $l_{min} = 30$  км

з припустимою похибкою функція  $l_{min}(\Delta V)$  (лінійна) може бути проведено шляхом чисельного вирішення рівняння (14) відносно  $\chi$ . Процес знаходження найменшого за абсолютною величиною дійсного кореня рівняння (14) сходиться за декілька ітерацій, якщо за початкове наближення прийнятий один із коренів квадратного рівняння, що утворюється із (14) при  $a_0 = a_1 = 0$ .

Як було встановлено вище, найбільша відстань між положеннями КА на збуреній і незбуреній орбітах має місце при  $t_m - t_1 = T/2$  (рис. 2). Що стосується показника  $l_v(t_m - t_1)$ , то у випадках, коли орбіти КА і КО перетинаються ( $l_0 = 0$ ) і  $e_d = 0$ , при кутах  $\alpha > 135^\circ$  (рух в околі небезпечної точки наближається до зустрічного) положення екстремуму функції  $l_v(t_m - t_1)$  відхиляється від значення  $T/2$  (рис. 3). При цьому, як і у випадку виконання умов (15), при зменшенні кута  $\alpha$  до нижньої границі діапазону (17) функція  $l_v$  збільшується і наближається до  $2T/\pi$ .

Вектор  $l_0$  положення КА в околі небезпечної зони згідно з (13) перпендикулярний до  $b_d$  (12), тому

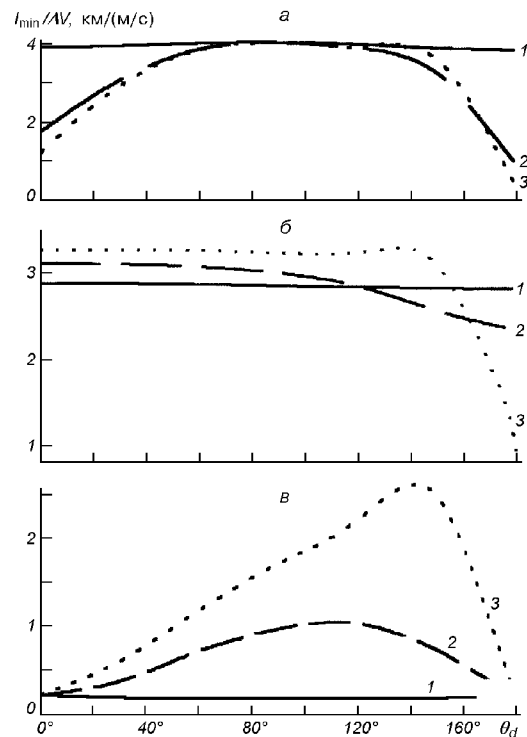


Рис. 5. Вплив на ефективність маневру істинної аномалії КО при вході до небезпечної зони при  $\alpha = 5^\circ$  (а),  $90^\circ$  (б) та  $175^\circ$  (в). Криві 1, 2, 3 — для  $e_d = 0.05, 0.5$  і  $0.95$  відповідно. Значення параметрів:  $h_{кр} = 1000$  км,  $T_m - t_1 = T/2$ ,  $l_0 = 0$

при дослідженні процесу розходження при  $l_0 \neq 0$  незалежними є тільки дві координати  $l_0$ , наприклад  $l_x$  і  $l_y$ . Тобто існує тільки чотири характерних варіанти відносного положення КО (попереду і вище КА, позаду і вище і т. д.). Розрахунки з використанням лінійної моделі розходження показують ( $e_d = 0$ ), що для широкого діапазону кутів  $\alpha$  ( $5 \dots 175^\circ$ ) при передньому розташуванні КО (по відношенню до КА) ефективнішим є імпульс  $\Delta V > 0$ , а при задньому —  $\Delta V < 0$ . При збільшенні відстані  $l_0$  оцінка ефективності знижується (рис. 4).

Якщо орбіта КО не кругова, то положення і величина максимуму показника ефективності  $l_v$  маневру ухилення цього типу залежать від кута  $\alpha$  між площинами орбіт і ексцентриситету орбіти КО  $e_d$  (рис. 5). При наближенні напряму руху КО в околі небезпечної зони до зустрічного, як і у випадку його кругових орбіт, показник  $l_v$  зменшується. Це має місце також і при розташуванні небезпечної зони поблизу апогею орбіти КО ( $\theta_d \approx 180^\circ$ ). Розрахунки показують, що у випадках, коли небезпечна зона попадає на другу поло-

вину витка КО ( $180^\circ < \theta_d < 360^\circ$ ) ефективнішим виявляється імпульс  $\Delta V < 0$ .

Із співвідношення (17) і розрахунків з використанням лінійної моделі випливає, що при збільшенні висоти кругової орбіти КА показник ефективності маневру збільшується прямо пропорційно до періоду обертання  $T$ .

Витрати енергії для проведення маневру, як було сказано вище, визначаються сумою двох імпульсів приросту швидкості  $|\Delta V_1| + |\Delta V_2|$ , причому  $\Delta V_2 = -\Delta V_1$ . Вони залежать від похибок прогнозу руху КА і КО (які у свою чергу визначають величину  $l_{\min}$ ) і показника ефективності  $l_v$ . Оцінка цих витрат дозволить більш обґрунтовано формулювати вимоги до рушійної установки КА.

Розроблена лінійна модель і побудований на її основі алгоритм дозволяють встановлювати залежність величини приросту швидкості КА, необхідної для проведення двохімпульсного маневру ухилення

від зіткнення із КО, від параметрів руху, точності їхнього визначення та інтервалу часу від початку маневру до проходження небезпечної зони.

1. Авдєєв В. В., Хорольський П. Г. Энергетические затраты космического аппарата на двухимпульсный маневр для обхода опасного объекта // Техническая механика.— 2001.—№ 1.—С. 129—136.
2. Jackson M. P. Space surveillance satellite catalog maintenance // Aiaa pap.—1990.—N 1339.—P. 9.
3. Jonson N. L., Nauer D. J. Orbital debris detection: Techniques and issues // Aiaa pap.—1990.—N 1330.—8 p.

#### BYPASS MANEUVER BY RADIAL BOOSTING IMPULSE

V. V. Avdeev, P. G. Chorol'skyi

A linear model of the bypass of a cosmic object by an Earth's satellite is developed. This model gives a possibility to construct an effective algorithm for calculating the energy consumption in bypassing a dangerous area depending on the motion parameters of both objects.

УДК 629.7.054

**В. Н. Мельник**

Національний технічний університет України «Київський політехнічний інститут», Київ

**Об особенностях динамики гироскопа  
с многофазным подвесом в акустических полях**

*Надійшла до редакції 19.09.02*

---

Аналізується природа взаємодії акустичного випромінювання з гіроскопічними приладами керування РН, підвіс яких є поліагрегатною механічною системою. Розкрито механізм виникнення додаткових похибок вимірювань та визначено алгоритм їхнього прояву.

---

Оценка параметров полета широкого класса космических аппаратов проводится уже непосредственно на борту ракеты-носителя (РН) и потому вопросы точности построения опорной системы координат, связанной, например, с самолетом-носителем, приобретают исключительную важность.

В настоящее время в странах с развитой ракетно-космической индустрией все большее внимание уделяется созданию перспективных средств выведения космических аппаратов (КА) на заданные траектории движения, в частности разработке двухступенчатых авиационно-космических систем. Роль первой ступени в системах воздушного базирования выполняет дозвуковой самолет-носитель, создающий необходимые предпосылки для старта второй ступени с КА целевого назначения [8]. Вторая ступень реализуется либо РН, либо орбитальным самолетом.

Моменту активного отделения второй ступени предшествует и вывод на номинальный режим работы ее маршевых двигателей с одновременной подготовкой к работе навигационно-пилотажного оборудования. Наряду с прочими функциональными операциями, в это время строится система заданных ориентирных направлений, либо триортгональная система координатных осей.

Оставляя в стороне вопросы специфики самого маневра разделения и разведения, остановимся подробнее на еще малоизученном в настоящее вре-

мя явлении — влиянии прошедшего в подобъектальное пространство акустического излучения на приборы командно-измерительного комплекса РН, в частности на двухступенной гироскоп с гидростатическим подвесом подвижной части.

Достижения практической космонавтики расширили и вывели на качественно высшую ступень сложившиеся представления о характере рассеяния энергии звуковых полей в механических системах бортовой аппаратуры летательных аппаратов (ЛА), определили перспективы развития и совершенствования измерителей механических величин, а также очертили круг прикладных задач в приборостроении, требующих безотлагательного решения [3, 6].

Как оказалось, многие из новинок научно-технической мысли, позволявшие решать задачи синтеза инвариантных приборных систем в акустических полях низкого и среднего уровней (до 130 дБ), утратили свои приоритеты, а в некоторых случаях даже привели к ухудшению паспортных характеристик приборов, например в акустических полях высокой интенсивности. А именно такие режимы имеют место в натуральных условиях.

Все сказанное выше в полной мере относится к поплавковым гироскопам, конструктивно лишенным основных недостатков «сухих» приборов — значительных по величине (и главное, непостоянных) моментов сил сухого трения на выходной оси, а также недопустимо высокой чувствительности к

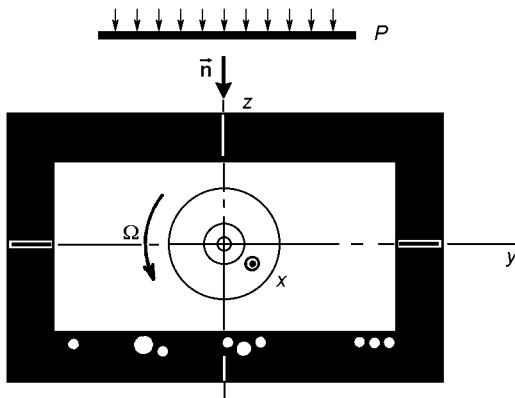


Рис. 1. Расположение пузырьков газа в плоскостях шпангоута датчика угловых скоростей унифицированного (ДУСУ)

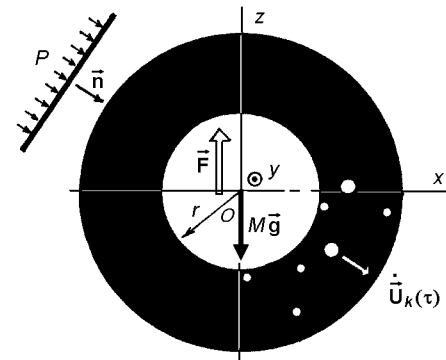


Рис. 2. О природе возникновения возмущающего момента при перемещении пузырьков газа в гидростатическом подвесе

ударным и вибрационным воздействиям [1, 2, 7, 9, 10]. Создание плавающих гироскопов явилось началом нового этапа развития не только гироскопической техники как таковой, но и развития навигационно-пилотажного оборудования подвижных объектов в целом. Поплавковые двухстепенные гироскопы (дифференцирующий и интегрирующий) нашли, например, широкое применение в блоках демпфирующих гироскопов ЛА, в системах управления движением РН, а также в качестве чувствительных элементов гироскопических стабилизированных платформ.

Объяснение факту увеличения погрешностей поплавковых гироскопов при работе в акустических полях 140—150 дБ и выше лежит, как говорится, на поверхности. Жидкофазная часть подвеса гироскопа, являясь лучшим проводником звука, чем газообразная, позволяет беспрепятственно проникнуть акустическому излучению внутрь прибора. Генерируемые в подвесе волновые процессы в своей совокупности приведут к погрешностям измерений. Таким образом, гироскоп оказывается практически незащищенным от звуковых полей в подообтекательном пространстве РН и взвешивающая жидкость, решая определенные задачи динамики прибора, по сути дела нивелирует саму идею поплавка в акустических полях свыше 140 дБ.

Проанализируем один из аспектов появления дополнительных погрешностей у поплавкового гироскопа. Речь идет о влиянии анизотропности жидкофазной части подвеса.

В натуральных условиях вследствие ударных воздействий, вибрации, температурных и других факторов (или их совокупности) в разделяющей попла-

вок и корпус прибора жидкости могут образовываться газообразные пузырьки, которые под действием акустического излучения будут перемещаться в сторону распространяющейся волны избыточного давления, т. е. в зону акустической тени (рис. 1).

Таким образом, будет нарушено исходное равновесие массовых и гидростатических сил, что приведет к появлению возмущающего момента относительно выходной оси.

В исходном состоянии силы веса гирузла  $Mg$  и архимедова сила  $F$  направлены по одной прямой в противоположные стороны и пересекают точку  $O$  — центр подвеса. Образование пузырьков газа, естественно, приведет к параллельному смещению вектора  $F$  и возникновению момента-помехи  $M^a$  (рис. 2):

$$M^a = \frac{M_0^0}{m_{ж}} g \sum_{l=1}^m \sum_{k=1}^n \left[ m_k r \sin(\hat{n}, \hat{x}) + m_l r \sin(\hat{n}, \hat{x}) + m_k \int_0^t \dot{U}_k(\tau) \sin(\hat{n}, \hat{x}) d\tau + m_l \int_0^t \dot{U}_l(\tau) \sin(\hat{n}, \hat{x}) d\tau \right], \quad (1)$$

где  $M_0$  — масса вытесненной поплавком жидкости,  $m_{ж}$  — масса жидкости, разделяющей поплавок и корпус,  $m_k$ ,  $m_l$  — массы пузырьков газа,  $n$  — число пузырьков газа в плоскости одного шпангоута,  $m$  — число шпангоутов,  $\dot{U}_k(\tau)$ ,  $\dot{U}_l(\tau)$  — скорости движения пузырьков газа под действием акустической волны,  $r$  — радиус поплавка,  $g$  — ускорение свободного падения.

Очевидно, что возникновение этого момента является наиболее опасным для интегрирующего гироскопа, так как дифференцирующий гироскоп с



прекращением действия звуковой волны возвращается пружиной в исходное положение.

Для определения закона движения  $U_{k,l}(t)$  пузырьков газа, например, с учетом только трения о жидкость, можно воспользоваться интегро-дифференциальными соотношениями [4]:

$$m_k \ddot{U}_k(t) + \int_0^t [m_{k0} \delta_1(t - \tau) + \alpha] \ddot{U}_k(\tau) d\tau = m_k^0 [\delta_1(t) - \delta_1(t - 1)] + \int_0^t [m_{k0} \delta_1(t - \tau) + \alpha] \cdot [\delta_1(\tau) - \delta_1(\tau - 1)] d\tau, \quad (2)$$

где  $m_k^0$  — масса вытесненной пузырьком жидкости;  $m_{k0}$  — присоединенные массы;  $\alpha$  — коэффициент вязкого сопротивления при движении пузырька в жидкости;  $\delta_1(t)$  — дельта-функция Дирака.

Применив одностороннее преобразование Лапласа при нулевых начальных условиях, из (2) определяем перемещения  $U_k(p)$  в операторной форме:

$$U_k(p) = \frac{(m_k^0 + m_{k0})p + \alpha}{p^2 [(m_k + m_{k0})p + \alpha]} - \frac{e^{-p} [(m_k^0 + m_{k0})p + \alpha]}{p^2 [(m_k + m_{k0})p + \alpha]}. \quad (3)$$

Переходя к оригиналу, устанавливаем закон движения пузырька под действием звуковой волны:

$$U_k(t) = \frac{m_k^0 + m_{k0}}{m_k + m_{k0}} + \frac{m_k - m_k^0}{m_k + m_{k0}} \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^{n+1} \nu_1^n \frac{t^{n+1} - (t-1)^{n+1}}{(n+1)!}, \quad (4)$$

для  $t \geq 1$ , где

$$\nu_1 = \frac{\alpha}{m_k + m_{k0}}.$$

В том случае, когда вязкое сопротивление незначительно по величине, а время  $T$  достаточно велико ( $\nu_1 T \ll 1$ ), за период времени  $1 \leq t \leq T$  перемещение пузырька определяется только первым слагаемым. Несложно определить и величину предельного перемещения. Достаточно положить  $t \rightarrow \infty$ . Тогда из формулы (4) имеем

$$U_{k\infty} = \lim_{t \rightarrow \infty} U_k(t) = \frac{m_k^0 + m_{k0}}{m_k + m_{k0}}. \quad (5)$$

Пусть по прошествии какого-либо промежутка времени акустическое излучение прекратилось. Тогда из формулы (1) с учетом выражения (5) имеем

$$M^a = \frac{M^0}{m_{ж}} g \sum_{l=1}^m \sum_{k=1}^n \left[ (m_k + m_l) r \sin(\mathbf{n}, \hat{\mathbf{x}}) + \left( m_k \frac{m_k^0 + m_{k0}}{m_k + m_{k0}} U_{k\infty} + m_l \frac{m_l^0 + m_{l0}}{m_l + m_{l0}} U_{l\infty} \right) \times \sin(\mathbf{n}, \hat{\mathbf{x}}) \right]. \quad (6)$$

Очевидно, что если пузырьки газа останутся на поверхности поплавка, формула (6) упростится:

$$M = \frac{M^0}{m_{ж}} g \sum_{l=1}^m \sum_{k=1}^n (m_k + m_l) r \sin(\mathbf{n}, \hat{\mathbf{x}}). \quad (7)$$

Воспользовавшись уравнениями движения двухстепенного интегрирующего гироскопа с учетом соотношений (6), можно провести качественную и количественную оценки влияния пузырьков газа на показания прибора в условиях акустического нагружения [5]. Ограничимся рамками прецессионной теории:

$$b\dot{\beta} = -H\omega_z \cos\beta - H\omega_x \sin\beta + B\dot{\omega}_y + M + \frac{M^0}{m_{ж}} g \sum_{l=1}^m \sum_{k=1}^n \left\{ (m_k + m_l) r + m_k \left[ t - \frac{1}{\alpha} (m_k - m_k^0) (1 - e^{-\nu_1 t}) \right] \delta_0(t) - m_k \left[ t - 1 - \frac{1}{\alpha} (m_k - m_k^0) (1 - e^{-\nu_1(t-1)}) \right] \delta_0(t-1) + m_l \left[ t - \frac{1}{\alpha} (m_l - m_l^0) (1 - e^{-\nu_1 t}) \right] \delta_0(t) - m_l \left[ t - 1 - \frac{1}{\alpha} (m_l - m_l^0) (1 - e^{-\nu_1(t-1)}) \right] \times \delta_0(t-1) \right\} \sin(\mathbf{n}, \hat{\mathbf{x}}), \quad (8)$$

где  $B = J_0 + J_y$ ,  $R = J_0 + J_z - J_x$ ; величины  $J_x, J_y, J_z$  — суть моменты инерции поплавка,  $b$  — коэффициент демпфирования,  $J_0$  — экваториальный момент инерции ротора,  $H$  — кинетический момент гироскопа,  $\beta(t)$  — угол поворота подвижной части относительно выходной оси  $O_y$ ;  $\omega_x, \omega_y, \omega_z$  — угловые скорости движения РН относительно своего центра масс,  $M$  — прочие моменты-помехи (дебаланса, трения, тяжения токопроводов и др.),  $\delta_0(t)$  — функция Хевисайда,  $Oz$  и  $Oy$  — входная и выходная оси прибора соответственно.

Отсюда не представляет особого труда определить величину систематической составляющей дрейфа нуля интегрирующего гироскопа, представляющей наибольший интерес для практики:

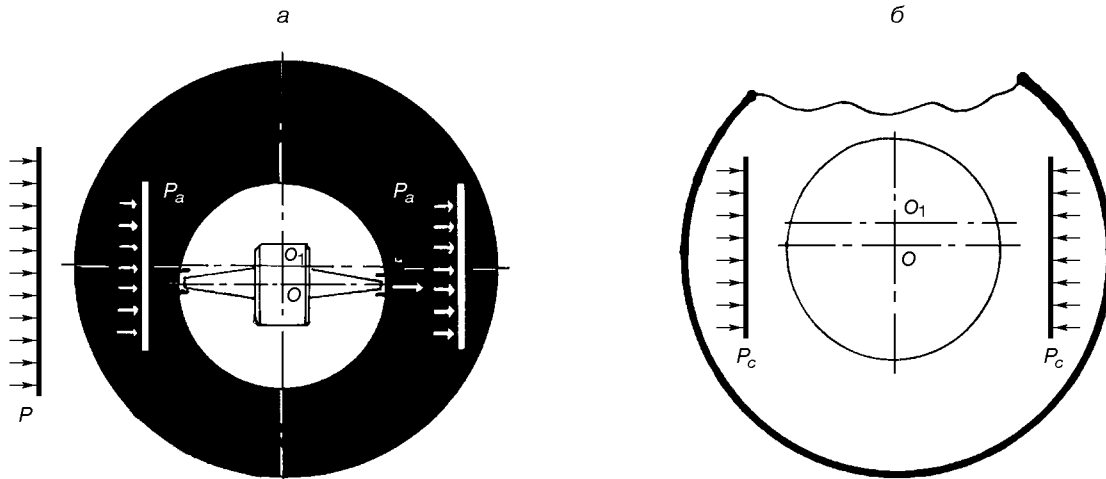


Рис. 3. Влияние плавучести подвеса на дополнительную погрешность прибора. Точка  $O_1$  находится на выходной оси прибора

$$\begin{aligned} \dot{\beta}_{\text{уст}} = \frac{M^a}{b} = \frac{M^0}{bm_{\text{ж}}} g \sum_{l=1}^m \sum_{k=1}^n \left\{ (m_k + m_l)r + \right. \\ \left. + m_k \left[ t - \frac{1}{\alpha} (m_k - m_k^0)(1 - e^{-\alpha t}) \right] \delta_0(t) - \right. \\ \left. - m_k \left[ t - 1 - \frac{1}{\alpha} (m_k - m_k^0)(1 - e^{-\alpha(t-1)}) \right] \delta_0(t-1) + \right. \\ \left. + m_l \left[ t - \frac{1}{\alpha} (m_l - m_l^0)(1 - e^{-\alpha t}) \right] \delta_0(t) - \right. \\ \left. - m_l \left[ t - 1 - \frac{1}{\alpha} (m_l - m_l^0)(1 - e^{-\alpha(t-1)}) \right] \times \right. \\ \left. \times \delta_0(t-1) \right\} \sin(\mathbf{n}, \hat{\mathbf{x}}). \quad (9) \end{aligned}$$

Первые четыре слагаемых в правой части выражения (8) известны. Это соответственно полезный момент, погрешность по перекрестной угловой скорости  $\omega_x$ , погрешность от влияния углового ускорения  $\dot{\omega}_y$  и другие моменты-помехи  $M$ . Последнее слагаемое, представленное в расширенном виде выражением (9), есть дополнительная погрешность, обусловленная появлением пузырьков газа в жидкофазной части подвеса, которые, взаимодействуя с акустической волной, приводят к дополнительной погрешности измерений.

В заключение отметим, что при сборке поплавков проходит тщательную статистическую и динамическую балансировку. Вместе с тем его геометрическая асимметричность относительно выходной оси (равно как и ненулевая плавучесть) приведет к возникновению дополнительных моментов-помех при работе в акустических полях.

Объяснение этому утверждению состоит в следующем. Нулевая плавучесть или геометрическая асимметрия (парусность) относительно выходной оси приведут к тому, что подвижная часть будет представлять собой физический маятник. Набегающая звуковая волна, а точнее ее антисимметричная составляющая  $P_a$  (рис. 3) —

$$P_a = \frac{1}{2} (P_{10} + P_{20} + P_{30}) \exp[i(\omega t - \mathbf{k}_0 \mathbf{r})]$$

(здесь  $\mathbf{k}_0$  — волновой вектор,  $P_{10}$ ,  $P_{20}$  и  $P_{30}$  — соответственно давление в падающей, отраженной и прошедшей звуковых волнах,  $\omega$  — круговая частота) — приведут к раскачке подвижной части и возникновению возмущающего момента  $M$  [3]:

$$\begin{aligned} M(P_a) = \rho \left[ \int_s y \frac{\partial E}{\partial t} \cos(\mathbf{n}_z, \hat{\boldsymbol{\eta}}) ds + \right. \\ \left. + \int_s y \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} \cos(\mathbf{n}_z, \hat{\boldsymbol{\eta}}) ds - \int_s z \frac{\partial E}{\partial t} \cos(\mathbf{n}_y, \hat{\boldsymbol{\eta}}) ds - \right. \\ \left. - \int_s z \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} \cos(\mathbf{n}_y, \hat{\boldsymbol{\eta}}) ds \right], \quad (10) \end{aligned}$$

где  $E(\eta)$  и  $\varepsilon(\eta)$  — соответственно потенциал скорости падающей и дифракционной волн,  $\eta$  — направление распространения звуковой волны.

Таким образом, плавающие приборы, в отличие от поплавковых, в акустических полях имеют, при прочих равных условиях, меньшую погрешность измерений.

1. Данилин В. П. Гироскопические приборы: Учебное пособие. — М.: Высшая школа, 1965.—539 с.

2. Ишлинский А. Ю. Ориентация, гироскопы и инерциальная навигация. — М.: Наука, 1976.—671 с.
3. Карачун В. В., Мельник В. Н., Лозовик В. Г., Одинцов А. А. Погрешности гироскопического интегратора линейных ускорений в натуральных условиях / Под ред. В. В. Карачуна. — Киев: Корнейчук, 2001.—144 с.
4. Кочин К. Е., Кибель Н. А., Розе Н. В. Теоретическая гидромеханика. — Л.-М.: Гос. изд-во технико-теор. лит., 1948.—Ч. 1.—535 с.
5. Лунц Я. Л. Ошибки гироскопических приборов. — Л.: Судостроение, 1968.—232 с.
6. Мельник В. Н., Карачун В. В., Саверченко В. Г. Акустическая вибрация оболочечных фрагментов двигателей // Авіаційно-космічна техніка і технологія: Зб. наук праць.—Харків: Нац. аерокосмічний ун-т «Харк. Авіац. ін-т».—2001.—Вип. 26. Двигуни та енергоустановки.—С. 85—89.
7. Сломьянский Г. А., Прядилов Ю. Н. Поплавковые гироскопы и их применения. — М.: Оборонгиз, 1959.—248 с.
8. Тимошенко В. И., Гусынин В. П. Использование гиперзвуковых технологий при создании перспективных транспортных систем // Космічна наука і технологія.—1999.—5, № 1.—С. 78—89.
9. Pat. 2752790 USA, 2752792 USA, 2752793 USA / C. S. Draper, et al. — Publ. July 1956.
10. Pat. 2853287 USA. — Publ. Sept. 1957.

---

**ABOUT FEATURES SPEAKERS OF A GYROSCOPE WITH MULTIPHASE BRACKET IN ACOUSTICS FIELDS**

**V. N. Melnik**

The nature of interaction of audio radiation with gyroscopic instruments of handle of missiles-carriers is parsed, bracket which represents a polymodular mechanical system. The mechanism of origin of padding errors of measurements surveyed and the algorithm of their manifestation is defined.

УДК 551.510

Л. В. Козак, В. Н. Ивченко

Київський національний університет імені Тараса Шевченка

## Изменения ветра в верхней атмосфере над землетрясениями по спутниковым измерениям

Надійшла до редакції 27.06.02

Проведено пошук можливої зміни горизонтальної складової швидкості вітру в діапазоні висот 80—300 км над осередками землетрусів. Використані дані вимірювань з 24 грудня 1991 р. до 12 квітня 1994 р. за допомогою приладу WINDII, встановленого на супутнику UARS. Аналізувались 234 землетруси з магнітудою понад 6 балів. Проводився пошук загальних тенденцій для всіх землетрусів методом накладання епох, а також вивчалися зміни вітру над кожним конкретним землетрусом, для чого будувалися карти вітрів на висоті 90 км. Відмічено підсилення вітру на висотах 81—102 км, 135—250 км і збурення радіальної складової швидкості вітру відносно епіцентра землетрусу на висотах 125—260 км, яке має максимум за добу до землетрусу. Можливим механізмом передачі збурення від землетрусу у верхню атмосферу є генерація і розповсюдження внутрішніх гравітаційних хвиль.

### ВВЕДЕНИЕ

Многие наблюдения указывают на литосферно-ионосферные связи. В верхней атмосфере над очагами землетрясений наблюдались вариации электронной концентрации в E- и F-слоях [9, 10], свечения [14], изменения яркости дискретных форм полярных сияний [15], аномальные низкочастотные излучения в F-слое ионосферы [9], а также широкомасштабные неоднородности ионосферной плазмы и вариации потоков энергичных частиц, которые выпадают в ионосферу из радиационных поясов [5]. Особенности изменения скорости ветра над областью землетрясения рассмотрены в работе [14], где приведено значение скорости ветра на высоте 300 км. Значение ветра определялось из наблюдений эмиссии 630 нм с помощью трехазимутального электрофотометра на Абастуманской обсерватории.

До сегодняшнего дня не существует общепринятой точки зрения, позволяющей интерпретировать наблюдения ионосферных аномалий над сейсмиче-

ски активными регионами. Среди возможных механизмов передачи возмущения от очага землетрясения в ионосферу обсуждаются: УНЧ-волны (0.3—3 кГц) [8], инфразвуковые колебания, аномалии в постоянном и низкочастотном электрических полях, высокочастотное электромагнитное излучение, внутренние гравитационные волны. Так, трансформацией УНЧ-волн, генерируемых в процессах смещения и разрушения пород вдоль активных разломов перед землетрясением, в ОНЧ-колебания (3—30 кГц) объясняют вариации свечения верхней атмосферы [16]. Те же вариации свечения связаны с диссипацией инфразвука, предположительно излучаемого из эпицентра землетрясения непосредственно перед событием [13].

В определенной мере каждый из этих подходов заслуживает внимания, тем не менее в последнее время специалисты все больше склоняются к тому, что именно внутренние гравитационные волны (ВГВ) могут обеспечить основной канал передачи энергии от областей сейсмической активности к ионосферным высотам [6, 11]. Источником ВГВ в

эпицентральной области могут быть долгопериодические колебания земной коры, нестационарные газовыделения, локальный парниковый эффект.

Ниже мы исследуем возможное воздействие землетрясения на термосферную циркуляцию (область выше 80 км). Будут рассмотрены крупномасштабные движения нейтрального газа, медленно изменяющиеся во времени (горизонтальные ветры).

Изменение термосферной циркуляции определяется процессом поглощения солнечного УФ-излучения [12], диссипацией волн, распространяющихся из плотной нижней атмосферы, а также динамическими процессами, в результате которых происходит перераспределение тепла от неоднородно распределенных источников. Это далеко не полный перечень факторов, которые определяют динамику верхней атмосферы.

Очевидно, что выявление эффектов, связанных с сейсмической активностью, достаточно сложная задача. Необходимо, чтобы землетрясение было мощным, а измерения составляющих скорости ветра в области данного землетрясения охватывали длительный период времени. Кроме того, особенности, вызванные землетрясением, могут маскироваться возмущениями другого происхождения, в частности солнечной и геомагнитной активностью, сезонно-широтными вариациями, суточными изменениями.

#### ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ДАННЫЕ

Для поиска изменений термосферной циркуляции над землетрясениями использованы каталоги землетрясений и спутниковые измерения горизонтальных составляющих скорости ветра за период с декабря 1991 по апрель 1994 гг. Использовались предоставленные нам измерения скорости ветра, полученные с помощью прибора WINDII (Wind Imaging Interferometer), который был установлен на спутнике UARS [(Upper Atmospheric Research Satellite) [17]. Данный прибор проводил измерения горизонтальных составляющих скорости ветра (раздельно приведены зональная и меридиональная составляющие) в диапазоне высот 80—300 км. Измерения представлены с дискретностью 4° по широте и 3—5 км по высоте.

WINDII — оптический интерферометр Майкельсона с девятью фильтрами, которые обеспечивают наблюдения в отдельных эмиссиях [14]. Наблюдения производились двумя телескопами, которые расположены под углами 45° и 135° относительно вектора скорости спутника. Поле зрения каждого телескопа охватывает 4° по горизонтали и 6° по вертикали. Каждый из телескопов мог измерять

ветер в диапазоне высот от 80 до 300 км. При движении спутника по орбите некоторый объем атмосферы попадает последовательно в поле зрения обоих телескопов приблизительно через семь минут. Измеряемые параметры предполагались неизменными в течение указанного промежутка времени. Погрешность высотной привязки составляет  $\pm 1$  км.

В основе метода определения ветра верхней атмосферы лежат интерферометрические наблюдения доплеровского смещения следующих эмиссионных линий [18]: в верхней мезосфере —  $\lambda$  730 нм (OH); в нижней термосфере —  $\lambda$  762 нм (O<sub>2</sub>),  $\lambda$  557.7 нм (O(<sup>1</sup>S)); в средней термосфере —  $\lambda$  630 нм (O(<sup>1</sup>D)),  $\lambda$  732 нм (O(<sup>2</sup>P));

Каталоги землетрясений взяты из базы данных National Earthquake Information Center World Data (US Geological Survey National Earthquake Information Center) [<http://neic.usgs.gov>]. Для анализа были отобраны мощные землетрясения с магнитудой более шести баллов, которые происходили в разных местах земного шара за период с 24 декабря 1991 г. до 12 апреля 1994 г. Всего рассмотрено 234 землетрясения, из них 73.5 % поверхностные (глубина очагов 0—70 км), 24 % промежуточные (70—300 км) и 2.5 % глубокие (в соответствии с [1]). Основными областями локализации землетрясений являются Тихоокеанский пояс островных дуг и горных хребтов и Альпийско-Гималайский пояс. Около 70 % рассмотренных землетрясений расположены в северном полушарии.

#### МЕТОД ОБРАБОТКИ ДАННЫХ И РЕЗУЛЬТАТЫ

Использовались два подхода. В первом случае рассматривались усредненные по всем землетрясениям изменения горизонтальной составляющей ветра, во втором — изучались изменения ветра для конкретных землетрясений и определенного диапазона высот.

В первом случае рассмотрены 234 землетрясения, для которых имелись спутниковые наблюдения ветра. При обработке использовался метод наложения эпох. Для анализа рассматривались изменения скорости ветра в интервале времени  $\pm 5$  сут для каждого выбранного землетрясения. При этом все ряды данных сводились к одному временному началу координат — моменту главного удара землетрясения (нуль-пункт). Рассмотрение особенностей изменения меридиональной и зональной составляющих скорости ветра проводилось в эпицентральной зоне с радиусом 600 км. Анализировались отклонения составляющих скорости ветра  $\Delta V$  от их фоно-

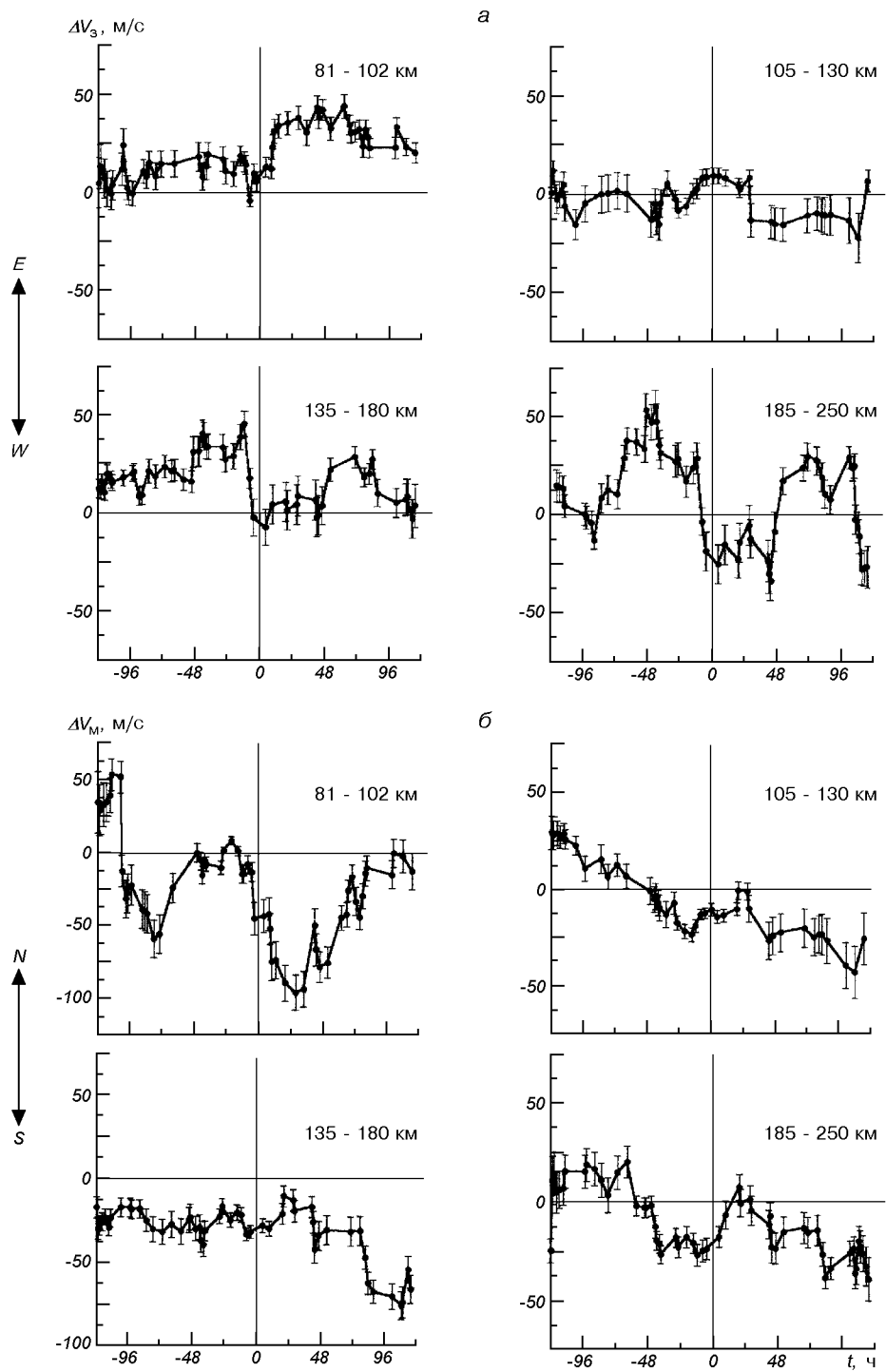


Рис. 1. Относительные отклонения зональной (а) и меридиональной (б) составляющих скорости ветра  $\Delta V_z$  и  $\Delta V_m$  от фонового значения (скользящее усреднение по 9-часовым интервалам) и их средние квадратичные погрешности на интервале времени  $\pm 5$  сут, центрированные на моменты главных ударов землетрясений для разных диапазонов высот

вого значения, которое определялось для соответствующих высот на временном интервале от  $-10$  до  $-5$  сут относительно начала землетрясения и при близких зенитных углах Солнца (допускались отклонения  $\Delta z \leq 5^\circ$ ). При таком рассмотрении в значительной степени исключаются суточные и сезонно-широтные вариации. Для изучения вертикальной структуры отклика весь диапазон высот был разбит на поддиапазоны: 84—102, 105—130, 135—180, 185—210, 215—270 км. В каждом из поддиапазонов отклонения скорости сохраняют качественное подобие.

На рис. 1 представлены отклонения скорости ветра отдельно для зональной и меридиональной составляющих в пределах выделенных диапазонов высот. Кривая получена скользящим усреднением в 9-часовом временном окне.

Среди полученных результатов можно отметить: усиление зональной составляющей скорости ветра в направлении на восток на высотах 81—102 км после землетрясения, и, за несколько часов перед землетрясением, — на высотах 135—250 км. Для высот 105—130 км наблюдается небольшое усиление меридиональной составляющей на юг на фоне мало изменяющейся зональной составляющей. На высотах 135—180 км можно отметить усиление меридиональной составляющей скорости ветра на юг после землетрясения, а для диапазона высот 185—250 км еще и за сутки до землетрясения. На высотах 81—102 км имеет место сложная зависимость  $\Delta V$  с преобладающим усилением на юг.

Для подтверждения того, что изменения зональной и меридиональной составляющих ветра являются следствием землетрясения, были учтены другие возможные факторы: солнечная и геомагнитная активность. На рис. 2 построен средний ход чисел Вольфа и трехчасового Кр-индекса относительно начала всех рассмотренных землетрясений (методом наложения эпох). Видно, что данные факторы не могут обусловить полученные изменения термосферной циркуляции.

Также были построены контрольные графики для зональной и меридиональной составляющих скорости ветра в отсутствии землетрясений. Произвольные точки выбирались в районах земного шара, где землетрясения происходят очень редко. Усреднение картины ветров выполнялось для тех моментов времени, когда происходили исследуемые нами землетрясения. Графики по 120 контрольным точкам (1992—1993 гг.) полученные для указанных выше диапазонов высот, представлены на рис. 3.

При рассмотрении изменений ветра для конкретных землетрясений были построены карты скорости ветра на высоте 90 км в пределах эпицентральных

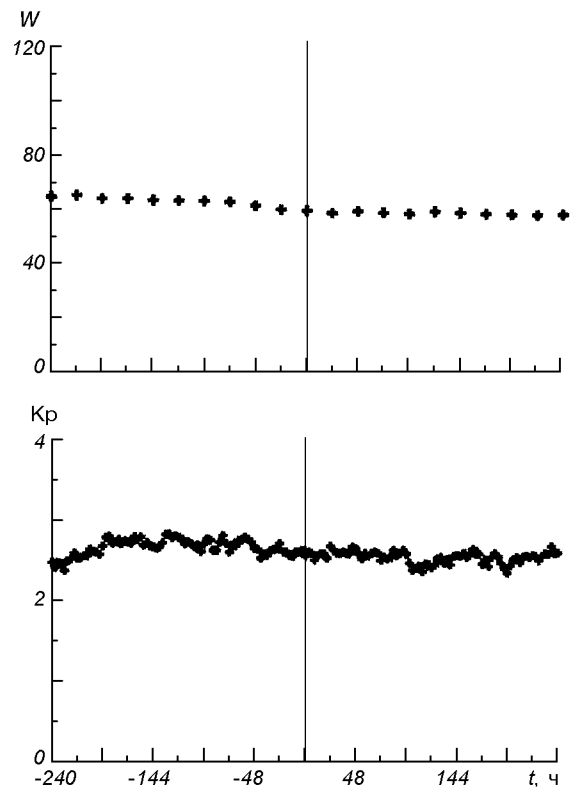


Рис. 2. Средние значения чисел Вольфа  $W$  и 3-часового Кр-индекса относительно моментов главных ударов для всех отобранных землетрясений

расстояний до 1000 км (рис. 4). Характеристики землетрясений (время, местоположение и глубина залегания очага) указаны внизу карт. Приведены карты для нескольких типичных землетрясений.

На рис. 4 представлена скорость горизонтального ветра для измерений, выполненных во временном интервале  $\pm 10$  сут относительно главного сейсмического удара. Длина стрелки соответствует модулю скорости ветра, ее масштаб согласован с масштабом карты (например, длина стрелки 100 км в масштабе карты соответствует скорости ветра 100 м/с). Цифрами возле стрелок указано время относительно момента землетрясения. Как видно из рис. 4, после землетрясения наблюдалось увеличение скорости ветра. Так, для землетрясения на островах Симба (*a*) наблюдалось значительное увеличение скорости ветра в моменты  $+17$ ,  $+41$  ч по сравнению со скоростями ветра за  $-124$ ,  $-78$  ч до землетрясения. Особенностью карт *a* и *г* есть то, что ветры дуют вдоль берега. На карте *б* усиление ветра зафиксировано в моменты  $+10$ ,  $+34$  ч. Кроме того, в некоторых случаях, когда было достаточно

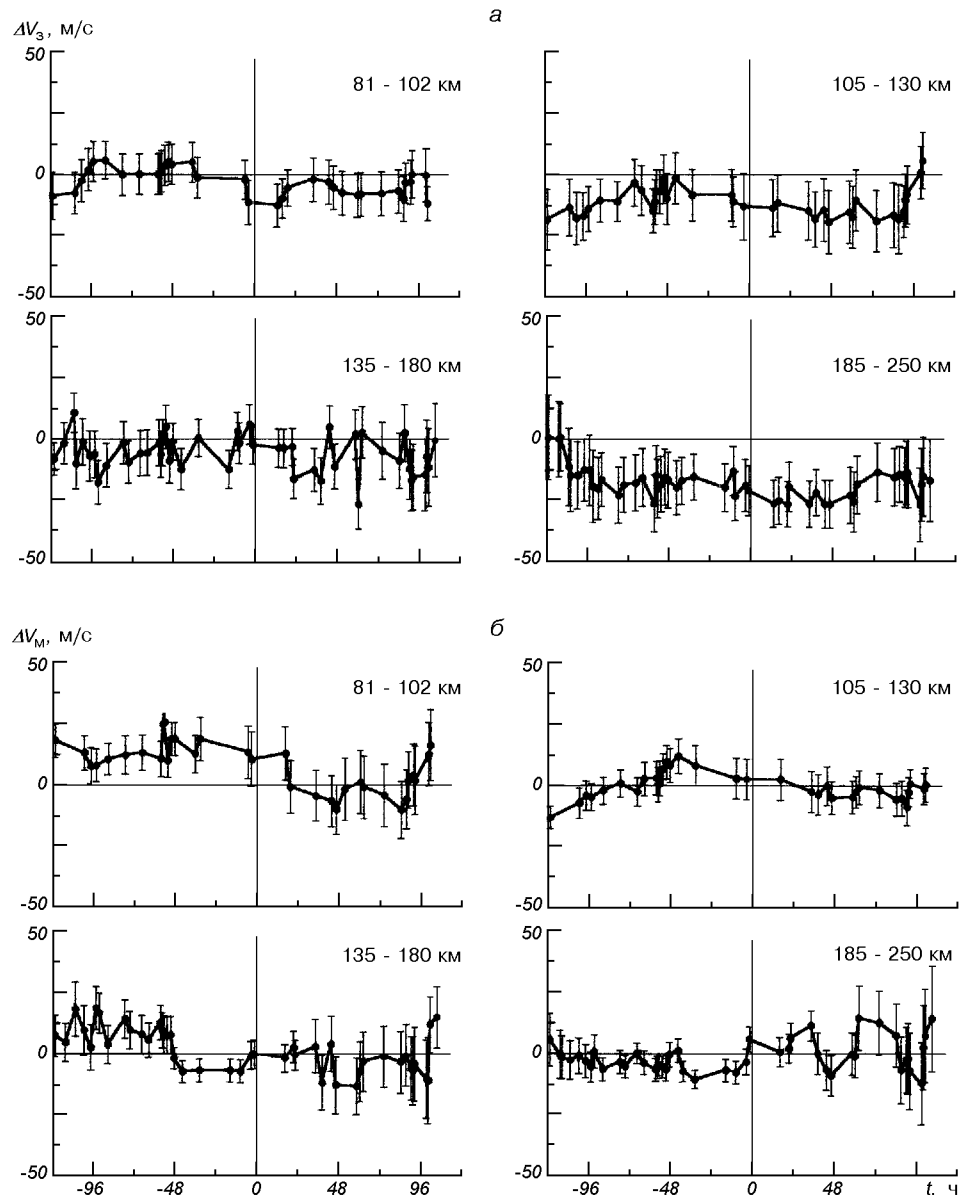


Рис. 3. То же, что на рис. 1, для контрольных точек (произвольные точки в местах, где землетрясения происходят очень редко)

измерений в пространственно близкой области для интервалов времени, включающих землетрясение, наблюдается изменение направления вектора скорости ветра — пары векторов  $(-86, +9 \text{ ч})$ ,  $(-87, -7 \text{ ч})$ ,  $(-87, +7 \text{ ч})$  на рис. 4, г.

Чтобы детальнее изучить природу воздействия землетрясения на динамику верхней атмосферы, было рассмотрено изменение радиальной и тангенциальной составляющих скорости ветра относительно эпицентра. Методом наложения эпох по-

строены отклонения этих составляющих скорости ветра во временном интервале  $\pm 5$  сут для каждого землетрясения. Среднее значение, как и при рассмотрении зонального и меридионального ветра, определялось для соответствующих высот на временном интервале от  $-10$  до  $-5$  сут относительно начала землетрясения и при близких зенитных углах Солнца ( $\Delta z \leq 5^\circ$ ), в радиальной зоне 600 км. Весь диапазон высот был разбит на поддиапазоны: 81—90 км, 93—99 км, 102—120 км и 125—260 км.



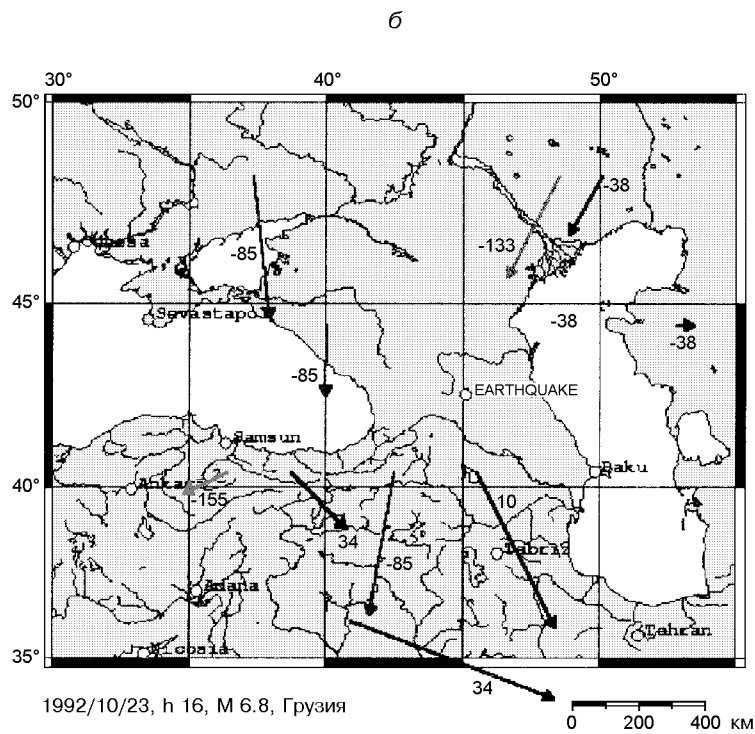
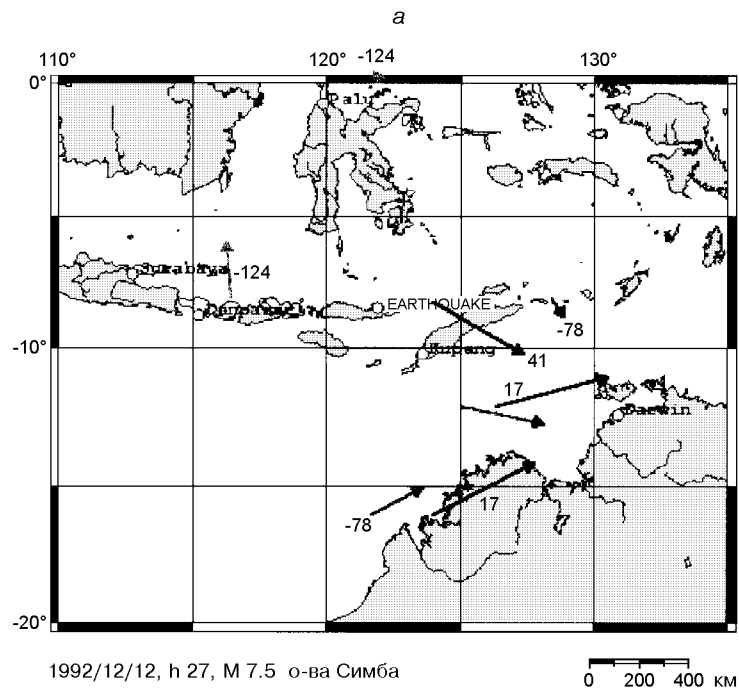


Рис. 4. Карты ветров для отдельных землетрясений на высоте 90 км. Эпицентры землетрясений указаны на картах (o Earthquake)

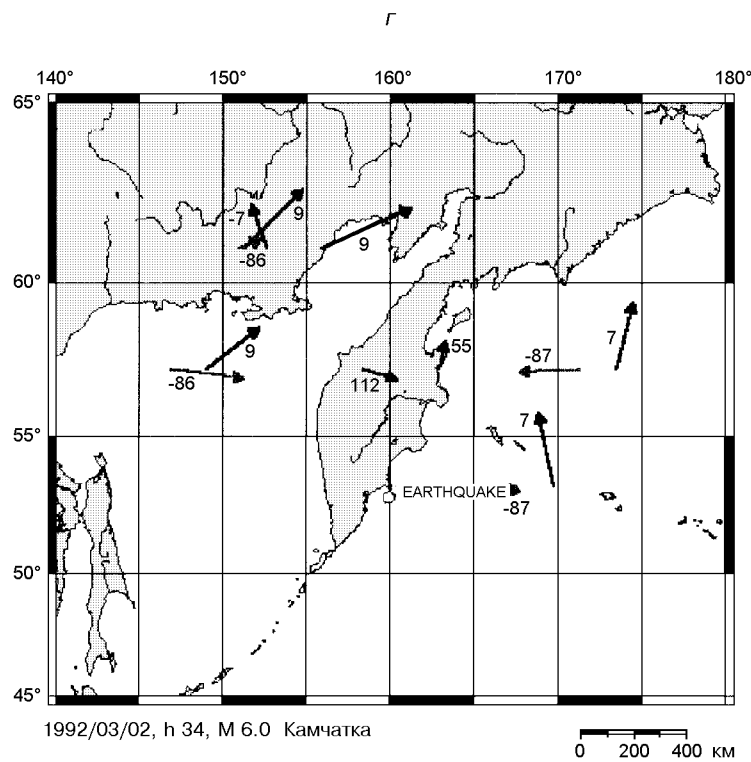
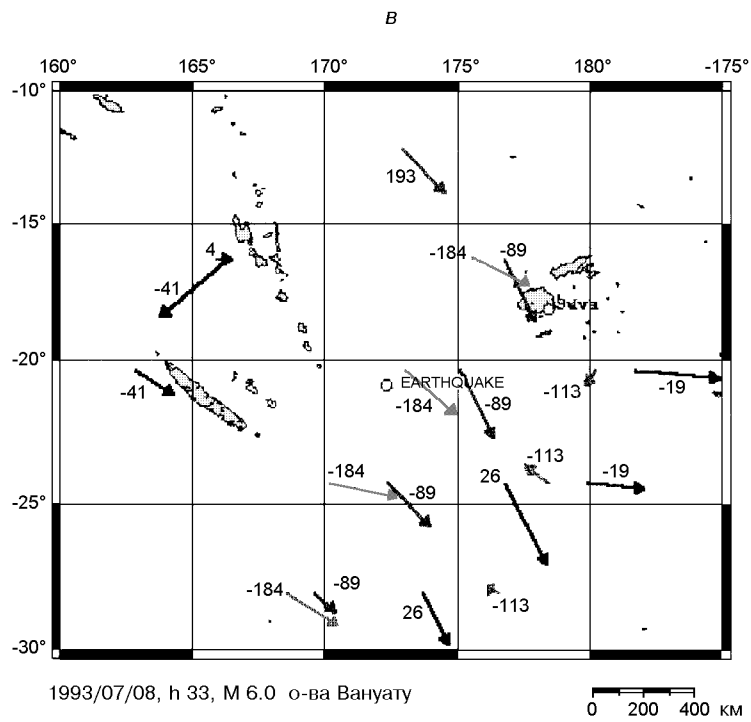


Рис. 4 (окончание)

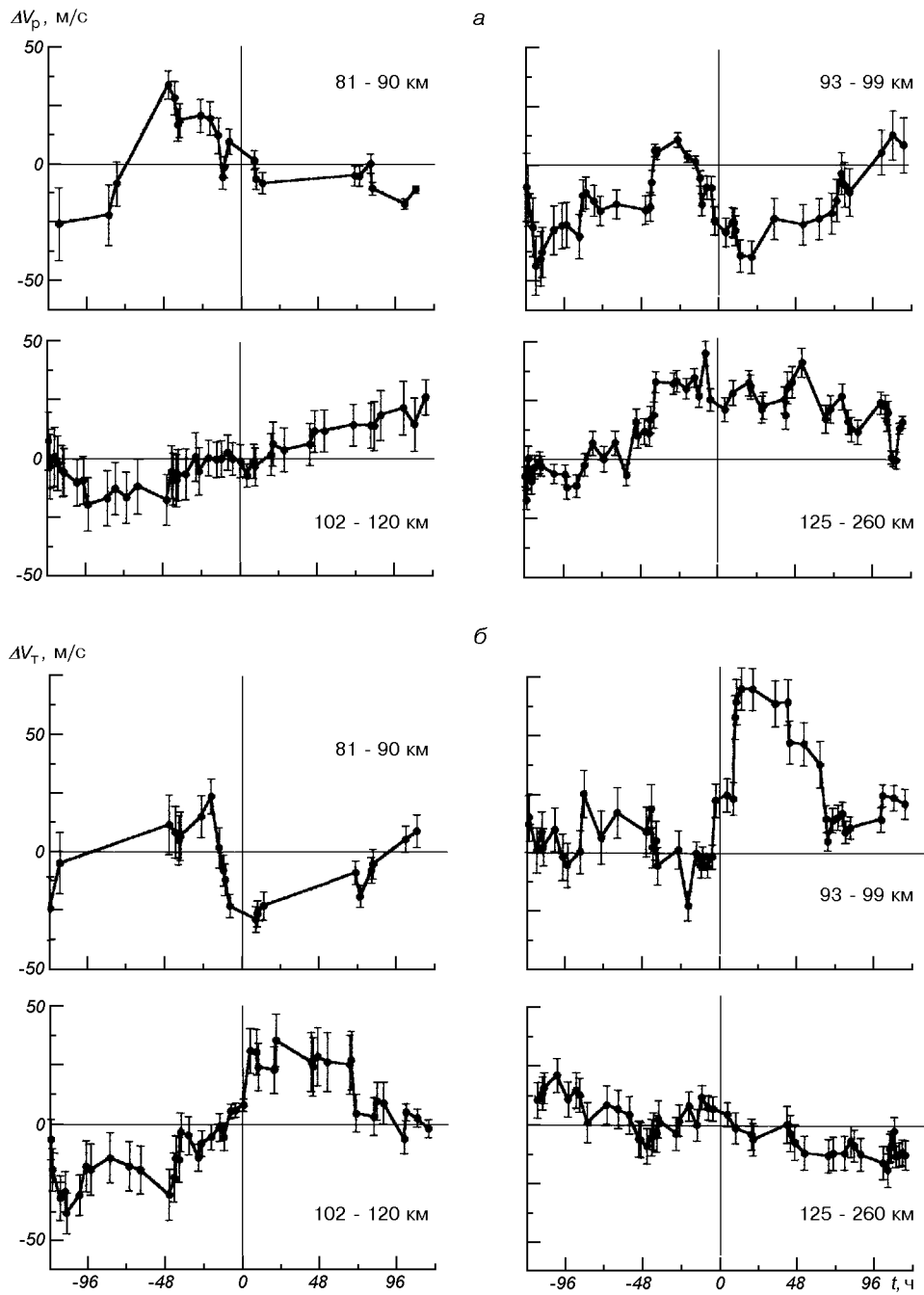


Рис. 5. Относительные отклонения радиальной (а) и тангенциальной (б) составляющих скорости ветра  $\Delta V_p$  и  $\Delta V_t$  от фонового значения (скользящее усреднение по 11-часовым интервалам) и их средние квадратичные погрешности на интервале времени  $\pm 5$  сут, центрированные на моменты главных ударов землетрясений для разных диапазонов высот

На рис. 5 для рассмотренных интервалов высот представлено отклонение  $\Delta V$  для интервала времени  $\pm 5$  сут. Кривая получена скользящим усреднением по 11 часам.

На высотах 125—260 км наблюдается возмущение радиальной составляющей скорости  $\Delta V_{\text{рад}}$ , которое выражается в усилении ветра, если он направлен от землетрясения, и в уменьшении, если ветер был направлен к землетрясению. Продолжительность возмущения составляет около 4 сут с максимумом за сутки до землетрясения. Можно констатировать, что на квазистационарную систему ветров накладывается ветер в радиальном направлении от землетрясения.

Для тангенциальной составляющей на высотах 125—260 км подобных изменений не обнаружено.

На высотах 102—120 км радиальная составляющая скорости ветра не демонстрирует каких-либо особенностей, а тангенциальная показывает некоторое усиление после землетрясения.

На высотах 93—99 км радиальная и тангенциальная составляющие изменяются сложным образом: при усилении ветра от землетрясения (радиальная составляющая увеличивается) тангенциальная составляющая уменьшается, а при распространении ветра к землетрясению — увеличивается. Возможно это свидетельствует о вращении вектора скорости горизонтального ветра по часовой стрелке относительно эпицентра.

## ВЫВОДЫ

Подводя итоги, можно отметить, что имеет место изменение горизонтальных составляющих скорости ветра над областями сильных землетрясений. В вариациях термосферной циркуляции выявлены следующие тенденции:

— на высотах 125—260 км в направлении от землетрясения наблюдается возмущение радиальной составляющей скорости ветра, которое имеет максимум за сутки до землетрясения.

— усиление зональной составляющей скорости ветра в направлении на восток на высотах 81—102 км после землетрясения, а на высотах 135—250 км — усиление еще за несколько часов до землетрясения;

— для меридиональной составляющей скорости ветра усиление на юг на высотах 135—250 км после землетрясения;

— усиление и изменение направления горизонтальной скорости ветра на высоте 90 км на эпицентральных расстояниях до 600 км в течение 3 сут после главного удара;

Механизмом переноса энергии от области землетрясения в верхнюю атмосферу могут быть ВГВ. Так, согласно работам Н. М. Гаврилова [2], ВГВ могут создавать динамическое воздействие на средний поток (ветер). В случае распространения волн в направлении среднего ветра они способны ускорять средний поток, а при распространении навстречу среднему ветру — тормозить.

Характерной особенностью ВГВ есть то, что при адиабатическом распространении вверх амплитуда их увеличивается, так как плотность среды с высотой уменьшается. Поэтому и выявить эти волны легче на больших высотах. Из-за того что атмосфера неизотермическая, то на высотах мезопаузы (90 км, наибольший градиент температуры) будет происходить частичная диссипация ВГВ (мелкомасштабная составляющая ВГВ затухает). Диссипируя, ВГВ усиливают атмосферную турбулентность, а это, в свою очередь, приводит к трансформации вертикального профиля температуры верхней атмосферы за счет интенсификации процессов турбулентного переноса и турбулентного нагревания [3, 4]. Увеличением турбулентности объясняют полочные изменения температуры в области землетрясения [7].

Работа выполнена при частичной поддержке INTAS грант № 99-0078 и INTAS-CNES грант № 97-1769.

1. Ботт М. Внутреннее строение Земли. — М.: Мир, 1974.
2. Гаврилов Н. М., Юдин В. А. Численное моделирование распространения ВГВ от нестационарных тропосферных источников // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. — 1987. — 23, № 3. — С. 241—254.
3. Гордиец Б. Ф., Куликов Ю. Н. О роли турбулентности и инфракрасного излучения в тепловом балансе нижней термосферы // Инфракрасная спектроскопия космического вещества и свойства среды в космосе / Под ред. Н. Г. Басова. — М.: Наука, 1982. — С. 29—47. — (Тр. ФИАН, Т. 130).
4. Гордиец Б. Ф., Куликов Ю. Н., Марков М. Н., Маров М. Я. Численное моделирование нагрева и охлаждения газа в околоземном космическом пространстве // Инфракрасная спектроскопия космического вещества и свойства среды в космосе / Под ред. Н. Г. Басова. — М.: Наука, 1982. — С. 3—28. — (Тр. ФИАН, Т. 130).
5. Гохберг М. Б., Моргунов В. А., Похотелов О. А. Сейсмоэлектромагнитные явления. — М.: Наука, 1988. — 174 с.
6. Гохберг М. Б., Шалимов С. Л. Литосферно-ионосферная связь и ее моделирование // Российский журн. наук о Земле. — 2000. — 2, № 1.
7. Дзюбенко Н. И., Ивченко В. Н., Козак Л. В. Вариации температуры над очагами землетрясений по измерениям спутника UARS // Космічна наука і технологія. — 2001. — 7, № 5/6. — С. 94—99.
8. Колоколов Л. Е., Липеровская Е. В., Липеровский В. А. и др. Резкие расплывания спорадических слоев E среднеширотной ионосферы в периоды подготовки землетрясений // Изв. АН СССР. Физика Земли. — 1992. — 7. — С. 101—109.

9. Ларкина В. И., Наливайко А. В., Гершензон Н. И. и др. Наблюдения на спутнике «Интеркосмос-19» ОНЧ-излучений, связанных с сейсмической активностью // Геомагнетизм и аэронавигация.—1983.—23, № 5.—С. 842—846.
10. Липеровский В. А., Похотелов О. А., Шалимов С. Л. Ионосферные предвестники землетрясений. — М.: Наука, 1992.—340 с.
11. Перцев Н. Н., Шалимов С. Л. Генерация атмосферных гравитационных волн в сейсмически активном регионе и их влияние на ионосферу // Геомагнетизм и аэронавигация.—1996.—36, № 2.—С. 111—118.
12. Термосферная циркуляция // Под ред. У. Уэбба. — М.: Мир, 1975.—350 с.
13. Торшелидзе Т. И., Фишкова Л. М. Анализ колебаний ночного излучения средней и верхней атмосферы, предшествующих землетрясениям // Докл. АН СССР.—1988.—302, № 2.—С. 313—316.
14. Фишкова Л. М. Торшелидзе Т. И. Отображение сейсмической активности в вариациях свечения ночного неба // Полярные сияния и свечение ночного неба.—1989.—№ 33.—С. 17—23.
15. Dzubenko M. I., Kozak L. V. A search of correlation between aurora activity and near earthquakes // Seismo electromagnetics lithosphere-atmosphere-ionosphere coupling / Eds M. Hayakawa, O. A. Molchanov. — Tokyo: TERAPUB, 2002.—P. 333—335.
16. Molchanov O. A., Hayakawa M. Generation of ULF seismogenic electromagnetic emission: a natural consequence of microfracturing process // Electromagnetic phenomena related to earthquake prediction / Eds M. Hayakawa, Y. Fujinawa. — Tokyo: Terra Publ. Sci. Co., 1994.—P. 537—563.
17. Reber C. A., Trevathan C. E., McNeal R. J., Luther M. R. The Upper Atmosphere Research Satellite (UARS) mission // J. Geophys. Res.—1993.—D98, N 6.—P. 10643—10647.
18. Shepherd G., Thuillier G., Gault W. A., et al. WINDII — The Wind Imaging Interferometer on the Upper Atmosphere Research Satellite // J. Geophys. Res.—1993.—D98.—P. 10725—10750.

---

#### WIND CHANGES IN UPPER ATMOSPHERE OVER EARTHQUAKES FROM SATELLITE MEASUREMENTS

L. V. Kozak, V. M. Ivchenko

We performed a search for a possible change of the horizontal component of the wind velocity at altitudes of 80—300 km over earthquake epicenters. We used the measurement data derived by the WINDII device set on the board of the UARS satellite from 24 December 1991 till 12 April 1994. We analysed 234 earthquakes with the magnitude more than 6. We tried to detect common tendencies for all earthquakes using the method of epoch superposition. In addition, we analysed a wind change over each earthquake by plotting wind maps for an altitude of 90 km. We noted wind growing at altitudes 81—102 km and 135—250 km together with disturbance of the wind radial component relatively an earthquake epicenter at altitudes of 125—260 km which has a maximum one day before the earthquake. The generation and propagation of inner gravity waves can be considered as a possible mechanism of energy transfer from an earthquake into upper atmosphere.

УДК 519.87

**С. А. Смирнов, Р. П. Терлецький**

Інститут космічних досліджень НАН України та НКА України, Київ

Фізико-технічний інститут Національного технічного університету України «Київський політехнічний інститут», Київ

## Математична модель оптичних передатних характеристик земної атмосфери

Надійшла до редакції 08.11.02

Досліджується поширення оптичного випромінювання в земній атмосфері та його спотворення. Розглянуто основні механізми трансформації оптичних сигналів, пов'язаних із молекулярним, аерозольним та турбулентним розсіянням світла, способи їхнього опису та застосування для моделювання впливу реальної атмосфери. Отримано вираз для ЧКХ атмосфери для подальшого практичного застосування при атмосферній корекції даних ДЗЗ, проведено його якісний аналіз.

### ВСТУП

Досвід реалізації космічних програм у попередні роки показав, що дистанційне зондування поверхні Землі з космосу — надзвичайно ефективний і перспективний метод дослідження природного середовища і природних ресурсів Землі. Разом з тим цінність отримуваних зображень великою мірою залежить від того, наскільки ефективно проводяться заходи щодо усунення втрат інформації. Основним джерелом спотворень оптичних сигналів є земна атмосфера. Світлова хвиля зазнає складних трансформацій, і постає вельми складне завдання спеціальної редукації отриманих зображень. Особливо гострою ця проблема стала тепер, коли космічні апарати почали оснащуватись сучасними камерами високої роздільної здатності. Тому системний опис трансформаційних властивостей атмосфери і розробка на його основі ефективних алгоритмів отримання неспотворених зображень знаходяться серед пріоритетних завдань сучасної космічної науки.

### ОСНОВНІ РОБОЧІ ПОНЯТТЯ ТА ОПТИЧНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ АТМОСФЕРИ

Основними газами, що складають навколоземну атмосферу, є азот (78 %), кисень (21 %), вуглекислий газ (0.03 %), озон (0.0002 %). Крім них, в

атмосфері містяться інші гази, водяна пара та інші аерозолі — тверді та рідкі частки.

За своїми фізичними та оптичними властивостями атмосфера неоднорідна як в горизонтальному, так і в вертикальному напрямках. Основна маса атмосфери (99.9 %) зосереджена в шарі від 0 до 50 км. Він є визначальним у трансформації оптичних сигналів, що поступають на вхід оптико-фотографічної системи. Особливе значення для оцінки впливу атмосфери на поширення випромінювання відіграє просторовий розподіл тиску, вологості, а також аерозолів, озону та інших компонентів.

Для визначення основних характеристик поширення світлового потоку розглянемо елементарний об'єм  $dV$ , на який під тілесним кутом  $d\Omega$  падає пучок світлових променів яскравості  $I$ . Цей об'єм частково поглине, а частково розсіє падаючий на нього потік. Очевидно, що поглинутий потік дорівнює

$$d\Phi_n = \kappa I d\Omega dV, \quad (1)$$

де  $\kappa$  — показник поглинання.

Силу світла  $dI_c$ , розсіяного елементарним об'ємом у напрямку, що утворює кут  $\beta$  із напрямком падіння променя, покладемо рівною

$$dI_c = \frac{1}{4\pi} \sigma(\beta) I d\Omega dV. \quad (2)$$

Тут  $\sigma(\beta)$  — коефіцієнт розсіяння в напрямку  $\beta$ . Тоді потік, що розсіюється в усі напрямки,

дорівнює

$$d\Phi_p = \int_{4\pi} dI_c d\Omega' = \frac{1}{4\pi} Id\Omega dV \int_{4\pi} \sigma(\beta) d\Omega' = \sigma Id\Omega dV, \quad (3)$$

де  $\sigma = \frac{1}{4\pi} \int_{4\pi} \sigma(\beta) d\Omega'$  — показник повного розсіювання.

Відносний кутовий розподіл розсіяного елементарним об'ємом світла описується індикатрисою розсіювання

$$x(\beta) = \sigma(\beta)/\sigma. \quad (4)$$

Разом із вище введеними оптичними характеристиками середовища також використовуються величини  $\epsilon = \kappa + \sigma$  — показник повного послаблення та  $\Lambda = \sigma/\epsilon$  — показник виживання фотона.

Тепер розглянемо способи опису об'єктів, що спостерігаються крізь атмосферу. Вони відрізняються не тільки яскравістю (коефіцієнтами яскравості), але й просторово-частотним розподілом яскравості, тобто просторово-частотними характеристиками (ПЧХ).

Для опису ПЧХ об'єктів аеро- та космічного спостереження знайшли широке застосування перетворення Фур'є. Нехай точкове джерело світла розташоване на площині  $x_0 O y_0$ . Дія будь-якої оптичної системи полягає в тому, що в площині зображень  $x' O' y'$  замість точки появиться деякий розподіл освітленості  $D(x', y')$ , який є наслідком аберації, дифракції та інших ефектів. Якщо джерело знаходиться в точці з координатами  $x_0, y_0$ , то розподіл освітленості в площині зображення буде  $D(x' - qx_0, y' - qy_0)$ , де  $q$  — лінійне збільшення системи. Нарешті, якщо джерело не є точковим, а описується розподілом яскравості  $O(x, y)$ , то розподіл освітленості  $E(x', y')$  від нього в площині зображень можна отримати сумуванням освітленостей  $D(x', y')$ , які дають окремі точки об'єкта, тобто з точністю до постійного множника можна записати

$$E(x', y') = \iint O(x, y) D(x' - x, y' - y) dx dy. \quad (5)$$

Співвідношення (5) є однією з основних формул, що використовуються для опису утворення зображень некогерентного об'єкта, що випромінює або відбиває світло.

Кількісну оцінку для процесу передачі просторових частот оптичною системою можна отримати зі співвідношення (5). Для цього досить, ввівши просторові частоти  $\mu = 1/x, \nu = 1/y$ , знайти перетворення Фур'є для функції

$$e(\mu, \nu) = \iint E(x', y') e^{2\pi i(\mu x' + \nu y')} dx' dy' \quad (6)$$

при відомих фур'є-перетвореннях для функцій  $O(x, y)$  та  $D(x' - x, y' - y)$ . Застосувавши перетворення Фур'є до лівої та правої частин (5), отримуємо:

$$e(\mu, \nu) = O(\mu, \nu) M(\mu, \nu). \quad (7)$$

Формула (7) в явному вигляді описує механізм передачі просторових частот оптичною системою: кожному складнику відповідає свій коефіцієнт передачі (у загальному випадку комплексний)  $M(\mu, \nu)$ , який зазвичай і називається оптичною передатною функцією (ОПФ). Функцію  $D(x' - x, y' - y)$ , яка зв'язана з ОПФ двовимірним перетворенням Фур'є, називають функцією розмиття точки. В загальному випадку ОПФ враховує і можливе енергетичне послаблення сигналу (наприклад, за рахунок поглинання) оптичною системою. У випадках, коли потрібна лише залежність ОПФ від просторової частоти, використовується поняття нормованої ОПФ. Остання представляє собою відношення величини ОПФ при заданій частоті до величини ОПФ при нульовій частоті. Завдяки відомим із теорії керування правилам користування передатними функціями, вони стають простим та зручним способом опису утворення зображень.

#### ОПТИЧНА ПЕРЕДАТНА ФУНКЦІЯ ОДНОРІДНОЇ АТМОСФЕРИ

Розглянемо однорідну та статичну атмосферу. Така модель атмосфери є досить умовною, але на наступному кроці легко перейти до реальних моделей атмосфери. Основою кількісного опису однорідної атмосфери служить класичне рівняння переносу випромінювання.

У вакуумі інтенсивність постійна вздовж променя. Якщо в середовищі має місце поглинання, розсіювання та випромінювання енергії, то зміна інтенсивності вздовж променя  $I$  описується інтегродиференціальним рівнянням переносу [3, 11]:

$$\frac{dI(\mathbf{R}, \mathbf{n})}{dl} = -\epsilon I(\mathbf{R}, \mathbf{n}) + \frac{\sigma}{4\pi} \iint I(\mathbf{R}, \mathbf{n}') x(\mathbf{n}, \mathbf{n}') d\mathbf{n}' + B(\mathbf{R}, \mathbf{n}). \quad (8)$$

Функція  $B(\mathbf{R}, \mathbf{n})$  характеризує потужність випромінювання одиниці об'єму середовища в одиничний тілесний кут у напрямку  $\mathbf{n}$  і називається функцією джерел. Для повноти задачі рівняння (8) повинно бути доповнено крайовими умовами, які формулюються в залежності від геометрії розсіювального середовища й умов освітленості границь.

Реальна атмосфера є розсіювальним середовищем із сильно витягнутою індикатрисою випромінювання. При її освітленні напрямленим джерелом інтенсивність випромінювання має помітні значення лише біля напрямку випромінювання джерела  $\mathbf{n}_0$  та швидко зменшується зі збільшенням  $|\mathbf{n} - \mathbf{n}_0|$ . В цьому випадку має місце так зване рівняння переносу у малокутовому наближенні [8].

Існує декілька типів малокутових рівнянь переносу випромінювання. В одному з них [8, 9] не використовується ніяких додаткових припущень, і інтегральний член рівняння переносу зберігає свій вигляд. Зазвичай такі задачі розв'язуються за допомогою розкладу інтенсивності по поліномах Лежандра, але при сильній анізотропії така методика незручна, оскільки потрібно шукати велике число ненульових коефіцієнтів у цьому розкладі. В цьому випадку краще використовувати другий вид малокутового рівняння переносу, в якому інтегральний член наближено замінюється інтегралом типу згортки. Як показано в роботі [4], при таких припущеннях рівняння (8) має вигляд

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \mathbf{n}_\perp \nabla_r + \varepsilon'(z)\right) I(\mathbf{r}, z, \mathbf{n}_\perp) = \frac{\sigma'(z)}{4\pi} \iint I(\mathbf{r}, z, \mathbf{n}'_\perp) x(|\mathbf{n}_\perp - \mathbf{n}'_\perp|, z) d\mathbf{n}'_\perp + B(\mathbf{r}, z, \mathbf{n}_\perp). \quad (9)$$

Граничні умови для рівняння (9) задаються просторово-кутовими характеристиками яскравості джерела:

$$I(\mathbf{r}, z = 0, \mathbf{n}_\perp) = I_0(\mathbf{r}, \mathbf{n}_\perp). \quad (10)$$

Рівняння (9) із граничною умовою (10) дає повну постановку задачі переносу випромінювання у малокутовому наближенні.

Розв'язуючи поставлену задачу з використанням перетворення Фур'є, приходимо до виразу для ОПФ однорідного шару:

$$M(\nu, z) = \exp\left[-\int_0^z [\varepsilon(z - \xi) - \sigma(z - \xi)x(\nu\xi, z - \xi)] d\xi\right], \quad (11)$$

якщо ж оптичні характеристики середовища не залежать від глибини  $z$ , то для ОПФ розсіювального шару отримаємо

$$M(\nu, z) = \exp\left[-\varepsilon z_0 + \sigma \int_0^{z_0} x(\nu\xi) d\xi\right], \quad (12)$$

тут  $z_0$  — товщина всього шару. При  $\nu = 0$  із (12) випливає, що

$$M(\nu = 0) = \exp[-(\varepsilon - \sigma)z_0], \quad (13)$$

тобто ОПФ при  $\nu = 0$  спадає з глибиною тільки через поглинання.

Далі будемо розглядати частотно-контрастну характеристику (ЧКХ) розсіюючого шару, яка рівна нормованій ОПФ, тобто

$$H(\nu) = \frac{M(\nu)}{M(\nu = 0)}. \quad (14)$$

З врахуванням (12) та (13) для ЧКХ матимемо вираз

$$H(\nu) = \exp\left[-\sigma z_0 + \sigma \int_0^{z_0} x(\nu\xi) d\xi\right]. \quad (15)$$

Перепишемо його в безрозмірних величинах, для чого введемо безрозмірну кутову частоту  $\omega = \nu z_0$  та поняття оптичної товщини однорідного розсіювального шару  $\tau_0 = \xi z_0$ . Тоді

$$H(\omega) = \exp[-\Lambda \tau_0 \varphi_x(\omega)], \quad (16)$$

де

$$\varphi_x(\omega) = 1 - \int_0^1 x(\omega\xi) d\xi, \quad (17)$$

тобто  $\varphi_x$  залежить лише від індикатриси розсіяння.

З виразу (16) видно, що в даному випадку ЧКХ залежить лише від розсіюючої товщини  $\Lambda \tau_0 = \sigma z_0$  та індикатриси розсіяння. По суті, достатньо проаналізувати лише функцію  $\varphi_x(\omega)$ . Для деяких найпростіших випадків функція  $\varphi_x(\omega)$  має нескладний вигляд.

Відмітимо особливо індикатрису

$$x(\beta) = \frac{ae^{-a\beta}}{\beta}, \quad (18)$$

яка непогано описує малокутове наближення при  $a \approx 5...7$ . В цьому випадку вираз для ЧКХ прийме такий вигляд

$$H(\omega) = e^{-\Lambda \tau_0} \left[ \frac{\omega}{a} + \sqrt{1 + (\omega/a)^2} \right]^{\frac{\Lambda \tau_0}{\omega/a}}. \quad (19)$$

Формула (19) широко використовується в різних дослідженнях. Її перевагою є простота та однопараметричність.

Особливістю всіх приведених вище формул для ОПФ та ЧКХ, отриманих у рамках малокутового наближення є те, що значення ОПФ в області малих просторових частот, а значить і при  $\omega = 0$ , є трохи завищеними, оскільки не враховано втрат, пов'язаних з розсіянням в задню півсферу. В той же час ОПФ в області високих частот описується



правильно. Тому при нормуванні (14) та при переході до функції  $H(\omega)$  має місце заниження значень ЧКХ в області високих просторових частот.

**ОПТИЧНА ПЕРЕДАТНА ФУНКЦІЯ  
ВИПАДКОВОГО НЕОДНОРІДНОГО ШАРУ**

Іншою складовою частиною моделі атмосфери є неоднорідний шар. Тут розглядатимуться обмежені плавні й малі флуктуації показника заломлення чистого (без аерозолів) повітря.

Неоднорідності атмосфери знаходяться в постійному турбулентному русі, у зв'язку з чим миттєві характеристики хвильового фронту швидко флюктуують у часі. Щоб «заморозити» і тим самим послабити будь-які ефекти з часовим усередненням, необхідно задати досить довгий час експозиції приймача. В основі розрахунку лежить припущення про часову ергодичність, а саме те, що усереднена за великий проміжок часу ОПФ, на яку здійснює вплив велике число незалежних реалізацій атмосферних неоднорідностей, ідентична ОПФ, усередненій по статистичному ансамблю.

За означенням, введеним Дюфф'є [2], ОПФ — це нормована автокореляція комплексної функції зіниці приймача:

$$H(\nu_U, \nu_V) = \frac{\int \int_{\mathbb{R}^2} P(x, y) P^*(x - \lambda f \nu_U, y - \lambda f \nu_V) dx dy}{\int \int_{\mathbb{R}^2} |P(x, y)|^2 dx dy}, \quad (20)$$

де  $P(x, y)$  — комплексна функція зіниці,  $f$  — фокусна відстань прийомної системи. Якщо перед прийомною системою знаходиться екран з амплітудним коефіцієнтом пропускання  $t_s(x, y)$ , то функція зіниці стане

$$P'(x, y) = P(x, y) t_s(x, y), \quad (21)$$

а ОПФ матиме вигляд

$$H(\nu_U, \nu_V) = \frac{\int \int_{\mathbb{R}^2} P(x, y) P^*(x - \lambda f \nu_U, y - \lambda f \nu_V) t_s(x, y) t_s^*(x - \lambda f \nu_U, y - \lambda f \nu_V) dx dy}{\int \int_{\mathbb{R}^2} |P(x, y)|^2 |t_s(x, y)|^2 dx dy}. \quad (22)$$

Розглянемо тепер нескінченно віддалене монохроматичне точкове джерело, розміщене на оптичній осі системи, що формує зображення. При відсутності атмосферної турбулентності це джерело генерувало б плоску хвилю, що падала б на прий-

омну систему нормально до зіниці. При наявності атмосфери плоска хвиля падає на неоднорідне середовище, проходить його та попадає на приймач у вигляді вторинної хвилі з розподілом виду

$$U(x, y) = \sqrt{I_0} \exp[\chi(x, y) + iS(x, y)], \quad (23)$$

де  $I_0$  — інтенсивність падаючої плоскої хвилі, а  $\chi$  та  $S$  — гауссові випадкові змінні.

Використовуючи стандартний імовірнісний аналіз, отримаємо ОПФ для турбулентного шару атмосфери при тривалій експозиції:

$$H(\nu) = H_0(\nu) \exp\left[-\frac{1}{2} D(\lambda f \nu)\right], \quad (24)$$

де  $H_0(\nu)$  — ОПФ приладу.

Тепер розглянемо основні кроки при обчисленні хвильової структурної функції у ближній зоні [2]. Спочатку зробимо ряд значних спрощень, що лише інколи справджуються на практиці. Але потім укажемо, як результати такого спрощеного аналізу можуть бути поширені на ширший круг умов, ніж вважалось спочатку.

Основні спрощення такі.

1. Джерело світла знаходиться на нескінченній відстані від приймальної системи.
2. На деякій скінченній відстані від приймальної системи знаходиться область однорідної та ізотропної турбулентності.
3. Будь-який промінь, що падає на неоднорідне середовище, затримується ним без суттєвого викривлення.

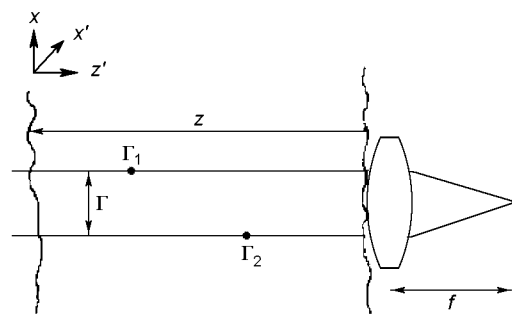


Рис. 1. До задачі обчислення хвильової структурної функції у ближній зоні

На рис. 1 зображена геометрія системи, на якій базується подальше обчислення. Припущення 1 дозволяє нам розглядати тільки точкове джерело на оптичній осі, що створює плоску хвилю на вході в область турбулентності. Припущення 3 використовується для того, щоб представити фази  $S_1$  та  $S_2$  двох паралельних променів у вигляді

$$S_1 = k \int_0^z [n_0 + n_1(r_1)] dz',$$

$$S_2 = k \int_0^z [n_0 + n_1(r_2)] dz',$$
(25)

де  $k = 2\pi/\lambda$ .

Крім того, це ж припущення означає, що флуктуація амплітуди знехтувано мала, тобто  $\chi_1 = \chi_2$  та  $D_x(r) = 0$ . Користуючись геометричними міркуваннями, отримуємо наступну формулу для фазової структурної функції:

$$D_S(r) =$$

$$= 2k^2 \int_0^z (z - \Delta z) \left[ D_n \left( \sqrt{(\Delta z)^2 + r^2} \right) - D_n(\Delta z) \right] d(\Delta z).$$
(26)

Згідно з результатами Колмогорова [12] структурна функція  $D_n$  має вигляд

$$D_n(r) = C_n^2 r^{2/3},$$

$$l_0 < r < L_0.$$
(27)

Підстановка її у формулу (26) приводить до виразу

$$D_S(r) =$$

$$= 2k^2 C_n^2 \int_0^z (z - \Delta z) \left\{ [(\Delta z)^2 + r^2]^{1/3} - (\Delta z)^{2/3} \right\} d(\Delta z).$$
(28)

Зауважимо, що, внаслідок обмежень, що містяться у формулі (27), вона може бути застосована тільки при  $\Delta z < L_0$ , де  $L_0$  — зовнішній масштаб турбулентності. Але якщо відстань  $r$  набагато менша за  $L_0$  (зазвичай це так і є, оскільки максимальна відстань, що нас цікавить, рівна діаметру приймальної оптики), то підінтегральний вираз дорівнює нулю при великих  $\Delta z$ , і точна форма структурної функції при  $r > L_0$  стає несуттєвою. Отже, вираз для  $D_S(r)$  можна розглядати як точний для всіх значень довжин шляхів, при яких не порушуються попередні більш суттєві спрощення. Провівши наближене чисельне обчислення попереднього виразу, отримуємо

$$D_S(r) = 2.91 k^2 C_n^2 z r^{5/3}. \quad (29)$$

Підставляючи (29) у (24) можна записати вираз для ОПФ атмосфери при тривалій експозиції:

$$H(\nu) = \exp \left[ -\frac{1}{2} 2.91 C_n^2 z (\lambda f \nu)^{5/3} \right] =$$

$$= \exp \left[ -57.4 C_n^2 \frac{z f^{5/3}}{\lambda^{1/3}} \nu^{5/3} \right]. \quad (30)$$

Цей вираз є основним результатом аналізу для області ближнього поля.

Нагадаємо, що вираз (30) базується на ряді серйозних спрощень, але він справедливий і при більш широких умовах.

По-перше, виявляється, що він справедливий у випадку викривлення променів та дифракції. По-друге, результат можна узагальнити на випадок, коли структурна функція не постійна, а плавно змінюється. Такі зміни важливі при вертикальному спостереженні через атмосферу, коли інтенсивність турбулентності суттєво залежить від висоти над Землею. У цьому випадку формула (30) матиме вигляд

$$H(\nu) = \exp \left[ -57.4 \frac{f^{5/3}}{\lambda^{1/3}} \nu^{5/3} \int_0^z C_n^2(\xi) d\xi \right]. \quad (31)$$

Нарешті, якщо об'єкт розташований на скінченній відстані від оптичної системи, то потрібно розглядати поширення не плоских, а сферичних хвиль. Як було показано Фрідом та Татарським [12], хвильова структурна функція для сферичної хвилі має вигляд

$$D(r) = 2.91 k^2 r^{5/3} \int_0^z (\xi/z)^{5/3} C_n^2(\xi) d\xi. \quad (32)$$

Якщо ж структурна стала  $C_n^2$  не залежить від відстані, пройдені вздовж променя, то

$$D(r) = \frac{3}{8} 2.91 k^2 C_n^2 z r^{5/3}, \quad (33)$$

що відрізняється від результату для плоскої хвилі лише множником  $3/8$ . Уточнемо, як структурна постійна змінюється вздовж напрямку поширення світла. Для горизонтального поширення світла певної аналітичної залежності не існує, оскільки ці зміни сильно залежать від локального рельєфу та «карти вітрів». При вертикальному ж спостереженні зміни величини  $C_n^2$  ще й залежать від атмосферних умов під час експерименту, але відомі

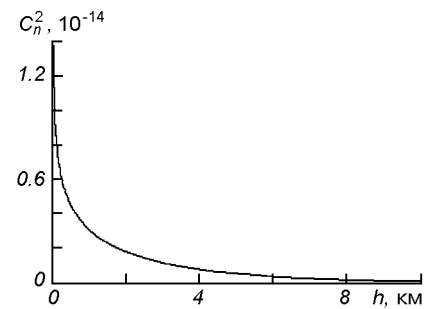


Рис. 2. Залежність структурної сталої  $C_n^2$  від висоти

аналітичні апроксимації для неї. Одна з них така [2]:

$$C_n^2(z) = 4.2 \cdot 10^{-14} z^{-1/3} \exp\left(-\frac{z}{z_0}\right), \quad (34)$$

де  $z_0 = 3200$  м.

Як видно з рис. 2, інтенсивність турбулентності зменшується із висотою і для  $z > 10$  км нею можна знехтувати.

#### ОПТИЧНА МОДЕЛЬ АЕРОЗОЛЬНОГО ШАРУ

Як відомо, важливим фактором в розсіянні світла є аерозолі, тому при побудові моделі потрібно знати реальний розподіл аерозолів в просторі та їхні оптичні характеристики.

Сучасні уявлення про вертикальний розподіл оптичних властивостей аерозолів узагальнені в роботах [1, 6, 7], свідчать про наявність достатньо стійких по висоті інверсій аерозольної концентрації в атмосфері. Експоненціальний закон спадання концентрації аерозольних часток виконується тільки в середньому та до висот 5 км. На інших висотах аерозолі зосереджені переважно в окремих шарах, більш-менш стабільних. Не викликає сумніву наявність аерозольного шару Юнге на висотах 16—22 км. На інших висотах також знаходяться атмосферні шари, але менш стійкі. В роботі [7] на основі узагальнення різних макрофізичних вимірів аерозолу розроблені оптичні аерозольні моделі для різних довжин хвиль. Перевагою цієї моделі є те, що у своїй основі вона макрофізична і тому дозволяє моделювати практично всі оптичні характеристики аерозолів.

Коефіцієнт розсіяння, очевидно, повинен мати профіль, подібний до профілю коефіцієнта поглинання, бо вони обидва залежать від концентрації та розмірів аерозолів. Тому нам необхідно мати дані про коефіцієнт розсіяння лише в приземному шарі. Згідно з [10] у залежності від погодних умов він досить сильно змінюється, тому для оцінок візьмемо значення  $\sigma_0 = 0.2 \text{ км}^{-1}$ , що відповідає задовільній видимості (при гіршій погоді на космічному фотознімку просто нічого не буде видно). Для перерахунку залежності коефіцієнта розсіяння від висоти користуватимемося наближеною формулою

$$\sigma(H) = \sigma_0 \frac{\varepsilon(H)}{\varepsilon_0}. \quad (35)$$

Для опису розподілу розсіяння на аерозолях по кутах на усіх висотах виберемо індикатрису (18), в якій параметр  $a$  залежить від висоти. Вона добре описує сильну анізотропію та задовольняє малокутове наближення.

Тепер повернемося до молекулярного розсіяння, яке відбувається на всіх висотах атмосфери. Розподіл інтенсивностей розсіяння на молекулах газу описується формулою Релея:

$$x(\beta) = \frac{3}{4} (1 + \cos^2\beta).$$

У формулу (15) потрібно підставляти вираз, який отримується з даного за допомогою перетворення Генкеля. Отримано такий результат:

$$\begin{aligned} & \int_0^{z_0} x(\nu\xi) d\xi = \\ & = \frac{3}{4} \int_0^{z_0} \left[ x \int_0^{\infty} (1 + \cos^2\beta) J_0(\beta\nu\xi) \beta d\beta \right] d\xi = \\ & = \begin{cases} -\frac{3}{16\sqrt{4-(\nu z_0)^2}} & \text{при } 0 < \nu z_0 < 2, \\ 0 & \text{при } \nu z_0 < 0, \nu z_0 > 2, \end{cases} \quad (36) \end{aligned}$$

тобто молекулярне розсіяння вносить вплив на поширення оптичного сигналу тільки в певному діапазоні просторових частот та висот над Землею.

#### РОЗРОБЛЕННЯ СТРУКТУРНОЇ ОПТИЧНОЇ МОДЕЛІ АТМОСФЕРИ

Розглянемо умовний шар атмосфери, у якого всі оптичні параметри однакові у будь-якій його точці. Цей випадок є близьким до деякого реального нетовстого шару атмосфери, а саме з таких елементів і буде будуватись модель.

У загальному випадку цей шар містить турбулентні вихори. Згідно з відомим фактом ОПФ у такому випадку задається як сума ОПФ турбулентної та ОПФ однорідної складових атмосфери. Врахувавши, що не весь сонячний потік при проходженні даного шару попадає в турбулентні зони, введемо безрозмірний «підгоночний» коефіцієнт  $a$ , тоді результуючий вираз для ОПФ набуде вигляду

$$H = \frac{H_1 + aH_2}{1 + a},$$

де знаменник уведено для нормування. Враховуючи вирази (12) та (31), отримаємо ОПФ для однорідного реального атмосферного шару:

$$\begin{aligned} H(\nu) = & \frac{1}{1 + a} \left\{ \exp \left[ -\varepsilon z_0 + \sigma \int_0^{z_0} x(\nu\xi) d\xi \right] + \right. \\ & \left. + a \exp \left[ -57.4 \frac{\nu^{5/3}}{\lambda^{5/3}} \int_0^{z_0} C_n^2(\xi) d\xi \right] \right\}, \quad (37) \end{aligned}$$

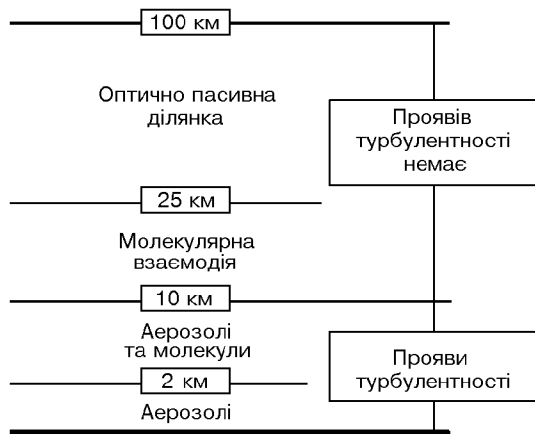


Рис. 3. Модель атмосфери

яка залежить лише від просторових частот  $\nu_x$ ,  $\nu_y$ , параметрів приймальної системи ( $f$ ,  $\lambda$ ) та розсіювального шару ( $\varepsilon$ ,  $\sigma$ ,  $x$ ,  $C_n$ ). З цієї формули видно, що при нескінченно малій товщині розсіювального шару ( $z_0 \rightarrow 0$ ) його впливу на поширення світла немає ( $H(\nu) = 1$ ).

На основі сказаного вище можна побудувати 4-шарову модель атмосфери, що охоплює висоти від 0 до 100 км (рис. 3).

Ось основні характеристики кожного із шарів.

**Шар 1** — найнестабільніший в усій атмосфері; в ньому зосереджено найбільше оптично активних елементів. Вклад аерозолів у поширення світла тут значно більший ніж вклад молекул, тому молекулярним поглинанням та розсіянням у цьому шарі знехтувано. З аерозольних моделей [1, 6, 7] простим усередненням можна отримати такі значення параметрів для даного шару:

$$\begin{aligned} \varepsilon &= 0.045 \text{ км}^{-1}, \\ \sigma &= 0.013 \text{ км}^{-1}. \end{aligned} \quad (38)$$

Підставивши їх у (37), отримаємо:

$$\begin{aligned} H_1(\nu) &= \\ &= e^{-0.045 \cdot 2 \left[ \frac{\nu \cdot 2000}{a} + \sqrt{1 + \left( \frac{\nu \cdot 2000}{a} \right)^2} \right]^{0.13 \cdot 10^{-3} a / \nu}} \end{aligned} \quad (39)$$

— для однорідної частини, і

$$H_2(\nu) = \exp\left(-4.55 \cdot 10^{-10} \frac{f^{5/3}}{\lambda^{1/3}} \nu^{5/3}\right)$$

— для турбулентної.

Звідси добре видно, що турбулентність не вносить ніяких змін в розподіл просторових частот (через дуже малий числовий коефіцієнт у степені експоненти), тому визначальним елементом у цьому шарі є лише однорідна атмосфера.

**Шар 2.** На цій ділянці вклад аерозолів значно менший, ніж у попередньому шарі, тому на розповсюдження світла впливають як аерозолі, так і молекулярна частина атмосфери. Відповідні усереднені коефіцієнти для аерозольної моделі

$$\begin{aligned} \varepsilon_A &= 5 \cdot 10^{-4} \text{ км}^{-1}, \\ \sigma_A &= 1.5 \cdot 10^{-3} \text{ км}^{-1}. \end{aligned} \quad (40)$$

Молекулярна складова атмосфери не вноситиме ніяких значущих збурень, оскільки діапазон допустимих просторових частот на цій ділянці малий (36). Турбулентність буде ще менш впливовою, ніж у попередньому шарі, тому і тут нею знехтуємо.

**Шар 3.** Цей шар також містить у собі аерозольну та молекулярну складові, але розміри аерозолів на цій висоті дозволяють розглядати їхній оптичний вплив еквівалентним молекулярному.

Як видно з оптичної моделі аерозолів [1], коефіцієнти поглинання і розсіяння на три порядки менші, ніж у першому шарі, тому вплив цієї ділянки атмосфери на випромінювання несуттєвий.

**Шар 4.** Ця ділянка вважається цілком прозорою для видимого сонячного випромінювання, тобто вона не вносить ніяких спотворень у сигнал.

Отже, в оптичній моделі залишається лише один однорідний аерозольний шар атмосфери, який справляє помітний вплив на поширення випромінювання (для цього досить порівняти вирази (38) та (40)).

Розглянемо вираз (39) детальніше.

В загальному випадку нас цікавитиме не оптична передатна функція, а частотно-контрастна характеристика (нормована ОПФ). Тоді кінцевим результатом роботи є вираз

$$H(\nu) = e^{-\sigma z_0 \left[ \frac{\nu z_0}{a} + \sqrt{1 + \left( \frac{\nu z_0}{a} \right)^2} \right]^{0.13 a / \nu}}. \quad (41)$$

Для вибраних коефіцієнтів (38) та параметра індикатриси  $a = 6$  маємо

$$\begin{aligned} H(\nu) &= \\ &= 0.77 \left[ \frac{\nu \cdot 2000}{6} + \sqrt{1 + \left( \frac{\nu \cdot 2000}{6} \right)^2} \right]^{6 \cdot 0.13 \cdot 10^{-3} / \nu}. \end{aligned}$$

Як видно з рис. 4,  $a$ , в області високих частот модель виходить на певну асимптотику. Дійсно, з виразу (41) випливає, що

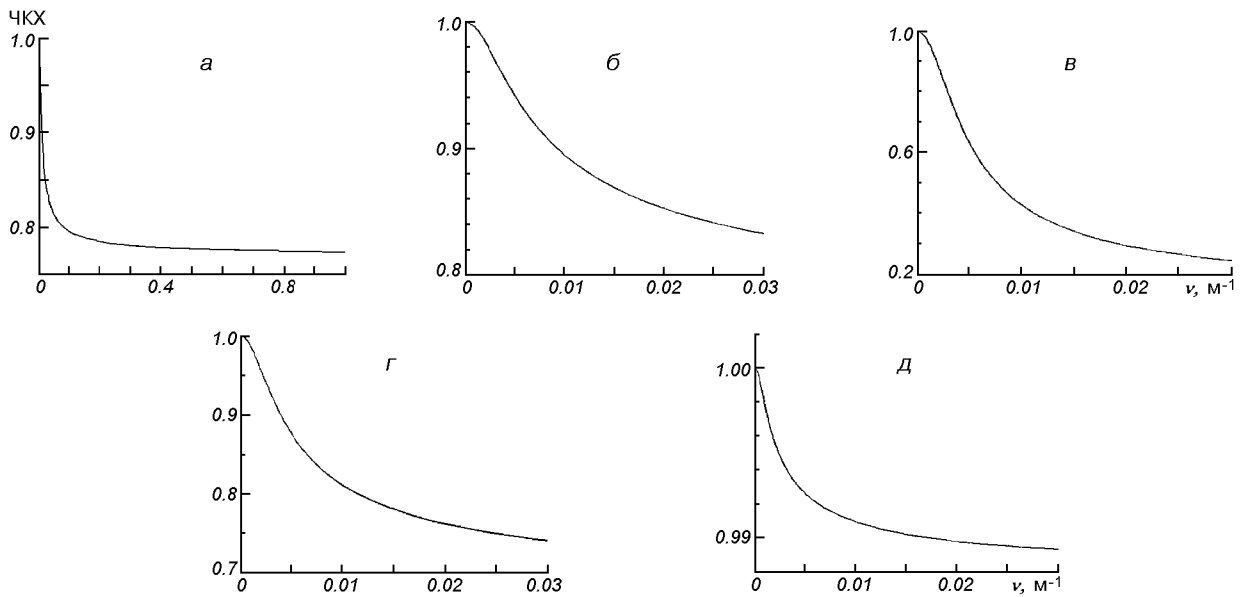


Рис. 4. Графік залежності ЧКХ від частоти: а — для  $0 < \nu < 1 \text{ м}^{-1}$ , б — для  $0 < \nu < 0.03 \text{ м}^{-1}$ , в — при поганій видимості, г — при товщині розсіювального шару 3000 м, д — ЧКХ другого модельного шару

$$\lim_{\nu \rightarrow \infty} H(\nu) = e^{-\sigma z_0},$$

але попередні припущення не дозволяють ставитись до отриманих результатів в області високих частот без підозри.

Розглянемо детальніше отриману залежність в області частот  $0 < \nu < 0.03 \text{ м}^{-1}$ , тобто для реальних робочих частот КА «Січ-1М» (рис. 4, б).

Якщо область видимості погана, то  $\sigma_0 = 1.5 \text{ км}^{-1}$ , а відповідний усереднений коефіцієнт розсіювання  $\sigma \approx 1 \text{ км}^{-1}$ . З рис. 4, в видно, що тоді перепад інтенсивностей складає більше 70 %, а реально можна побачити лише об'єкти з розмірами, більшими за 150 м.

Якщо змінити товщину активного шару до 3000 м (рис. 4, г), отримаємо лише незначні зміни, тому змінювати цей параметр вважаємо недоцільним.

При параметрах (40) маємо  $\sigma = 1.5 \cdot 10^{-3} \text{ км}^{-1}$ ,  $z = 8 \text{ км}$ . Видно (рис. 4, д), що вплив цього шару несуттєвий, адже значення функції змінилось лише на 1 %.

Остаточні підсумки можна сформулювати так.

1. Головний вплив на перенос випромінювання забезпечує приземний аерозольний шар атмосфери.

2. ЧКХ атмосфери описується виразом (41) із невідомими параметрами  $a$  та  $\sigma$ . Значення першого параметра суперечливі та недостовірні, а другий суттєво залежить від умов спостереження.

3. Пошук невідомих параметрів можливий лише при наявності додаткової інформації.

4. При частотах понад  $1 \text{ м}^{-1}$  ЧКХ виходить на асимптотику, хоча ця область потребує детальнішого вивчення.

### ВИСНОВКИ

В роботі проаналізовано фізичну основу передачі випромінювання в земній атмосфері; розглянуто математичну модель основних типів переносу випромінювання; розроблено 4-шарову оптичну модель атмосфери, проаналізовано вклад кожного з шарів у загальний результат; знайдено явний вираз для ЧКХ атмосфери та досліджено його чутливість до зміни параметрів.

Кінцевим кількісним результатом роботи є формула (41) для ЧКХ атмосфери, в якій  $z_0 = \text{const} = 2000 \text{ м}$  та два невідомі параметри  $\sigma$  і  $a$ , що підлягають визначенню. Подальшою метою є застосування отриманої формули для проведення атмосферної корекції космічних зображень земної поверхні.

1. Белан Б. Д. Пространственная изменчивость характеристик атмосферного аэрозоля. — Новосибирск: Сиб. Отд-ние, 1989.—145 с.

2. Гудмен Дж. Статистическая оптика: Пер. с англ. — М.: Мир, 1988.—528 с.
3. Девидсон Б. Теория переноса нейтронов. — М.: Атомиздат, 1960.—520 с.
4. Зеде Э. П., Иванов А. П., Кацев И. Л. Перенос изображения в рассеивающей среде. — Минск: Наука и техника, 1985.—327 с.
5. Зуев В. Е., Кабанов М. В. Перенос оптических сигналов в земной атмосфере (в условиях помех). — М.: Сов. радио, 1977.—368 с.
6. Зуев В. Е., Креков Г. М. Оптические модели атмосферы. — Л.: Гидрометеоздат, 1986.—256 с.
7. Креков Г. М., Рахимов Р. Ф. Оптико-локационная модель континентального аэрозоля. — Новосибирск: Сиб. Отд-ние, 1982.—196 с.
8. Морс Ф. М., Фешбах Г. Методы теоретической физики. — М.: Изд-во иностр. лит-ры, 1960.—864 с.
9. Романова Л. М. Малоугловое приближение решения уравнения переноса и его уточнение // Изв. АН СССР. Сер. Геофиз.—1962.—8, № 8.—С. 1108—1112.
10. Савиных В. П., Кучко А. С. Стеценко А. Ф. Аэрокосмическая фотосъемка. Учебник. — М.: Картогеоцентр—Геоиздат, 1997.—378 с.
11. Соболев В. В. Перенос лучистой энергии в атмосферах планет и звезд. — М.: Гостехиздат, 1956.—391 с.
12. Татарский В. И. Теория флуктуационных явлений при распространении волн в турбулентной атмосфере. — М.: Изд-во АН СССР, 1959.—232 с.

---

**MATHEMATICAL MODEL FOR OPTICAL TRANSFER  
CHARACTERISTICS OF EARTH'S ATMOSPHERE**

**S. A. Smirnov, R. P. Terletsky**

The paper is devoted to the investigation of the propagation of optical radiation and its distortion in Earth's atmosphere. We discuss main types of transformation mechanisms of optical signals connected with molecular, aerosol, and whirlygig light scattering, as well as ways of their description and application for modelling the effect of the real atmosphere. The FCC (frequency-contrast characteristics) expression for the atmosphere is derived for further practical application in the atmosphere correction of ERS (Earth Remote Sensing) data. A qualitative analysis of the FCC expression is made.

УДК 629.78

**В. Н. Астапенко, В. И. Иванов, П. П. Хорольский**

Институт технічної механіки НАН та НКА України, Дніпропетровськ

## **Обзор состояния и перспектив спутниковой гиперспектральной съемки**

*Надійшла до редакції 07.02.02*

Подано огляд стану, шляхів використання та перспектив розвитку гіперспектральної зйомки з космосу.

Запуски с конца 1990-х гг. узкоспециализированных малых коммерческих КА наблюдения Земли стали возможными благодаря использованию съемочных камер высокого разрешения, созданных с применением новейших военных технологий.

Одной из таких технологий является гиперспектральная съемка, или видеоспектрометрирование, появившаяся в результате эволюционного развития многоспектральной съемки. Путем разделения изображения на сотни каналов формируется многомерное пространственно-спектральное изображение, в котором каждый элементарный участок (пиксел) характеризуется собственным спектром. Два измерения такого изображения соответствуют пространственному изображению объекта съемки на плоскости, а третье — частоте спектра принятого излучения.

Коротко об истории развития разработок в этой области в СССР. В восьмидесятые годы СССР был близок к созданию гиперспектральной аппаратуры. Так, на КА «Океан-О1» № 3, запущенном в 1988 году, был испытан спектрополяриметр «Трассер-НХМ». В 1999 г. был запущен украинско-российский КА «Океан-О», на котором установлен поляризационный спектрометр «Трассер-О». Оба прибора были разработаны во Всесоюзном научно-исследовательском институте физико-технических радиоизмерений Госстандарта СССР и осуществляли съемку вдоль трассы движения спутника, то есть не имели системы пространственной развертки. Основным элементом этих приборов являлся акусто-оптический фильтр, обеспечивающий сканирование

по спектру в 31 канале в диапазоне  $\lambda = 0.4...0.8$  мкм со спектральным разрешением  $\Delta\lambda = 3...12$  нм. При этом обеспечивался выбор одного из двух видов поляризации выходного сигнала. Созданию полноценного видеоспектрометра помешало отсутствие средств и распад СССР [18].

Первым иностранным КА, запущенным на орбиту 23.08.1997 г. с гиперспектральной аппаратурой, был американский спутник «Lewis». Однако спустя четверо суток после запуска из-за отказа бортового служебного комплекса связь с КА прекратилась.

Коммерческий КА «OrbView-4», оснащенный гиперспектральной съемочной аппаратурой ВВС США «Warfighter-1», потерян при аварийном запуске 21.09.2001 г.

В начале 2002 г. на орбите успешно функционировали три КА с гиперспектральной аппаратурой: американский КА наблюдения Земли «Earth Observing-1», запущенный 21.11.2000 г., военный экспериментальный КА ВВС США «MightySat II.1», выведенный на орбиту 19.07.2000 г., европейский научный КА PROBA, запущенный 22.10.2001 г.

В стадии разработки находится гиперспектральная аппаратура для КА ARIES-1 (Австралия), «SkyMed Cosmo» (Италия), NEMO (США), «Монитор-Э» и «Астрогон» (Россия).

Формирователь гиперспектральных изображений HSI (Hyper Spectral Imager) изготовлен фирмой TRW для КА «Lewis». HSI имел 384 спектральных канала в диапазоне  $\lambda = 0.4...2.5$  мкм, пространственное разрешение 30 м, спектральное —  $\Delta\lambda = 5$  нм, ширину полосы обзора 7.7 км с высоты

523 км. На КА был также установлен линейный эталонный построитель спектрального изображения LEISA (Linear Etalon Imaging Spectral Array) для картирования в полосе обзора шириной 77 км с пространственным разрешением 300 м спектров подстилающей поверхности и характеристик атмосферы, в частности для оценки облачности при съемке HSI [8, 9, 11, 22].

Гиперспектральный построитель изображений с фурье-преобразованием сигнала FTHSI (Fourier Transform Hyperspectral Imager) разработан компанией «Kestrel Corp.» и испытан на борту военного космического аппарата США «MightySat II.1». FTHSI имеет 256 спектральных каналов в диапазоне  $\lambda\lambda = 0.45...1.05$  мкм. Спектральное разрешение равно 1.7 нм при длине волны  $\lambda = 450$  нм. Ширина полосы обзора с высоты 547 км составляет 13 км, длина полосы обзора — 20 км. Отношение уровня полезного сигнала к шумовому — 73. Система включает телескоп с тремя зеркалами, создающими изображения в видимом и двух ИК-диапазонах. В качестве регистрирующего устройства используется ПЗС-матрица размером 1024×1024 пиксела.

Основная идея, положенная в основу создания FTHSI, состоит в том, что каждый объект характеризуется присущим ему спектром. Однотипные объекты обладают идентичными или очень близкими спектрами. Техническим преимуществом фурье-систем по сравнению с рассеивающими является возможность получения полного спектра без какой-либо задержки во времени, а также разделение пространственных и спектральных характеристик наблюдаемых объектов.

Предполагается, что работа КА «MightySat II.1» синхронизировалась с работой КА оптико-электронной разведки США типа KH-11. Проведение одновременной съемки одних и тех же объектов экспериментальной гиперспектральной камерой и штатной разведывательной аппаратурой позволило выполнить ее тестирование [4, 16, 20, 22].

Камера гиперспектральной съемки «Hyperion» разработана фирмой TRW по заказу геологической службы США USGS (U.S. Geological Survey) и установлена на КА «Earth Observing-1» (EO1), созданном NASA по программе «New Millennium». Камера «Hyperion» обеспечивает получение изображений с пространственным разрешением 30 м в 220 спектральных каналах в пределах  $\lambda\lambda = 0.4...2.5$  мкм в полосе шириной 7.5 км и длиной 100 км.

На борту EO-1 установлена аппаратура LAC (Linear Etalon Imaging Spectrometer Array Atmospheric Corrector) для коррекции изображений, искажаемых поглощением и рассеянием света в атмосфере — главным образом из-за водяного пара. Это гиперспектральный инструмент умеренного

пространственного разрешения. Рабочие диапазоны выбраны в пределах  $\lambda\lambda = 0.85...1.5$  мкм, чтобы обеспечивать оптимальную коррекцию снимков с высоким пространственным разрешением. Коррекция данных осуществляется за счет измерения фактических, а не модельных уровней поглощения. Ожидается, что работа LAC позволит повысить точность оценки отражающих свойств поверхности. Такая аппаратура может быть установлена на любом научном или коммерческом аппарате ДЗЗ.

Оценка информативности различных участков спектра осуществлялась при обработке изображений, полученных при одновременной съемке тестовых объектов гиперспектральной и традиционной оптической аппаратурой. КА EO-1 вел съемку совместно с КА «Landsat-7» и «Terra» (EOS AM-1).

После начала военной операции в Афганистане гиперспектральные снимки с КА были использованы армией США для выявления целей и оценки результатов бомбовых ударов. Стоимость архивных гиперспектральных изображений установлена в 500 дол. В случае съемки заказанных объектов стоимость изображения составит 2000 дол. [21, 23, 24].

Компактный спектрометр высокого разрешения CHRIS (Compact High Resolution Imaging Spectrometer) установлен на миниспутнике PROBA (Project for On-Board Autonomy), который предназначен для отработки автономного управления научной аппаратурой. КА массой 94 кг разработан бельгийской компанией «Verhaert Design» and «Development» по заказу Европейского космического агентства ESA.

Спектрометр CHRIS разработан и изготовлен британской фирмой «SIRA Electro-Optics» и предназначен для съемки Земли в интересах землепользования, определения биохимических (количество хлорофилла) и биофизических свойств поверхности. Он также используется для изучения распределения аэрозолей в атмосфере и для исследований в области точной атмосферной коррекции данных спутниковой съемки. Наконец, CHRIS позволяет получать гиперспектральные наборы данных по заданным районам при съемке под различными углами зрения.

CHRIS измеряет отражающую способность поверхности под различными углами в 19 спектральных каналах в видимом и ближнем ИК-диапазонах в пределах  $\lambda\lambda = 0.45...1.05$  мкм, имея пространственное разрешение 25 м в надире и спектральное разрешение от 2 до 10 нм. Ориентацию прибора на объект съемки под заданными углами зрения обеспечивает спутник. Постановщик эксперимента указывает расположение объекта съемки и время на-



блюдений, а бортовой компьютер самостоятельно планирует и обрабатывает программу съемки. Данные сбрасываются на Землю и после дополнительной обработки представляются в виде двунаправленной функции распределения отражения BRDF (Bidirectional Reflectance Distribution Function) для выбранных полигонов на земной поверхности [7].

Космический аппарат «OrbView-4», потерянный при аварийном запуске, предназначался для съемки поверхности Земли с высоким разрешением на коммерческой основе. Спутник принадлежал американской компании «Orbital Imaging Corp.» (OrbImage), был разработан и изготовлен фирмой «Orbital Sciences Corp.» (OSC) — одним из совладельцев OrbImage. «OrbView-4» был оснащен панхроматической камерой, позволяющей получать снимки с разрешением 1 м и мультиспектральной камерой, позволяющей получать снимки с разрешением 4 м. Исследовательской лабораторией им. Филиппа ВВС США AFRL (Air Force Research Laboratory) в состав КА был включен гиперспектральный прибор с апертурой 0.45 м, 200 и 80 спектральными каналами в диапазонах  $\lambda\lambda = 0.45...2.5$  и  $3...5$  мкм соответственно, пространственным разрешением 8 м и шириной полосы обзора 5 км, разработанный в соответствии с программой «Warfighter-1».

Военное применение гиперспектральных данных заключается в идентификации различных объектов по их уникальным сигнатурам (спектрам). «Warfighter-1» предназначался для проверки ценности таких данных и приобретения необходимого опыта. Для проекта «Warfighter-1» компания OSC разработала мобильную наземную станцию приема [2, 6].

Создание видового спектрометра для получения изображения прибрежных зон океана COIS (Coastal Ocean Imaging Spectrometer) ведется Исследовательской лабораторией ВМС США NRL (Naval Research Laboratory) в рамках программы HRST (Hyperspectral Remote Sensing Technology — гиперспектральная технология дистанционного зондирования). Прибор планируется установить на КА двойного назначения NEMO (Navy Earth Map Observer) — аппарат наблюдения и картографирования Земли ВМС для решения целевых задач как флота, так и коммерческих заказчиков. ВМС будет предоставлен приоритетный доступ в течение 25 % рабочего времени.

Этот аппарат предназначен для обеспечения штабов ВМС информацией о прибрежных зонах, особенностях морского дна и других показателях океанской среды на расстоянии до 50 км от береговой линии (течениях, температуре, характеристиках

волн, планктоне, биолюминесценции, взвешенных примесях, растворенных органических веществах). Предполагается обнаружение мин, подводных лодок и других устройств, создающих угрозы кораблям.

Спектрометр COIS обеспечивает пространственное разрешение 30 и 60 м и спектральное разрешение 10 нм в 200 спектральных каналах в видимом и ближнем ИК-диапазонах в пределах  $\lambda\lambda = 0.4...1.0$  мкм и в коротковолновом ИК-диапазоне в пределах  $\lambda\lambda = 1.0...2.5$  мкм. Величина отношения «сигнал/шум» выбрана на уровне не менее 200 с учетом наблюдения поверхности океана с коэффициентом отражения менее 5 %. Потребляемая мощность спектрометра COIS составляет 90 Вт, скорость передачи данных — 77 Мбит/с, масса — 25 кг, ширина полосы съемки — 40 км. При разрешении  $60 \times 60$  м COIS сможет снять за один виток полосу общей длиной 8000 км, а в режиме разрешения  $30 \times 30$  м — девять полос длиной по 200 км.

Разработчиком и изготовителем КА является фирма «Space Systems/Loral», спектрометра — фирма «Science Applications International Corp.» Эксплуатацией системы будет заниматься компания «AlliedSignal Corp.», а фирма «Applied Coherent Technology Corp.» обеспечит обработку полученных со спутника изображений.

Получаемые гиперспектральные данные будут передаваться на станции в Аляске и в Норвегии. Ожидается, что основными сферами коммерческого использования поступающих данных будут разведка полезных ископаемых, экологические исследования, сельское хозяйство и тектонические исследования.

Опубликован перечень военных пользователей системы NEMO, в который входят Военно-морской океанографический центр, Центр боевого обеспечения, Центр воздушной войны ВМФ, Центр подводной войны ВМФ, Центр войны на поверхности ВМФ и Центр систем Командования космических и боевых морских систем.

ВМС вынуждены отложить на неопределенный срок запланированный еще на 2000 г. запуск КА NEMO в связи с тем, что официальный партнер по проекту фирма STDC («Space Technology Development Corp.») не обеспечила необходимое финансирование. Новым партнером стала фирма ESSI («Earth Search Sciences Inc.», МакКолл, штат Айдахо), занимающаяся картографированием ресурсов Земли с самолетов, которая не смогла также получить у инвесторов необходимые финансовые средства в размере 125 млн дол. Пока в активе исполнителя только 6 млн дол. Всего для разработки, развертывания и начала эксплуатации системы

NEMO требуется 250 млн дол. [2, 3, 10, 13, 14, 17, 19].

Видеоспектрометрический блок «Юкон-В» разработан российским научно-производственным предприятием АФАР. Функционально блок входит в состав разрабатываемого комплекса «Юкон—УВИТ», предназначенного для получения информации в УФ-, видимом и тепловом диапазонах спектра. Работает на основе акустооптического эффекта в видимом диапазоне  $\lambda\lambda = 0.5...0.8$  мкм. Общее число каналов 256, из них программно выбирается от 10 до 100 каналов шириной от 4 до 8 нм. Пространственное разрешение при высоте орбиты 400 км составит 20 м, размер кадра на местности —  $15 \times 12$  км, объем одного изображения — 45 Мбит. Масса блока — 1.5 кг.

Блок «Юкон-В» может быть установлен на служебном модуле российского сегмента МКС, на малых КА наблюдения Земли «Монитор-Э» разработки ГКНПЦ им. Хруничева или на КА «Кондор-Э» разработки НПО машиностроения [5].

Научно-техническим центром «Реагент» разработана гиперспектральная видеокамера, которая обеспечивает съемку местности в 700 спектральных каналах (возможно увеличение до 1000 каналов) с пространственным разрешением 5 м. Реализована возможность адаптивного управления информационными ресурсами камеры по спектральным и пространственным координатам. Программный комплекс системы управления обеспечивает выбор спектрального разрешения от 0.5 до 100 нм в спектральном диапазоне  $\lambda\lambda = 0.2...0.9$  мкм и  $1.0...1.4$  мкм, а также одного из двух видов поляризации сигналов. Для пространственно-частотного преобразования сигналов используются перестраиваемые акустооптические фильтры и микроканальные детекторы фотонов. Расчетная точность геометрической привязки изображений составляет 5 м. Масса съемочной аппаратуры составляет 4 кг, потребляемая мощность — 15 Вт. Система управления камеры позволяет осуществлять инструментальную и виртуальную стереосъемку.

Эта видеокамера предназначена для установки на миниспутнике «Астрогон», который разрабатывается НИИ электромеханики (г. Истра, Россия) по программе аэрокосмического мониторинга ОАО «Газпром».

Для отработки технологии гиперспектральной съемки создана авиационная камера, которая обеспечивает пространственное разрешение 12 м с высоты 1 км [5].

Разрабатываемый австралийский КА ARIES-1 (Australian Resources Information and Environment Satellite) предназначен для получения информации

о природных ресурсах и окружающей среде преимущественно для нужд горнодобывающей промышленности. На КА будет использована техника получения гиперспектральных изображений с разрешающей способностью 30 м в полосе обзора шириной 30 км в видимом, а также в ближнем и коротковолновом ИК-диапазонах  $\lambda\lambda = 0.4...2.5$  мкм, охватывающем 96 спектральных каналов.

Программа разрабатывается отделением исследований и разработки полезных ископаемых австралийской государственной научно-промышленной исследовательской организации CSIRO (Commonwealth Scientific and Industrial Research Organization), австралийским центром дистанционного зондирования ACRS (Australian Center for Remote Sensing) и фирмой «Auspace Ltd.» [1, 12, 24].

Выявленные при поиске характеристики гиперспектральной аппаратуры сведены в таблицу. В

Основные характеристики гиперспектральной аппаратуры

Аппаратура	$\lambda\lambda$ , мкм	Количество каналов	Пространственное разрешение, м	$\Delta\lambda$ , нм	Полоса обзора, км
HSI	0.4—2.5	384	30	5.0	7.7
FTHSI	0.45—1.05	256		1.7	13
«Hyperion»	0.4—2.5	220	30		7.5
CHRIS	0.45—1.05	19	25	2—10	
«Warfighter-1»	0.45—2.5; 3.0—5.0	200; 80	8		5
COIS	0.4—1.0	200	30, 60	10	40
«Юкон-В»	0.5—0.8	256	20	4—8	15
«Астрогон»	0.2—0.9; 1.0—1.4	700 (1000)	5	0.5—100	
ARIES-1	0.4—2.5	96	30		30

случае несовпадения значений в разных источниках приняты данные более свежих источников.

При съемке поверхности Земли методами дистанционного зондирования есть проблема коррекции изображений, искажаемых поглощением и рассеянием света в атмосфере.

В СССР и в США существовали различные подходы к решению этой проблемы. В США при определении передаточной функции атмосферы превалировали методы статистической обработки многолетних метеорологических данных для разных районов земного шара в определенные месяцы и недели года. Советские ученые считали, что передаточную функцию атмосферы для учета ее влияния на качество съемки необходимо измерять непосредственно во время съемки спектрометрической аппаратурой.

Так, на советском экспериментальном КА «Оке-

ан-Э», запущенном в 1980 г., был установлен спектрометр 174 K1, который имел 10 каналов в диапазоне  $\lambda = 11...19$  мкм. С помощью этого прибора можно было восстанавливать профили температуры и влажности атмосферы, а также измерять уровень поглощения солнечного излучения углекислым газом [18].

Судя по тому, что на современных американских спутниках вместе с гиперспектральной аппаратурой устанавливается спектрометрическая аппаратура для измерения параметров атмосферы, похоже, что для гиперспектральной съемки американские исследователи будут применять приборные методы учета влияния атмосферы.

Применение гиперспектральной съемки весьма эффективно при решении большинства хозяйственных и военных задач.

Возможна классификация типов материалов на поверхности Земли в интересах сельского хозяйства, геологии, экологии. Возможно получение данных о составе и структуре покрытой растительностью поверхности. Среди гражданских областей применения можно отметить обнаружение и определение характеристик негативных воздействий на природную среду (химические выбросы, сточные воды и т. п.) либо повреждений сельскохозяйственных угодий в результате стихийных бедствий, нашествия вредителей и др.

Основной областью военного применения технологии гиперспектральной съемки является обнаружение и классификация замаскированных и задымленных целей при проведении войсковых операций или разведки. При разведке секретных объектов можно свести практически на нет проводимые мероприятия по маскировке. При этом не важно, что является предметом маскировки — техника, личный состав, сливы технических отходов производства или специальные сооружения.

Дешифрирование снимков, опознавание и выделение объектов на фоне ложных целей и помех облегчается при создании библиотек (баз данных) специфических спектров разведываемых объектов, поскольку каждый объект характеризуется присутствием только ему спектром.

Получение гиперспектральных изображений существенно расширяет номенклатуру и повышает качество услуг в области наблюдения Земли. Однако выдача частным фирмам лицензий на создание коммерческих КА наблюдения с высоким пространственным и спектральным разрешением оговарива-

ется условиями, ограничивающими или блокирующими передачу информации с таких аппаратов недружественным странам в случаях угрозы национальным интересам страны-владельца такого КА.

Руководство американской фирмы «Earth Search Sciences Inc.», специализирующейся в области аэрофотосъемки, считает, что только по программе NEMO можно обеспечить объем продаж гиперспектральных данных, поступающих из космоса, на уровне 1.5 млрд дол. в течение 7—10 лет. Круг возможных клиентов необычайно широк [15].

По оценкам экспертов до 70 % всех задач наблюдения Земли могут быть решены благодаря съемке с высоким спектральным разрешением, и только 30 % — за счет видовой информации с высоким пространственным разрешением [5].

1. АЭРОКОСМОС.—1999.—№ 3.—С. 41—50.
2. АЭРОКОСМОС.—1999.—№ 22.—С. 75—79.
3. Новости космонавтики.—1998.—№ 15.—С. 35.
4. Новости космонавтики.—2000.—№ 9.—С. 42—44.
5. Новости космонавтики.—2001.—№ 7.—С. 44.
6. Новости космонавтики.—2001.—№ 11.—С. 29—31.
7. Новости космонавтики.—2001.—№ 12.—С. 41—44.
8. Ракетная и космическая техника.—1994.—№ 34.—С. 12—14.
9. Ракетная и космическая техника.—1997.—№ 11.—С. 4.
10. Ракетная и космическая техника.—1997.—№ 14.—С. 12—13.
11. Ракетная и космическая техника.—1997.—№ 47.—С. 6.
12. Ракетная и космическая техника.—1997.—№ 51.—С. 89.
13. Ракетная и космическая техника.—1998.—№ 10.—С. 9.
14. Ракетная и космическая техника.—1999.—№ 27.—С. 5.
15. Ракетная и космическая техника.—2000.—№ 15.—С. 13.
16. Ракетная и космическая техника.—2000.—№ 42.—С. 78.
17. Ракетная и космическая техника.—2000.—№ 48.—С. 7.
18. Ракеты-носители и космические аппараты КБ «Южное» / Под ред. С. Н. Конохова. — Днепропетровск; ООО «Колорграф», ООО ПА «ТандемУ», 2001.—240 с.
19. Aviation Week & Space Technology. 12.04.1999.—P. 70.
20. Aviation Week & Space Technology. 14.08.2000.—P. 57.
21. Aviation Week & Space Technology. 21.01.2002.—P. 30.
22. Jane's Space Directory. 1997—1998 / Ed. Ph. Clark-Coulsdon, Surrey UK: Jane's, 1997.—P. 183, 428.
23. Space News.—20.11.2000.—P. 30.
24. Towards an Integrated Global Observing Strategy (1997 CEOS yearbook): Committee on Earth Observation Satellites. — P. 96, 101, 125.

#### REVIEW OF CURRENT STATUS AND PROSPECTS OF HYPERSPECTRAL SATELLITE IMAGING

V. M. Astapenko, V. I. Ivanov, P. P. Khorolsky

Review of current status, the ways of use and prospects of hyperspectral satellite space imaging is presented.

УДК 537.591

**А. Д. Филоненко**

Східноукраїнський національний університет, Луганськ

## Определение энергии и направления прихода космической частицы с помощью лунного орбитального модуля

*Надійшла до редакції 13.02.01*

---

Знайдено практичний розв'язок задачі про напрямок осі каскадної зливи за допомогою двох навколосіятельних модулів і системи трьох взаємно перпендикулярних диполів, встановлених на кожному з них. Цей розв'язок доповнює раніше опубліковані результати дослідження можливості визначення енергії електромагнітного каскаду за радіочастотним компонентом випромінювання  $\delta$ -електронів зливи. Отримані результати можуть відкрити нові можливості для дослідження космічних променів з енергією понад  $10^{21}$  еВ.

---

Известно, что успехи физики космических лучей очень высокой энергии ( $W_0 > 10^{19}$  эВ) связаны в основном с развитием традиционных методов детектирования. Однако верхняя энергетическая граница этих установок, по-видимому, не поднимется в ближайшем будущем выше  $10^{20}$ — $10^{21}$  эВ. Например, гигантский детектор известного проекта «Пьер Оже» будет иметь суммарную рабочую площадь обоих полушарий  $6000 \text{ км}^2$ . Это соответствует частоте событий 60 частиц в год для диапазона энергий  $W_0 > 10^{20}$  эВ. Имеющиеся на сегодня данные о потоке космических лучей для таких энергий свидетельствуют о незначительном изменении показателя энергетического спектра. С учетом этого факта частота событий для частиц с энергией  $W_0 > 10^{21}$  эВ составит для этой установки всего около одной частицы за год. Для получения надежной информации о космических лучах эту величину следует поднять хотя бы на один порядок. Сохранение прежней частоты регистрации (60 событий в год) для частиц с энергией  $W_0 > 10^{21}$  эВ потребует увеличения площади детектора почти на два порядка. Эти данные свидетельствуют о том, что детектор, основанный на традиционных принципах с площадью около  $10^6 \text{ км}^2$ , в настоящее время построить практически невозможно.

Однако, по нашему мнению, уже сейчас имеется другая возможность увеличить площадь детектора до  $10^7 \text{ км}^2$ . Имеется в виду метод радиодетектирования. Характеристики поля излучения, вызванного  $\delta$ -электронами каскадного ливня в газообразной или конденсированной среде, могут вполне обеспечить его реализацию [1, 2, 4]. Особенно перспективной представляется такая возможность для радиоастрономического метода [7, 8], а также для детектирования частиц высокой энергии с лунной орбиты [3, 6].

В методе радиодетектирования имеется одно существенное обстоятельство. Ни в одной из опубликованных работ по этому направлению вплоть до настоящего момента не было ни единой попытки указать на возможность определения направления прихода космической частицы с помощью антенн радиодетектора. В нашей работе показано, что такая возможность есть. Она особенно легко реализуема, если каскадный ливень распространяется в конденсированной непроводящей электрический ток среде. В этом случае можно не только определить направление прихода частицы, но и с достаточной для практических целей точностью найти ее энергию. Доказательство этих фактов, вместе с ранее опубликованными результатами исследования ме-

ханизма радиоэмиссии  $\delta$ -электронов каскадного ливня в области длин волн  $\lambda > L$  (где  $L$  — продольный размер ливня), ставит на принципиально новую основу метод радиодетектирования космических лучей сверхвысокой энергии ( $W_0 > 10^{21}$  эВ).

Определение направления оси каскадного ливня осуществляется с помощью трех взаимно перпендикулярных вибраторов. Известно, что пространственная диаграмма излучения изолированного вибратора длиной  $2a$  определяется выражением

$$F(\alpha) = \frac{\cos(ma \cos \alpha) - \cos ma}{(1 - \cos ma) \sin \alpha}, \quad (1)$$

где  $m = 2\pi/\lambda$ ,  $\alpha$  — угол между осью диполя и направлением наблюдения  $\mathbf{n}$  [5]. Обычно в качестве простых антенн (и как элементы более сложных) используются полуволновые вибраторы. Однако в реальной конструкции детектора на орбите искусственного спутника Луны [3, 6] применение полуволнового вибратора ( $a = \lambda/4$ ) длиной около  $2a = 5m$  ( $\nu = 30$  МГц) может вызвать определенные технические трудности. В таких случаях используют укороченные вибраторы, в цепь которых включают последовательно индуктивности для сохранения резонансной частоты. Легко убедиться, что выражение (1) с достаточной точностью можно заменить простейшей функцией  $F_1(\alpha) = \sin \alpha$ . Например, при укорочении полуволнового вибратора в два раза ( $a = \lambda/8$ ) отличие между этими диаграммами не превышает 2 %. Поэтому будем использовать далее нормированную функцию  $F_1(\alpha) = \sin \alpha$  в качестве пространственной диаграммы направленности приемной антенны детектора. Как будет видно далее, это требование не является принципиальным. Кроме этого, согласно [1, 2, 4] будем учитывать, что пространственная диаграмма излучения ливня в диапазоне длин волн  $\lambda > L$  приблизительно выражается также с помощью функции  $F_1(\alpha)$ , т. е. напряженность поля излучения в произвольной точке равна  $E = E_0 \sin \alpha$ , где  $\alpha$  — угол между направлением излучения  $\mathbf{n}$  и осью каскада. Кроме этого известно, что вектор напряженности  $\mathbf{E}$  лежит в плоскости, составленной осью ливня (или диполя) и направлением наблюдения. В дальней зоне вектор  $\mathbf{E}$  всегда перпендикулярен к  $\mathbf{n}$ .

Для определения направления оси каскадного ливня, а следовательно и направления прибытия космической частицы, на орбите Луны должны находиться два модуля, каждый из которых должен иметь три одинаковых взаимно перпендикулярных вибратора, усилители сигналов и измерители амплитуды э.д.с., наводимых в каждой антенне, а также комплекс приборов для определения положе-

ние модуля относительно системы координат, связанной с Луной. Модули должны находиться на расстоянии прямой видимости, и для уменьшения ошибки измерений быть не слишком близко один от другого. Например, если радиус орбиты модуля порядка  $2R_m$ , то расстояние между модулями может составлять  $(0.5 \div 1)R_m$ .

Каскадный ливень в грунте Луны, вызванный прохождением заряженной частицы сверхвысокой энергии, наведет э.д.с.  $u_{1x}$ ,  $u_{1y}$ ,  $u_{1z}$  и  $u_{2x}$ ,  $u_{2y}$ ,  $u_{2z}$  на клеммах соответствующих антенн первого и второго модулей. Очевидно (см. [5]), она может быть выражена через величину напряженности поля  $E$  и направляющие косинусы углов  $\varphi$ ,  $\xi$ ,  $\eta$ . Это дает систему из восьми уравнений для определения направляющих косинусов векторов  $\mathbf{E}_1$  и  $\mathbf{E}_2$  в системе координат каждого из модулей:

$$\begin{aligned} u_{1x} &= \frac{lE_1}{R_1} \sin \alpha_1 \cos \varphi_1, \\ u_{1y} &= \frac{lE_1}{R_1} \sin \alpha_1 \cos \xi_1, \\ u_{1z} &= \frac{lE_1}{R_1} \sin \alpha_1 \cos \eta_1 \end{aligned} \quad (2)$$

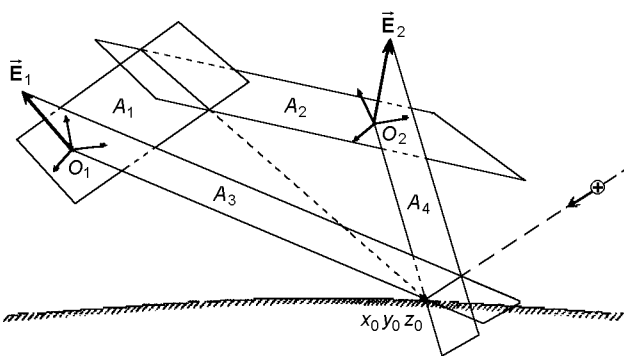
$$\cos^2 \varphi_i + \cos^2 \xi_i + \cos^2 \eta_i = 1, \quad i = 1, 2,$$

где  $l$  — эффективная длина антенны,  $i$  — номер модуля,  $R_i$  — расстояние от модуля с номером  $i$  до ливня,  $\alpha_i$  — угол между направлением оси ливня и вектором  $\mathbf{R}_i$ .

Рассмотрим прямую, определяемую пересечением плоскостей  $A_1$  и  $A_2$ , проведенных через начало координат каждого модуля. Направляющим вектором для каждой плоскости выберем соответственно  $\mathbf{E}_1$  и  $\mathbf{E}_2$ , составляющие которых пропорциональны э.д.с., наводимой в соответствующих антеннах:

$$\begin{aligned} u_{1x}x' + u_{1y}y' + u_{1z}z' &= 0, \\ u_{2x}x'' + u_{2y}y'' + u_{2z}z'' &= 0. \end{aligned} \quad (3)$$

Если источник поместить в произвольной точке прямой (3) то направление излучения  $\mathbf{n}_1$  и  $\mathbf{n}_2$  на каждый из модулей будет перпендикулярно к  $\mathbf{E}_1$  и  $\mathbf{E}_2$  соответственно для произвольно выбранных углов  $\alpha$ . Другими словами, каскадный ливень (как точка) для данного набора величин  $u_{1x}$ ,  $u_{1y}$ ,  $u_{1z}$  и  $u_{2x}$ ,  $u_{2y}$ ,  $u_{2z}$  может находиться только на прямой (3). Известно, что каскадный ливень будет всегда находиться на поверхности Луны. Поэтому пересечение (3) со сферой  $x^2 + y^2 + z^2 = R_m^2$ , где  $R_m$  — радиус



Определение положения оси каскадного ливня

Луны, однозначно определяет его координаты  $x_0$ ,  $y_0$ ,  $z_0$  (см. рисунок).

Согласно сказанному выше, ось ливня должна лежать одновременно в плоскости векторов  $\mathbf{R}_1$ ,  $\mathbf{E}_1$  и  $\mathbf{R}_2$ ,  $\mathbf{E}_2$ . Чтобы найти ее направление, необходимо провести две плоскости; плоскость  $A_3$  через начало координат  $O_1(x_1, y_1, z_1)$  первого модуля, точку  $x_0$ ,  $y_0$ ,  $z_0$  и направление  $\mathbf{E}_1$  и плоскость  $A_4$  через начало координат  $O_2(x_2, y_2, z_2)$  второго модуля, точку  $x_0$ ,  $y_0$ ,  $z_0$  и направление  $\mathbf{E}_2$ :

$$\begin{vmatrix} x - x_1 & y - y_1 & z - z_1 \\ x_1 - x_0 & y_1 - y_0 & z_1 - z_0 \\ E_{1x} & E_{1y} & E_{1z} \end{vmatrix} = 0, \quad (4)$$

$$\begin{vmatrix} x - x_2 & y - y_2 & z - z_2 \\ x_2 - x_0 & y_2 - y_0 & z_2 - z_0 \\ E_{2x} & E_{2y} & E_{2z} \end{vmatrix} = 0.$$

Прямая (4), определяемая пересечением этих плоскостей, и есть направление оси каскадного ливня.

Такая методика расчета направления движения космической частицы позволяет найти количество  $N_0$  электронов в максимуме каскадного ливня (а следовательно, и его энергию). Согласно [1, 2, 4] амплитуда напряженности поля радиоимпульса равна  $E = BN_0 \sin \alpha / R$ , где величина  $B$  известна и зависит только от физических констант. Поэтому определение направляющих косинусов из (3), а также отношения  $\sin \alpha / R$  согласно описываемой здесь методике однозначно решает вопрос о количестве  $N_0$  электронов в ливне и о энергии  $W_0$

космической частицы. К схеме определения направления движения космической частицы нужно добавить следующее. Уравнения (2) для  $i = 1, 2$  определяют координаты  $E'_{ix}$ ,  $E'_{iy}$  и  $E'_{iz}$  вектора  $\mathbf{E}_i$  в системе первого ( $i = 1$ ) или второго ( $i = 2$ ) модулей. Для решения уравнений (3), (4) необходимо выразить проекции  $E'_{ix}$ ,  $E'_{iy}$  и  $E'_{iz}$  через соответствующие проекции  $E_{ix}$ ,  $E_{iy}$  и  $E_{iz}$  этих векторов в системе координат, связанной с Луной. Это можно сделать с помощью матрицы преобразований векторов при повороте декартовой системы координат. Ее компоненты в любой момент могут быть получены системой определения ориентации модулей, и эта операция давно решена технически.

1. Голубничий П. И., Филоненко А. Д. Радиоизлучение в диапазоне средних и низких частот, вызванное широким атмосферным ливнем // Письма в ЖТФ.—1994.—20, № 12.—С. 57—61.
2. Голубничий П. И., Филоненко А. Д. Когерентное низкочастотное излучение, вызванное  $\delta$ -электронами широких атмосферных ливней // Укр. физ. журн.—1996.—41, № 7-8.—С. 696—699.
3. Голубничий П. И., Филоненко А. Д. Детектирование космических лучей сверхвысоких энергий с помощью искусственного спутника Луны // Космічна наука і технологія.—1999.—5, № 4.—С. 87—92.
4. Голубничий П. И., Филоненко А. Д., Яковлев В. И. Низкочастотное радиоизлучение ШАЛ и возможность его использования в методе радиодетектирования // Изв. РАН. Сер. физ.—1994.—58, № 12.—С. 115—118.
5. Пистолькорс А. А. Антенны. — М.: Связьиздат, 1947.—479 с.
6. Филоненко А. Д. Перспективы детектирования космических лучей сверхвысоких энергий // Письма в ЖТФ.—1997.—23, № 10.—С. 57—62.
7. Филоненко А. Д. Детектирование космических лучей с первоначальной энергией  $10^{22}$ — $10^{23}$  эВ с помощью радиотелескопа // Изв. РАН. Сер. физ.—1997.—61, № 3.—С. 543—546.
8. Филоненко А. Д. Регистрация космических лучей очень высокой энергии декаметровым радиотелескопом УТР-2 // Письма в ЖТФ.—1999.—70, № 10.—С. 639—641.

#### DEFINING ENERGY AND DIRECTION OF ARRIVAL OF COSMIC PARTICLE WITH THE HELP OF THE MOON'S SATELLITE

A. D. Filonenko

A practical solution of the problem of direction of the axis of a cascade shower within the Moon's soil with a help of two lunar satellites, each having a crossed antenna, has been found. This solution is a development of already published results of research into possibility of defining energy of electromagnetic shower by radio-frequency emission of  $\delta$ -electrons of the shower.

УДК: 613.15:612.014.464-616.71-007.234

**И. Г. Литовка**

Институт фізіології ім. О. О. Богомольця НАН України, Київ

## **Дозированная гипоксия как фактор коррекции остеопении бездействия**

*Надійшла до редакції 25.06.02*

Вивчались особливості впливу нормобаричної газової суміші зі зниженим парціальним тиском кисню на біохімічні показники стану кісткової тканини щурів різного віку з розвантаженням задніх кінцівок. Газова суміш зі зниженим  $P_{O_2}$ , яку подавали у переривчастому режимі, активує ремоделювання кісткової тканини щурів і гальмує розвиток деструктивних процесів у більшій мірі у молодих тварин порівняно з дорослими.

### **ВВЕДЕНИЕ**

Установлено, что потеря костной массы и снижение прочности костей скелета в условиях хронической гипокинезии или невесомости носят адаптивный характер, и следовательно, наиболее перспективными методами профилактики этих изменений являются методы адаптационной медицины, связанные с использованием слабых стрессогенных факторов [1, 18].

Опубликованные ранее работы [2—4] и данные других исследователей [13, 16, 18, 20, 21] свидетельствуют о том, что одним из способов влияния на интенсивность общего метаболизма может быть применение дозированных гипоксических воздействий. В ряде работ [11, 24] применялась гипобарическая гипоксия, которая отчетливо стимулирует кроветворение и метаболизм, однако сопровождается и отрицательными последствиями гипобарии. В наших исследованиях использована дозированная нормобарическая гипоксия, исключающая возможность побочных эффектов.

Целью работы является изучение воздействия моделированной микрогравитации и способов коррекции возникающих при этом изменений состояния костной ткани у крыс различного возраста.

### **МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ.**

В двух сериях экспериментов исследовано 96 крыс-самцов линии Вистар с массой тела  $140 \pm 10$  г и  $300 \pm 10$  г. Возраст, соответствующий такой массе тела, составляет 3 и 6 мес. Каждая серия экспериментов состояла из трех групп: I — виварный контроль, II — крысы с безпорным положением задних конечностей в атмосфере воздуха, III — крысы с безпорным положением задних конечностей и воздействием нормобарической газовой среды. Безпорное положение задних конечностей у крыс (рис. 1) второй и третьей групп создавали вывешиванием тазового пояса по методу Морей — Холтон [22]. Парциальное давление кислорода в использованной нами газовой смеси составляло  $120 \pm 10$  мм рт. ст., что соответствует высоте  $3000 \pm 500$  м над уровнем моря. Подачу газовой смеси осуществляли автоматически в прерывистом режиме: 30 мин — подача газовой смеси, 20 мин — подача атмосферного воздуха. Газовую смесь подавали от мембранного генератора горного воздуха типа «Борей» на протяжении 8 часов ежедневно в течение 28 суток. Стандартный корм и воду все группы животных получали без ограничений.

Для исследования процессов ремоделирования

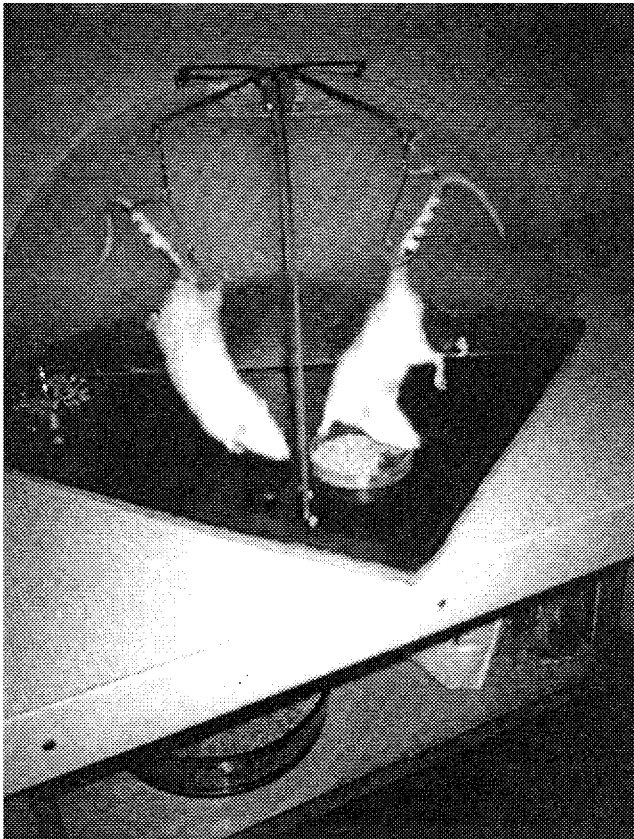


Рис. 1. Устройство для моделирования безопорного положения задних конечностей белых крыс

костной ткани определяли биохимические маркеры активности остеобластов, формирующих новую ткань и остеокластов, осуществляющих их резорбцию. Для этого измеряли в костной ткани и сыворотке крови активность щелочной фосфатазы (ЩФ, К.Ф. 3.1.3.1), общую каталитическую активность кислой фосфатазы (КФ, К.Ф. 3.1.3.2) и тартратрезистентной кислой фосфатазы с помощью стандартных наборов «Лахема» (Брно, Чехия). Обмен протеогликанов оценивали определяя концентрацию гликозаминогликанов (ГАГ) по методу Кляцкина [14]. Статистическую обработку данных проводили с использованием *t*-критерия Стьюдента.

#### РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Результаты проведенных исследований показали, что после 28-суточной разгрузки задних конечностей как у взрослых, так и у молодых крыс с безопорным положением задних конечностей существенно нарушается метаболизм гликозаминоглика-

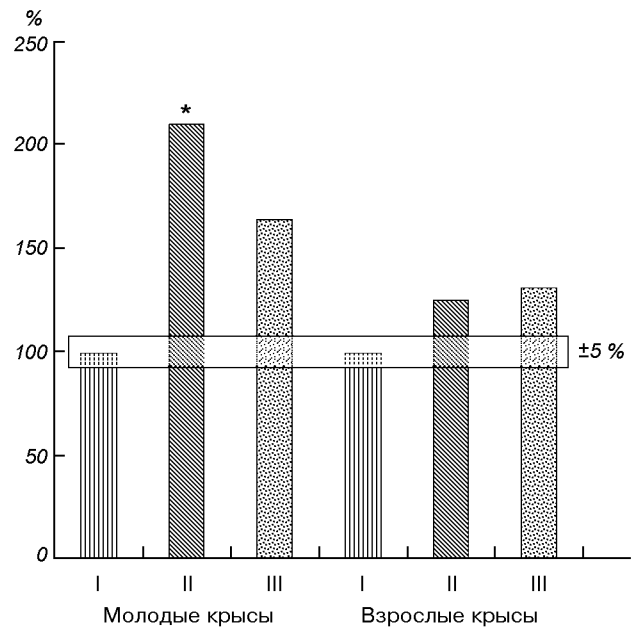


Рис. 2. Концентрация ГАГ в сыворотке крови молодых и взрослых крыс

нов (ГАГ). В сыворотке крови и моче молодых крыс концентрация ГАГ повысилась в 2.1 раза. У взрослых животных с безопорным положением задних конечностей повышение концентрации ГАГ было не столь значительным, однако превышало уровень контрольных животных (рис. 2).

В структуре костной ткани, как известно, основную осевую нагрузку несут кристаллы гидроксиапатита, расположенные в сети коллагеновых волокон. Структура этой сети определяется не только состоянием волокон, но и количеством и качеством поперечных швов между отдельными волокнами. Именно эту функцию выполняют ГАГ. Они участвуют в биосинтезе внутрикостного коллагена, обеспечивают упорядоченность и прочность боковых соединений коллагеновых фибрилл [19]. Кроме того, именно они ориентируют архитектуру пучков волокон в соответствии с направлением основных векторов биомеханической нагрузки. Более низкая ответная реакция ГАГ на моделирование микрогравитации у взрослых животных свидетельствует о том, что их костная ткань в большей степени сохраняет стабильность своей структуры, чем у молодых крыс.

Как показали наши предыдущие исследования [5—8], моделирование микрогравитации в наземных условиях не менее существенно, чем в условиях реального космического полета, изменяет биомеханические свойства костной ткани. Снижается ее минеральная насыщенность, степень минерализа-



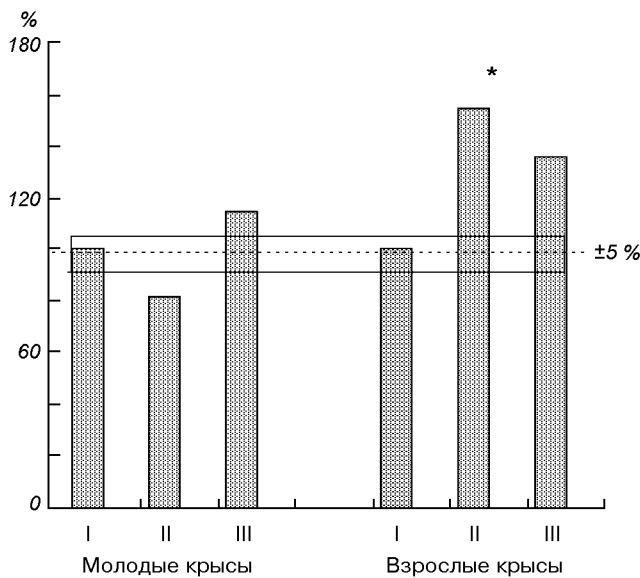


Рис. 3. Активность кислой фосфатазы в сыворотке крови молодых и взрослых крыс

ции, плотность структурной композиции. Достоверно уменьшается несущая способность бедренной кости на 37 %, снижается предел прочности на 31 %, модуль упругости на 53 % и энергия упругой деформации на 43 %. Все эти показатели связаны между собой структурной и функциональной зависимостью, определяющей прочность костной ткани.

У взрослых животных после 28-суточной разгрузки задних конечностей существенно изменялась активность кислой фосфатазы (рис. 3). В сыворотке крови этих крыс активность кислой фосфатазы увеличивалась в 1.5 раза по сравнению с группой контрольных животных. В отличие от взрослых животных в сыворотке крови молодых крыс достоверных изменений кислой фосфатазы не выявлено. Активность тартратрезистентной кислой фосфатазы в сыворотке крови ни у молодых, ни у взрослых крыс не изменялась.

Как показали проведенные нами исследования, достоверных изменений активности щелочной фосфатазы в сыворотке крови и костной ткани у молодых и взрослых крыс не происходило (рис. 4). Это можно рассматривать как показатель относительной стабильности процессов новообразования костной ткани в условиях моделированной микрогравитации.

Известно, что в физиологических условиях жизнедеятельность костной ткани определяется двумя сбалансированными процессами — остеогенезом и

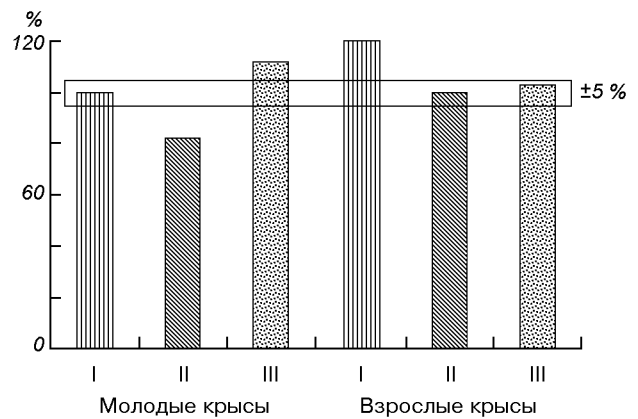


Рис. 4. Активность щелочной фосфатазы в сыворотке крови молодых и взрослых крыс

остеодеструкцией. Первый осуществляется остеобластами. Основным биохимическим маркером которых является щелочная фосфатаза. Второй процесс заключается в том, что остеокласты непрерывно разрушают нефункционирующие или устаревшие элементы костной ткани. Биохимическим маркером интенсивности деятельности остеокластов является активность кислой фосфатазы. Основную роль в поддержании баланса остеогенеза и остеодеструкции играют биомеханические стимулы, возникающие при движениях животного. Генерируемые клетками костной ткани биоэлектрические потенциалы являются обязательным компонентом активности метаболизма этой ткани. Отсутствие или резкое снижение амплитуды биомеханических стимулов в условиях микрогравитации нарушает естественный баланс между новообразованием и разрушением костной ткани, с преобладанием процессов резорбции.

В модельных экспериментах лишение взрослых крыс механической опоры задних конечностей приводит к установлению нового баланса между остеогенезом и остеодеструкцией. Повышение активности кислой фосфатазы в сыворотке крови этих животных можно рассматривать как свидетельство преобладания процессов остеодеструкции. Аналогичные изменения отмечены в сыворотке крови старых животных, для которых типично развитие состояния, сходного с развитием возрастного остеопороза человека.

У молодых крыс с сочетанным действием безопорного положения задних конечностей и активизирующей газовой смеси все исследованные биохимические показатели практически не отличались от виварного контроля. Это позволяет нам сделать вывод о том, что газовая смесь нормализовала

соотношение процессов остеогенеза и остеодеструкции у молодых животных, несмотря на разгрузку задних конечностей. Взрослые крысы в аналогичных условиях сочетанного действия двух факторов в меньшей степени реагировали на стимулирующее действие газовой смеси. В этой группе животных отмечена лишь тенденция к снижению активности кислой фосфатазы, что можно рассматривать как признак некоторого торможения активности остеокластов. Вместе с тем у взрослых животных концентрация ГАГ после воздействия газовой смеси оставалась повышенной, что можно отнести за счет возрастного снижения интенсивности метаболизма по сравнению с молодыми крысами.

Полученные результаты хорошо согласуются с представлениями об активирующих возможностях дозированного снижения парциального давления кислорода. Процессы адаптивной активации происходят во всех тканях организма, в том числе в костном мозге и костной ткани пропорционально интенсивности их аэробного метаболизма. Анализ полученных нами данных позволяет говорить о том, что активность биохимических реакций и скорость перестройки костной ткани у крыс отражает общую закономерность активации метаболических процессов в организме при воздействии активирующей гипоксии. Интенсивность этого процесса зависит от парциального давления кислорода во вдыхаемой смеси, общей продолжительности гипоксических экспозиций, длительности и числа периодов гипоксической респирации, соотношения длительности дыхания гипоксической смесью и атмосферным воздухом [9, 10], степени гипокинезии и ее длительности. Как показали наши исследования, одним из факторов, определяющих реакцию организма, является возраст животного.

Использование принципа стимуляции метаболизма дозированным снижением парциального давления кислорода во вдыхаемом воздухе открывает возможность широкого варьирования амплитуды и длительности гипоксического стимула, соотношения длительности стимулов и пауз нормоксической респирации и общего времени экспозиции. Варьируя этими параметрами, можно достичь различной степени воздействия на процессы остеогенеза и остеодеструкции, нормализовать физиологическое ремоделирование костной ткани в условиях гипокинезии, реальной и моделируемой микрогравитации.

## ВЫВОДЫ

1. В условиях 28-суточного безопорного положения задних конечностей биохимические показатели ко-

стной ткани взрослых крыс ухудшаются в большей степени, чем у молодых животных.

2. У молодых животных с безопорным положением задних конечностей, вдыхавших гипоксическую газовую смесь с пониженным парциальным давлением кислорода, происходит практически полная компенсация негативных последствий дефицита нагрузки.

3. Варьируя параметрами нормоксического гипоксического стимула можно добиться различной степени воздействия на физиологическую резорбцию и ремоделирование костной ткани при дефиците функциональной нагрузки.

1. Аврунин А. С., Корнилов Н. В., Суханов А. В., Емельянов В. Г. Формирование остеопоротических сдвигов в структуре костной ткани. — С-Пб: Ольга, 1988.—68 с.
2. Астахова В. С., Березовский В. Я., Панченко Л. М., Хасабова И. А. Клонування стромальних клітин-попередників кісткового мозку людини за умов зниженого парціального тиску кисню // Фізіол. журн.—2001.—47, № 1 (частина 2).—С. 40—44.
3. Березовский В. А., Дейнега В. Г. Физиологические механизмы саногенных эффектов горного климата. — Киев: Наук. думка, 1988.—222 с.
4. Березовский В. А., Левашов М. И. Физиологические предпосылки и механизмы нормализующего действия нормобарической гипоксии и оротерапии // Физиол. журн. им. И. М. Сеченова.—1992.—38, № 5.—С. 3—12.
5. Березовский В. Я., Литовка И. Г., Чака О. Г. Вплив дозованої гіпоксії на розвиток ситуативної остеопенії // Фізіол. журн.—2000.—46, № 1.—С. 10—16.
6. Березовский В. Я., Литовка И. Г., Чака О. Г., Лахин П. В. Вплив зниженого  $P_{O_2}$  на модуляцію остеодистрофії у шурів за різних статокінетичних умов // Фізіол. журн.—2001.—47, № 1 (частина 2).—С. 50—54.
7. Березовский В. А., Литовка И. Г., Чака Е. Г. и др. Биофизическая стимуляция остеогенеза // Пробл. остеологии.—1999.—2, № 2.—С. 12—15.
8. Березовский В. А., Литовка И. Г., Чака Е. Г. и др. Влияние дозированной гипоксии на метаболизм костной ткани в условиях осевой разгрузки задних конечностей // Космічна наука і технологія.—2000.—6, № 2/3.—С. 77—84.
9. Волков Н. И. Современные методы гипоксической тренировки в спорте // 3-й Междунар. конгресс «Теория деятельности и социальная практика», Москва, 26—29 июня 1995 г. — М.: Физкультура, образование, наука, 1995.—С. 27.
10. Волков Н. И., Бровко А. П., Фефилятьев Л. П., Бугаев С. А. Физиологические эффекты прерывистой гипоксии // Российский конгресс по патофизиологии. Патофизиология органов и систем. Типовые патофизиологические процессы (экспериментальные и клинические аспекты). — М.: РГМУ, 1996.—С. 117.
11. Воложин А. И., Лемецкая Т. И. Изменение кальциевого и фосфорного обмена в костях и зубах при кислородном голодании // Патол. физиология и эксперим. мед.—1970.—14, № 5.—С. 16—20.
12. Капланский А. С., Дурнова Г. Н., Сахарова З. Ф., Ильина-Какуева Е. И. Гистоморфологический анализ костей крыс, находившихся на борту биоспутника «Космос-1667» // Космич. биол. и авиакосмич. мед.—1987.—21, № 2.—С. 5—31.
13. Караш Ю. М., Стрелков Р. Б., Чижов А. Я. Нормобариче-

- ская гипоксия в лечении, профилактике и реабилитации. — М., 1988.—351 с.
14. Кляцкин С. А., Лифшиц П. И. Определение гликозаминогликанов орциновым методом в крови больных // Лаб. дело.—1989.—№ 9.—С. 51—53.
  15. Коваленко Е. А., Гуровский Н. Н. Гипокинезия. — М.: Медицина, 1980.—320 с.
  16. Колчинская А. З. Кислород. Физическое состояние. Работоспособность. — Киев: Наук. думка, 1991.—208 с.
  17. Меерсон Ф. З., Твердохлиб В. П., Боев В. М., Фролов В. А. Адаптация к периодической гипоксии в терапии и профилактике. — М.: Наука, 1989.—228 с.
  18. Оганов В. С. Гипокинезия — фактор риска остеопороза // Остеопороз и остеопатии.—1988.—№ 1.—С. 13—17.
  19. Оганов В. С., Брик А. Б., Шербина О. И. и др. О влиянии дефицита опорной нагрузки на взаимосвязь «коллаген-кристалл» в костной ткани крыс по данным ЭПР // Матер. XII конф. по космич. биологии и авиакосмич. медицине. — М., 2002.—С. 255—256.
  20. Сметанин В. Я. Воздействие различных режимов интервальной гипоксической тренировки на кардиореспираторные и гематологические функции // Физиология человека.—2000.—26, № 4.—С. 73—82.
  21. Стрелков Р. Б., Чижов А. Я. Прерывистая нормобарическая гипоксия в профилактике, лечении и реабилитации. — Екатеринбург: Уральский рабочий, 2001.—400 с.
  22. Morey-Holton E. R., Wronski T. I. Animal models for simulating weightlessness // *Physiologist*.—1981.—24, N 6.—P. 45—48.
  23. Nishimura Y., Fukuoka H., Kiriyama M., Suzuki Y. Bone turnover and calcium metabolism during 20 days bed rest in young healthy males and females // *Acta physiol. Scand.*—1994.—150, suppl., N 616.—P. 27—35.
  24. Rambaut P. C., Johnson P. S. Prolonged weightlessness and calcium loss in man // *Acta astronaut.*—1979.—6, N 9.—P. 1113—1122.
- 
- DOSED HYPOXIA CORRECTION EFFECT ON THE WEIGHTLESSNESS OSTEOPENIA**
- I. G. Litovka
- We investigated the influence of a dosed condition regime of breathing the artificial gaz mixture with a lower  $P_{O_2}$  at the normal atmospheric pressure on the biochemical indices of bones after axial unloading of rear extremities of rats of different age. The gaz mixture with a lower oxygen content supplied in the faltering regime activizes the rat bone tissue remodeling and hinders the destructive processes to a greater extent in young animals compared to adult ones.

УДК 629.78; 591.044

П. І. Баранський<sup>1</sup>, Є. Ф. Венгер<sup>1</sup>, О. В. Гайдар<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Інститут фізики напівпровідників НАН України, Київ,

<sup>2</sup>Інститут фізики НАН України, Київ

**Проблеми, пов'язані з довготривалим перебуванням космічних кораблів з астронавтами на борту в міжпланетному просторі (Довготривалі космічні подорожі: погляд у майбутнє)**

*Надійшла до редакції 15.11.01*

Обговорено проблеми, пов'язані з плануванням і практичною реалізацією довготривалих космічних подорожей в міжпланетному просторі. Аналіз сучасного стану науки і техніки свідчить про те, що: — електромагнітний захист від радіації космічного корабля (КК), призначеного для довготривалих космічних подорожей, його екіпажу, засобів регенерації біомаси і кисню (у формі космічних оранжерей чи мікроорганізмів) і напівпровідникової елементної бази бортових ЕОМ, систем автоматики і радіотелекомунікації можна забезпечити лише за рахунок використання матеріалів майбутнього, які будуть характеризуватися «кімнатнотемпературною» надпровідністю, високими значеннями критичних магнітних полів, достатньою механічною надійністю і радіаційною стійкістю; — безпечне і прийнятне функціонування членів екіпажу та інших об'єктів живої природи, як і напівпровідникової елементної бази відповідальних технічних вузлів і засобів автоматики чисельних бортових систем, може бути забезпечене лише шляхом створення магнітного оточення на борту КК, наближеного до того, яке існує в земних умовах. Тобто, кабіна КК має бути сама надійно захищена від впливу сильного магнітного поля (кілька сотень мілітесла), яке одночасно буде захисним щитом для КК від космічної (переважно протонної) радіації.

**ВСТУП**

Не торкаючись надзвичайно важливих фізичних, медичних і психо-комунікаційних факторів ДКП, детально розглянутих фахівцями відповідних спеціальностей в монографії [31], проаналізуємо вплив на КК і його екіпаж лише тих змін в оточуючому середовищі, які для них стають на весь час довготривалої космічної подорожі (ДКП) неодмінними і характерними з моменту виходу КК на міжпланетну орбіту. Згадані зміни будуть пов'язані головним чином з трьома факторами: з мікрогравітацією (МГ), або невагомістю, з практичною відсутністю атмосфери і відсутністю геомагнітного поля (ГМП). Аналіз багатого фактичного мате-

ріалу, накопиченого протягом кількох десятиліть освоєння космосу, переконливо показує, що ДКП майбутнього, що триватимуть 3—5 років, будуть практично неможливими без створення наступних життєво важливих умов.

1. Забезпечення відносно комфортного перебування (життя і праці) людини в КК в умовах мікрогравітації. Уже під час 18-добового польоту космонавтів А. Г. Ніколаєва і В. І. Севастьянова на КК «Союз-9» зафіксовано (за даними монографії [31]) зменшення м'язової маси космонавтів, їхню слабкість і астенію, підвищену больову чутливість, підсилення рефлексів, головокружіння і нестійкість при вертикальному положенні тіла. Це стимулювало зусилля медичного персоналу на розробку ком-

пенсаторних профілактичних заходів для відвернення м'язової атрофії, зниження загального тону-су і порушень кровообігу за рахунок цілеспрямованої фізичної підготовки і додаткових м'язових навантажень з чітким режимом фізичних вправ як в попередніх приготуваннях до космічного польоту, так і в умовах мікрогравітації (МГ). Можна стверджувати, що ці зусилля космічної медицини не пройшли марно. За такої профілактики, як показав досвід, прийнятного рівня техніки безпеки перебування людини на навколосемних орбітах протягом одного року практично уже досягнуто, і отже, при деяких удосконаленнях фізичної підготовки і медично обгрунтованому фізичному навантаженні космонавтів в умовах МГ тривалість безпечного перебування людини в космосі, напевне, можна вже зараз суттєво розширити до прийнятного для ДКП.

2. Гарантоване збереження (на вказаний проміжок часу) механічної і радіаційної стійкості КК (конструкційних матеріалів зварних швів, усіх його механічних вузлів і систем автоматики). Накопичений у минулому досвід використання зварних вузлів КК різного призначення і космічної станції «Мир» з відповідальними конструкційними елементами (типу систем багаторазового розкриття і складання сонячних батарей протяжністю 15 м, яка після п'яти років експлуатації в космосі була складена, перенесена в друге місце і повторно розкрита [20]), висока механічна і радіаційна стійкість сучасних конструкційних матеріалів, перевірена протягом багатьох років в жорстких експлуатаційних умовах атомної енергетики і досягнуті успіхи в електронно-променевому електрозварюванні не тільки на Землі, а і в космосі [21, 22] вселяють сподівання на те, що надійність в механічному відношенні і радіаційну стійкість КК, розраховані на ДКП, напевне, можна уже зараз забезпечити на основі сучасного рівня науки і новітніх технологій.

3. Створення ефективних засобів регенерації кисню і біомаси, необхідних для життєзабезпечення астронавтів.

4. Забезпечення стійкого і надійного функціонування автономних джерел енергії елементної бази ЕОМ, напівпровідникових вузлів автоматики, систем наддалекого зв'язку і телекомунікації в умовах суттєво підвищеної радіаційної активності міжпланетного простору.

Мета нашої роботи — розглянути ступінь необхідності і рівень технологічних можливостей у забезпеченні третьої і четвертої з вище названих вимог, без виконання яких практична реалізація ДКП безсумнівно виявиться проблематичною.

#### ОСОБЛИВОСТІ ПЕРЕБУВАННЯ КК З ЇХНІМИ ЕКІПАЖАМИ ЗА МЕЖАМИ ЗЕМНОЇ МАГНІТОСФЕРИ

Аналіз руху КК, а також ефективності функціонування живих і неживих систем на його борту з виходом на міжпланетну орбіту необхідно провадити з урахуванням відсутності земного тяжіння і ще двох надзвичайно важливих факторів: земної атмосфери і геомагнітного поля (ГМП) (рис. 1).

Оскільки вихідні (бортові) запаси кисню і біомаси для ДКП не можуть бути достатніми, необхідно створити і практично освоїти системи регенерації біомаси і кисню, щоб саме вони склали основу автономного життєзабезпечення астронавтів.

Однак, якщо методика відтворення кисню і біомаси і буде запропонована, то у зв'язку з досить значною тривалістю міжпланетних подорожей, а також відсутністю атмосфери і ГМП — на передній план впливає абсолютна необхідність заміни їхніх захисних функцій шляхом створення відповідних екранів, які могли б захищати «живі» системи регенерації біомаси (і кисню), самих астронавтів і досить уразливу (по відношенню до частинок високих енергій в спектрі первинних і вторинних космічних променів) напівпровідникову елементну базу ЕОМ, напівпровідникові засоби автоматики і наддалекого зв'язку і навіть автономні джерела електроенергії, якщо мова йде про тривалість мандрівок у декілька років. Адже склополімерні захисні засоби сонячних батарей, які зараз використовує космічна техніка, без відповідної модифікації теж можуть виявитися недостатніми.

Відомо, що Сонце щосекунди розсіює у простір 4 млн тонн своєї маси у вигляді електромагнітних випромінювань широкого діапазону, а також елек-

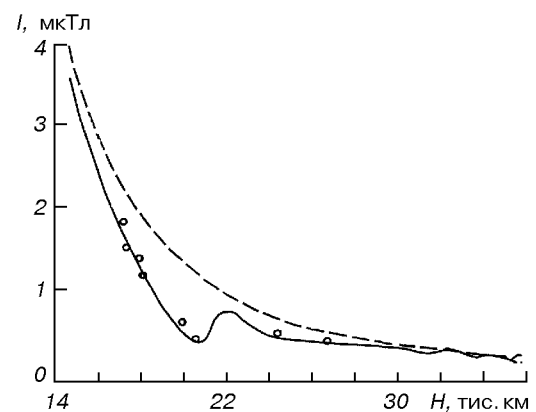


Рис. 1. Крива зміни напруженості магнітного поля Землі з висотою. Штрихова крива — модельні значення, суцільна крива — дані вимірювань [24]

трично заряджених і нейтральних частинок. До Землі доходить мала часточка цього енергетичного потоку. Але і вона була б згубною для всього живого на нашій планеті, якби не захисна дія двох постійно діючих факторів: товщі атмосфери і ГМП.

Саме атмосфера Землі масою  $5 \cdot 10^{15}$  тонн ефективно поглинає або відбиває значну частину смертоносного потоку, а невелике магнітне поле (50—60 мкТл в середніх широтах), що пронизує всю товщу атмосфери, «закручує» і відхиляє від попадання на поверхню Землі потоки сонячних протонів і  $\alpha$ -частинок відносно невеликої густини ( $1-2 \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ ), але надзвичайно великих (білясвітлових) швидкостей [15].

Широкомасштабні дослідження останніх десятиліть показали, що в питаннях, пов'язаних з різними формами життя на нашій планеті, ГМП слід розглядати не тільки як фактор захисту життя на Землі від згубного впливу космічної радіації, а також як один із ефективних екологічно важливих факторів [7, 13, 16, 26, 28, 33].

На відстані 60—100 тис км від Землі геомагнітне поле надзвичайно мале і складає лише 2—3 нТл, або приблизно в 20 тисяч разів менше, ніж на середніх широтах [24]. Тому думка Д. Бейшера [36] про те, що «наявність ГМП під час всієї еволюції рослинного і тваринного світу на Землі призвела до того, що жоден живий організм не може бути вилученим з магнітного середовища без серйозних негативних наслідків» — спонукає на глибокі роздуми про рівень і гарантії безпечного перебування астронавтів в надслабкому магнітному полі (НМП) протягом кількох років. На користь такої думки свідчать результати досліджень [34]. Майбутні космонавти розміщувались на 10 діб в кімнаті з залишковим магнітним полем 0.001 мкТл (замість звичайного 50 мкТл. Суб'єктивне відчуття суцільності світлового потоку в них наступало при суттєво нижчих значеннях частоти модуляції світла, ніж в умовах некомпенсованого ГМП (яке слугувало для цих дослідів контролем). І хоча в обговорюваних дослідях зміни органів зору людей були оборотними, не можна бути байдужим до застереження, висловленого в роботі [40], а саме: «В то время как помещение подопытных мышей в гипомангнитное (надслабке — прим. наша) поле не оказывает никакого видимого воздействия, если опыт длится не более недели, тот же эксперимент приводит к тяжелым расстройствам обмена веществ, становясь причиной преждевременной смерти, когда он продолжается от четырех месяцев до одного года. В этих условиях можно задать себе вопрос относительно результатов, которые были бы получены, если бы опыты на людях, проведенные Бейшером, имели аналогичную продолжитель-

ность... С другой стороны, известно, что на протяжении тысячелетий магнитное поле неоднократно изменяло свою полярность; последнее изменение произошло 700000 лет назад. Можно утверждать, что с того времени ГМП в течение тысячи лет было равно нулю. Путем изучения ископаемых в осадочных слоях геофизикам удалось доказать, что многие виды радиолярий вымерли именно в этот период и связать это явление с отсутствием ГМП. Это утверждение, впрочем, было подтверждено существованием других изменений фауны и флоры в эту эпоху».

Штучно дуже ослаблене ГМП (введено шляхом екранування чи компенсації до значень 0.01—0.1 мкТл) негативно впливає на ріст і розвиток як рослин [16, 28] (див. рис. 2 і табл. 1), так і мікроорганізмів [27].

Приведені вище факти, а також обґрунтовані вказівки на те, що ритміка фізіологічних процесів у рослин виявляє чітку кореляцію зі змінами елементів ГМП у часі [11, 12], свідчать про те, що ГМП є екологічно важливим фактором. Без його відтворення на борту космічного корабля напевне не зможуть надійно і стійко функціонувати не тільки життєво важливі системи людського організму (центральна нервова, серцево-судинна та ін.), але також і життєво необхідна регенерація біомаси. Тому без штучного «аналога» ГМП на космічному кораблі довготривала подорож взагалі може виявитися нездійсненною, або недієздатною. У той же час поле, еквівалентне ГМП, навіть в досить значному об'ємі кабіни КК відносно легко можна відтворити за допомогою кілець Гельмголь-



Рис. 2. Коренева система тритижневих рослин ячменю: *a* — вирощених в ГМП; *б* — вирощених в МП 0.01 мкТл [16]

Таблиця 1. Вплив надслабкого МП ( $\approx 0.01$  мкТл) на ріст ячменю (сорт — Носовський) [16]

Варіанти	Надземна маса				Корені				Кількість рослин, що мають третій листочок, %
	Сира вага		Суха вага		Сира вага		Суха вага		
	Однієї рослини, мг	%	Однієї рослини, мг	%	Однієї рослини, мг	%	Однієї рослини, мг	%	
ГМП	555.0	128.0	46.4	126.5	93.0	139.0	8.22	141.5	58.7
НМП	433.0	100.0	36.7	100.0	67.0	100.0	5.78	100.0	39.4
ГМП	465.5	112.5	35.7	119.5	49.9	135.1	7.2	148.5	87.0
НМП	414.0	100.0	29.8	100.0	36.9	100.0	4.8	100.0	50.0

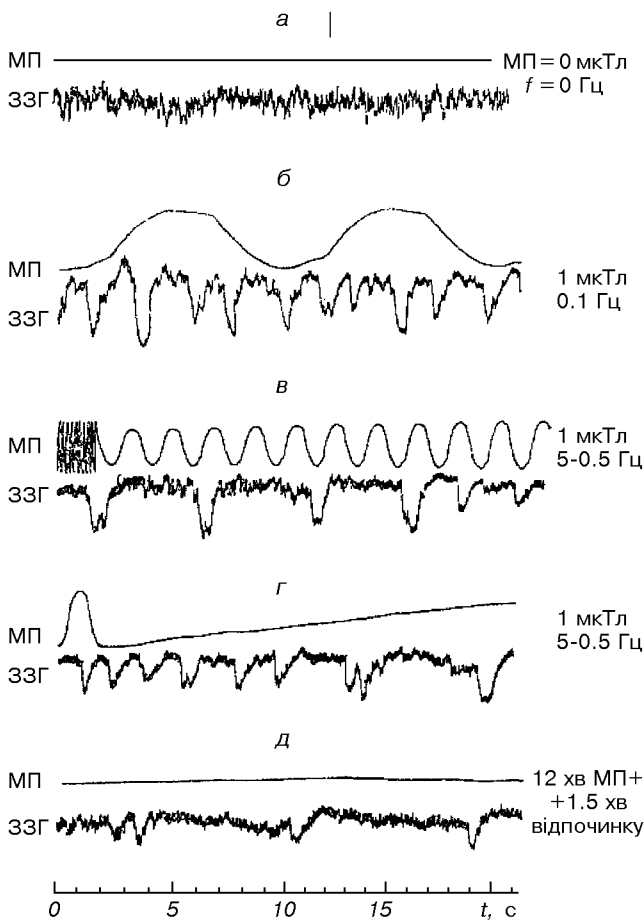


Рис. 3. 20-секундні відрізки електроенцефалограми (ЕЕГ) пацієнта Л.Г.: *a* — до включення МП; *b* — між 60 і 80 с дії МП  $\Delta Z_1$  1 мкТл і частотою  $f_4 = 0.1$  Гц; *v* — між 200 і 240 с дії МП  $\Delta Z_1$  при переході від  $f_8 = 5$  Гц до  $f_9 = 0.5$  Гц; *г* — між 250 і 270 с дії МП  $\Delta Z_1$  при переході від  $f_9$  до  $f_3 = 0.01$  Гц; *д* — після 12 хв дії МП і 1.5 хв відпочинку [18]

ця, які достатньо буде жити відносно малим постійним струмом.

З іншого боку, не можна не враховувати наявності великої щільності електронної «начинки» КК (всі системи автоматики, засоби зв'язку і телеба-

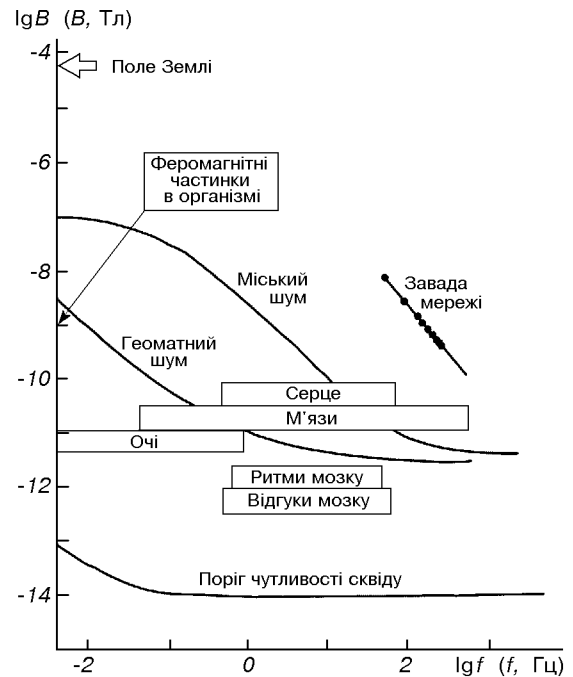


Рис. 4. Місце біомагнітних сигналів організму людини в шкалі магнітних полів. Показані характерні рівні перешкод (завад) і частотні діапазони сигналів [6]

чення, науковий інструментарій і, можливо, деякі системи життєзабезпечення астронавтів), в електричних колах яких циркулюють змінні струми різної сили і частоти. Саме ці струми будуть заповнювати об'єм КК розсіяними змінними магнітними полями, якщо не буде передбачено відповідного магнітного екранування.

Про необхідність такого екранування свідчить також надзвичайно висока чутливість ЦНС та інших життєво важливих систем людського організму до змінних магнітних полів низької напруженості і частоти. Про це можна судити із кардинальних змін вигляду електроенцефалограм під впливом змінного магнітного поля, у 50 разів слабших від ГМП (див. рис. 3) [18]. Магнітне екранування малогабаритних напівпровідникових електронних

систем феромагнітними екранами (і отже, ліквідація чи суттєве зниження шкідливого впливу на астронавтів магнітних полів розсіяння) має бути реалізованим. Адже ці змінні магнітні поля розсіяння можуть навіть безпосередньо взаємодіяти з власними магнітними полями різних органів людини, що добре видно з рис. 4. Ці ж магнітні екрани будуть заодно захищати напівпровідникову електроніку від шкідливого впливу на неї радіаційних космічних потоків.

При всьому цьому основні функції захисту КК, астронавтів, елементної бази ЕОМ і систем автоматики, «живого виробництва» (чи засобів регенерації біомаси) має на себе повністю взяти деякий «еквівалент» атмосфери, надійний щит, про який йтиметься нижче.

#### ПРОБЛЕМИ, ПОВ'ЯЗАНІ З ПОДОЛАННЯМ ЗГУБНОГО ВПЛИВУ КОСМІЧНОЇ РАДІАЦІЇ НА ЕКІПАЖ І ЗАСОБИ З ВІДНОВЛЕННЯ БІОМАСИ В УМОВАХ ДКП

Обговорюючи результати досліджень біологічних процесів, що проходять в мікроорганізмах в умовах космічного польоту, автори монографії [28] звертають увагу на неадекватність (і навіть некоректність) трактовки результатів, яка ґрунтується на врахуванні впливу на них лише невагомості (МГ) та ігноруванні менш ймовірних відомих факторів (змінене МП, неоднорідність космічного випромінювання, радикальна зміна біоритмики та ін.). Якщо для навколоремних орбіт і недовготривалих космічних польотів зауваження такого змісту просто корисне, то для умов ДКП воно може скласти цілу наукову програму, без розв'язання якої не може бути і мови про успішну реалізацію виходу КК на далекі міжпланетні траси. Адже з повним виходом КК за межі земної атмосфери і магнітосфери його екіпаж, оранжерей бортових рослин, напівпровідникова елементна база ЕОМ, систем автоматики, наддалекого зв'язку, телеметрії і навіть джерел автономного електроживлення мають бути надійно захищеними від згубного впливу космічної радіації. Переконливим застереженням в цьому відношенні можуть бути спостереження американських астронавтів Д. Скотта, Дж. Ірвіна і А. Уордена, які на КК «Аполлон-15» здійснили (в 1971 р.) 12-добову мандрівку на Місяць. За даними [31], перебуваючи у захисних темних окулярах, вони протягом однієї години зареєстрували 61 космічний спалах. Вважають, що ці спалахи (про які повідомляли і інші астронавти) обумовлені впливом космічних частинок високих енергій на сітківку ока, зорові шляхи, чи відповідну ділянку кори

головного мозку. Детальнішу інформацію було отримано при дослідженні шоломів астронавтів КК «Аполлон-8» (який в 1969 р. 10 разів облетів навколо Місяця при загальній тривалості мандрівки 6 днів і 3 години), а також астронавтів КК «Аполлон-12» Ч. Конрада, А. Біна і Р. Гордона, які в листопаді 1969 р. на протязі 10 днів і 4.5 години подорожували на Місяць, причому Ч. Конрад і А. Бін здійснили висадку на його поверхню і перебували там 15.5 години. В матеріалі їхніх шоломів були теж виявлені і кількісно досліджені треки важких високоенергетичних космічних частинок [39].

Відмітимо, що тривалість згаданих вище космічних мандрівок до Місяця складала 6—10 днів. Екстраполяція їхніх результатів на тривалість у два роки привела експертів Комітету з наукових питань, пов'язаних з освоєнням космічного простору (під керівництвом американського психофізіолога професора Д. Ліндслі), до висновку, що «під час тривалих космічних польотів може виникнути пошкодження невеликої, але функціонально значимої кількості клітин сітківки та різних структур мозку. Таким чином, видається кінче необхідним подальше вивчення цих важких частинок і тієї шкоди, яку вони можуть нанести здоров'ю космонавта під час тривалого польоту, а також пошук ефективних засобів захисту» [31].

За допомогою штучних супутників Місяця і Марса, а також за допомогою радянського КА «Луноход-1» (1970—1971 рр.) були проведені тривалі і надійні вимірювання варіації складу та інтенсивності космічних променів за межами магнітосфери Землі.

Космічні промені, які досягають міжпланетних трас, приходять із світового простору (галактичні космічні промені) переважно у вигляді протонів з дуже високою енергією порядку  $10^9$  еВ (енергія окремих протонів може сягати  $10^{21}$  еВ), а також від Сонця — у вигляді протонів (83 %),  $\alpha$ -частинок (16 %) і ядер важких елементів: азоту, кисню і деяких металів (1 %). Середня швидкість сонячних протонів складає 500 км/с (а в періоди сонячної активності — 1500 км/с).

Бомбардування високоенергетичними потоками космічних частинок можуть стати нездоланною перешкодою реалізації ДКП, якщо не буде побудовано надійного захисту КК і його екіпажу.

Не маючи (з відомих причин) ніякої надії на створення металевого «антирадіаційного щита», еквівалентного за своїми захисними можливостями земній атмосфері (приблизно 1.25-м шар сталі), а також беручи до уваги, що космічні промені — це переважно заряджені частинки високих енергій,



дослідники та інженери нашого часу мріють створити такий щит на основі використання сильного магнітного поля напруженістю в декілька десятків долей тесла [31]. Саме воно має надійно захищати від радіаційних космічних потоків частинок високих енергій як КК, так і весь його вміст.

Проектувати живлення електромагніта, який би забезпечував таку напруженість поля навколо КК можна лише в розрахунку на використання надпровідних намоток, які до того ще й мають бути механічно і радіаційно стійкими. Напевне, тільки надпровідні при відносно високих температурах (ВТНП) матеріали недалекого майбутнього, які мають характеризуватися високими значеннями критичної температури  $T_{кр}$  і критичного магнітного поля  $H_{кр}$  (що руйнує в намотці надпровідність) зможуть розв'язати і іншу, не менш складну проблему, — щоб зовнішнє захисне поле само не могло попадати в об'єм КК, де буде створено аналог ГМП. Для цього, як уже зараз можна очікувати, необхідно буде подолати досить непрості технічні труднощі. Але і це в принципі можна буде реалізувати, якщо врахувати, що в матеріал (який знаходиться в докритичному стані надпровідності) магнітне поле практично не проникає (ефект Мейснера).

Оскільки далі мова буде йти про об'єкти живої природи, залишається з'ясувати, чому попадання в об'єм КК сильного магнітного поля не тільки небажане, але, можна думати, і недопустиме. Спершу декілька слів про об'єкти неживої природи в сильному МП. Тривожною в цьому відношенні є така обставина: під впливом сильного МП (сотні мілітесла) в технічних відсіках незаекранованого КК напівпровідникова елементна база ЕОМ, засоби зв'язку, автоматики та інших систем (з електричними струмами) зазнають деяких оборотних чи навіть необоротних змін, а можливо, і взагалі вийдуть за допустимі межі експлуатаційних режимів, що може призвести до зовсім не передбачуваних наслідків. Це ж в повній мірі стосується і об'єктів живої природи, адже корисні мікроорганізми, представники рослинного світу (відповідальні за відтворення біомаси), як і самі астронавти, вимушені були б жити і працювати в зовсім не властивому для них магнітному середовищі.

Залишаючи поки що без обговорення електротехнічний бік справи про шкідливий вплив сильних МП на електротехнічні системи, відносно яких можна здійснити необхідні оцінки, розглянемо вплив сильного МП (необхідного для ефективного екранування КК від заряджених космічних частинок високих енергій) на представників живої природи. На жаль, теоретично оцінити вплив сильних

МП на біологічні об'єкти різного рівня організації в умовах довготривалого перебування в міжпланетному просторі неможливо. Немає також відповідних експериментальних даних. Єдина можливість — це екстраполювати ту не надто багату інформацію, що була отримана в земних умовах.

Нагадаємо лише надійно встановлені факти про вплив короткочасної дії сильних МП на живі організми.

1. Поля 2—6 мТл викликають реакцію підсилення росту довжини стеблин і корінців бобових (рис. 5), але при напруженості 0.4 і 1.2 Тл спостерігається гальмівна дія поля [19]. Немонотонність реакції рослин на монотонну зміну напруженості МП засвідчують і результати робіт [2, 3, 5] (рис. 6 і 7). Видно, що: а) ГМП має велику екологічну значимість (досить порівняти між собою лише два верхні рядки на рис. 6); б) магнітобіологічний ефект не пропорційний МП, а є його складною функцією.

Відносно невеликі магнітні поля (4.5 мТл) стимулюють процес старіння (деградації) насіння, яке зазнає магнітної обробки в стані біологічного спокою. Крім того, така попередня магнітна обробка насіння озимої пшениці забезпечує активніше проростання як у відносно слабких полях (порядку ГМП), так і в достатньо сильних МП (300—465 мТл) незалежно від їхньої однорідності [4].

2. Вже в середині XIX і на початку XX ст. стало відомо, що циклічність багатьох процесів у біосфері збігається з циклічністю сонячної активності [25, 32], і найвірогіднішим посередником між сонячною активністю і біосферою є коливання ГМП (тобто наявність геомагнітних бур, які безпосередньо пов'язані зі змінами сонячної активності).

В роботі [23] вивчався вплив ПМП на репродуктивну функцію щурів, яких розміщували на весь період вагітності у полі 26.5 і 3 мТл). Було вико-

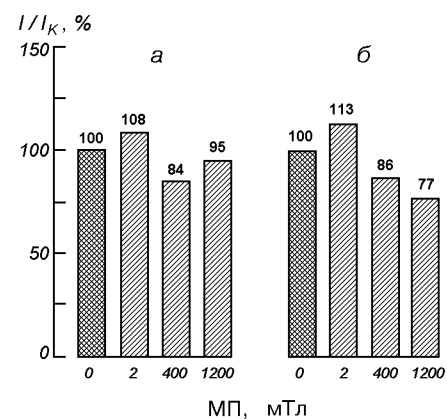


Рис. 5. Вплив магнітних полів різної напруженості на довжину стебел (а) і коренів (б) чотириденних проростків бобових [19]

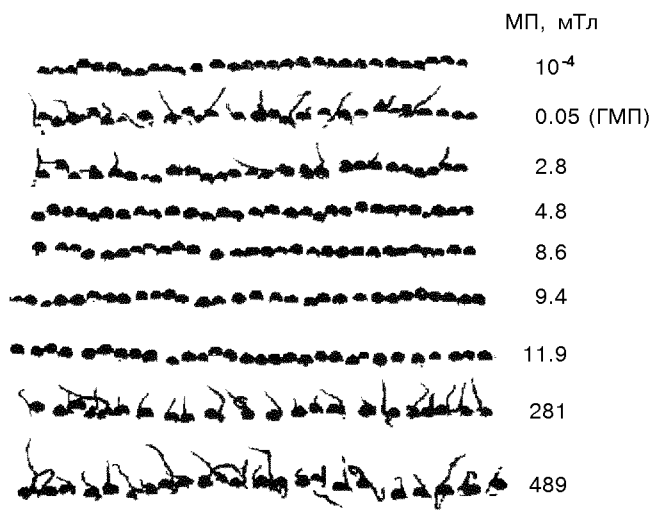


Рис. 6. Результати 4-добового проростання насіння гороху в магнітних полях різної напруженості за інших рівних умов

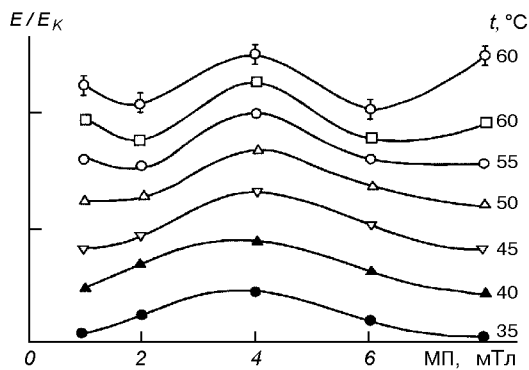


Рис. 7. Магнітопольові залежності енергії проростання не скарифікованого насіння люцерни при фіксованих значеннях температури [5]

ристано 60 самиць і 323 ембріонів. Вплив МП 26.5 мТл зумовив збільшення постімплантаційної загибелі плодів ( $22.22 \pm 5.73$  % в досліді проти  $3.70 \pm 2.77$  % в контролі) і загальної ембріональної смертності ( $41.67 \pm 5.93$  % в досліді проти  $14.05 \pm 3.25$  % в контролі).

При вивченні впливу полів 10.2 і 3.15 мТл на естральний цикл в 78 самиць використано 4-місячний вплив (по 1.5 год щоденно, крім вихідних). Досліди показали, що поле 10.21 мТл призводило до значного подовження еструсу; здатність тварин до запліднення зберігалася, але хід вагітності зазнавав помітних зрушень (пологи затримувалися до 24–31 діб проти 22–23 діб в контролі). Величина приплоду і вага потомків не відрізнялися у порів-

нюваних групах, але життєздатність піддослідних щурят була різко пониженою: постнатальна загибель приплоду, який піддавався впливу поля 10.21 мТл, досягла 64.0 % проти 19.34 % в контролі ( $P < 0.05$ ). Самиці, що зазнавали впливу поля 3.2 мТл в час вагітності, дали потомство, яке не відрізнялось від контрольного.

В роботі [10] проведено досліди в чотирьох серіях (1, 5, 10 і 20 мТл) при вивченні одноразового впливу поля (протягом 10, 20, 30 і 60 хв) на білих щурів. Встановлено появу неспецифічної реакції з боку організму, яка залежала від напруженості МП і протяжності його впливу (експозиції). В динаміці їхнього розвитку спостерігалися чіткі кількісні зрушення складу периферійної крові і поява деяких змін в органах ретикулоендотеліальної системи. Другий період (до 7 діб) характеризувався відносним зменшенням морфологічних проявів у досліджуваних органах протягом двох-трьох діб з їхньою стабілізацією на четверту — сьому добу. У третій період відбувався зворотний розвиток змін, які повністю зникали до 30-го дня після омагнічення. Відмічена періодичність чітко проявлялася при режимах, що відповідали 5 і 10 мТл, при їхній дії протягом 20–60 хв. Але загальне омагнічення щурів МП в 20 мТл з експозицією в 30–60 хв призводило до смерті тварин в перші години після впливу МП. Омагнічення проводилися в МП соленоїда.

При вивченні впливу ПМП на добові біоритми морських свинок в роботі [17] були використані такі тестові показники: потенціали кори головного мозку, потенціал шкіри, її опір постійному струмові, температура тіла і рухова активність. Джерелом ПМП був прилад медичного призначення «Полюс-4М». При шестигодній експозиції ПМП з напруженістю від 30 до 240 мТл в омагнічених тварин виникало добове підвищення рухової активності. В час дії МП (і особливо протягом перших шести годин після його виключення) змінювалися ритми електричних коливань в мозку, згладжувалися добові ритми потенціалу шкіри, знижувалися коливання температури тіла і опору шкіри. Найвищим рівнем збудження характеризувалися МП 60–120 мТл. Постійне МП з напруженістю 450 мТл приводило до гальмування рухової активності тварин і суттєвих змін в інших тестах. Вплив його протягом 24 год знижував рухову активність більш ніж у 5 разів. Температура тіла тварин знижувалася на  $0.5$ – $1$  °C, і розвивався стан, близький до заціпеніння.

Детальне дослідження змін складу крові кроликів і мишей під впливом ПМП (70 і 30 мТл) проведені в роботі [1]. Показано, що: а) зміни показників крові залежать як від напруженості МП, так і від

Таблиця 2. Показники крові мишей в нормі при дії магнітного поля напруженістю 30 мТл [1]

Показник	Контроль	Через 4 год	Через 6 год	Через 10 год	Через 14 год	Через 18 год
Гемоглобін, гр	16.2±0.16	15.7±0.3	14.3±0.51	13.7±0.75	13.2±0.8	12.7±0.7
Еритроцити за хв	8.8±3.2	7.09±2.84	5.8±0.35	5.5±0.5	4.4±0.2	4.0±7.6
Лейкоцити	8400±160	9000±170	910±200	9300±120	9400±200	9400±180

часу його впливу на живий організм тварин; б) вплив ПМП приводить до зменшення кількості еритроцитів і гемоглобіну, в той час як кількість лейкоцитів, тромбоцитів і ретикулоцитів при цьому збільшується, що засвідчують і дані табл. 2. Показано також, що ПМП знижує реакцію осідання еритроцитів, підвищує в'язкість крові і скорочує час її звертання.

Такі ж висновки зроблено і в роботі [14], де досліджувався час звертання (і інші характеристики) крові в робітників-електролізників з різним стажем роботи (від 1 до 15 років) в алюмінієвій промисловості, яким доводилося весь час працювати в магнітних полях розсіяння дуже сильних електричних струмів.

Згідно з даними огляду [29] нервова система може реагувати на вплив магнітного поля як безпосередньо, так і рефлекторним шляхом. Там же стверджується [8], що дія МП вище певного рівня напруженості може несприятливо впливати на організм людини в умовах виробництва, але гранично допустимі рівні напруженості мають бути науково обгрунтованими.

На записах електроенцефалограм білочкоподібних мавп, яких розміщували в ПМП напруженістю до 9.2 Тл [38] відмічалось підвищення частоти (від 8—12 до 14—50 Гц) і амплітуди (від 25—50 до 50—400 мкВ), а після одноденного перебування таких тварин в ПМП 10 Тл в них помітно знижувалася частота серцевих скорочень і підвищувався ступінь синусової аритмії [35, 37]. До цього лише слід додати, що відмічені досліди були поки що проведені лише в умовах земної гравітації. І отже, наслідки комбінованого впливу ПМП такої високої напруженості в умовах МГ поки що повністю невизначені.

Підводячи деякі підсумки, можна стверджувати таке.

1. Накопичена до кінця ХХ ст. наукова інформація в області магнітобіології [12, 13, 16, 27, 36] є переконливим свідченням того, що задачу регенерації біомаси і запасів кисню під час ДКП можна буде успішно розв'язати лише за умови, що на борту КК буде штучно відтворюватися магнітна обстановка, близька до земної. Як було виявлено останнім часом, геомагнітне поле є для живої

природи одним із важливих екологічних факторів навколишнього середовища. Жоден живий організм не може бути усунутим з геомагнітного середовища без серйозних наслідків для нього.

2. Підвищені вимоги до економії електроенергії на борту орієнтують розробку електромагнітного антирадіаційного захисту КК (призначеного для реалізації ДКП) на основі високотемпературної (кімнатнотемпературної) надпровідності. Її розробка і практичне освоєння, за думкою академіка В. Л. Гінзбурга [9], є однією з важливих наукових проблем початку ХХІ ст., яка в запропонованому ним переліку 30 актуальних наукових проблем посідає друге місце після керованого ядерного синтезу.

Таким чином, у зв'язку з проектуванням ДКП майбутнього науковій спільноті світу потрібно буде, на наш погляд, акцентувати особливу увагу на розробці антирадіаційного захисту КК і його екіпажу за допомогою своєрідного «магнітного щита», а також зосередити особливу увагу на вивченні взаємодії магнітних полів (а можливо, магнітних полів у сукупності з високоенергетичною складовою космічних променів) з біологічними об'єктами різного рівня організації. Ці ділянки в загальній проблемі освоєння космічного простору, як найбільш наукоємні, характеризуються поки що і найнижчим рівнем своєї готовності до практичного використання.

Констатуючи практичну неможливість розробки антирадіаційного електромагнітного захисту КК на основі використання надпровідності металів при температурі рідкого гелію (4.2 К), ставку на розв'язання цієї проблеми можна пов'язувати лише з розробкою механічно і радіаційно стійких матеріалів, які будуть характеризуватися кімнатнотемпературною надпровідністю і високими значеннями критичних магнітних полів. Лише розв'язання цієї задачі відкриє шлях до впровадження в космічну техніку легких і надійних в експлуатації засобів електромагнітного захисту КК від згубного впливу космічної радіації під час ДКП.

Можна надіятися, що розробка матеріалів з кімнатнотемпературною надпровідністю особливо не забариться, адже на такі матеріали уже зараз існує соціальне замовлення (як у свій час воно існувало

на розробку атомної зброї). Від прогресу в цій галузі науки безпосередньо залежить не тільки реалізація ДКП, але також і вся енергетика майбутнього, а отже, добробут і комфорт в житті людської спільноти.

Автори вдячні академіку НАН України Л. М. Лобанову і члену-кореспонденту НАН України Є. Л. Кордюм за виявлений інтерес до розглянутих в огляді матеріалів і корисне їхнє обговорення.

1. Абдуллина З. М. Биологическое действие магнитных полей на живой организм. — Фрунзе: Кыргызстан, 1975.—148 с.
2. А. с. 913993 СССР, МКИ Способ предпосевной обработки семян (магнитным полем) / П. И. Баранский, Л. Т. Мищенко. — Оpubл. 23.03.82, Бюл. № 11.
3. Баранский П. И., Мищенко Л. Т. Изменение спектров ЭПР в покоящихся семенах некоторых сельскохозяйственных растений, возникающих под влиянием постоянных внешних магнитных полей // Докл. АН УССР. Сер. Б.—1979.— № 10.—С. 843—845.
4. Баранский П. И., Мищенко Л. Т. Экспериментальное доказательство влияния магнитных полей на семена зерновых культур в состоянии биологического покоя и в процессе их прорастания // Электронная обработка материалов.—1986.—№ 1 (127).—С. 69—72.
5. Баранский П. И., Мищенко Л. Т., Паша П. Н. Температурные и полевые зависимости энергии прорастания семян люцерны от их обработки в постоянном магнитном поле перед посевом // Электронная обработка материалов.—1982.—№ 3.—С. 75—77.
6. Введенский В. Л., Ожогин В. Й. Сверхчувствительная магнитометрия и биомагнетизм. — М.: Наука, 1986.—200 с.
7. Виленчик М. М. Магнитные эффекты в биологии // Успехи современной биологии.—1967.—63, № 1.—С. 54—72.
8. Вялов А. М. Клинико-гигиенические и экспериментальные данные о действии магнитных полей в условиях производства // Влияние магнитных полей на биологические объекты. — М.: Наука, 1971.—С. 165—177.
9. Гинзбург В. Л. Какие проблемы физики и астрофизики представляются сейчас особенно важными и интересными (тридцать лет спустя, причем уже на пороге XXI в.)? // Успехи физ. наук.—1999.—169, № 4.—С. 419—441.
10. Демецкий А. М., Розвадовский В. Д., Сурганова С. Ф. и др. // Матер. III Всесоюз. симп. «Влияние магнитных полей на биологические объекты»: Тез. — Калининград: КГУ, 1975.—С. 154—155.
11. Дубров А. П. Влияние гелиогеофизических факторов на проницаемость мембран и суточную ритмичность выделения органических веществ корнями растений // Докл. АН СССР.—1969.—187, № 6.—С. 1429—1431.
12. Дубров А. П. Влияние геомагнитного поля на физиологические процессы у растений // Физиология растений.—1970.—17, № 4.—С. 836—842.
13. Дубров А. П. Геомагнитное поле и жизнь. — Л.: Гидрометеоизд, 1974.—175 с.
14. Забродина Л. В. Состояние свертывающей системы крови у электролизников с различным стажем работы в алюминиевой промышленности // Матер. III Всесоюз. симп. «Влияние магнитных полей на биологические объекты»: Тез. — Калининград, КГУ, 1975.—С. 161.
15. Казимировский Э. С. Мы живем в короне Солнца. — М.: Наука, 1983.—134 с.
16. Лебедев С. И., Баранский П. И., Литвиненко Л. Г. и др. Рост ячменя в сверхслабом магнитном поле // Электронная обработка материалов.—1977.—№ 3 (75).—С. 71—73.
17. Мешеряков Ф. А., Лапин В. И. Влияние постоянных магнитных полей на суточные биоритмы морских свинок // Матер. III Всесоюз. симп. «Влияние магнитных полей на биологические объекты»: Тез. — Калининград: КГУ, 1975.—С. 200—201.
18. Михайловский В. Н., Красногорский Н. Н., Войчишин К. С. та ін. Про сприймання людьми слабких магнітних полів // Доп. АН УРСР. Сер. Б.—1969.—№ 10.—С. 929—933.
19. Новицкий Ю. И., Стрекова В. Ю., Тараканова Г. А. Действие постоянного магнитного поля на рост растений // Влияние магнитных полей на биологические объекты. — М.: Наука, 1971.—С. 69—88.
20. Патон Б. Е. Проблемы сварки на рубеже веков. Сварка и родственные технологии — в XXI век // Сб. тр. междунар. конф. 1998 г. Киев. — С. 5—12.
21. Патон Б. Е., Гавриш С. С., Шулым В. Ф. и др. Ручные электронно-лучевые технологические работы в космосе // Автомат. сварка.—1999.—№ 10. (559).—С. 7—22.
22. Патон Б. Е., Лапчинский В. Ф. Сварка и родственные технологии в космосе. — Киев: Наук. думка, 1998.—184 с.
23. Перепечин Е. А. Влияние ПМП на репродуктивную функцию животных // Матер. III Всесоюз. симп. «Влияние магнитных полей на биологические объекты»: Тез. — Калининград: КГУ, 1975.—С. 99.
24. Почтарев В. М. Магнетизм Земли и космического пространства. — М.: Наука, 1966.—184 с.
25. Пресман А. С. Электрические поля и живая природа. — М.: Наука, 1968.—288 с.
26. Сагдеев Р. З., Салихов К. М., Молин Ю. Н. Влияние магнитного поля на процессы с участием радикалов и триплетных молекул в растворах // Успехи химии.—1977.—16, № 4.—С. 569—601.
27. Сытник К. М., Кордюм В. А., Кордюм Е. Л. и др. Микроорганизмы в космическом полете. — Киев: Наук. думка, 1983.—156 с.
28. Сытник К. М., Кордюм Е. Л., Недуха Е. М. и др. Растительная клетка при изменении геофизических факторов. — Киев: Наук. думка, 1984.—136 с.
29. Холодов Ю. А. Влияние магнитного поля на нервную систему // Влияние магнитных полей на биологические объекты. — М.: Наука, 1971.—216 с.
30. Холодов Ю. А. Реакция организма животных и человека на магнитные поля // Проблемы космической биологии. — М.: Наука, 1973.—Т. 18.—С. 143—163.
31. Человек в длительном космическом полете: Пер. с англ. под ред. и с предисловием О. Г. Газенко. — М.: Мир, 1974.—360 с.
32. Чижевский А. Л., Шишина Ю. Г. В ритме Солнца. — М.: Наука, 1969.—112 с.
33. Aceto H., Tobias C. A., Silver I. L. Some studies on the biological effects of magnetic fields // IEEE Transact on magnetics.—1970.—V. MAG.—6, N 2.—P. 368—373.
34. Beischer D. E. Biomagnetics // N. Y. State J. Med.—1965.—134.—P. 939.
35. Beischer D. E. US Naval Aerospace Medical Institute, Pensacola, Fla., NASA CR 94966.
36. Beischer D. E. Do Earth and Lunar magnetic fields have an effect or man and does man himself exert magnetic force? // 37-th Annual Scientific Meeting of Aerospace Medicine Association. Los Vegas, Nevada. 1966 / Conley C. C. Effects of nearzero magnetic fields upon biological systems // Biological Effects of Magnetic fields. — New York: Plenum, 1969.—Vol. 1.—P. 29—52.
37. Beischer D. E., Knepton J. C // Aerospace Med.—1964.—

- 35.—P. 939—944.
38. Beischer D. E., Кнептон J. C. The electroencephalogram of the squirrel monkey (*saimiri scuireus*) in a very high magnetic field. — 1966.—MAMI-972.
39. Comstock G. M., Fleischer R. L., Giard, et al. Cosmic-ray tracks in plastics: The Apollo helmet dosimetry experiment // *Science*.—1971.—172.—P. 154—157.
40. Miro et al. Биологическое действие гипомангнитных сред // *Presse therm. et clim.*—1970.—107, N 1.—P. 32—34.

---

**PROBLEMS CONNECTED WITH THE PROLONGED STAYING OF SPACECRAFT WITH ASTRONAUTS ON BOARD IN THE INTERPLANETARY SPACE**

**P. I. Baranskii, E. F. Venger, O. V. Gaidar**

Some problems connected with planning and practical realization of prolonged travels in the interplanetary space are discussed in detail.

The analysis of the present-day state of science and technique attests that:

— The electromagnetic protection against irradiation of the spacecraft (intended for prolonged space travel), its crew, necessary facilities for the reactivation of abiomass and oxygen (in the form of space greenhouses or of practically useful microorganisms), semiconductor elemental base of onboard computers, systems of automatics and radiotelecommunications should be provided by using materials of the future only. These materials should be characterized by high-temperature superconductivity with high values of critical magnetic fields, and they should also possess mechanical reliability and radiation hardness.

— Normal functioning of crew members and other living objects as well as the operation of semiconductor elemental base of technical units and automatic facilities of the onboard systems can be provided only by creating such magnetic conditions on board the spacecraft which are close to the terrestrial condition. That is, the cabin of the spacecraft itself will be carefully shielded from the strong magnetic field (of an order of few kOe) which serves as an electromagnetic shield of the spacecraft from the cosmic (predominantly proton) radiation.

УДК 621.315.5+629.78; 62.982

П. І. Баранський<sup>1</sup>, В. М. Бабич<sup>1</sup>, С. В. Свечніков<sup>1</sup>,  
Г. П. Гайдар<sup>2</sup>, Ю. Г. Птушинський<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Інститут фізики напівпровідників НАН України, Київ

<sup>2</sup>НЦ «Інститут ядерних досліджень», Київ

<sup>3</sup>Інститут фізики НАН України, Київ

## Мікрогравітація і надвисокий вакуум — специфічні компоненти технологічного середовища і нові можливості напівпровідникової технології

Надійшла до редакції 23.07.02

---

Розглянуто роль мікрогравітації (залишкових мікроприскорень), а також надвисокого вакууму при вирощуванні напівпровідникових кристалів за допомогою безампульної безтигельної зонної плавки на борту космічного корабля в умовах орбітального польоту. Обидва розглянуті вище фактори мають дуже суттєве значення для космічної технології напівпровідникових матеріалів.

---

Основу напівпровідникової технології складають:

— отримання структурно досконалих і вільних від домішок (як легуючих, так і залишкових) високоякісних монокристалів;

— можливість ефективно змінювати їхні електрофізичні, оптичні, механічні, та інші властивості за рахунок контрольованого, а якщо потрібно — то і прецизійного легування, термовідпалів і радіаційного опромінення;

— відсутність принципів і, по можливості, технологічних ускладнень при виготовленні на основі відповідних монокристалів виробів електронної техніки в промислових умовах та ін.

За весь період розвитку космічних технологій найбільшу долю технологічних експериментів на космічних апаратах складають експерименти в галузі космічного матеріалознавства. Аналізуючи і узагальнюючи отримані результати, необхідно відповісти на ряд запитань, пов'язаних з фундаментальними дослідженнями фізико-технічного і технологічного профілю. Без активного розвитку цих досліджень неможлива організація конкурентоздатних і економічно вигідних виробництв в умовах космосу. До першочергових завдань космічного матеріалознавства, зокрема з напівпровідникової тех-

нології, на наш погляд, можна віднести пошук відповідей на такі запитання.

1. Який із способів прогрівання чи плавлення матеріалів з метою перекристалізації є найбільш ефективним в умовах мікрогравітації?

2. Чи можуть мікрогравітація і надвисокий вакуум (який в умовах молекулярного екрану відповідає тиску 1—100 пПа) сприяти одержанню монокристалів вищого рівня чистоти і структурної досконалості, ніж отримані в земних умовах?

3. Який із двох названих факторів космічного середовища може бути найсприятливішим для одержання в космосі унікально чистих і структурно досконалих напівпровідникових кристалів, високоякісних надграток та інших продуктів космічної технології типу композитів, і за яких умов?

Відповідь на перше запитання була отримана ще в 1960-ті рр., при підготовці першого технологічного експерименту, коли найперспективнішим було визнано спосіб прямого чи непрямого електронно-променевого нагрівання [8, 13]. Правильність цього вибору була підтверджена і при розробці устаткування, призначеного для електронно-променевої безтигельної зонної плавки (чи перекристалізації) кристалів кремнію і інших матеріалів як в земних

умовах, так і в умовах мікрогравітації [12, 14, 22]. Нижче зосередимося на обговоренні двох інших питань.

#### МІКРОГРАВІТАЦІЯ І ПРОБЛЕМИ ВИРОЩУВАННЯ НАПІВПРОВІДНИКОВИХ КРИСТАЛІВ

Якщо не зважати на мізерну зміну магнітного поля від 50 мкТл до 1—0.1 мкТл, яка супроводжує перехід космічних апаратів із Землі на навколоземні орбіти, і яка для об'єктів неживої природи, захищених якимось екраном від впливу космічної радіації, суттєвого значення не має, то мікрогравітація і надвисокий вакуум залишаються найважливішими факторами космічного «технологічного середовища». Однак кожен із цих двох факторів в різних технологічних процесах, і по відношенню до речовин в різному агрегатному стані, проявляє себе по-різному, а отже, і їхня значимість для відповідних процесів буде суттєво різною як за величиною прояву, так і за фізико-технологічним змістом.

Дійсно, результати багаторічного вивчення технологічних процесів, пов'язаних з фазовими переходами (виращування напівпровідникових кристалів, їхня перекристалізація і т. п.), дозволяють стверджувати, що для всіх без винятку процесів, пов'язаних з участю речовини, що знаходиться в рідкому стані, перехід від земного тяжіння до умов мікрогравітації має вирішальне значення. Перш за все, за умов мікрогравітації практично зникає звична температурно-гравітаційна конвекція і, як підкреслював в своїй програмній статті В. С. Авдуєвський [1], «при цьому зникають сили, пов'язані з притяганням до Землі, але залишаються сили взаємодії між тілами і окремими частинками, зберігаються напруження усередині тіл внаслідок попереднього натягу і за рахунок різниці температур, а також сили, що виникають при переміщенні тіл усередині КА. Зберігаються всі сили молекулярної взаємодії. Багато явищ, які звичайно не враховуються, можуть при цьому набути вирішального значення». До числа таких необхідно в першу чергу віднести сили поверхневого натягу, які визначають сферичну форму вільних об'ємів рідини, а при наявності градієнта температури чи концентрації домішки — призводять до виникнення термокапілярної чи концентраційно-капілярної конвекції (конвекції Марангоні) і загальної зміни механізму тепло- і масопереносу.

Як показали вимірювання, прискорення масових сил на станції «Салют» у процесі її функціонування зазнавали змін від  $10^{-5}g$  до  $3 \cdot 10^{-3}g$  по модулю

величини, при цьому вони могли змінювати навіть свій знак протягом кількох секунд [1]. Ця обставина, а також відома висока гравітаційна чутливість процесу росту кристалів (і взагалі рідин) до зовсім мізерних залишкових прискорень, і особливо до їхніх змін у часі, приводять до висновку, що однорідності розплаву можна досягнути лише при значеннях мікроприскорень, не більших від  $10^{-6}$ — $10^{-7}g$  [7]. Крім того, стабільність процесу росту кристалів і епітаксійних плівок в умовах мікрогравітації виявилася досить чутливою не тільки до мізерних за абсолютною величиною залишкових прискорень, але також і до орієнтації вектора прискорення відносно напрямку їхнього росту [4]. Згідно з дослідженнями [6, 7], для отримання на борту КА високоякісних однорідних напівпровідникових кристалів з рідкої фази перш за все необхідно звести до мінімуму небажаний вплив мікроприскорень на процеси росту кристалів. Використовуючи, наприклад, деякі засоби типу віброзахисних платформ, ростове обладнання можна ізолювати від шкідливого впливу вібрацій, але вплив залишкових прискорень при цьому ще не буде усунути. Для того щоб суттєво зменшити вплив поперечної до напрямку кристалізації складової залишкових прискорень, необхідно розміщувати ростову піч якнайближче до центра мас КА, де залишкове прискорення не перевищує  $10^{-7}g$ , причому так, щоб вектор швидкості направленої кристалізації і сумарний вектор залишкових прискорень були антипаралельними.

На завершення розгляду проблем, пов'язаних з мікрогравітацією, слід наголосити на якісних відмінностях гідродинаміки рідини в земних і космічних умовах, що пов'язано як зі зменшенням сили Архімеда, так і з нелінійністю взаємодії сил в'язкості та інерції. За думкою П. К. Волкова [5], що ближче мікрогравітаційна обстановка до повної невагомості, тим суттєвішими будуть відмінності космічної гідродинаміки у порівнянні із земними умовами і тим характерніше проявлятимуться різні за своєю природою збурення негравітаційного типу. В результаті цього спрощені уявлення про вплив мікрогравітації на гідромеханіку рідких середовищ, що базуються на формальному зменшенні параметра сили тяжіння, виявляються недостатніми і фізично не обгрунтованими.

#### РОЛЬ НАДВИСОКОГО ВАКУУМУ В НАПІВПРОВІДНИКОВІЙ ТЕХНОЛОГІЇ

Переходячи до аналізу ролі надвисокого вакууму в напівпровідниковій технології, впровадженням яко-

го забезпечується останнім часом зримий і досить впевнений перехід від мікро- до наноелектроніки і нанофотоніки [9, 10], слід взяти до уваги необхідність використання надчистої речовини з концентрацією електрично активних і електрично пасивних домішок в монокристалах Si порядку  $10^{10} \text{ см}^{-3}$  ( $10^{-11}$  ат. %). Проте при вирощуванні кристалів кремнію за Чохральським в атмосфері аргону, або у вакуумі за методом безтигельної зонної плавки — у кристалах залишається відповідно  $(7...8) \cdot 10^{17}$  та  $(1...3) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  атомів кисню [20], що на п'ять порядків перевищує концентрацію електрично активної домішки, за якою з невиправданою легкістю характеризують іноді рекордно високу чистоту кремнію. Та, напевне, за умови, що домішка кисню в кристалах кремнію була б електрично нейтральною, з цим частково і можна було б погодитися. Але ж насправді це не зовсім так: адже за деяких умов термічної обробки наявність домішки кисню в кристалах Si призводить до утворення електрично-і навіть ЕПР-активних термодонорів [16]. Активність домішки вуглецю в об'ємі кремнію (у всякому випадку, неопроміненого електронами), менша [20, 23], проте сказане вище стосується і її.

Згідно з рівнянням стану для ідеального (сильно розрідженого) газу

$$p = nkT,$$

де  $p$  — тиск,  $n$  — концентрація атомів (молекул), значенню тиску  $p = 4$  мПа відповідає (при  $T = 293$  К) концентрація атомів (чи молекул) газу порядку  $10^{12} \text{ см}^{-3}$ . Навіть при такому значенні тиску перекристалізація кремнію (із залишковою домішкою кисню  $3.6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ) за допомогою електронно-променевого переплаву знижує концентрацію цієї домішки в кристалі лише на два порядки [2]. Є підстави вважати, що неможливість у зазначених вище умовах глибшого очищення кристалу Si пов'язана із значним зворотним потоком молекул газу на його поверхню. Адже при тиску 4 мПа потік молекул (наприклад, кисню) на поверхню Si складатиме близько  $7 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$  і певною мірою компенсуватиме втрату кисню розплавленим зразком за рахунок випаровування. Тому для суттєвого зниження рівноважної концентрації кисню в кристалі бажано знизити тиск в робочій камері на 5—7 порядків, тобто до 0.1 нПа. Такі і навіть кращі вакуумні умови можуть бути реалізовані на орбіті за допомогою молекулярних екранів [19]. Тобто, у перспективі можна забезпечити вирощування (звичайно, в невеликих кількостях) практично вільних від залишкових газових домішок (кисню, азоту чи водню) кристалів кремнію, які так потрібні для створення чутливих лічильників високої роздільної

здатності в ядерній енергетиці, для виготовлення еталонів відповідних параметрів у галузі стандартизації, а також для створення справді чистих матеріалів, призначених для нейтронного чи (у звичайних умовах) високоточного за рівнем компенсації або просто прецизійного легування. Подібно до того, як перехід до використання надвисокого вакууму порядку 1—10 нПа у галузі фізичної електроніки забезпечив розв'язання таких фундаментальних задач, як з'ясування глибинних деталей механізмів адсорбції та будови поверхні (наприклад, адсорбції водню на поверхні перехідних металів) [11], або спостереження поверхні кремнію з атомною роздільною здатністю і міграції окремих атомів [17], так і в космічному матеріалознавстві використання надвисокого вакууму обіцяє суттєво розширити можливості отримання надчистих напівпровідникових матеріалів.

Можна також сподіватися на практичну реалізацію (в умовах надвисокої стерильності) молекулярно-променевого способу виробництва гетероструктур і надграток [3].

Здобутки космічного матеріалознавства у цьому напрямку можуть виявитися надзвичайно корисними також для удосконалення фундаментальних досліджень і для практичного використання гетеросистем типу метал — ізолятор — метал [21], а також острівцевих плівок [15, 18]. Останні, як відомо, складаються з ансамблю тунельно-пов'язаних металевих острівців з напівпровідниковим характером температурної залежності їхньої електропровідності і рядом специфічних особливостей їхньої фото- і електролюмінесценції при проходженні електричного струму. Необхідно, проте, зауважити, що як мікрогравітація, так і надвисокий вакуум потрібні там, де мова йде про вирощування методом електронно-променевої безтигельної зонної плавки надчистих і досконало напівпровідникових кристалів та інших матеріалів (зокрема композитів) з унікальними властивостями. Взагалі кажучи, у всіх тих випадках, де фізико-технічні основи технологічного процесу безпосередньо пов'язані з фазовими переходами, за цих умов, на наш погляд, найбільш ефективні результати можуть бути досягнуті лише при комбінованому використанні як суворо контрольованої мікрогравітації, так і надвисокого вакууму.

Автори вдячні академіку НАН України А. Г. Наумовцю за корисне обговорення розглянутих питань.

1. Авдудевский В. С. Основные задачи исследования гидромеханики и теплообмена в условиях невесомости // Изв. АН СССР. Сер. физ.—1985.—49, № 4.—С. 627—634.



2. Баранский П. И., Бабич В. М., Гайдар А. В. и др. Десорбция из монокристаллов кремния при электронно-лучевой бестигельной зонной плавке // Тез. Междунар. конф. по физике электронных материалов (ФИЭМ'02), (Россия, Калуга, 1—4 октября 2002). — Калуга, 2002.—С. 62—63.
3. Бержатый В. И., Зворыкин Л. Л., Пчеляков О. П. и др. Перспективы реализации вакуумных технологий в условиях орбитального полета // Автомат. сварка.—1999.—№ 10 (559).—С. 108—116.
4. Везуб Н. А., Зубицкая И. Н., Егоров А. В. и др. Исследование особенностей получения некоторых полупроводниковых систем на установке «Сплав» // Изв. АН СССР. Сер. физ.—1985.—49, № 4.—С. 687—690.
5. Волков П. К. Качественные различия в гидродинамике жидкости в земных и космических условиях // Поверхность, рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования.—2001.—№ 9.—С. 101—105.
6. Земсков В. С., Иванов Л. И., Савицкий Е. М. и др. Основные итоги экспериментов в условиях невесомости и некоторые проблемы космического материаловедения // Изв. АН СССР, сер. физ.—1985.—49, № 4.—С. 673—680.
7. Земсков В. С., Раухман М. Р., Шалимов В. П. Влияние условий микрогравитации на однородность кристаллов полупроводников, выращенных на космических аппаратах методами направленной кристаллизации. Итоги и перспективы исследований в ИМЕТ РАН // Поверхность, синхротронные и нейтронные исследования.—2001.—№ 9.—С. 41—47.
8. Космос: технологии, материаловедение, конструкции: Сб. науч. тр. / Под ред. Б. Е. Патона. — Киев: ИЭС им. Е. О. Патона НАН Украины, 2000.—527 с.
9. Нанозифика и наноэлектроника: Тез. Второго российско-украинского семинара, Киев, 21—24 ноября 2000 г. — Киев: ИФП НАН Украины, 2000.—123 с.
10. Нанопотоника: Материалы совещания (Нижегород, 26—29 марта 2001 г.). — Институт микроструктур РАН, 2001.—314 с.
11. Осковский В. Д., Птушинский Ю. Г., Чуйков Б. А. и др. Изотопные эффекты и проявление 2 фазных переходов в кинетике низкотемпературной (до 5 К) адсорбции водорода // Физ. низк. температур.—2001.—27, № 9/10.—С. 1138—1147.
12. Патон Б. Е., Аснис Е. А., Заболотин С. П. и др. Особенности получения полупроводниковых материалов в условиях микрогравитации // Автомат. сварка.—1999.—№ 10 (559).—С. 97—99.
13. Патон Б. Е., Лапчинский В. Ф. Сварка и родственные технологии в космосе. Особенности и перспективы. — Киев: Наук. думка, 1998.—184 с.
14. Патон Б. Е., Лапчинский В. Е., Аснис Е. А. и др. Актуальные задачи получения материалов электронной техники в условиях микрогравитации // Космічна наука і технологія.—1998.—4, № 5/6.—С. 95—98.
15. Томчук П. М. Напівпровідниковий характер властивостей острівцевих металічних плівок // Тезиси доповідей Міжнародної школи-конференції з актуальних питань фізики напівпровідників (м. Дрогобич, 23—30 червня 1999 р.). — Дрогобич: ДДПУ, 1999.—С. 60.
16. Baranskii P. I. Babich V. M., Baran N. P., et al. Investigation of formation conditions of thermal donors-I and -II in oxygen-containing n-type Si within the temperature range 400 to 800 °C // Phys. Status Solidi (a).—1983.—78.—P. 733—739.
17. Bulavenko S. Yu., Melnik P. V., Nakhodkin M. G. STM-images of the atoms in the corner holes on the Si (111)7x7 surface with bismuth-covered tips // Surface Sci.—2000.—469.—P. 127—132.
18. Fedorovich R. D., Naumovets A. G., Tomchuk P. M. Electron and light emission from island metal films and generation of hot electrons in nanoparticles // Phys. Repts.—2000.—328, N 2-3. P. 73—179.
19. Melfi L. T., Outlaw R. A. Henser J. E., Brock F. J. Molecular shield: An orbiting low-density materials laboratory // J. Vac. Sci. and Technol.—1976.—13, N 3.—P. 698—701.
20. Nezaki T., Yatsurug Y., Akiyama N. Concentration and Behavior of Carbon in Semiconductor Silicon // J. Electrochem. Soc.—1970.—117, N 12.—P. 1566—1568.
21. Pagnia H., Sotnic N. Bistable switching in Electroformed Metal-Insulator-Metal Devices // Phys. Status Solidi (a)—1988.—108, N 1.—P. 11—65.
22. Paton B. E., Asnis E. A., Zabolotin S. P., et al. New capabilities of growing semiconductor materials by the method of electron beam crucibleless zone melting under microgravity // Космічна наука і технологія.—2000.—6, N 4.—P. 140—141.
23. Song L. W., Benson B. W., Watkins G. D. Bistable interstitial-substituted carbon pair in silicon // Phys. Rev. B.—Solid State.—1990.—42, N 9.—P. 5765—5783.

---

**MICROGRAVITY AND ULTRAHIGH VACUUM  
AS SPECIFIC COMPONENTS OF TECHNOLOGICAL  
ENVIRONMENT AND NEW FEASIBILITIES  
OF SEMICONDUCTOR TECHNOLOGY**

**P. I. Baranskyi, V. M. Babych, G. P. Gaidar,  
Yu. G. Ptushynskyi, S. V. Svechnikov**

We discuss the role of the microgravity (residual microaccelerations) and ultrahigh vacuum in semiconductor crystal growth by means of the nonampule crucible-free zonal melting on the board of the spacecraft under orbital flight conditions. Both of the factors mentioned above are of great importance for the space semiconductor technology.