УДК 533.95; 629.7 № держреєстрації 0116U002663

інв №

Національна академія наук України Державне космічне агентство України Інститут технічної механіки (ІТМ НАНУ і ДКАУ)

49005 м. Дніпро-5, вул. Лешко-Попеля, 15; телефон (0562) 46 50 46; факс (0562) 47 34 13; E-mail: office.itm@nas.gov.ua

СХВАЛЕНО

на засіданні Вченої ради ІТМ НАНУ і ДКАУ протокол від *22.12.16*№ *8* 



ЗВІТ ПРО НАУКОВО-ДОСЛІДНУ РОБОТУ

Дослідження особливостей і механізмів керування орбітальним рухом космічних апаратів у середовищі, яке проводить струм

АНАЛІЗ ОСОБЛИВОСТЕЙ МЕТОДІВ, ЩО ПРОПОНУЮТЬСЯ ДЛЯ УПРАВЛІННЯ ОРБІТАЛЬНИМ РУХОМ КА В СЕРЕДОВИЩІ, ЯКЕ ПРОВОДИТЬ СТРУМ. НАПРЯМОК 1. ОБҐРУНТУВАННЯ ЕФЕКТИВНОСТІ ВИКОРИСТАННЯ МГД-СИСТЕМ ДЛЯ УПРАВЛІННЯ ДИНАМІЧНОЮ ВЗАЄМОДІЄЮ ТА РУХОМ КА В ІОНОСФЕРІ ЗЕМЛІ ТА В МІЖПЛАНЕТНОМУ ПРОСТОРІ (заключний)

У 2 томах, том 1

Договір II-16-13-4, етап 4, напрямок 1

67-04/2016

Керівник НДР за напрямком 1 завідувач відділу механіки іонізованих середовищ доктор технічних наук, професор

В. Шувалов

## СПИСОК АВТОРІВ

Керівник НДР за напрямком 1, завідувач відділу, д-р техн. наук, професор

В. Шувалов (реферат, постановка задачі, вступ, розділ 1, 3, 4, підрозд. 1.2, висновки)

М. Письменний (розд. 2)

Г. Кочубей (підрозд. 1.1)

Наук. співроб.

Наук. співроб.

Наук. співроб.

Мол. наук. співроб.

Завідувач відділу МО і З

Зам. завідувача відділу МО і З

М. Токмак (розд. 3)

М. Різниченко

(розд. 2, 3) А. Яцуненко (метрологічний контроль)

Л. Скіпочка (нормоконтроль) Звіт про НДР у 2-х томах, том 1: 47 сторінок, 18 рисунків, 2 додатки, 36 джерел.

Об'єкт досліджень – "намагнічене" тверде тіло в надзвуковому потоці розрідженої плазми.

Мета даної роботи – обґрунтування ефективності використання магнітогідродинамічних (МГД) систем для управління динамічною взаємодією та рухом космічних апаратів в іоносфері Землі та в міжпланетному просторі.

Методи дослідження – експериментальні та теоретичні. Експериментальні дослідження проводилися на плазмоелектродинамічному стенді ITM НАНУ і ДКАУ, якому надано статус "наукового об'єкту, що становить національне надбання України".

Показано, що магнітогідродинамічна взаємодія намагнічених" апаратів, що спускаються у густих шарах атмосфери Землі під "магнітним" парашутом, характеризують два ефекти:

– зменшення конвективного теплового потоку на 60 % біля критичної точки затупленої поверхні твердого тіла і більше 80 % на периферійній частині твердого тіла;

– гальмування тіла за допомогою власного магнітного поля.

Вперше досліджено основні закономірності динамічної взаємодії намагніченого КА з потоками розрідженої плазми за умов моделювання їх руху в іоносферній плазмі на висотах від 800 до 1000 км та у плазмі сонячного вітру. Показано, що вдув плазми у каверну міні-магнітосфери дозволяє збільшити силу опору (тягу) в 2–3 рази у порівнянні з порожньою мінімагнітосферою.

В цілому використання міні-магнітосфери дозволяє збільшити силу опору (тягу) КА в 7 – 10 разів у порівнянні з "ненамагніченим" КА в потоці розрідженої плазми.

Результати можуть бути використані при розробці, проектуванні та експлуатації МГД-систем для керування рухом перспективних космічних апаратів широкого класу та призначення.

Область застосування – механіка рідини, газу і плазми; плазмоелектродинаміка; проектування космічних апаратів.

МАГНІТОГІДРОДИНАМІЧНА ВЗАЄМОДІЯ, КОСМІЧНИЙ АПАРАТ, "НАМАГНІЧЕНЕ" ТВЕРДЕ ТІЛО, ПОТІК РОЗРІДЖЕНОЇ ПЛАЗМИ, ШТУЧНЕ ПЛАЗМОВЕ УТВОРЕННЯ, МІНІ-МАГНІТОСФЕРА

DN /I	<b>CT</b>
3IVI 1	UI

Вступ
1 Аналіз особливостей використання МГД – систем для керування рухом КА,
що спускаються В густих шарах атмосфери Землі 8
1.1 МГД-ефекти для апаратів, що спускаються
1.2 Результати досліджень за напрямком 1 у 2013 – 2015 роках 14
2 Визначення ефективності використання МГД – систем для управління
динамічною взаємодією "намагнічених" КА з іонізованим середовищем У
верхніх шарах атмосфери Землі і у міжпланетному просторі 18
3 Концепція "наповненої плазмою" магнітосфери 32
4 Узагальнення результатів досліджень
Висновки
Перелік посилань
Додаток А Перелік засобів вимірів і випробувань, які було використано при
проведенні досліджень
Додаток Б Перелік публікацій за НДР 45

#### ВСТУП

Робота, результати якої представлено в даному заключному та проміжних звітах (перелік наведено нижче), виконувалась у відповідності до календарних планів робіт на 2013 – 2016 роки (напрям 1) за договорами ІІ-16-13, ІІ-16-13-2, ІІ-16-13-3 та ІІ-16-13-4 на виконання наукових проектів, затверджених Розпорядженнями Президії НАН України від 01.02.13 № 56, 04.03.2014 № 140, 26.02.2015 № 122, 25.02.2016 р. № 119. Наукові проекти за темою «Дослідження особливостей і механізмів керування орбітальним рухом космічних апаратів у середовищі, яку проводити струм» виконувалися ІТМ НАНУ і ДКАУ за Цільовою комплексною програмою НАН України з наукових космічних досліджень на 2012 - 2016 рр.

Мета досліджень – обґрунтування ефективності використання магнітогідродинамічних (МГД) систем для управління рухом (гальмування та прискорення) космічних апаратів (КА) завдяки взаємодії "плазма – власне магнітне поле КА" в іоносфері Землі та в міжпланетному просторі.

Робота за напрямком 1 виконувалася у чотири етапи:

– етап 1. Моделювання динамічних процесів взаємодії КА із штучною магнітосферою та електродинамічної космічної тросової системи з плазмою іоносфери та сонячного вітру. Напрямок 1. Теоретичні та експериментальні дослідження особливостей та механізмів МГД - взаємодії КА із штучною магнітосферою з надзвуковим потоком розрідженої плазми;

 – етап 2. Динаміка взаємодії намагніченого КА та електродинамічної тросової системи з середовищем, яку проводити струм. Напрямок 1. Керування динамічною взаємодією "намагніченого" КА в плазмі іоносфери та сонячного вітру;

 – етап 3. Дослідження динаміки та теплообміну магнітоелектродинамічних систем в іонізованому середовищі в атмосфери Землі. Напрямок 1. Керування теплообміном «намагніченого» твердого тіла в атмосфері Землі за допомогою власного магнітного полючи;

– етап 4. Аналіз особливостей методів, що пропонуються для управління орбітальним рухом КА в середовищі, яку проводити струм. Напрямок 1. Обґрунтування ефективності використання МГД-систем для управління динамічною взаємодією та рухом КА в іоносфері Землі та в міжпланетному просторі.

Задачі досліджень:

 – теоретично та експериментально дослідити особливості та механізми МГД-взаємодії КА із штучною магнітосферою в надзвуковому потоці розрідженої плазми;

 – експериментально підтвердити можливості ефективного керування динамічною взаємодією «намагніченої» (із власним магнітним полем) сфери з гіперзвуковим потоком розрідженої плазми;

– експериментально провести моделювання теплообміну "намагніченого" тіла в потоці розрідженої плазми в атмосфері Землі;

– обгрунтувати ефективність використання МГД-систем для управління

динамічною взаємодією та рухом КА в іоносфері Землі та в міжпланетному просторі.

В останнє десятиліття наукові дослідження у провідних аерокосмічних країнах світу характеризуються високою інтенсивністю робіт, орієнтованих на обґрунтування ефективності магнітогідродинамічних систем для перспективних літальних апаратів різного класу і призначення. Електромагнітні сили наступні по рангу за механічними силами. Механічні сили практично вичерпали свій потенціал для подальшого розвитку літальних апаратів. У ракетнокосмічній техніці МГД-системи можуть статі альтернативою традиційним методам і засобам рішення комплексові задач, пов'язаних з експлуатацією літальних апаратів у щільних шарах атмосфери Землі і космічних апаратів у навколоземному і міжпланетному просторі. Для очікуваного застосування МГД-систем у ракетно-космічній техніці доцільно виділити два самостійних напрямки, які взаємно доповнюють один одного:

– апарати, що спускаються (СА) та рухаються з орбітальною  $U_{\infty} \approx (7,5 \text{ км/c})$  і з суборбітальною (~ 11,6 км/с) швидкостями в щільних шарах атмосфери Землі, діапазон висот від 75 до 45 км (наприклад, орбітальний експериментальний модуль "OREX" і суборбітальна капсула "HAYABUSA" [1];

 космічні апарати (КА), що рухаються в іоносфері Землі і у міжпланетному просторі в оточенні іоносферної розрідженої плазми і плазми сонячного вітру.

Для літальних апаратів при русі під "магнітним" парашутом на ділянці спуска в атмосфері Землі та планет земної групи елементами МГД-системи є:

– плазма, що утворюється за ударною хвилею перед КА;

– джерело власного магнітного поля апарата.

При русі «намагнічених» КА в міжпланетному просторі та в іоносфері Землі МГД-систему створюють:

- плазма сонячного вітру, що існує в міжпланетному просторі;

- іоносферна розріджена плазма;

– джерело власного магнітного поля КА.

Сучасний стан проблеми створення перспективних літальних апаратів з системами МГД-управління характеризують світові тенденції та напрямки досліджень у рамках міжнародних і національних проектів, що виконуються в провідних аерокосмічних державах світу: місії «OREX» (Японія), «Mariach», «Mars» (США, Канада), ENVISAT (Європейський Союз).

Визначення загальних закономірностей переносу потоків тепла, дії сил, обумовлених взаємодією в системі "намагнічене тіло – плазма" має фундаментальний і прикладний характер, орієнтований на розроблення системи керування рухом літальних апаратів для різних умов експлуатації: у міжпланетному просторі, в іоносфері та в атмосфері Землі.

Актуальність проблеми обумовлює новий етап розвитку аерокосмічної техніки, орієнтований на створення перспективних орбітальних літальних

апаратів, а також КА, призначених для польотів на інші планети Сонячної системи.

Область застосування – механіка рідини, газу і плазми; плазмоелектродинаміка; проектування космічних апаратів.

За період виконання проекту за напрямком 1 було підготовлено 3 проміжних звіти [2 – 4], опубліковано 7 статей і 4 тези доповідей на міжнародних і українських конференціях. Перелік статей та тез наведено в додатку Б.

При виконанні робіт за договором на етапі 4 за напрямком 1 підготовлено та опубліковано одну роботу [5].

# 1 АНАЛІЗ ОСОБЛИВОСТЕЙ ВИКОРИСТАННЯ МГД – СИСТЕМ ДЛЯ КЕРУВАННЯ РУХОМ КА, ЩО СПУСКАЮТЬСЯ В ГУСТИХ ШАРАХ АТМОСФЕРИ ЗЕМЛІ

### 1.1 МГД-ефекти для апаратів, що спускаються

Концепція застосування МГД-систем для апаратів, що спускаються, орієнтована на використання ефектів, які виникають при взаємодії власного магнітного поля літального апарата з потоками плазми, що утворюється при іонізації середовища між ударною хвилею і поверхнею СА. Схема такої взаємодії приведена на рис. 1.1. Результатом взаємодії власного магнітного поля  $\vec{B}_W$  апарату із плазмою є сила Лоренца  $F_L \sim \vec{j} \times \vec{B}_W$  ( $\vec{j}$  –густина струму в МГД-системі). На СА діє реактивна (гальмуюча) сила, яка дорівнює силі Лоренца. Результатом взаємодії "плазма – магнітне поле" при  $\vec{U}_{\infty} \| \vec{B}_W \, \epsilon$ :

- відхід ударної хвилі від затупленої поверхні СА;

- зміна структури поля течії;

– екранування поверхні, що обтікається, від прямого контакту з плазмою за винятком вузької області поблизу критичної точки.

Картину обтікання сфери, зміну поля течії з появою власного магнітного поля при  $\vec{U}_{\infty} \| \vec{B}_W$  ілюструє рис. 1.2 – експеримент на стенді ІТМ НАНУ і ДКАУ [2, 3].

Відхід ударної хвилі від поверхні «намагніченого» СА супроводжується двома ефектами:

– зменшенням конвективного теплового потоку на поверхню затупленого тіла;

– збільшенням сили опору СА (гальмування СА).

На рис. 1.3 приведено дані, що ілюструють МГД-ефект зменшення конвективної складової теплового потоку  $\Delta q_W = |1 - q_{BW}/q_{0W}|$  ( $q_{BW}, q_{0W} -$ конвективні теплові потоки при наявності і при відсутності магнітного поля) на сферичному затупленні «намагніченого» конуса при  $\vec{U}_{\infty} \|\vec{B}_W \|_{0}^{2}$  [6–11].

Із збільшенням параметра МГД-взаємодії – числа Стюарта  $Q_B = \sigma_{\infty} B_W^2 r_{CA} / \rho_{\infty} U_{\infty}$  (де  $\sigma_{\infty}$  – провідність плазми;  $r_{CA}$  – характерний розмір СА;  $\rho_{\infty}$  – густина потоку плазми; що набігає на СА;  $U_{\infty}$  – швидкість потоку плазми) чи із збільшенням індукції власного магнітного поля  $B_W$  конвективна складова теплового потоку  $\Delta q_W$  зростає і складає  $\Delta q_W \approx 60$  %. Це підтверджують результати чисельного моделювання [8], вимірювання на стенді ІТМ НАНУ і ДКАУ [2, 3, 6] (рис. 1.4) і дані роботи [1] (рис. 1.5).



 $\vec{U}_{\infty}$  – швидкість потоку плазми  $\vec{B}_{W}$  – вектор індукції магнітного поля  $\vec{j}$  –густина струму в МГД-системі

Рисунок 1.1 – Схема взаємодії власного магнітного поля літального апарата з потоками плазми, що утворюється при іонізації середовища в ударному шарі між ударною хвилею і поверхнею СА



б)

a)  $\vec{B}_W = 0$ 6)  $\vec{U}_{\infty} \| \vec{B}_W$ 

Рисунок 1.2 – Обтікання сфери: структура поля течії у відсутності магнітного поля (a) і при наявності власного магнітного поля сфери (б)



Рисунок 1.3 – Залежність зміни конвективного теплового потоку  $\Delta q_W = |1 - q_{BW}/q_{0W}|$  на поверхню сферичного затуплення «намагніченого» конуса від  $r/R_W$  при  $\vec{U}_{\infty} \| \vec{B}_W$  (де r – поточна координата точки на сферичній поверхні,  $R_W$  – радіус сферичного затуплення,  $q_{BW}$ ,  $q_{0W}$  – конвективні теплові потоки при наявності і при відсутності магнітного поля)



- 1 розрахункові значення для CA «OREX» на висотах *h*=60 і 75,3 км [7]
- 2 розрахунки для затупленого конуса [8]
- 3, 4 дані для півсфери з циліндричною юбкою при *Q<sub>B</sub>*=17 і 70 і при *Q<sub>B</sub>*=9,6 і 24,6 [11]
- 5 вимірювання  $\Delta q_w$  для півсфери з циліндричною юбкою при  $Q_B = 8,1$  [12]
- 6 розрахунки [12] для півсфери з циліндричною юбкою (чисельне моделювання методом Монте-Карло)
- 7 вимірювання ІТМ НАНУ і ДКАУ для затупленого конуса в гіперзвуковому потоці розрідженої плазми
- лінії 8, 9 обмежують розкид розрахованих і виміряних значень

Рисунок 1.4 – Залежність зміни конвективного теплового потоку  $\Delta q_W = 1 - q_{BW}/q_{0W}$  від числа Стюарта  $Q_B$  для лобової точки «намагніченого» тіла із сферичним затупленням ( $q_{BW}$ ,  $q_{0W}$  – конвективні теплові потоки при наявності і при відсутності магнітного поля)



Рисунок 1.5 – Зміна конвективного теплового потоку  $q_{BW}$  на сферичну поверхню тіла від  $z/R_W$  для різних значень індукції власного магнітного поля  $B_W$  тіла [1] (де  $z/R_W$  – поточна безрозмірна координата)

МГД-взаємодія в системі "плазма – СА" супроводжується ефективним гальмуванням, збільшенням коефіцієнта лобового опору  $c_x/c_{0x}$  із збільшенням числа Стюарта (рис. 1.6), а також зменшенням швидкості польоту із збільшенням індукції власного магнітного поля  $\vec{B}_w$  [1] (рис. 1.7).

1.2 Результати досліджень за напрямком 1 у 2013 – 2015 роках

Наведені у підрозділі 1.1 дані узагальнюють результати досліджень, виконаних на етапах 1, 2, 3 проекту (напрямок 1).

Етап 1, 2013 рік:

– експериментально досліджено структуру та просторовий розподіл струмів та часток у штучній магнітосфері біля твердого тіла в надзвуковому потоці розрідженої плазми. Показано, що структури просторового розподілу заряджених часток і електричних струмів близькі до моделі Чепмена – Ферраро і є характерними для «порожньої» магнітосфери. Коректність модельного експерименту підтверджено результатами зондових вимірювань просторового розподілу електронів у високоширотній іоносфері, здійснених апаратурою ІТМ НАНУ і ДКАУ на орбіті КА "Січ-2";

 визначено вплив кута між вектором індукції власного магнітного поля тіла і вектором швидкості потоку розрідженої плазми на зміну коефіцієнтів сили опору та підйомної сили при взаємодії "намагніченого" твердого тіла з надзвуковим потоком розрідженої плазми;

– експериментально обґрунтовано можливість керування рухом "намагніченого" твердого тіла за допомогою "магнітного паруса". Показано, що в гіперзвуковому потоці розрідженої плазми може бути реалізовано режими взаємодії "намагніченого" твердого тіла з плазмою при ненульовій аеродинамічній якості – режими гальмування та прискорення.

Етап 2, 2014 рік:

– проведено параметричний аналіз особливостей взаємодії "КА - плазма" для умов руху космічних апаратів в іоносфері Землі на висотах від 800 до 1000 км та у міжпланетному просторі. Показано, що на плазмоелектродинамічному стенді ITM НАНУ і ДКАУ, що відноситься до наукових об'єктів із статутом "національного надбання", реалізовано умови фізичного моделювання взаємодії "намагніченого" тіла з гіперзвуковим потоком розрідженої іоносферної плазми та плазми сонячного вітру;

– експериментально досліджено структуру зони збурення біля "намагніченої" сфери в гіперзвуковому потоці розрідженої плазми для широкого діапазону кутів між вектором швидкості потоку плазми та вектором індукції власного магнітного поля сфери;

– експериментально, за умов фізичного моделювання взаємодії "КА плазма" та руху космічних апаратів в іоносфері Землі на висотах від 800 до 1000 км і у міжпланетному просторі, вперше у світовій практиці визначено



1 – розрахунок  $c_x/c_{0x} = 1 + c_{Bx}/c_{0x}$  для модуля "OREX" при  $U_{\infty} \approx 7,2$  км/з на висоті h = 75,3 км [8] ( $c_{Bx}$  – складові коефіцієнту сили опору при  $B_W \neq 0$ ,  $c_{0x}$  – коефіцієнт сили опору "не намагніченої" сфери)

2 – чисельні дані для півсфери з циліндричною юбкою [11]

3 – розрахунок для півсфери при  $\rho_{\infty}/\rho_2 \approx 0.2$  [12] ( $\rho_{\infty}$  – густина потоку, що набігає на напівсферу,  $\rho_2$  – густина за ударною хвилею)

4 – експериментальні дані [10]

5 – розрахунок для непровідної сфери [13]

6 – розрахунок для півсфери з циліндричною юбкою [10] (нижня межа – рішення рівнянь Навье-Стокса; верхній – дискретне моделювання методом Монте-Карло)

7 – вимірювання ІТМ НАНУ і ДКАУ, де  $\perp$  – граничні значення  $c_x/c_{0x}$  і  $Q_B$  для трьох діелектричних сфер і півсфери з циліндричною юбкою

Рисунок 1.6 – Залежність коефіцієнта лобового опору  $c_x/c_{0x}$  осесиметричного "намагніченого" тіла від числа Стюарта при  $\vec{B}_W \parallel \vec{U}_{\infty}$  (де  $c_{0x}$  – коефіцієнт лобового опору при відсутності магнітного поля  $B_W = 0$ )



Рисунок 1.7 – Зміна швидкості СА від висоти польоту для різних значень індукції власного магнітного полю [1]

кулонівські (електричні) та магнітні складові коефіцієнтів сили опору і підйомної сили «намагніченої» сфери в гіперзвуковому потоці розрідженої плазми. Показано, що обертання вектора власного магнітного поля тіла відносно вектора швидкості потоку плазми дозволяє реалізувати режим динамічної взаємодії в системі "КА - плазма" з ненульовою аеродинамічною якістю, а також режими ефективного гальмування та прискорення КА за умов руху під "магнітним парусом" в іоносферній плазмі і в плазмі сонячного вітру.

Етап 3, 2015 рік:

– для підвищення ефективності застосування магнітогідродинамічних (МГД) систем при керуванні рухом, гальмуванні або прискоренні космічних апаратів (КА), які рухаються під «магнітним парашутом» в щільних шарах атмосфери Землі, а також під «магнітним парусом» в міжпланетному просторі, шляхом збільшення сили Лоренца при фізичному моделюванні МГДвзаємодії "намагнічених" КА з навколишнім середовищем розроблено принципову схему пристрою, методику і процедуру створення штучних плазмових утворень (ШПУ) з підвищеною (на 2 – 2,5 порядки) концентрацією заряджених часток біля поверхні твердого тіла у надзвуковому потоці частково іонізованого газу. Показано, що структура розподілу заряджених часток в таких ШПУ подібна до структури струменів-вихлопів бортових електрореактивних двигунів КА в іоносфері Землі;

– розроблено і виготовлено діючий макет моделі «намагніченого» (з власним магнітним полем) затупленого тіла. Проведено експериментальні дослідження з теплообміну «намагніченого» тіла в надзвуковому потоці частково іонізованого газу для умов моделювання взаємодії КА з атмосферою Землі. Результати експериментальних досліджень підтверджують наявність магнітогідродинамічного ефекту – зменшення конвективних теплових потоків на поверхню затупленого тіла для чисел Стюарта 1 <  $Q_B \le 10^3$  (висоти від 75 до 40 км). Штучні плазмові утворення змінюють розподіл конвективних теплових потоків на затуплену поверхню "намагніченого" тіла: збільшують теплові потоки поблизу критичної точки (в діапазоні кутів ±25°) та зменшують їх на периферійній частині поверхні тіла.

– показано, що результати фізичного модельного експерименту з теплообміну «намагніченого» твердого тіла в надзвуковому потоці розрідженої плазми на стенді ІТМ НАНУ і ДКАУ погоджуються з даними чисельного рішення задачі (рівняння Навье-Стокса з рівнянням Максвела) для КА "OREX" на висотах (60 – 75) км.

# 2 ВИЗНАЧЕННЯ ЕФЕКТИВНОСТІ ВИКОРИСТАННЯ МГД – СИСТЕМ ДЛЯ УПРАВЛІННЯ ДИНАМІЧНОЮ ВЗАЄМОДІЄЮ "НАМАГНІЧЕНИХ" КА З ІОНІЗОВАНИМ СЕРЕДОВИЩЕМ У ВЕРХНІХ ШАРАХ АТМОСФЕРИ ЗЕМЛІ І У МІЖПЛАНЕТНОМУ ПРОСТОРІ

Мета роботи за етапом 4 – обґрунтування ефективності використання концепції штучної магнітосфери (міні-магнітосфери) для управління динамічною взаємодією та рухом КА в іоносфері Землі та в міжпланетному просторі.

Задача досліджень за етапом 4:

– визначення ефективності використання МГД-систем для управління динамічною взаємодією "намагнічених" КА з іонізованим середовищем у верхніх шарах атмосфери Землі і у міжпланетному просторі.

Концепція використання МГД-систем для управління літальними апаратами передбачає застосування штучної магнітосфери (міні-магнітосфери) для прискорення КА в іоносфері Землі і у міжпланетному просторі. Концепція орієнтована на використання енергії динамічної взаємодії в системі «КА – плазма» для збільшення тяги КА за умов  $\vec{U}_{\infty} \perp \vec{B}_W$ . Власне магнітне поле формує навколо КА штучну міні-магнітосферу. Штучна магнітосфера (ШМ) екранує диполь КА від контакту з іоносферною розрідженою плазмою і плазмою сонячного вітру.

Технічні додатки концепції ШМ включають:

– прискорення КА в міжпланетному просторі до швидкостей 50 або 80 км/с [17] шляхом використання енергії сонячного вітру для збільшення тяги;

процедуру «очищення» навколоземного простору від об'єктів космічного сміття за допомогою нано- і міні-супутників шляхом переводу їх з висот
 ≥ 500 км на значно нижчі орбіти [18] (для висот ≥ 500 км сила Лоренца, що діє на ШМ, значно перевершує силу гальмування КА нейтральними частками атмосфери Землі);

 – реалізація, за аналогією з Землею, захисного екрана від впливу високоенергійних часток (іонізуючого випромінювання) сонячного вітру на КА в міжпланетному просторі [19].

Імпульс потоку плазми передається КА, як рушійна сила [18, 20]. Схему такої взаємодії в системі «КА – плазма» представлено на рис. 2.1. Процеси генерації імпульсу для прискорення або гальмування КА складні. Імпульс потоку плазми передається через електромагнітну взаємодію.

В потоці розрідженої плазми на магнітний диполь з моментом  $P_m$ , Тл·м<sup>3</sup> у неоднорідному магнітному полі з градієнтом  $\partial \vec{B} / \partial x$  діє сила Лоренца  $F_L$ , Н, яка дорівнює [21]



Рисунок 2.1 – Схема взаємодії міні-магнітосфери КА з потоком сонячного вітру

$$\vec{F}_L = grad(\vec{P}_m \vec{B}) = P_m \partial \vec{B} / \partial x.$$
 (2.1)

Основний внесок у  $\partial \vec{B}/\partial x$  вносити токова система Чепмена-Ферраро [22 – 24]: токовий шар магнітопаузи відокремлює потік розрідженої плазми сонячного вітру від магнітосфери. Відповідно до балансу сил на поверхні магнітопаузи  $P_d = P_B$ , де  $P_d = \rho_{\infty} U_{\infty}^2/2$  – швидкісний напір потоку плазми,  $P_B = B_{mp}^2/2\mu$  – магнітний тиск поля диполя,  $B_{mp}$ , Тл – індукція магнітного поля на поверхні магнітопаузи,  $\mu$ , Гн/м – магнітна проникність плазми. Градієнт  $\partial \vec{B}/\partial x$  пропорційний  $B_{mp}/r_{mp}$ , де  $r_{mp}$ , м – відстань від центра КА до підсонячної точки (радіус магнітосфери). Сила Лоренца, що діє на КА в потоці розрідженої плазми [5]

$$F_{L} \approx \left( P_{m} / \mu \right) \cdot \left( B_{mp} / r_{mp} \right)$$
(2.2)

Зміну дипольного магнітного поля КА з відстанню r, за аналогією з дипольним полем Землі, може бути представлено у вигляді  $B(r) = P_m/r^3$  [25, 26].

За умов балансу сил на поверхні магнітопаузи випливає  $B_{mp}^2 = 2\mu P_d$ . З іншого боку, для поля магнітного диполя виконується співвідношення  $B_{mp}^2 = P_m^2/r_{mp}^6$ . Характерний розмір магнітосфери – відстань від центра магнітного диполя КА до границі магнітосфери (магнітопаузи) – визначається із співвідношення  $r_{mp} = (P_m^2/2\mu P_d)^{1/6}$ . При  $B_{mp} = B_{KA} (r_{KA}/r_{mp})^3$  одержимо  $r_{mp} = r_{KA} (P_{B_{KA}}/P_d)^{1/6}$ , після підстановки в (2.2) для сили Лоренца маємо  $F_L \approx (P_m/\mu) \cdot (B_{mp}/r_{mp}) = 0,637 \cdot P_d \cdot \pi r_{mp}^2 = c_{dL} \cdot P_d \cdot \pi r_{mp}^2$ , (2.3)

де *С*<sub>dL</sub> – коефіцієнт сили Лоренца.

З іншого боку [27, 28], у потоці плазми на границі збуреної зони (поверхні магнітопаузи) для індукції магнітного поля  $B_{mp}$  використовується величина, рівна подвійному значенню індукції магнітного дипольного поля у вакуумі  $2B_{0mp}$ , тобто

$$P_{d} = B_{mp}^{2} / 2\mu = \left(2B_{0mp}\right)^{2} / 2\mu.$$
(2.4)

Тоді

$$P_{m} = B_{mp} \cdot r_{mp}^{3} = 2B_{0mp} \cdot r_{mp}^{3} = B_{0mp} \cdot r_{0mp}^{3} = B_{KA} \cdot r_{KA}^{3}, \qquad (2.5)$$

де *r*<sub>0*mp*</sub> – характерний розмір збуреної зони від центра диполя до границі магнітосфери для моделі диполя у вакуумі

$$r_{0mp} = 2^{1/3} \left( P_m^2 / 2\mu P_d \right)^{1/6} = 2^{1/3} r_{mp}.$$
(2.6)

Після підстановки значень  $P_m$ ,  $B_{mp}$  і  $r_{omp}$  в (2.2), одержимо для сили Лоренца  $F_L = 0,637 \cdot Pd \cdot \pi r_{mp}^2$ , що дорівнює значенню  $F_L$  за формулою (2.3).

У наведеному вигляді вираз  $F_L$  (2.3) добре погоджується з результатами чисельного рішення для сили Лоренца [17], що діє на КА в потоці плазми сонячного вітру

$$F_{L} = c_{dL} \cdot P_{d} \cdot A_{ms} = c_{dL} \cdot (1/2) \rho_{SW} V_{SW}^{2} \cdot A_{ms}, \qquad (2.7)$$

де A<sub>ms</sub> – характеристична площа магнітосфери (ms);

індекс SW відноситься до величин сонячного вітру (швидкість V та густина  $\rho$ ).

Для випадку  $\vec{B}_{KA} \perp \vec{V}_{SW}$  при  $\theta = 0^\circ$ , згідно [17] (фіг. 10), коефіцієнт сили Лоренца  $c_{dL} \approx 0,56$ .

Магнітосфера, створена полем диполя в потоці плазми, як правило, еліпсоїд (мідель – еліпс), а в формулі (2.3)  $\pi r_{mp}^2$  – мідель сфери. Якщо за характеристичну площу магнітосфери використовувати мідель сфери, рівний по площі міделю еліпсоїда  $A_{ms} = A_{3n} = 1, 26 \cdot A_{c\phi}$ , то з (2.3) випливає  $c_{dL} \approx 0,506$ , або

$$F_{L} = C_{dL} \cdot P_{d} \cdot A_{\mathfrak{I}} = 0,506 \cdot P_{d} \cdot A_{\mathfrak{I}} = 0,506 \cdot (1/2) \rho U_{\infty}^{2} \cdot A_{ms} . \qquad (2.8)$$

У представленому вигляді погрішності визначення коефіцієнтів за формулами (2.3) і (2.8)  $C_{dL} \approx 0,506$  і  $C_{dL} \approx 0,637$  відносно чисельного рішення  $C_{dL} \approx 0,56$  [17] складають відповідно 9 % і 14 %.

Коли гіперзвуковий потік розрідженої плазми, наприклад, сонячний вітер, взаємодіє з магнітним полем КА в МГД-режимі, те перед КА формується вигнута беззіткнена ударна хвиля. Проходячи через ударну хвилю, сонячний вітер гальмується і відхиляється (аналог гіперзвукового контінуумного обтікання затупленого тіла). Магнітне поле «відштовхується» сонячним вітром назад. Навколо КА формується магнітосфера. Сонячний вітер не може проникати усередину магнітосфери, якщо має місце ідеальний МГД-режим, без дифузійних ефектів. При цьому сила, що діє на магнітосферу (її границю магнітопаузу *mp*) не може бути передана безпосередньо КА. Космічному апарату з характерним розміром  $R_{\kappa A}$  передається тільки деяка частина сили Лоренца. При цьому, з огляду на те, що  $r_{mp} = \left(P_m^2/2\mu P_d\right)^{1/6} = R_{\kappa A} \left(P_{B_{\kappa A}}/P_d\right)^{1/3}$ , для сили Лоренца з (2.3) одержиме

$$F_{L} = C_{dL} \cdot P_{d} \cdot A_{ms} = 0,506P_{d} \cdot A_{ms}, \qquad (2.9)$$

або

$$F_{L} = 0,637 \cdot P_{d} \cdot \pi R_{KA}^{2} \left( P_{B_{KA}} / P_{d} \right)^{1/3}$$
(2.10)

Потік плазми обтікає магнітосферу, формує розподіл тиску на поверхні магнітопаузи і забезпечує силовий (аеродинамічний) тиск на магнітопаузу. Магнітопауза за формою, як правило, затуплений конус з дотичним еліптичним носком. Еліптичний носок впливає на потік, що набігає, аналогічно сферичної поверхні еквівалентного радіуса. Внесок сферичної поверхні в опір затупленого конуса при гіперзвуковому обтіканні КА іоносферною плазмою і плазмою сонячного вітру в наближенні Ньютона складає ~ 97 % [29].

Обтікання магнітосфери Землі сонячним вітром характеризує континиумний режим течії [30]. Сила потоку сонячного вітру, що діє на півсферу (магнітопаузу), у наближенні Ньютона дорівнює [29]:

$$F_{mp} = C_{d_{mp}} \cdot P_d \cdot \pi r_{mp}^2.$$
(2.11)

При цьому коефіцієнт опору півсфери *С*<sub>*d*<sub>sph</sub></sub> в гіперзвуковому потоці дорівнює [30]

$$c_{d_{\rm sph}} = 0,5 \left[ 2 - \left( \gamma - 1/\gamma + 1 \right) + 2/M_{\infty}^{2} \left( \gamma + 1 \right) \right], \qquad (2.12)$$

де  $M_{\infty}$  – число Маха в незбуреному потоці плазми, що набігає на КА;  $\gamma = c_p/c_V$  – відносини питомих теплоємностей.

У звуковому потоці плазми при  $M_{\infty} >> 1$  [31]:

$$\mathcal{C}_{d_{sph}} = 0,5\left(\gamma + 1/\gamma\right) \left[\left(\gamma + 1^2\right)/4\gamma\right]^{1/\gamma - 1}$$
(2.13)

або [32, 33]

$$C_{d_{sph}} = 0,901 - 0,462/M_{\infty}^{2}$$
. (2.14)

Величина  $C_{d_{sph}} = C_{d_{mp}} = 0,843$  добре погоджується з коефіцієнтом пропорційності для сили, що діє на магнітосферу КА в потоці сонячного вітру, за результатами чисельного моделювання такої взаємодії [17] (фіг. 10,  $\vec{B}_{KA} \perp \vec{V}_{SW}$ )  $C_{d_F} = C_{d_{mp}} \approx 0,90$ .

При цьому слід зазначити, що за даними [31] для плазми сонячного віт-

ру більш кращими є значення  $\gamma_{SW} \approx 1,67$  і  $C_{d_{soh}} \approx 0,881$  відповідно.

Тиск сонячного вітру на магнітопаузу передається КА через силу Лоренца частково, пропорційно коефіцієнту  $c_{dL}$  для гіперзвукового ( $M_{\infty} >> 1$ ) потоку плазми.

При  $B_W \approx 0,1$  Тл і  $P_{BW}/P_d >> 1$  для твердого тіла з характерним розміром  $R_W \sim 1$  м в іоносфері Землі на висотах від 500 до 1000 км і тіл з  $R_W \sim 10^3$  м у міжпланетному просторі гіперзвуковий потік цілком замагніченої розрідженої плазми ( $\omega_{\alpha B} v_{\alpha m}^{-1} >> 10^1$ ) взаємодіє з «намагніченим» тілом при  $r_{e,i}/R_W <<1$  (де  $\omega_{\alpha B} v_{\alpha m}^{-1}$  – параметр Холла;  $\omega_{\alpha B}$  – циклотронна (ларморовська) частота іонів  $\alpha = i$  і електронів  $\alpha = e$ ;  $v_{em} = v_{ei} + v_{en}$ ;  $v_{im} = v_{ii} + v_{in}$  – середні частоти зіткнень електронів з іонами і нейтралами та іонів з іонами і нейтралами).

Експериментальні дослідження проводилися на плазмоелектродинамічному стенді ІТМ НАНУ і ДКАУ. На стенді реалізовано наступні значення параметрів потоку розрідженої плазми, що набігає на модель: концентрація  $2 \cdot 10^{14} \le N_i \le 5 \cdot 10^{15} \,\mathrm{m}^{-3};$ спрямованого іонів швидкість руху іонів 8,1≤U≤15,6 км/с; середня маса іонів  $M_i \approx 19,6$  а. е. м.; температура електронів  $T_e \approx 2,6$  eB; температура іонів  $T_i \approx 0,52$  eB; температура нейтральних часток  $T_n \approx 0,23$  eB; концентрація нейтралів  $N_n \approx 1,4 \cdot 10^{17}$  м<sup>-3</sup>; середня швидкість спрямованого руху нейтральних часток U<sub>n</sub> ≈6·10<sup>2</sup> м/с; ступінь іонізації  $10^{-3} \le \xi_i \le 10^{-2}$ ; швидкісне відношення (відношення швидкості потоку плазми до теплової швидкості) для іонів 3,6 S<sub>i</sub> ≤ 6,9; провідність плазми 1,4·10<sup>2</sup> ≤  $\sigma_{m}$  ≤ 1,9·10<sup>3</sup> Ом<sup>-1</sup>м<sup>-1</sup>; індукція зовнішнього магнітного поля  $B \approx 1.10^{-3}$  Тл; характерний розмір робочої частини струменя ~  $3.10^{-1}$  м (робоча частина – область з рівномірним розподілом швидкості, концентрації заряджених часток і індукції зовнішнього магнітного поля); швидкісний напір потоку  $2 \cdot 10^{-4} < P_d \le 2 \cdot 10^{-2} \text{ H/м}^2$ .

Для вимірювання параметрів потоку плазми використовувалася система електричних зондів (циліндричний, плоский, багатоелектродний зонданалізатор). Зонди встановлені на рухливій платформі координатника з чотирма ступенями свободи, що забезпечує переміщення в горизонтальній і вертикальній площинах, а також обертання навколо вертикальної осі. Погрішність вимірювання лінійних переміщень складає  $0,5 \cdot 10^{-3}$  м, кутових  $0,5^{\circ}$ . Склад іонів потоку плазми і ступінь дисоціації іонного компонента  $\xi_{di} \approx 0,6$ контролює мас-спектрометр МХ7303.

У якості тіла для випробувань використовувалася діелектрична (фторопласт-4) сфера радіусом  $R_W = 3,35 \cdot 10^{-2}$  м. У потоці плазми на стенді реалізовані наступні умови:  $1, 3 \cdot 10^{-5} \le v_{em}^{-1} \le 2, 4 \cdot 10^{-5}$  с;  $10^1 \le \text{Re}_m \le 2, 1 \cdot 10^2$ ;  $5, 2 \cdot 10^1 \le R_W / \lambda_d \le 3, 1 \cdot 10^2$ ;  $9, 4 \le r_i / R_W \le 11, 3$ ;  $1 \cdot 10^{-1} \le r_e / R_W \le 1, 3 \cdot 10^{-2}$ . У такий спосіб  $\text{Re}_m \ge 10^1$ ;  $R_W/\lambda_d \ge 10^2$ ;  $r_e/R_W <<1$ ;  $r_i/R_W > 1$ , плазмова ленгмюровська частота  $8 \cdot 10^8 \le \omega_{ep} \le 4 \cdot 10^9 \text{ c}^{-1}$ . Крім того, для «ненамагніченої» сфери в потоці розрідженої плазми на стенді виконуються ті ж умови МГД – наближення, що і для КА в іоносфері і плазмі сонячного вітру [34].

З «намагніченою» сферою при  $B_W \ge 2 \cdot 10^{-2}$  Тл ( $B_W$  – індукція магнітного поля на поверхні сфери) на стенді взаємодіє гіперзвуковий потік розрідженої замагніченої плазми:  $r_e/R_W \ll 1$ ;  $r_i/R_W \ll 1$ ;  $\omega_{eB}v_{em}^{-1} \gg 1$ ;  $\omega_{iB}v_{im}^{-1} \ge 1$ .

Як джерело власного магнітного поля для «намагніченої» сфери використовувався соленоїд. Зовнішній діаметр соленоїда  $D_{S1}=5\cdot10^{-2}$  м, довжина  $L_{S1}=3,4\cdot10^{-2}$  м, внутрішній діаметр  $d_{S1}=2\cdot10^{-2}$  м. Усередині моделі соленоїд термоізольовано (покрито екранно-вакуумною теплоізоляцією і поміщено у герметичний корпус з алюмінієвої фольги товщиною 0,3·10<sup>-3</sup> м).

Значення магнітного моменту джерела магнітного поля знаходяться в діапазоні від  $P_m = 2,1 \cdot 10^{-7} \text{ Тл} \cdot \text{м}^3$  до  $P_m = 4,5 \cdot 10^{-5} \text{ Тл} \cdot \text{м}^3$ . При цьому:  $7,2 \le P_{BW}/P_d \le 1,1 \cdot 10^5$ . При короткочасному пропущенні струму силою до 10 А для індукції магнітного поля отримано максимальне значення  $B_W^{\text{max}} \approx 2 \cdot 10^{-1} \text{ Тл}$ . Мінімальне значення для індукції магнітного поля на поверхні сфери  $B_W^{\text{min}} \approx 8 \cdot 10^{-4} \text{ Тл}$ .

Структуру поля течії при обтіканні "намагніченої" сфери радіусом  $R_W = 3,35 \cdot 10^{-2}$  м при куті  $\theta = 80^\circ$  (де  $\theta$  – кут між вектором швидкості  $\vec{U}_{\infty}$  потоку розрідженої плазми, що набігає, і вектором індукції власного магнітного  $\vec{B}_W$  поля) ілюструє рис. 2.2, а. При  $\theta = \pi$  (осьова орієнтація) поблизу поверхні «намагніченої» сфери формується струйна течія, при  $\theta = \pi/2$  («нормальна» орієнтація) формується штучна магнітосфера (рис. 2,б).

На рис. 2.3 приведено розподіли густини іонного струму насичення  $j_i$  на циліндричний зонд уздовж осі z плазмового утворення від зрізу плазмового прискорювача до поверхні «намагніченої» сфери. Розподіл нормованої густини іонного струму на рис. 2.3, а, відповідає структурі поля течії, показаної на рис. 2.2 при  $B_w \uparrow U_{\infty}$ .

Розподіл на рис. 2.3, б відноситься до випадку  $\boldsymbol{B}_{W} \perp \boldsymbol{U}_{\infty}(\theta = 90^{\circ})$ . Густина іонного струму насичення на рис. 2.3 нормована на його величину  $j_{0i}$ , що вимірюється на зрізі плазмового прискорювача.

Для вимірювання сили тиску потоку розрідженої плазми на сферу використовувалися розроблені в ІТМ НАНУ і ДКАУ аеродинамічні мікроваги з підвищеною завадозахищеністю до впливу зовнішніх електричних і магнітних полів. Чутливим елементом мікроваг служить тензометричний датчик.



a)



б)

Рисунок 2.2 – Структура поля течії при обтіканні "намагніченої" сфери радіусом  $R_W = 3,35 \cdot 10^{-2}$  м сфери при кутах  $\theta = 80^\circ$  (a) та  $\theta = \pi/2$  (б)







- a)  $\theta = 180^{\circ} (\boldsymbol{B}_{W} \uparrow \boldsymbol{U}_{\infty});$
- б)  $\theta = 90^{\circ}; \boldsymbol{B}_{W} \perp \boldsymbol{U}_{\infty};$
- А потік плазми, що набігає;
- В заморожений полем сфери потік плазми;
- С «порожня» каверна;
- D поверхня «намагніченої» сфери

Рисунок 2.3 – Осьові розподіли нормованої густини іонного струму насичення  $j_i/j_{0i}$  на циліндричний зонд біля поверхні «намагніченої» сфери Сигнал з тензометричного датчика пропорційний деформації плеча від впливу зовнішній сили. Погрішність вимірювань сили складала не більш ±3%. Діапазон вимірювання сил від 10<sup>-6</sup> до 10<sup>-1</sup> Н. Для усунення можливого впливу вібрацій мікроваги встановлено на плиті, яка амортизує. Плита закріплена на нижній рухливій платформі вакуумної камери стенда.

Залежність коефіцієнта сили опору «намагніченої» сфери  $C_x$  від параметра  $P_{BW}/P_d$  для осьової орієнтації ( $\vec{B}_W \uparrow \vec{U}_{\infty}$ ,  $\theta = \pi$ ) ілюструє рис. 2.4: 1 – вимірювання для «намагніченої» сфери радіусом  $R_W = 3,35 \cdot 10^{-2}$  м при  $U_{\infty} = 8,1$  км/с,  $N_i = 3,35 \cdot 10^{14}$  м<sup>-3</sup>; 2 – при  $U_{\infty} = 15,6$  км/с,  $N_i = 4 \cdot 10^{15}$  м<sup>3</sup>; 3 – апроксимація  $c_x (\theta = \pi) = \exp \left[ 5,65 \cdot 10^{-2} \left( sign Ig \left( P_{BW}/P_d \right) Ig^2 \left( P_{BW}/P_d \right) \right) \right]$ . Значенню  $P_{BW}/P_d = 10^1$  відповідає величина  $c_x (\theta = \pi) \approx 1,1$ , значенню  $P_{BW}/P_d \approx 10^2 - c_x (\theta = \pi) \approx 1,2$ .

Значення коефіцієнта опору намагніченої сфери  $C_x(\theta = \pi)$ , які виміряні для осьової орієнтації  $\vec{B}_W \uparrow \vec{U}_{\infty}$ , в межах погрішності від 2 до 10 % корелюють з результатами чисельного моделювання для коефіцієнта сили Лоренца для кутів  $\varphi$  між векторами швидкості та індукції магнітного поля в роботі [17] (фіг. 10, сила *F3*).

$$c_d \left[ \varphi = 80^{\circ} \left( \theta = 170^{\circ} \right) \right] = 1,15; \ c_d \left[ \varphi = 90 \left( \theta = \pi \right) \right] = 1,17.$$
 (2.15)

Кутові залежності коефіцієнтів сили опору  $c_x(\theta)/c_x(\theta = \pi)$  і підйомної сили  $c_y(\theta)/c_y(\theta = \pi/2)$  приведено на рис. 2.5, а і б. На рис. 2.5, а: 1 – вимірювання ІТМ НАНУ і ДКАУ для «намагніченої» сфери радіусом  $R_w = 3,35 \cdot 10^{-2}$  м; 2 – розрахункові значення з [17] (фіг.10, сила Лоренца *F3*); 3 – апроксимація ІТМ НАНУ і ДКАУ

$$c_{x}/c_{x}(\theta = \pi) = |\cos^{0.5} \theta| + +0,493 \sin^{7} \theta \Big[ (|\sin \theta - |\cos \theta|) \times (|\sin^{2} \theta - |\cos^{0.5} \theta|) \Big]$$
(2.16)

Для «нормальної» орієнтації  $\vec{B}_W \perp \vec{U}_{\infty}$  ( $\theta = \pi/2$ ) з (2.16) при  $P_{BW}/P_d = 10^1$  випливає  $c_x (\theta = \pi/2)/c_x (\theta = \pi) = 0,54$ , а при  $P_{BW}/P_d = 10^2$  випливає  $c_x (\theta = \pi/2)/c_x (\theta = \pi) = 0,59$ .

Ці значення в межах погрішності від 3,5 до 5,5 % корелюють з даними чисельного рішення задачі  $c_d \approx 0,56$  в роботі [17] (фіг. 10,  $\varphi = 0$  для коефіцієнта сили Лоренца).



Рисунок 2.4 – Залежність коефіцієнта  $c_x$  сили опору сфери радіусом  $R_W = 3,35 \cdot 10^{-2}$  м від параметра  $P_{BW}/P_d$  при  $B_W \uparrow \downarrow U_{\infty}$ ;  $\theta = 180^\circ$ 

$$c_{x}(\theta)/c_{x}(\theta = \pi)$$
  $c_{y}(\theta)/c_{y}(\theta = \pi/2)$ 

$$\begin{array}{c} (\theta)/C_{By} \left(\theta = \pi/2\right) \\ & C_{\Sigma x} \left(\theta\right)/C_{\Sigma x} \left(\theta = \pi\right) \\ & C_{By} \left(\theta = \pi/2\right) \\ & a \\ & 1 - вимірювання ITM HAHY і ДКАУ; 2 - розрахунок [4]; 3 - апроксимація \\ & \left|\cos^{0.5} \theta\right| + 0, 493 \cdot \sin^{7} \theta \left[\left|\sin \theta - \left|\cos \theta\right|\right| \left|\sin^{2} \theta - \left|\cos^{0.5} \theta\right|\right|\right] \\ & 6 \\ & 0 - 1 - вимірювання ITM HAHY і ДКАУ; 2 - розрахунок [4]; 3 - апроксимація \\ & \left|\cos^{0.5} \theta\right| + 0, 493 \cdot \sin^{7} \theta \left[\left|\sin \theta - \left|\cos \theta\right|\right| \left|\sin^{2} \theta - \left|\cos^{0.5} \theta\right|\right|\right] \\ & 0 - 1 - вимірювання ITM HAHY і ДКАУ; 2 - апроксимація sin0.8  $\theta \cdot \left[\sin \theta - \left|\cos \theta\right| \left(1 - \left|\cos \theta\right|\right)\right|\right]. \end{array}$ Рисунок 2.5 – Кутові залежності коефіцієнтів сили опору  $c_{x} \left(\theta\right)/c_{x} \left(\theta = \pi\right)$  (а) і підйомної сили  $c_{y} \left(\theta\right)/c_{y} \left(\theta = \pi/2\right)$  (б)$$

На рис. 2.5, б представлена залежність коефіцієнта підйомної сили  $c_y(\theta)/c_y(\theta = \pi/2)$ , що діє на «намагнічену» сферу в гіперзвуковому потоці розрідженої плазми, від кута між  $\theta$  векторами  $\vec{B}_W$  і  $\vec{U}_{\infty}$ : 1 – результати вимірювань в ITM НАНУ і ДКАУ; 2 – апроксимація  $c_y(\theta)/c_y(\theta = \pi/2) = sin^{0.8} \theta [sin \theta - |cos \theta|(1 - |cos \theta|)]$ . Залежності коефіцієнтів сили опору  $c_x(\theta)$  і підйомної сили  $c_y(\theta)$  для широкого діапазону кутів  $0^\circ \le \theta \le 180^\circ$  при  $P_{BW}/P_d = 3.8 \cdot 10^4$ , приведено на рис. 2.6 (як і дані рис. 2.5) ілюструють:

– діапазон кутів, яким відповідає режим динамічної взаємодії з ненульовою аеродинамічною якістю  $c_y/c_x > 0$ ;

 можливості ефективного керування динамічною взаємодією і рухом «намагніченого» тіла (гальмування або прискорення) за допомогою штучної магнітосфери в гіперзвуковому потоці розрідженої плазми;

– ефект виникнення ненульової підйомної сили у «намагніченої» сфери при обертанні власного магнітного поля (тобто зміні орієнтації вектора  $\vec{B}_W$ відносно вектора швидкості  $\vec{U}_{\infty}$  потоку плазми, що набігає) подібний ефекту Магнуса при русі сфери, що обертається навколо ортогональної до  $\vec{U}_{\infty}$  осі в газовому потоці.



Рисунок 2.6 – Зміна коефіцієнтів опору  $c_x(\theta)$  і підйомної сили  $c_y(\theta)$  «намагніченої» сфери від кута  $\theta$  між векторами  $\vec{B}_w$  і  $\vec{U}_{\infty}$ 

## З КОНЦЕПЦІЯ "НАПОВНЕНОЇ ПЛАЗМОЮ" МАГНІТОСФЕРИ

Ефективність застосування моделі "порожньої" штучної магнітосфери (Plasma-Free Magnetospheric Propulsion, PEMP) для ефективного керування (прискорення або гальмування) КА в іоносфері та у міжпланетному просторі обмежено можливостями технологій створення сильних магнітних полів. У зв'язку з цим, у доповнення до моделі PFMP розглядається концепція використання моделі Mini - Magnetospheric Plasma Propulsion (M2P2) – "наповне-ної" плазмою магнітосфери.

Досліджень (чисельного і фізичного моделювання) особливостей динамічної взаємодії гіперзвукових потоків розрідженої плазми з "наповненою" магнітосферою в рамках моделі M2P2 раніше не проводилося. Це пов'язано з труднощами фізичного відтворення моделі «наповненої» магнітосфери.

В ході виконання III-го етапу проекту «Цільової комплексної програми НАН України з наукових космічних досліджень» [4] в ITM НАНУ і ДКАУ розроблено процедуру створення біля поверхні твердого тіла в потоці частково іонізованого газу штучних плазмових утворень (ШПО) з концентрацією заряджених часток на 2 – 3 порядки вище, ніж у потоці, що набігає. Процедура заснована на інжекції з поверхні твердого тіла нейтрального газу з одночасною іонізацією його електронами потоку розрідженої плазми, що набігає. ШПО біля поверхні сфери діаметром ~ 6,7 см у гіперзвуковому потоці плазми на стенді ITM НАНУ і ДКАУ показано на рис 3.1. Структуру ШПО – розподіл заряджених часток біля поверхні сфери – ілюструє рис. 3.2. Радіальні та осьові розподіли заряджених часток уздовж осі *z* симетрії ШПО (ось *z* рівнобіжна вектору швидкості  $\vec{U}_{\infty}$  потоку, що набігає) показано на рис. 3.3, а, б.

На рис 3.4, а, б приведено радіальні профілі безрозмірної густини іонів  $n_i = j_i/j_{oi}$  (де  $j_i$  – густина іонного току,  $j_{oi} = j_{i_{max}}$ ), що характеризує розподіл заряджених часток у ШПО: а – плазмовий струмень ксенону  $X_e^+$ , який створено прискорювачем з замкнутим дрейфом електронів КА серії «Метеор» і «Космос – 1066». Параметрі плазмі ШПО: концентрація іонів на зрізі прискорювача – 3 10<sup>11</sup> см<sup>-3</sup>; енергія іонів 130 еВ, температура електронів 1 – 3 еВ, швидкість струменя 10 – 12 км/с, розбіжність струменя 20° [35] Для структури плазмового утворення рис. 3.4, а прийнято  $r_W = 1$  м;  $j_{oi} = 2 \cdot 10^{-3}$  А/см<sup>2</sup> [3, 2]. На рис. 3.4, б приведено профілі  $n_i$ , що характеризують структуру ШПО, створеного при інжекції нейтрального газу з поверхні тіла на стенді ІТМ НАНУ і ДКАУ (концентрація іонів  $N_{imax} = 1,6 \cdot 10^{11}$  см<sup>-3</sup>). При різниці таких параметрів, як швидкість витікання, кут розбіжності, енергія і маса іонів, радіальні профілі  $n_i$  на рис. 3.4, а і б відповідають функції розподілу  $f(\theta)$  одного класу:  $\varepsilon(\theta, r) = 1 - f^2(\theta)/r^2$ , де  $\varepsilon$  – діалектична проникність ШПО,  $f(\theta)$  – довільна гладка функція, що характеризує розподіл заряджених



Рисунок 3.1 – ШПО біля поверхні сфери в потоці частково іонізованого газу



Рисунок 3.2 – Плазмове утворення біля поверхні в потоці частково іонізованого азоту (ізоконцентралі іонів, від зверху)



а – радіальний розподілб – осьовий розподіл

Рисунок 3.3 – Радіальні та осьові розподіли заряджених часток уздовж осі z симетрії ШПО (ось z рівнобіжна вектору швидкості  $\vec{U}_{\infty}$  потоку, що набігає)



а) плазмовий струмінь ксенону  $X_e^+$ , який створено прискорювачем з замкнутим дрейфом електронів КА серії «Метеор» і «Космос – 1066»; б) профілі  $n_i$ , що характеризують структуру ШПО, створеного при інжекції нейтрального газу з поверхні тіла на стенді ІТМ НАНУ і ДКАУ (концентрація іонів  $N_{imax} = 1,6 \cdot 10^{11}$  см<sup>-3</sup>

Рисунок 3.4 – Радіальні профілі безрозмірної густини іонів  $n_i = j_i / j_{oi}$  (де  $j_i$  – густина іонного току,  $j_{oi} = j_{i_{max}}$ ), що характеризує розподіл заряджених часток біля ШПО
часток в ШПО. Штучне плазмове утворення, що створено біля поверхні КА в іоносфері Землі, і ШПО, створене на стенді ІТМ НАНУ і ДКАУ, відносяться до одного типу плазмових утворень, які характеризуються функцією  $f(\theta)$  з  $d^2f/d\theta^2 < 0$ .

Накладення власного магнітного поля на ШПО дозволяє реалізувати модель «наповненої» плазмою міні-магнітосфери. Структуру поля течії такого утворення ілюструють рис. 3.5. Сила, що діє на КА через систему струмів магнітопаузи для такої моделі міні-магнітосфери (Mini-Magnetosphere Plasma Propulsion, M2P2) дорівнює

$$F_{\Sigma} = F_L + F_{cc}, \qquad (3.1)$$

де  $F_{cc}$  – сила, що створена системою струмів, які замкнено на поверхні тіла у "наповненій" плазмою магнітосфері [36].

Сила, обумовлена системою струмів, замкнених у "наповненій" плазмою міні-магнітосфері, може бути представлена у вигляді [22]

$$F_{cc} = \frac{P_m}{\mu} \cdot \frac{B_{cc}}{\delta} = \frac{P_m}{\mu} \cdot \frac{\mu I_{cc}}{\pi \delta^2}, \qquad (3.2)$$

де  $B_{cc}$  – магнітне поле, індуковане системою струмів  $I_{cc}$ , замкнутих на поверхні «намагніченого» тіла;

 $\pi\delta^2$  – площа характерної поверхні тіла, на яку замикається система струмів.

З формули (3.1) для "намагніченого" тіла в присутності «наповненої» плазмою міні-магнітосфери біля поверхні при  $\vec{U}_{\infty} \perp \vec{B}_W$  випливає

$$\frac{F_{\Sigma}}{F_L} = 1 + \frac{\mu I_{cc}}{\pi \delta^2} \frac{r_{mp}}{B_{mp}}$$
(3.3)

За результатами експериментальних досліджень на стенді ІТМ НАНУ і ДКАУ визначено  $F_{\Sigma}/F_L \approx 3.5$ . Якщо врахувати, що для «порожньої» мінімагнітосфери  $F_L/F_{oi} \approx 2.5 - 3$ , то збільшення сили опору (або тяги) сфери в гіперзвуковому потоці частково іонізованого газу за рахунок вдуву плазми в каверну «порожньої» магнітосфери складає від 7 до 10 раз у порівнянні із силою  $F_{oi}$  опору «ненамагніченої» сфери.



Рисунок 3.5 – Структура поля течії «наповненої» плазмою міні-магнітосфери

## 4 УЗАГАЛЬНЕННЯ РЕЗУЛЬТАТІВ ДОСЛІДЖЕНЬ

Проведено параметричний аналіз динамічної взаємодії "намагнічених" апаратів, що спускаються у густих шарах атмосфери Землі під "магнітним" парашутом. Показано, що МГД - взаємодію в такому режимі характеризують два ефекти:

– зменшення конвективного теплового потоку на 60 % біля критичної точки затупленої поверхні твердого тіла і більше 80 % на периферійній частині твердого тіла;

– гальмування тіла за допомогою власного магнітного поля.

Завдяки використанню МГД - системи для апаратів, що спускаються, може бути реалізовано ефективний електромагнітний захист поверхні та кероване гальмування з коефіцієнтом опору в (2 - 6) разів більше, ніж у відсутності власного магнітного поля. Результати експериментальних досліджень, виконаних в ITM НАНУ і ДКАУ, в межах погрішності не більш 10 %, узгоджуються з даними чисельного рішення задачі з використанням рівнянь Нав'є-Стокса і методу дискретного моделювання Монте-Карло.

Теоретично і експериментально обґрунтовано ефективність концепції використання штучної (міні-) магнітосфери для керування рухом (гальмування або прискорення) космічного апарату (КА) у іоносфері Землі та в міжпланетному просторі.

Вперше в світі на плазмоелектродинамічному стенді ІТМ НАНУ і ДКАУ, який включено до Державного реєстру унікальних об'єктів космічної діяльності та має статус наукового об'єкту, що становить "національне надбання" України досліджено основні закономірності динамічної взаємодії намагніченого КА з потоками розрідженої плазми за умов моделювання їх руху в іоносферній плазмі на висотах від 800 до 1000 км та у плазмі сонячного вітру.

Визначено залежності сили опору і підйомної сили від кута між векторами швидкості потоку плазми та індукції власного магнітного поля КА. Встановлено, що міні-магнітосфера дозволяє реалізувати режим динамічної взаємодії в магнітогідродинамічній системі "КА – плазма" з ненульовою аеродинамічною якістю, режими ефективного гальмування або прискорення КА, збільшення сили опору (тяги) в 3 – 4 рази у порівнянні з "ненамагніченим" КА. Ефект впливу обертання вектора власного магнітного поля твердого тіла відносно вектора швидкості потоку розрідженої плазми подібний до ефекту Магнуса.

Показано, що вдув плазми у каверну міні-магнітосфери дозволяє збільшити силу опору (тягу) в 2–3 рази у порівнянні з порожньою мінімагнітосферою і є ефективним засобом керування рухом "намагніченого" тіла (гальмування або прискорення) у гіперзвуковому потоці розрідженої плазми в іоносфері Землі та в міжпланетному просторі. В цілому використання міні-магінтосфери дозволяє збільшити силу опору (тягу) КА в 7–10 разів у порівнянні з "ненамагніченим" КА в потоці розрідженої плазми.

### ВИСНОВКИ

1. Проведено параметричний аналіз динамічної взаємодії "намагнічених" апаратів, що спускаються у густих шарах атмосфери Землі під "магнітним" парашутом. Показано, що магнітогідродинамічна (МГД) взаємодію в такому режимі характеризують два ефекти:

– зменшення конвективного теплового потоку на 60 % біля критичної точки затупленої поверхні твердого тіла і більше 80 % на периферійній частині твердого тіла;

– гальмування тіла за допомогою власного магнітного поля.

2. Теоретично і експериментально обґрунтовано ефективність концепції використання штучної (міні-) магнітосфери для керування рухом (гальмування або прискорення) космічного апарату (КА) у іоносфері Землі та в міжпланетному просторі. Вперше досліджено основні закономірності динамічної взаємодії намагніченого КА з потоками розрідженої плазми за умов моделювання їх руху в іоносферній плазмі на висотах від 800 до 1000 км та у плазмі сонячного вітру.

3. Показано, що вдув плазми у каверну міні-магнітосфери дозволяє збільшити силу опору (тягу) в 2–3 рази у порівнянні з порожньою мінімагнітосферою і є ефективним засобом керування рухом "намагніченого" тіла (гальмування або прискорення) у гіперзвуковому потоці розрідженої плазми в іоносфері Землі та в міжпланетному просторі.

В цілому використання міні-магнітосфери дозволяє збільшити силу опору (тягу) КА в 7 – 10 разів у порівнянні з "ненамагніченим" КА в потоці розрідженої плазми.

4. Отримані результати відповідають очікуваним.

5. Результати можуть використані при розробці та проектуванні МГДсистем керування рухом перспективних космічних апаратів широкого класу та призначення.

6. Область застосування – механіка рідини, газу і плазми; плазмоелектродинаміка; проектування космічних апаратів.

1. Fujino T. Numerical study of magnetohydrodynamic flow control along superorbital reentry trajectories / T. Fujino, Y. Shimosawa // Journal of Spacecraft and Rockets. -2016. - V.53, No 3. - P.528 - 537. DOI: 10.2514/1.A3340

2. Моделювання динамічних процесів взаємодії КА із штучною магнітосферою та електродинамічної космічної тросової системи з плазмою іоносфери та сонячного вітру : звіт про НДР. У 2 томах, том 1 (проміжний). Напрям 1. Теоретичні та експериментальні дослідження особливостей та механізмів МГД - взаємодії КА із штучною магнітосферою з надзвуковим потоком розрідженої плазми / ITM НАНУ і ДКАУ ; керівники НДР В. Шувалов, А. Алпатов. – Дніпропетровськ, 2013. – 49 с. – № держреєстрації 0113U000504. – Інв. № 44-04/2013.

3. Динаміка взаємодії намагніченого КА та електродинамічної тросової системи з середовищем, яку проводити струм : звіт про НДР. У 2 томах, том 1 (проміжний). Напрям 1. Керування динамічною взаємодією "намагніченого" КА в плазмі іоносфери та сонячного вітру / ІТМ НАНУ і ДКАУ ; керівники НДР В. Шувалов, А. Алпатов. – Дніпропетровськ, 2014. – 94 с. – № держреєстрації 0114U003484. – Інв. № 26-04/2014.

4. Дослідження динаміки та теплообміну магнітоелектродинамічних систем в іонізованому середовищі в атмосфери Землі : звіт про НДР. У 2 томах, том 1 (проміжний). Напрям 1. Керування теплообміном «намагніченого» твердого тіла в атмосфері землі за допомогою власного магнітного полю / ITM НАНУ і ДКАУ ; керівники НДР В. Шувалов, А. Алпатов. – Дніпропетровськ, 2015. – 75 с. – № держреєстрації 0115U002649. – Інв. № 44-04/2015.

5. Шувалов В. А. Динамическое взаимодействие твердого намагниченного тела с потоком разреженной плазмы / В. А. Шувалов, Н. А. Токмак, Н. П. Письменный, Г. С. Кочубей // Прикладная механика и техническая физика. – 2016. – Т. 57, № 1. – С. 167 – 175. – DOI: 10.15372/PMTF20160116. (видано англомовну версію Dynamic interaction of a magnetized solid body with a rarefied plasma flow. A. Shuvalov, N. A. Tokmak, N. I. Pis'mennyi, G. S. Kochubei // Journal of Applied Mechanics and Technical Physics. – 2016. – V 1. – P. 145–152. – DOI: 10.1134/S0021894416010168).

6. Physical simulation of the interaction of "magnetized" bodies and the Earth's atmosphere in the hypersonic rarefied plasma flow / Shuvalov V. A., S. N. Kulagin, G. S. Kochubey, N. A. Токмак // High Temperature. – 2012. – V. 50, №3. – P. 315 – 322. – DOI:10.11.34/S0018151X120330182.

7. Fujino T. Numerical analysis of reentry trajectory coupled with magne-?ohydrodynamic flow control / T. Fujino, T. Yoshino, M. Ishikawa // Journal of Spacecraft and Rockets. -2008. - V. 45, No. -P. 911 - 919.

8. Битюрин В. А. Магнитогидродинамическое взаимодействие при обтекании затупленого тіла гиперзвуковым воздушным потоком / В. А. Битюрин, А. Н. Бочаров // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. – 2006. – № 5. – С. 188 – 203. 9. Битюрин В. А. Электромагнитная теплозащита летательного аппарата / В. А. Битюрин, А. Н. Бочаров // Тезисы докладов научной конференции, посвященной 50-летиюОИВТ РАН. – М. : ОИВТ, 2011. – С. 540 – 542.

10. Influences of electrical conductivity of wall of magnetohydrodynamic control of aerodynamic heating / T. Fujino, H. Sugito, M. Mizuno, M. Ishikawa // Journal Spacecraft and Rockets. -2006. - V. 43, No 1. - P. 63 - 70.

11. Битюрин В. А. О наземных МГД-экспериментах в гиперзвуковых потоках / В. А. Битюрин, А. Н. Бочаров // Теплофизика высоких температур. – 2010. – Т. 48, № 6. – С. 916 – 923.

12. Kinetic and continuum simulations of electromagnetic control of a simulated reentry flow / H. Katsurayama, M. Kawamura, A. Matsude et. al. // Journal Spacecraft and Rockets. -2008. - V.45, No 5. -P.248 - 254.

13. Yoo C. Y. Numerical analysis of the viscouse hypersonic MHD blunt body problem // C. Y. Yoo, B. W. Porter // AJAA Journal. – 1973. – V. 11,  $N_{2}$  3. – P. 383 – 389.

14. Porter R. W. Hall effect in flight magnetogasdynamics / R. W. Porter, A. B. Cambell // AJAA Journal. – 1967. – V. 5, № 12. – P. 2208 – 2212.

15. Обтекание головной сферической части тела гиперзвуковым потоком при наличии магнитного поля / В. А. Битюрин, А. Б. Ватажин, О. В. Гуськов, В. И. Копченов // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. – 2004. – № 4. – С. 169 – 179.

16. Bisek N. Computational study of impregnated ablator for improved magnetohydrodynamic heat shield / N. Bisek, R. Grosse, J. Poggie // Journal of spacecraft and rockets. -2013. - V. 50, No 5. - P. 927 - 935.

17. Two-dimensional magnetohydrodynamic simulation of a magnetic sale / H. Nishida, H. Ogawa, I. Funaki, K. Fujita, H. Yamakawa, Y. Inataki // Journal of spacecraft and rockets. -2006. - V. 43, No 3. - P. 667 - 672.

18. Magnetic plasma deorbit system for nano- and micro- satellites using magnetic torques interference with space plasma in low Earth orbit / T. Inamori, R. Kawashima, P. Saisutjarit, N. Sako, H. Ohsaki // Acta astronautica. – 2015. – V. 112. – P. 192 – 199.

19. An exploration of the effectivness of artificial mini-magnetospheres as a potential solar storm shelter for long term human space missions / R. A. Bamford, B. Kellett, J. Bradford, T. N. Told, M. G. Benton, R. Staffor-Allen, E. P. Alves, L. Silva, C. Collingwood, I. A. Crauford, R. Bingharm // Acta astronautica. – 2014. – V. 105. – P. 385 – 394.

20. Control of the Dynamic Interaction of a "magnetized" sphere with a hypersonic flow of rarefied plasma / V. A. Shuvalov, N. A. Tokmak, N. I. Pis'mennyi, G. S. Kochubei // High Temperature. -2015. - V. 53, No. 4. - P. 463 - 469.

21. Эберт Г. Короткий справочник по физике / Г. Эберт. – М. : Высшая школа, 1963. – 552 с.

22. Toivanen P. K. Magnetosperic propulsion (eMPii) / P. K. Toivanen, P. Janhunen, H. E. Koskinen : Final Report. Contract №1631/02/NL/LvH. Issue 1.3. / ESTEC. – April 2004. – 78 p.

23. Chapman S. A new theory of magnetic storms / S. Chapman // Terre-?trials magnetism and atmospheric electricity. -1931. - V. 36, No 6. -P. 77 - 97.

24. Chapman S. The theory the first phase of a geomagnetic storm / S. Chapman, V. S. Ferraro // Terrestrials magnetism and atmospheric electricity. -1940. - V.45, No 9. - P.245 - 268.

25. Лайонс Л. Физика магнитосферы / Л. Лайонс, Д. Уильямс. – М. : Мир, 1987. – 312 с.

26. Альвен Г. Космическая электродинамика / Г. Альвен, Х. Г. Фельтхаммар. – М. : Мир, 1967. – 260 с.

27. Zubrin P. M. Magnetic saland interplanetary / P. M. Zubrin, D. G. Andrews // Journal of Spacecraft and Rockets. – 1991. – V. 28, № 2. – P. 197 – 203.

28. Laboratory experiment of plasma flow around magnetic sail / I. Funaki, H. Kojima, H. Yamakawa, Y. Nakayama, Y. Shjimizu // Astrophysics Spacer Science.  $-2007. - N_{2} 307. - P. 63 - 65.$ 

29. Краснов А. Ф. Аэродинамика / А. Ф. Краснов. – М. : Высшая школа, 1971. – 632 с.

30. Модель космоса (МК-83) : В 2 т. Т. 1. / Под. ред. Н. С. Вернова. – М. : Высшая школа, 1983. – 636 с.

31. Кошмаров Ю. А. Прикладная динамика разреженного газа / Ю. А. Кошмаров, Ю. А. Рыжов. – М. : Машиностроение, 1977. – 184 с.

32. Clark E. L. Aerodynamic characteristics of the hemisphere of supersonic and hypersonic mach numbers / E. L. Clark // AJAA Journal. – 1969. – V. 7,  $N_{27}$ . – P. 1385 – 1386.

33. Bailey A. B. Sphere drag coefficients for a broad range of mach and Reynolds numbers / A. B. Bailey, J. Hiatt // AJAA Journal. – 1972. – V. 10, №11. – P. 1436 – 1440.

34. Митчнер М. Частично ионизованные газы / М. Митчнер, И. Кругер. – М Мир, 1976. – 496 с.

35. The study of plasma jet injected by an on-board plasma thruster / J. A. Grebnev, G. V. Ivanov, V. P. Khodnenko, A. I. Morozov et al. // Advance Space Research. -1981. - V. 1, No2. - P. 153 - 158.

36. Исследования струи стационарного плазменного ускорителя с замкнутым дрейфом электронов (УЗДП) / С. Н. Асхабов, М. П. Бургасов, А. Н. Веселовзоров и др. // Физика плазмы. – 1981. – Т. 7, №4. – С. 225 – -230.

Додаток А Перелік засобів вимірів і випробувань, які було використано при проведенні досліджень

Наймену- вання засо- бів вимірю- вань (випро- бувань)	Тип (шифр)	Метрологічні харак- теристики	Заводський номер (номер атестаційного свідоцтва)	Дата останньої держпові- рки (атес- тації)
Цифровий мультіметр	M3500A	Від 100 мВ /1/10/100/1000 В, ±(0,005÷0,008) %;	TW00011169	21.12.2016
Вольтметр	B7-21	Від 1мВ до 1000 В, від 100 мВ до 300 В, ±0,1 %	И22.710.004 ТО Зав. № Г10009	02.12.2015
Вакуумметр широкодіа- пазонний	WRG-S	Від 1·10 <sup>-7</sup> до 200 мм рт. ст. відносна погрішність ±30,0 %	086220342	14.06.2016
Вольтметр універсальний	B7-21A	Від 1 мВ до 1000 В від 100 мВ до 300 В, ±0,1%	Зав. №Г10009	06.12.2016

Додаток Б

Перелік публікацій за НДР

1. Динамическое взаимодействие "намагниченного" конуса с гиперзвуковым потоком разреженной плазмы / В. А. Шувалов, Н. А. Токмак, С. Н. Кулагин, Г. С. Кочубей // Теплофизика высоких температур. – 2013. – Т. 51, № 6. – С. 803–810.

Видано англомовну версію статті 1:

Dynamic interaction of a "magnetized" cone with a hypersonic flow of rarefied plasma / V. A. Shuvalov, N. A. Tokmak, S. N. Kulagin, G. S. Kochubei // High Temperature. -2013. - V. 51, No 6. - P. 725 - 732.

DOI: 10.1134/S0018151X13050192.

2. Электромагнитная теплозащита и управление движением КА в атмосфере Земли («магнитный парашют») / В. А. Шувалов, Н. А. Токмак, Г. С. Кочубей, А. Г. Цокур // Тези доповідей 13-ої Украинской конференции з космичних досліджень, 2013, Євпатория, Крим : сб. тезисів. – Киев : Вид-во "Кафедра", 2013. – С. 152.

3. Шувалов В. А. Зондовая диагностика околоспутниковой среды на КА «Сич-2» / В. А. Шувалов, А. А. Лукенюк, Н. И. Письмовий, С. Н. Кулагин / Космічна наука і технологія. – 2013. – №1. – С. 3 – 13.

4. Зондовая диагностика потоков лабораторной и ионосферной разреженной плазмы / В. А. Шувалов, Н. И. Письменный, Д. Н. Лазученков, Г. С. Кочубей // Приборы и техника эксперимента. – 2013. – №4. – С. 98 – 107.

Видано англомовну версію статті 4:

Probe diagnostics of laboratory and ionospheric rarefied plasma flows / V. A. Shuvalov, N. I. Pis'mennyi, D. N. Lazuchenkov, and G. S. Kochubey // Instruments and Experimental Techniques. -2013. - V.56, No 4. - P.459 - 467. DOI: 10.1134/S002044121304009X.

5. Шувалов В. А. Диагностика компонентов ионосферной плазмы на космическом аппарате "Сич-2" / В. А. Шувалов // «Україна - Росія - Сколково. Единое инновационное пространство» : материали межнародной конференции 22-23 мая 2013 года, Киев. – Київ : Видавничо-поліграфічний центр "Киевский університет", 2013. – С. 79 – 80.

6. Динамическое взаимодействие космического аппарата с разреженной плазмой при движении под «магнитным парусом» / В. А. Шувалов, Н. А. Токмак, А. М. Цокур, Γ. С. Кочубей // Космічна наука і технологія. – 2014. – Т. 20, № 3. – С. 14 – 21.

7. Лазученков Д. Н. Моделирование взаимодействия потока разреженнной плазмы з обтекаемым заряженным проводящим цилиндром вблизи проводящейц поверхности / Д. Н. Лазученков, Н. М. Лазученков // Техническая механика. – 2014. – №2. – С. 63 – 72.

8. Письменный Н. И. Управление динамическим взаимодействием в системе «КА – плазма» при движении под «магнитным парусом» в ионосфере и межпланетном пространстве / Н. И. Письменный, Н. А. Токмак,

А. А. Пурцеладзе // 14-а Українська конференція з космічних досліджень, 8 – 12 вересеня 2014 р., Ужгород : зб. тез доповідей. – Київ : Вид - во ІКД НАНУ і ДКАУ, 2014. – С. 90.

9. Управление динамическим взаимодействием "намагниченной" сферы с гиперзвуковым потоком разреженной плазмы / В. А. Шувалов, Н. А. Токмак, Н. И. Письменный, Г. С. Кочубей // Теплофизика высоких температур. – 2015. – Т. 53, № 4 – С. 487 – 493.

- DOI: 10.1134/S0018151X15030177.

Видано англомовну версію статті 9:

Control of the Dynamic Interaction of a "Magnetized" Sphere with a Hypersonic Flow of Rarefied Plasma / V. A. Shuvalov, N. A. Tokmak, N. I. Pis'mennyi, G. S. Kochubei // High Temperature. – 2015. – V. 53, №. 4. – P. 463 – 469. DOI: 10.1134/S0018151X15030177

10. Магнитогидродинамическое управление теплообменом и торможением спускаемых аппаратов в атмосфере Земли / В. А. Шувалов, Н. И. Письменный, А. М. Цокур, А. А. Пурцеладзе // Космические технологии : настоящее и будущее : 5-я Международная конференция, май, 2015 г., Днепропетровск : тезисы докладов. – Днепропетровск : КБЮ. – С. 26.

11. Резниченко Н. П. Управление движением спускаемых аппаратов под "магнитным парашютом" в атмосфере Земли / Н. П. Резниченко, Н. И. Письмовий, А. Г. Цокур // 15-а Українська конференція з космічних досліджень, 24 – 28 серпня 2015 р., Одеса : зб. тез доповідей. – Київ : Академперіодика НАН України, 2015. – С. 115.

12. Шувалов В. А. Динамическое взаимодействие твердого намагниченного тела с потоком разреженной плазмы / В. А. Шувалов, Н. А. Токмак, Н. П. Письменный, Г. С. Кочубей // Прикладная механика и техническая физика. – 2016. – Т. 57, № 1. – С. 167 – 175. DOI: 10.15372/PMTF20160116.

Видано англомовну версію статті 12:

Dynamic interaction of a magnetized solid body with a rarefied plasma flow / A. Shuvalov, N. A. Tokmak, N. I. Pis'mennyi, G. S. Kochubei // Journal of Applied Mechanics and Technical Physics. 2016. – V 57, Nol. – P. 145–152. – DOI: 10.1134/S0021894416010168.

Інформацію про дослідження за етапом 3, напрямок 1 включено до доповіді Президента НАН України Б. Є. Патона "Підсумки діяльності Національної академії наук України у 2015 році та основні напрями її подальшої роботи" (слайд 3) загальним зборам НАН України 14 квітня 2016 року.

Сумарний імпакт-фактор за напрямком 1 складає 9,974, у тому числі:

- за даними Institute for Scientific Information (англомовні публікації)= 4,814;

- за даними Российский индекс научного цитирования (РИНЦ, російсь-комовні публікації)= 5,16;



УДК 533.95; 629.7 № держреєстрації 0115U002649

> Національна академія наук України Національне космічне агентство України Інститут технічної механіки (ITM НАН України і НКА України)

49005 м. Дніпропетровськ-5, вул. Лешко-Попеля, 15; телефон (0562) 46 50 46; факс (0562) 47 34 13; E-mail: office.itm@nas.gov.ua

## ЗВІТ ПРО НАУКОВО-ДОСЛІДНУ РОБОТОВІ

Дослідження особливостей і механізмів керування орбітальним рухом космічних апаратів у середовищі, яку проводити струм

ДОСЛІДЖЕННЯ ДИНАМІКИ ТА ТЕПЛООБМІНУ МАГНІТОЕЛЕКТРОДИНАМІЧНИХ СИСТЕМ В ІОНІЗОВАНОМУ СЕРЕДОВИЩІ В АТМОСФЕРИ ЗЕМЛІ. НАПРЯМ 1. КЕРУВАННЯ ТЕПЛООБМІНОМ «НАМАГНІЧЕНОГО» ТВЕРДОГО ТІЛА В АТМОСФЕРІ ЗЕМЛІ ЗА ДОПОМОГОЮ ВЛАСНОГО МАГНІТНОГО ПОЛЯ

> (заключний) У 2 томах, тім 1 Договір II-16-13-3, етап 3, напрямок 1 44-04/2015

УДК 533.95; 629.7 № держреєстрації 0116U002663

> Національна академія наук України Державне космічне агентство України Інститут технічної механіки (ITM НАНУ і ДКАУ)

49005 м. Дніпро-5, вул. Лешко-Попеля, 15; телефон (0562) 46 50 46; факс (0562) 47 34 13; E-mail: office.itm@nas.gov.ua

СХВАЛЕНО

на засіданні Вченої ради ІТМ НАНУ і ДКАУ протокол від **22.12.2016 // 8** 

адемія ar ЗАТВЕРДЖУЮ Директор KTM HAHY I AKAY член-кореспонденк НХР України О. Пилипенко 2016.12.

ЗВІТ ПРО НАУКОВО-ДОСЛІДНУ РОБОТУ

Дослідження особливостей і механізмів керування орбітальним рухом космічних апаратів у середовищі, яке проводить струм

## АНАЛІЗ ОСОБЛИВОСТЕЙ МЕТОДІВ, ЩО ПРОПОНУЮТЬСЯ ДЛЯ УПРАВЛІННЯ ОРБІТАЛЬНИМ РУХОМ КА В СЕРЕДОВИЩІ, ЯКЕ ПРОВОДИТЬ СТРУМ

## НАПРЯМОК 2. ДИНАМІКА ЕЛЕКТРОДИНАМІЧНОЇ КОСМІЧНОЇ ТРОСОВОЇ СИСТЕМИ ДЛЯ ВІДВОДУ КОСМІЧНИХ ОБ'ЄКТІВ З НИЗЬКИХ НАВКОЛОЗЕМНИХ ОРБІТ

(заключний)

У 2 томах, том 2

Договір II-16-13-4, етап 4, напрямок 2

64-09/2016

Керівник НДР за напрямком 2 завідувач відділу 9 доктор технічних наук, професор

Alm

А. Алпатов

2016

#### СПИСОК АВТОРІВ

Керівник НДР за напрямком 2 завідувач відділу, д-р техн. наук, професор

А. Алпатов (постановка задач, вступ, висновки)

Відповідальний виконавець, пров. наук. співроб., д-р физ.-мат. наук

О. Пироженко (вступ, розділи 1, 3, 4, висновки)

Ст. наук. співроб., канд. техн. наук

Д. Храмов (розділи 3, 4)

Мол. наук. співроб.

DGo Honauffe

О. Волошенюк (розділ 4)

Заст. завідувача відділу МО і С

2010.12.29

Л. Скіпочка (нормоконтроль)

#### ΡΕΦΕΡΑΤ

Звіт про НДР у 2-х томах, том 2: 88 сторінки, 27 малюнків, 3 таблиці, 2 додатка, 30 джерел.

Об'єкт дослідження – динаміка електродинамічної космічної тросової системи.

Мета досліджень – визначення можливості створення високоефективного, пасивного, з низькою масою та малою енергетикою пристрою на основі електродинамічної космічної тросової системи, який надасть можливість вирішити проблему відводу космічного сміття з низьких навколоземних орбіт.

Застосовувані методи – інформаційно-аналітичний, методи теоретичної механіки, механіки космічного польоту, фізики іонізованої плазми, теорії імовірності, математичного моделювання і комп'ютерної візуалізації, теорії теплопровідності.

Проведено аналіз, розробку і розвиток математичних моделей динаміки електродинамічної космічної тросової системи для визначення можливості створення високоефективного пристрою для пасивного відводу космічного сміття з низьких навколоземних орбіт. На основі цього проведено аналіз основних особливостей динаміки електродинамічної космічної тросової системи на низьких навколоземних орбітах і розроблено рекомендації для розрахунку силових взаємодій малої експериментальної космічної тросової системи із зовнішнім середовищем і для розрахунку динаміки системи.

Показано, що особливості взаємодії електродинамічної космічної тросової системи із середовищем і особливості її динаміки вимагають проведення натурних експериментальних досліджень.

Вироблено рекомендації щодо розгортання малої експериментальної космічної тросової системи, й узагальнено результати досліджень особливих факторів взаємодії системи з середовищем.

Результати роботи можуть бути використані при побудові моделей і розрахунках динаміки електродинамічної космічної тросової системи, плануванні запусків космічних тросових систем, підготовці натурних експериментів з електродинамічною космічною тросовою системою.

Область застосування – космічні дослідження, динаміка космічних систем.

## ЕЛЕКТРОДИНАМІЧНА КОСМІЧНА ТРОСОВА СИСТЕМА, СИСТЕМА РОЗГОРТАННЯ, СИЛА ЛОРЕНЦА, ЗОНДОВА ТЕОРІЯ, КОСМІЧНИЙ АПАРАТ, КОСМІЧНЕ СМІТТЯ, АЕРОДИНАМІЧНИЙ МОМЕНТ

## 3MICT

Перелік умовних позначень, символів, одиниць, скорочень і термінів	5
Вступ	6
1 Результати досліджень за напрямком 2 в 2013 – 2015 роках	11
2 Аналіз основних особливостей динаміки електродинамічної космічної	
тросової на низьких навколоземних орбітах	16
2.1 Фізичні основи створення електродинамічної космічної тросової системи.	16
2.2 Основні напрямки й результати досліджень електродинамічної тросової	
системи в 80-90 роках	18
2.3 Електродинамічна система для відводу супутників	20
2.4 Мала експериментальна ЕДКТС	22
2.4.1 Закономірності відносного руху в гравітаційному полі	23
2.4.2 Закономірності руху системи з урахуванням електродинамічних впливів	:27
3 Вироблення рекомендацій щодо розгортання малої експериментальної	
космічної тросової системи	31
3.1 Схеми розгортання	31
3.2 Динаміка розгортання	35
4 Вироблення рекомендацій щодо розрахунку силових взаємодій малої	
експериментальної космічної тросової системи с середовищем та динаміки	
системи	39
4.1 Взаємодії з іоносферною плазмою й магнітосферою і їх вплив на динаміку	y
системи	39
4.1.1 Струми анодної й катодної частин системи	40
4.1.2 Визначення координати нульового потенціалу	45
4.1.3 Аналіз результатів розрахунків взаємодії системи з магнітосферою й	
іоносферою	46
4.1.4 Вплив амперових сил на динаміку системи	47
4.2 Взаємодії з нейтральним середовищем і їх вплив на динаміку системи	48
4.2.1 Розрахунок аеродинамічних коефіцієнтів	50
4.2.2 Рекомендації щодо вибору орбіти КТС	53
4.2.3 Розрахунок динаміки КТС. Частоти. Резонанси. Амплітуди	57
4.3 Взаємодії з космічними частками й оцінка часу виживання системи	61
4.4 Дія теплового впливу на динаміку системи	67
5 Узагальнення результатів досліджень особливих факторів взаємодії з	
середовищем електродинамічної космічної тросової системи	73
Висновки	79
Перелік посилань	83
Додаток А Список публікацій, виконаних у рамках робіт за темою	86
Додаток Б Приведення диференціального рівняння для вектора до скалярної	
форми	87

## ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ, СИМВОЛІВ, ОДИНИЦЬ, СКОРОЧЕНЬ І ТЕРМІНІВ

КА	- космічний апарат
КК	- космічний корабель
КС	- космічне сміття
КТС	- космічна тросова система
ННО	- низька навколоземна орбіта
OOC	- орбітально обмежений струм
ОСК	- орбітальна система координат
PH	- ракета-носій
ЕДКТС	- електродинамічна космічна тросова система
EPC	<ul> <li>електрорушійна сила</li> </ul>
TSS	- Tethered Satellite System

### ВСТУП

Робота, результати якої представлені в даному заключному та проміжних звітах (перелік наведено нижче), виконувалась у відповідності до календарних планів робіт на 2013 – 2016 роки (напрям 2) за договорами ІІ-16-13, ІІ-16-13-2, ІІ-16-13-3 та ІІ-16-13-4 на виконання наукових проектів, затверджених розпорядженнями Президії НАН України від 01.02.2013 р. № 56, 04.03.2014 р. № 140, 26.02.2015 р. № 122 та 25.02.2016 р. № 119. Науковий проект за темою «Дослідження особливостей і механізмів керування орбітальним рухом космічних апаратів у середовищі, яке проводить струм» виконувався ІТМ НАНУ і ДКАУ за Цільовою комплексною програмою НАН України з наукових космічних досліджень на 2012 – 2016 рр.

Мета досліджень – визначення можливості створення високоефективного, пасивного, з низькою масою та малою енергетикою пристрою на основі електродинамічної космічної тросової системи (ЕДКТС), який надасть можливість вирішити проблему відводу космічного сміття з низьких навколоземних орбіт (ННО).

Робота за напрямком 2 виконувалася у чотири етапи:

– етап 1. Моделювання динамічних процесів взаємодії космічного апарату (КА) із штучною магнітосферою та електродинамічної космічної тросової системи з плазмою іоносфери та сонячного вітру. Напрямок 2. Аналіз, розробка і розвиток математичних моделей динаміки електродинамічної космічної тросової системи для визначення можливості створення високоефективного пристрою для пасивного відводу космічного сміття з низьких навколоземних орбіт;

– етап 2. Динаміка взаємодії намагніченого КА та електродинамічної тросової системи із середовищем, яке проводить струм. Напрямок 2. Дослідження закономірностей динаміки електродинамічної космічної тросової системи для визначення можливості створення високоефективного пристрою для пасивного відводу космічного сміття з низьких навколоземних орбіт;

– етап 3. Дослідження динаміки та теплообміну магнітоелектродинамічних систем в іонізованому середовищі в атмосфери Землі. Напрямок 2. Дослідження нелінійної динаміки й особливих факторів взаємодії із середовищем електродинамічної космічної тросової системи для визначення можливості створення високоефективного пристрою пасивного відводу космічного сміття з низьких навколоземних орбіт;

– етап 4. Аналіз особливостей методів, що пропонуються для управління орбітальним рухом КА в середовищі, яке проводить струм. Напрямок 2. Узагальнення результатів дослідження динаміки електродинамічної космічної тросової системи та вироблення рекомендацій щодо проведення натурного експерименту.

Задачі досліджень:

– провести аналіз, розробку і розвиток математичних моделей динаміки ЕДКТС для визначення можливості створення високоефективного пристрою для пасивного відводу космічного сміття з ННО;

– дослідити закономірності динаміки ЕДКТС для визначення можливості створення високоефективного пристрою для пасивного відводу космічного сміття з ННО;

– провести дослідження нелінійної динаміки й особливих факторів взаємодії із середовищем ЕДКТС для визначення можливості створення високоефективного пристрою пасивного відведення космічного сміття з ННО;

– узагальнити результати дослідженнь динаміки ЕДКТС та виробити рекомендацій щодо проведення натурного експерименту.

Основні завдання, які вирішувалися при виконанні роботи на 4 етапі:

- аналіз основних особливостей динаміки ЕДКТС на ННО;

– виробка рекомендацій із розгортання малої експериментальної космічної тросової системи;

– виробка рекомендацій для розрахунку силових взаємодій малої експериментальної космічної тросової системи із середовищем і динаміки системи;

– узагальнення результатів досліджень особливих факторів взаємодії із середовищем електродинамічної космічної тросової системи.

За більш ніж 50 років використання супутників, значно зросла кількість сміття на навколоземних орбітах. Багато об'єктів, таких як: верхні ступені ракет-носіїв, космічні апарати, що завершили свій строк роботи, побічні продукти їх функціонування і запусків залишаються на орбіті десятки й сотні років. На даний час космічне сміття є серйозною загрозою для нових космічних об'єктів.

Особливо гостро стоїть проблема сміття для ННО (до 2000 км). Для об'єктів занадто малих для внесення до каталогу, рівні щільності на ННО набагато вищі, ніж на інших висотах. Наприклад, кількість уламків розмірами між 1 см і 10 см за оцінками експертів становить кілька сотень тисяч, а кількість об'єктів між 1 мм і 1 см становить понад 100 мільйонів.

Вирішенням проблеми космічного сміття в цей час активно займаються всі провідні космічні країни світу. Встановлено, що зняття загрози лавиноподібного характеру збільшення сміття при зіткненнях об'єктів можливе тільки за умови значного зменшення кількості великих об'єктів на ННО. Прийнято концепцію активного відводу космічного сміття (Active Debris Removal) шляхом його руйнування в щільних шарах атмосфери, або шляхом переведення його на орбіти захоронення.

Одним з найбільш перспективних напрямків вирішення проблеми активного відведення космічних об'єктів з ННО є використання ЕДКТС. Це загальноприйнята думка, оскільки використання ЕДКТС надає унікальні можливості створення економічно ефективної і пасивної системи відведення.

Важливість задач, для вирішення яких є перспективним використання ЕДКТС, обумовила широкі дослідження цього напрямку. Інтенсивні дослідження задач функціонування ЕДКТС на ННО тривають уже більше двох десятків років. Отримані результати, з одного боку, підтверджують перспективність ЕДКТС і розширюють можливості її ефективного застосування для різних технічних застосувань, а, з іншого боку, дозволяють глибше усвідомити складність проблеми.

Створення ефективних ЕДКТС пов'язане з вирішенням складних взаємозалежних проблем динаміки космічних тросових систем, фізики плазми, електродинаміки, механіки і фізики космічного польоту, термодинаміки і т. п. Складний міждисциплінарний характер досліджуваних задач, тонкі специфічні ефекти, що проявляються в ЕДКТС і суттєво впливають на її роботу, – це ті причини, які, очевидно, обумовлюють не такий швидкий, як спочатку очікувалося, прогрес у розробках. Разом з тим, ці ж причини, як представляється, обумовлюють красу і привабливість задачі створення ЕДКТС.

Ідея використання протяжних электропровідних систем у навколоземному просторі базується на двох принципах:

- взаємодія системи із гравітаційним полем Землі забезпечує високий ступінь стійкості руху відносно центру мас біля місцевої вертикалі (тобто уздовж поточного радіус-вектора орбіти) внаслідок великої довжини системи;

- значна довжина провідника забезпечує й значні сили взаємодії струму, що тече по провіднику, з магнітним полем Землі (сили Ампера).

Сили Ампера, залежно від напрямку струму в провіднику можуть бути спрямовані як на прискорення орбітального руху системи, так і на його гальмування.

Природним розвитком цієї ідеї послужили проекти ЕДКТС, коли два кінцевих тіла з'єднані тонким і легким зв'язком, що проводить електричний струм. ЕДКТС може працювати як у режимі генерації електроенергії, так і в режимі тяги, забезпечуючи перехід механічної енергії орбітального руху в електричну енергію й навпаки. Оцінки показують, що ефективність такого перетворення може досягати 90 % і більше.

Настільки висока ефективність ЕДКТС викликала досить широкий інтерес до питань її створення в 70-80 рр. минулого сторіччя. Інтенсивний розвиток космонавтики в ті роки, програми космічних кораблів і космічних станцій, як представлялося, одержували значний розвиток із застосуванням ЕДКТС. В 80-90 рр. космічні тросові системи (КТС) розглядаються як один з найбільш перспективних напрямків розвитку космонавтики й на його розвиток виділяються значні кошти.

Центральними проектами в той час були проекти "TSS" (Tethered Satellite System), які розроблювались під керівництвом NASA, і передбачали використання космічних човнів для їх проведення.

Проект "TSS-1", який розроблювався разом з італійським космічним агентством, передбачав дослідження ЕДКТС довжиною 20 км. Загальні витрати на проект перевищили один мільярд доларів.

Орбітальний експеримент "TSS-1" було проведено 3 серпня 1992 р. Внаслідок затиску троса в лебідці його вдалося випустити всього на 265 м замість передбачуваних 20 км. Після довгих зусиль вдалось втягти прив'язний супутник назад у космічний корабель. Спроби з'ясувати в наземних умовах причини заклинювання троса не дали результатів.

Повторну спробу експерименту ("TSS-1R") було розпочато в 1996 р. Трос був розмотаний майже на всю довжину, однак "перепалився" через коротке замикання. Імовірна причина замикання – механічне ушкодження ізоляції. У результаті аварії дорогий італійський супутник разом із тросом було втрачено.

В експерименті "TSS-1R" було показано можливість створення значних сил електродинамічного гальмування, і підтверджено досягнення високих значень електрорушійної сили (3500 В). Експериментально показано, що взаємодія відкритого металу із плазмою значно ефективніше дозволяє збирати струм, чим передбачалось теорією: 8 м<sup>2</sup> неізольованої металевої поверхні італійського КА дозволили зібрати 1,1 А електричного струму.

Можна сказати, що експеримент "TSS-1" підкреслив першу особливість КТС, яка полягає в необхідності розгортання протяжної гнучкої нитки в космосі, коли експериментальні наземні дослідження (а було розмотано сотні кілометрів нитки) не дозволяють повністю підтвердити працездатність системи розгортання.

Експеримент "TSS-1R" підкреслив ще одну особливість ЕДКТС: взаємодія системи з іоносферною плазмою (і магнітосферою) вимагає експериментальних досліджень. Наука про фізику плазми багато в чому є експериментальною наукою, а в наземних умовах дуже складно відтворити умови космічного навколоземного простору.

Кінець 90-х років і початок 2000-х характеризується зниженням інтересу до КТС. Це пов'язано і зі зменшенням темпів розвитку космонавтики у світі (зниженням обсягів її фінансування), і з усвідомленням складностей створення КТС. Як представляється, основним фактором зниження інтересу до ЕДКТС для транспортних операцій є відсутність явної потреби в таких операціях. Очевидно, це завдання майбутнього, коли освоєння людиною навколоземного простору буде мати якісно інший рівень.

Разом з тим, саме освоєння людиною космічного навколоземного простору викликало нову проблему – проблему космічного сміття. Експеримент "TSS-1R" показав можливість пасивного збирання великих струмів з іоносферної плазми. Ідея використання оголеного троса відкрила можливість суттєво збільшити площу контакту із плазмою, і тим самим збирати в плазмі великий електронний струм. Це, у свою чергу, відкрило можливість ефективного використання ЕДКТС у режимі генерації струму, тобто в режимі, коли енергія орбітального руху перетвориться в електричну енергію.

На основі аналізу можливостей ЕДКТС було запропоновано ефективну систему відводу супутників, що відробили свій ресурс, з ННО. Висока потенційна ефективність системи й зростаюча актуальність проблеми космічного сміття привернули широку увагу до проекту ЕДКТС для відводу космічних об'єктів з ННО. Роботи проводилися в багатьох країнах, і до теперішнього часу отримано змістовні результати по багатьом напрямкам досліджень функціонування ЕДКТС для відводу об'єктів. Але, ці результати вимагають експериментальної перевірки. Тут потрібно відзначити наступну особливість радіальної (гравітаційно стабілізованої) ЕДКТС: положення рівноваги системи нестійке, а зовнішні впливи приводять до резонансного підкачування енергії в коливання системи відносно місцевої вертикалі. Тому питання вибору параметрів ЕДКТС для кожної місії відводу є нетривіальним і повинно базуватися на перевірених моделях і даних.

Таким чином, розвиток напрямку ЕДКТС, у першу чергу, пов'язаний з експериментальних функціонування ланих на отриманням ïχ HHO. експериментів, Представляється, необхідна ціла серія натурних ЩО спрямованих на дослідження різних питань взаємодії ЕДКТС із зовнішнім багаторазових середовищем. Для проведення досить оперативних i експериментальних досліджень найбільш підходять спеціалізовані КА, створювані з цією метою. Зниження вартості таких експериментів пов'язане з використанням малих тросових систем. Використання мікросупутників і, особливо, технології CubeSat, дозволяють суттєво скоротити витрати на експериментальні дослідження. До теперішнього часу в багатьох країнах розробляються проекти малих ЕДКТС на мікросупутниках. Уже запущено десяток таких систем, але, на жаль, всі запуски можна віднести до неуспішних.

Розробка малої експериментальної ЕДКТС є складною багатопараметричною задачею. Її вирішення вимагає комплексного аналізу основних закономірностей взаємодії ЕДКТС із зовнішнім середовищем і аналізом основних особливостей її динаміки. Це стосується таких важливих питань функціонування ЕДКТС, як:

- взаємодія ЕДКТС з іоносферою й магнітосферою Землі;

- взаємодія ЕДКТС з нейтральним середовищем;

- аналіз взаємодії тросової системи з космічним сміттям і вплив нагрівання троса;

- аналіз стійкості руху системи відносно центру мас під дією моменту амперових сил;

- аналіз стійкості руху системи відносно центру мас під дією моменту аеродинамічних сил.

Чисельні невдалі спроби розгортання малих КТС показують необхідність ретельного аналізу процесів розгортання КТС і вироблення рекомендацій щодо розгортання малої експериментальної системи.

Результати роботи можуть бути використані при побудові моделей і розрахунку динаміки ЕДКТС, плануванні запусків КТС, підготовці натурних експериментів з ЕДКТС.

Область застосування — космічні дослідження, динаміка космічних систем.

За період виконання проекту за напрямком 2 було підготовлено 3 проміжних звіти [1-3], опубліковано 5 статей і 4 тези доповідей на міжнародних і українських конференціях. Перелік статей та тез наведено в додатку А. При виконанні робіт за договором на етапі 4 за напрямком 2 підготовлено та опубліковано одну роботу [А.9].

У звіті використано матеріали, підготовлені наук. співроб., канд. фіз.-мат. наук А. І. Масловою, мол. наук. співроб. О. В. Міщенко.

## 1 РЕЗУЛЬТАТИ ДОСЛІДЖЕНЬ ЗА НАПРЯМКОМ 2 В 2013 – 2015 РОКАХ

1.1 Етап 1, 2013 рік:

- запропоновано модель урахування вагомості троса при розгортанні космічної тросової системи, що дозволяє здійснювати дослідження нових схем розгортання. Важливим інструментом аналізу самої моделі й фактором, що спрощує вибір її параметрів, є розроблена за звітний період програма візуалізації руху троса;

- визначено недоліки загальноприйнятої моделі взаємодії електродинамічної космічної тросової системи із середовищем і запропоновано модель розрахунків струму, що збирається малою пасивною електродинамічною космічною тросовою системою, на основі зондових моделей;

- запропоновано модель динаміки, що описує орбітальний і відносний рух системи з урахуванням основних збурюючих впливів;

- розроблено спрощену математичну модель, що дозволяє здійснювати розрахунки й одержувати оцінки часу неруйнування космічної тросової системи із моноволоконним і двохволоконним тросом.

1.2 Етап 2, 2014 рік:

- дороблено й розвинено математичні й комп'ютерні моделі динаміки електродинамічної космічної тросової системи й проведено дослідження основних закономірностей динаміки системи;

- досліджено закономірності розгортання системи залежно від параметрів гнучкого з'єднання й швидкості розгортання;

- досліджено закономірності виникнення резонансів у динаміці радіальної тросової системи з урахуванням змін щільності плазми при русі системи в іоносфері Землі;

- побудовано просту модель і отримано оцінки швидкості відводу для 10ти кілометрової космічної тросової системи для відводу важких об'єктів;

- досліджено малі резонансні аеродинамічні коливання радіальної системи.

Розглянуто динаміку ЕДКТС для різних способів розгортання: при повільному виштовхуванні тросового з'єднанні; при розмотуванні троса з безінерційної котушки; при розмотуванні троса з барабана з постійною швидкістю. Для способу, коли трос висувається з тіла з постійною швидкістю, дороблено математичну модель із врахуванням вагомості троса. Трос моделюється за допомогою матеріальних точок, з'єднаних пружньодисипативними зв'язками. Це дозволило суттєво спростити рівняння руху системи, у порівнянні з раніше розглянутою моделлю, де ці зв'язки передбачувалися нерозтяжними.

Удосконалено комп'ютерну бібліотеку моделювання й візуалізації динаміки ЕДКТС. До бібліотеки додано модулі, що відповідають за обробку зіткнень між тілами системи, ряд класів, що моделюють зв'язки (зокрема, неутримуючі), і методів чисельного інтегрування. Проведене тестування показало працездатність розроблених модулів. Моделювання повільного розгортання троса (швидкість розгортання не перевищує 1 м/с) показало стабільність процесу розгортання, і що маса троса не робить скільки-небудь суттєвого впливу на характер розгортання. На рис. 1.1 показана зміна в часі проекції тросового з'єднання на орбітальну площину.



Рисунок 1.1 – Розгортання й наступний рух тросової системи при швидкості випуску троса 1 м/с

Лля аналізу механізмів виникнення резонансів V pyci ЕДКТС. обумовлених моментами амперових сил, було проведено аналіз зміни цих сил при орбітальному русі. Показано, що резонансні впливи обумовлено зміною концентрації заряджених часток і зміною напруженості магнітної індукції Землі при орбітальному русі. Побудовано моделі зміни концентрації заряджених часток і напруженості магнітного поля при русі ЕДКТС. Показано наявність суттєвої складової зміни концентрації з подвоєною частотою орбітального руху. На рис. 1.2 показана залежність спектральної щільності р зміни концентрації заряджених часток від безрозмірної «частоти» w/w<sub>0</sub>, де w<sub>0</sub> – частота орбітального руху, при русі ЕДКТС по круговій орбіті висотою 650 км із нахиленням 60 градусів.



Рисунок 1.2 – Залежність спектральної щільності ρ зміни концентрації заряджених часток від зміни *w*/*w*<sub>0</sub>

Результати розрахунків концентрації, які зображено на рис. 1.2, проводилися відповідно до Міжнародної довідкової моделі іоносфери IRI-2007.

Проведені моделювання й розрахунки резонансних режимів руху дозволяють зробити попередній висновок, що резонансні коливання розвиваються досить повільно, й ЕДКТС у багатьох випадках може виконати свою місію до початку коливань із великою амплітудою. Тут мова йде як про виконання задачі натурних експериментальних досліджень малої ЕДКТС, так і про задачу відводу важких об'єктів з низьких навколоземних орбіт ЕДКТС довжиною в 10 км.

На рис. 1.3 показано результати розрахунку зміни кутів орієнтації ЕДКТС: кута відхилення θ від місцевої вертикалі в площині орбіти й кута відхилення ф перпендикулярно до площини орбіти.



Рисунок 1.3 – Зміни в часі t/Т кутів орієнтації в й ф

Результати розрахунків, що зображені на рис. 1.3, проводилися при довжині троса L = 5 км, висоті орбіти — 650 км і нахиленні — 60 градусів. Зміни показано в безрозмірному «часі» t/T, де T — період орбітального руху.

При орбітальному русі ЕДКТС зміни щільності атмосфери так само, як і зміни концентрації заряджених часток, містять складову з подвоєною орбітальною частотою та кратні їй гармоніки. В силу цього, у русі радіальної ЕДКТС можливі резонансні рухи через дію аеродинамічного моменту.

Розглядаючи рух ЕДКТС як рух гантелі, отримано математичну модель її динамки відносно центра мас під дією змінного аеродинамічного моменту. Відносна простота аеродинамічних сил у порівнянні з амперовими, дозволила провести аналітичні перетворення рівнянь малих коливань до виду, що придатний для їх аналітичного дослідження.

Створено пакет розрахункових програм і проведено чисельне дослідження динаміки КТС. Попередні висновки співпадають з висновками при

аналізі дії амперових моментів: резонансні коливання розвиваються досить повільно, й ЕДКТС у багатьох випадках може виконати свою місію до настання коливань із великою амплітудою. На рис. 1.4 показано ріст амплітуди кута  $\phi$  коливань, що перпендикулярні площині орбіти, за n = 500 витків по орбіті для троса довжиною 1 км.



Рисунок 1.4 – Аеродинамічна нестійкість (зростання амплітуди коливань ЕДКТС по куту ф)

З рисунка видно, що зростання амплітуди досить незначні.

Відповідно до плану спільних науково-дослідних робіт ГП «КБ «Південне» і науковими установами НАН України, розглянуто питання можливості використання ЕДКТС для відводу верхніх ступенів ракет космічного призначення розробки ГП «КБ «Південне».

Для оцінки часу виконання місії по відводу важких об'єктів за допомогою ЕДКТС було створено просту модель, що дозволяє швидко отримати ці оцінки. У даній моделі, зокрема, передбачалося, що ЕДКТС представляє собою тверду гантель постійної довжини; ЕДКТС завжди розміщена строго вздовж місцевої вертикалі; електричний опір середовища нехтовно малий в порівнянні з омічним опором троса; орбіта центра мас завжди близька до кругової. На основі отриманої моделі було побудовано попередні оцінки часу відводу верхніх ступенів українських ракет-носіїв для ЕДКТС із тросом довжиною 10 км, діаметром 2 мм, масою 15 кг. Ці оцінки підтверджують придатність ЕДКТС для виконання задач відводу таких об'єктів, а також попередньо підтверджують, що резонансні коливання в багатьох випадках не встигають зруйнувати роботу системи за час виконання місії.

1.3 Етап 3, 2015 рік:

- дороблено й розвинено математичні і комп'ютерні моделі динаміки електродинамічної космічної тросової системи та проведено дослідження нелінійної динаміки і особливостей взаємодії з середовищем електродинамічної космічної тросової системи;

- проведено розрахунок часу існування космічної тросової системи на низькій навколоземній орбіті при впливі часток космічного сміття;

- проведено дослідження нелінійних коливань тросової системи відносно центру мас під дією аеродинамічного моменту та нелінійних коливань під дією моменту амперових сил;

- проведено дослідження динаміки космічної тросової системи з урахуванням теплового впливу.

Побудовано алгоритм визначення імовірнісних оцінок часу неруйнування троса та на його основі проведено розрахунки для відомих проектів SEDS-2 і TiPS. Показано, що запропонований алгоритм дає трохи завищені оцінки неруйнування троса при зіткненні із частками космічного сміття. Разом з тим, запропонована методика й алгоритм розрахунку дозволяють оцінити час неруйнування троса і вибрати конструктивні параметри троса відповідно до польотної задачі ЕДКТС.

Показано, що для малої експериментальної тросової системи довжиною 1000 м і діаметром троса більше одного міліметра час, при якому з великою імовірністю (> 0,75) трос не буде зруйновано, значно перевищує запланований час проведення експерименту.

Складність задачі нелінійної динаміки ЕДКТС під дією амперових і аеродинамічних сил і її багатопараметричний характер вимагають ретельного аналізу стійкості відносного руху кожної конкретної місії.

При розгортанні тросової системи необхідно забезпечити невеликі початкові кути відхилення від місцевої вертикалі. Бажано, щоб система розгортання ЕДКТС давала початковий кут відхилення лінії троса від місцевої вертикалі не більше 20 градусів. У цьому випадку зростання амплітуди коливань досить повільне.

Практично у всіх розглянутих випадках для малої експериментальної ЕДКТС нестійкість коливань настає досить повільно, що дозволяє провести експериментальні дослідження за допомогою малої ЕДКТС протягом, принаймні, 10 витків руху системи по орбіті.

Виконано аналіз і розрахунок теплових потоків, що впливають на ЕДКТС при її русі на ННО з врахуванням маси троса й можливості потрапляння системи в тінь Землі. Результати розрахунків показали, що тепловий вплив не робить скільки-небудь суттєвого впливу на динаміку малих ЕДКТС, тобто систем з довжиною зв'язку порядку одиниць кілометрів.

Питання врахування впливу теплових впливів на динаміку протяжних і надпротяжних ЕДКТС, довжина яких становить десятки кілометрів і більше, а також питання впливу параметрів поверхні троса, зокрема, ступеня чорності й коефіцієнта поглинання випромінювання, на його нагрівання мають потребу в додаткових дослідженнях.

## 2 АНАЛІЗ ОСНОВНИХ ОСОБЛИВОСТЕЙ ДИНАМІКИ ЕЛЕКТРОДИНАМІЧНОЇ КОСМІЧНОЇ ТРОСОВОЇ НА НИЗЬКИХ НАВКОЛОЗЕМНИХ ОРБІТАХ

2.1 Фізичні основи створення електродинамічної космічної тросової системи

Розглянемо систему двох тіл, з'єднаних гнучким електропровідним зв'язком (ниткою, стрічкою, або зі сформованою традиційною назвою – тросом), що рухається по майже круговій орбіті навколо Землі. Взаємодія системи із гравітаційним полем Землі забезпечує високий ступінь стійкості руху КТС відносно центра мас навколо місцевої вертикалі (тобто вздовж поточного радіуса-вектора орбіти) внаслідок великої протяжності системи. Велика протяжність провідника забезпечує більші сили взаємодії струму, що тече по провіднику з магнітним полем Землі (сили Ампера). Ці сили, залежно від напрямку струму в КТС можуть бути спрямовані як на прискорення орбітального руху системи, так і на його гальмування.

Розглянемо КТС як провідник, що рухається в магнітному полі Землі. Для простоти викладення припустимо, що КТС витягнута вздовж місцевої вертикалі і рух відбувається із заходу на схід в площині магнітного екватора (рис. 2.1 [4]).



А, В – кінцеві тіла тросової системи

N, S – північ і південь магнітного поля Землі відповідно

Е – напруженість електричного поля

Рисунок 2.1 – Рух системи в площині магнітного екватора

Силу, що діє на заряди, які рухаються в магнітному полі — силу Лоренца  $\vec{F}_a$ , запишемо у вигляді

$$\vec{F}_q = q(\vec{E} + \vec{V} \times \vec{B}), \qquad (2.1)$$

де  $\vec{V}$  – швидкість в інерціальній системі координат заряду q;

 $\vec{E}$ ,  $\vec{B}$  — відповідно напруженість електричного поля й вектор магнітної індукції в тій же системі координат.

Далі вважаємо, що інерціальна система координат зв'язана із Землею [3],  $\vec{E} = 0$ , а вектор магнітної індукції є вектором магнітного поля Землі.

З достатньою точністю для аналізу основних закономірностей руху можна використати відому дипольну модель магнітного поля Землі (точність моделі 98 %)

$$\vec{B} = \mu_m R^{-3} [\vec{e}_m - 3(\vec{e}_m, \vec{e}_R) \vec{e}_R], \qquad (2.2)$$

де  $\mu_m$  – магнітний момент земного диполя;

 $\vec{R}$  – радіус-вектор центра мас КТС відносно центра Землі,  $R = |\vec{R}|$ ;

 $\vec{e}_m$  – одиничний вектор осі диполя;

 $\vec{e}_R = \vec{R} / R$ .

Для розглянутого руху  $\vec{e}_m = \vec{e}_3$ , тобто співпадає з ортом осі  $O_Z$  орбітальної системи координат (ОСК) [3], і (2.1) прийме вид

$$\vec{F}_q = q\mu_m R^{-3} (\vec{V} \times \vec{e}_m).$$
(2.3)

Рух зарядів у КТС можна представити як суму рухів: по провіднику (уздовж лінії троса) і разом із КТС по орбіті. У першому випадку швидкість спрямована вздовж  $\pm \vec{e}_r = \vec{e}_R$ , а в другому – по трансверсалі до орбіти убік руху системи (вісь *Oy* OCK), тобто  $\vec{V} = V_q \vec{e}_r + V_{op\delta} \vec{e}_y$ , де  $V_q$  – швидкість заряду в провіднику,  $V_{op\delta}$  – швидкість орбітального руху системи,  $\vec{e}_y$  – орт осі *Oy* OCK.

Нескладно бачити, що рух зарядів (струм) уздовж лінії троса в цьому випадку приведе до сили Ампера  $\vec{F}_A$ , спрямованої чітко по дотичній до орбіти, що прискорює орбітальний рух, якщо напрямок струму є протилежним до напрямку  $\vec{e}_R$ , і гальмує, якщо струм співпадає з напрямком  $\vec{e}_R$ 

$$\vec{F}_{A} = \pm \mu_{m} R^{-3} \int_{0}^{t} I dx \vec{e}_{y}, \qquad (2.4)$$

де І – струм;

*l* – довжина троса.

Рух КТС по орбіті викличе силу, що діє на заряди провідника, у розглянутому випадку, яка прагне перевести позитивні заряди до верху КТС, а негативні – до низу.

Отже, для отримання прискорювальної сили бортова енергоустановка повинна створювати різницю потенціалів на кінцях троса, що забезпечують подолання сили Лоренца, обумовленої рухом троса по орбіті.

Таким чином, електродинамічна космічна тросова система може працювати як у режимі генерації електроенергії, так і у режимі тяги [4], забезпечуючи перехід механічної енергії орбітального руху в електричну енергію й навпаки. Оцінки [5, 6] показують, що ефективність такого перетворення може досягати 90 % і більше. 2.2 Основні напрямки й результати досліджень електродинамічної тросової системи в 80-90 роках

Така висока ефективність ЕДКТС викликала досить широкий інтерес до питань її створення в 70-80 рр. минулого сторіччя. Інтенсивний розвиток космонавтики в ті роки, програми космічних човнів і космічних станцій, як представлялося, отримували значний розвиток із застосуванням ЕДКТС. В 80-90 рр. КТС розглядаються як один з найбільш перспективних напрямків розвитку космонавтики і на його розвиток виділяються значні кошти.

Центральними проектами на той час були проекти TSS (Tethered Satellite System), що розроблювалися під керівництвом NASA, які передбачають використання космічних човників для їх проведення.

Проект "TSS-1", який розроблювався разом з італійським космічним агентством, передбачав дослідження електродинамічної тросової системи протяжністю 20 км. Загальні витрати за проектом перевищили один мільярд доларів.

Орбітальний експеримент "TSS-1" був проведений 3 серпня 1992 м на орбіті висотою 160 морських миль (≈ 296 км) і тривав протягом 59 годин [6, 7]. Ціль експерименту полягала в тому, щоб відвести від корабля "Атлантис" італійський прив'язний супутник на ізольованому тросі, що проводить струм довжиною 20 км, забезпечити гравітаційну стабілізацію системи і виконати електродинамічні й радіофізичні дослідження (рис. 2.2).



Рисунок 2.2 – Схема проведення експерименту "TSS-1"

Однак, внаслідок затиску троса в лебідці, його вдалося випустити всього на 265 м (рис. 2.3). Після довгих зусиль вдалося втягти прив'язний супутник назад у космічний корабель (КК). Спроби з'ясувати в наземних умовах причини заклинювання троса не дали результатів.



Рисунок 2.3 – Розгортання "TSS-1" (фото з вантажного відсіку КК "Атлатис")

Повторна спроба експерименту "TSS-1R" була розпочата в 1996 р. "TSS-1R" був запущений 22 лютого 1996 року. Протягом цього польоту супутник повинен був розгорнутися на провідному тросі на 20,7 км вище "Шатла", де він повинен був залишатися більше 20 годин для наукових експериментів. Потім, при згортанні системи, передбачалося проведення додаткових досліджень протягом семи — дев'яти годин на відстані 2,5 км [7].

Трос було розмотано майже на всю довжину, однак він "перепалився" через коротке замикання (рис. 2.4).



Рисунок 2.4 – Обірваний трос КТС "TSS-1R" (фото з борта "Шатла")

Імовірна причина замикання — механічне ушкодження ізоляції. У результаті аварії дорогий італійський супутник разом із тросом були загублені.

Хоча політ "TSS-1R" не був закінчений, як планувалося, трос із зондом був розгорнутий на відстань 19,7 км, що робить "TSS-1R" найбільшою штучною електродинамічною структурою, коли-небудь розміщеної на орбіті. Активні наукові дослідження, почалися при відділенні супутника й продовжилися під час розгортання системи, яке тривало більше 5 годин.

Аналіз отриманих даних показав:

а) струми, зібрані супутником під час розгортання, перевищили рівні, передбачені числовими моделями, майже в три рази [6];

б) спостерігалися високоенергетичні електрони з енергією порядку 10 кВ, що не мають природного іоносферного походження, напрямок руху яких збігається з напрямком струму в тросі. Виникнення цих електронів, можливо, пов'язане зі збудженням електронів взаємодією хвильових часток [6];

в) підвищення щільності плазми внаслідок іонізації нейтрального газу, що випускається реактивними двигунами супутника.

В експерименті "TSS-1R" була показана можливість створення значних сил електродинамічного гальмування, і підтверджене досягнення високих значень електрорушійної сили (ЕРС) (3500 В). Експериментально показано, що взаємодія відкритого металу із плазмою набагато ефективніше дозволяє збирати струм, що було передбачено теорією: 8 м<sup>2</sup> неізольованої металевої поверхні італійського космічного апарата дозволили зібрати 1,1 А електричного струму.

Можна сказати, що експеримент "TSS-1" підкреслив першу особливість КТС, що полягає в необхідності розгортання протяжної гнучкої нитки в космосі, коли експериментальні наземні дослідження (було розмотано сотні кілометрів нитки) не дозволяють повністю підтвердити працездатність системи розгортання.

Експеримент "TSS-1R" підкреслив ще одну особливість ЕДКТС: взаємодія системи з іоносферною плазмою (і магнітосферою) вимагає експериментальних досліджень. Наука про фізику плазми є багато в чому експериментальною наукою, а в наземних умовах дуже важко відтворити умови космічного навколоземного простору.

Кінець 1990-х і початок 2000-х років характеризується зниженням інтересу до КТС. Це пов'язано зі зниженням темпів розвитку космонавтики у світі (зниженням обсягів її фінансування в 1990-2000 рр.), і з усвідомленням складностей створення КТС. Як представляється, основним фактором зниження інтересу до ЕДКТС для транспортних операцій є відсутність явної потреби в таких операціях. Очевидно, це задача майбутнього, коли освоєння людиною навколоземного простору буде мати якісно інший рівень.

## 2.3 Електродинамічна система для відводу супутників

Разом з тим, саме освоєння людьми космічного навколоземного простору створило нову проблему – проблему космічного сміття. Експеримент "TSS-1R" показав можливість пасивного збирання великих струмів з іоносферної плазми. Ідея використання оголеного троса відкрила можливість суттєво збільшити площу контакту із плазмою, і тим самим збирати в плазмі великий електронний струм (Піонерська робота в цьому напрямку належить Дж. Санмартину (J. Sanmartin) [8]). Це, у свою чергу, відкрило можливість ефективного

використання ЕДКТС у режимі генерації струму, тобто в режимі, коли енергія орбітального руху перетвориться в електричну енергію.

На основі аналізу можливостей ЕДКТС було запропоновано ефективну систему відводу супутників, що відробили свій ресурс, з низьких навколоземних орбіт. На рис. 2.5 показано схему такий ЕДКТС і принципи її роботи [9].



# Рисунок 2.5 – Схема системи відведення супутника Terminator Tether розробки компанії Tethers Unlimited (США) – www.tethers.com

Ця система має наступні переваги:

- економічність, ЕДКТС із масою менше 2 % від маси об'єкта дозволяє на протязі декількох місяців здійснити спуск об'єкта з орбіти;

- пасивність, стабілізація руху системи гравітаційними моментами;

- автономність, застосування ЕДКТС не вимагає ні керування, ні енергії об'єкта, що відводиться;

- потужність електричного струму, який генерується в провіднику, дорівнює P = UI.

Отже, за час t ЕДКТС перетворить  $P \cdot t$  енергії орбітального руху в теплову енергію. У припущенні, що забезпечено ідеальний контакт із плазмою, неважко отримати оцінку потужності [9], що генерується у тросі:

$$P = \frac{m_T (\vec{V} \, \vec{B})^2}{\rho_T d_T} \tag{2.5}$$

де  $m_T$  – маса троса;

 $\rho_{T}$  – питомий опір троса;

*d*<sub>*T*</sub> – щільність матеріалу троса.

Так при русі КТС у площині магнітного екватора для КТС із алюмінієвим тросом масою  $m_T = 10$  кг,  $\rho_T = 0,027$  Ом·мм<sup>2</sup>/м,  $d_T = 2700$  кг/м<sup>3</sup>, В = 20 мкТл, висота орбіти 1000 км, система за кожну секунду втрачає енергію 2510 Дж. Така втрата енергії дозволяє протягом декількох тижнів здійснити спуск КА масою 1000 кг зі своєї орбіти в щільні шари атмосфери [9].

Висока потенційна ефективність системи й зростаюча актуальність проблеми космічного сміття привернули широку увагу до проекту ЕДКТС для відводу космічних об'єктів з ННО. Роботи проводилися в багатьох країнах, і до теперішнього часу отримані змістовні результати досліджень функціонування ЕДКТС для відводу об'єктів по багатьом напрямкам. Але, ці результати вимагають експериментальної перевірки. Тут потрібно відзначити наступну особливість радіальної (гравітаційно стабілізованої) ЕДКТС: положення рівноваги системи нестійке, а зовнішні впливи приводять до резонансного підкачування енергії в коливання системи відносно місцевої вертикалі. Тому питання вибору параметрів ЕДКТС для кожної місії відводу є нетривіальним і повинно базуватися на перевірених моделях і даних.

## 2.4 Мала експериментальна ЕДКТС

Таким чином, розвиток напрямку ЕДКТС у першу чергу пов'язаний з отриманням експериментальних даних їх функціонування на ННО. Очевидно, буде потрібна ціла серія натурних експериментів спрямованих на дослідження різних питань взаємодії ЕДКТС із зовнішнім середовищем. І тут стоїть питання вибору експериментальної бази для ЕДКТС. Використання других ступенів ракет-носіїв (РН) досить обмежене, оскільки вони, здебільшого, мають невідповідні для експериментів орбіти руху. Використання третіх ступенів РН представляється неможливим: воно не має особливого змісту, оскільки вивід на задану орбіту вже здійснено; з ряду причин використання систем третього ступеня для експериментальних досліджень ЕДКТС вкрай проблематично; пасивація палива верхнього ступеня приводить до кутових швидкостей її обертання не сумісних із гравітаційною стабілізацією ЕДКТС. Використання КА, основною метою яких є інші задачі також досить проблематично. Це пов'язано в першу чергу з погрозою заплутування троса, а також з необхідністю суттєвої доробки такого КА для проведення експериментів з ЕДКТС. Очевидно, для проведення багаторазових і досить оперативних експериментальних досліджень підходять тільки спеціалізовані КА, що створюються з такою метою. Але, тут стоїть питання ціни. Тому, в якості основного варіанту експериментальної бази для ЕДКТС нами розглядається система потрійного CubeSata. Texнології CubeSat дозволяють у рази (навіть на порядки) знизити вартість запропонованих досліджень.

Таким чином, основний варіант розглянутої далі малої експериментальної ЕДКТС повинен відповідати потрійному CubeSaty, тобто маса системи повинна

не перевищувати три кілограми. Настільки жорстке обмеження по масі на систему приводить до того, що довжина тросового з'єднання при цьому не може значно перевищувати 1000 м.

Розглянемо особливості такий малої експериментальної ЕДКТС на ННО (до 1000 км). Будемо припускати, що початкова орбіта центра мас системи майже кругова. Якщо гравітаційне поле Землі розглядати як поле ньютонівського притягуючого центра, розташованого в центрі мас Землі, то, при відсутності інших сил, центр мас системи рухається майже по Кеплеровій орбіті, а положення системи, коли трос витягнуто вздовж місцевої вертикалі (тобто вздовж поточного радіуса-вектора орбіти), є стійким. При цьому сила натягу троса на 1/3 складається зі збільшення відцентрових сил і на 2/3 зі збільшення гравітаційних сил.

2.4.1 Закономірності відносного руху в гравітаційному полі

Для більше детального аналізу руху системи в гравітаційному полі розглянемо систему двох матеріальних точок, з'єднаних невагомим тросом. Тоді рівняння руху системи мають вигляд

$$m_{1} \ddot{\vec{R}}_{1} = -\frac{\mu m_{1} R_{1}}{R_{1}^{3}} + T_{1} \vec{e}_{r},$$

$$m_{2} \ddot{\vec{R}}_{2} = -\frac{\mu m_{2} \vec{R}_{2}}{R_{2}^{3}} - T_{1} \vec{e}_{r},$$
(2.6)

де  $m_i$  – маси матеріальних точок;

 $\vec{R}_i$  – їх радіуси-вектори відносно ньютонівського притягуючого центра;

 $T_{1}\vec{e}_{r}$  – сила, що діє уздовж лінії зв'язку (пружна сила нитки);

 $\vec{e}_r = \vec{r}/r$ , ( $\vec{r} = \vec{R}_2 - \vec{R}_1$ ) – одиничний вектор, спрямований уздовж лінії зв'язку;

μ – гравітаційний параметр.

З (2.6) отримаємо рівняння відносного руху й рівняння руху центра мас системи

$$\ddot{\vec{r}} = \ddot{\vec{R}}_2 - \ddot{\vec{R}}_1 = -T \,\vec{e}_r + \vec{F}_{gr}, \qquad (2.7)$$

$$\vec{R} = -\frac{\mu \vec{R}}{R^3} + \vec{F}_{gr}^*,$$
 (2.8)

де  $\vec{R} = \frac{\vec{R}_1 m_1 + \vec{R}_2 m_2}{M}$  – радіус-вектор центра мас системи відносно

притягуючого центра;

 $M = m_1 + m_2$  – маса системи;
$$T = T_1 \frac{M}{m_1 m_2} ;$$
  
$$\vec{F}_{gr} = \mu \left( \frac{\vec{R}_1}{R_1^3} - \frac{\vec{R}_2}{R_2^3} \right);$$
  
$$\vec{F}_{gr}^* = \frac{\mu \vec{R}}{R^3} - \frac{1}{M} \sum_{i=1}^2 \frac{\mu m_i \vec{R}_i}{R_i^3}.$$

3 точністю до  $(r/R)^2$  включно

$$\vec{F}_{gr} = -\frac{\mu}{R^2} \frac{r}{R} \left[ -\vec{e}_r + 3(\vec{e}_r, \vec{e}_R)\vec{e}_R + 3\frac{m_1m_2}{M^2} \frac{r}{R} \left\{ (\vec{e}_r, \vec{e}_R)\vec{e}_r + \frac{1}{2} (1 - 5(\vec{e}_r, \vec{e}_R)^2)\vec{e}_R \right\} \right], \quad (2.9)$$

$$\vec{F}_{gr}^{*} = \frac{\mu}{R^{2}} \left(\frac{r}{R}\right)^{2} \frac{m_{1}m_{2}}{M^{2}} \left\{ 3\left(\vec{e}_{r}, \vec{e}_{R}\right)\vec{e}_{R} + \frac{3}{2}\left(1 - 5\left(\vec{e}_{r}, \vec{e}_{R}\right)^{2}\right)\vec{e}_{R} \right\},$$
(2.10)

де  $\vec{e}_R = \vec{R}/R$ .

Отже, з точністю до  $(r/R)^2$   $\vec{F}_{gr}^* = 0$ , а  $\vec{F}_{gr} = -\frac{\mu}{R^2} \frac{r}{R} \Big[ -\vec{e}_r + 3(\vec{e}_r, \vec{e}_R) \vec{e}_R \Big]$ . Оскільки, будемо розглядати системи протяжністю до 10 км, то  $(r/R)^2$  має

оскільки, будемо розглядати системи протяжністю до 10 км, то (7/K) має порядок  $(10/7000)^2 \sim 2 \cdot 10^{-6}$ , і нехтування такими величинами в порівнянні з одиницею для орбітального руху й у порівнянні з 1,4·10<sup>-3</sup> для відносного руху цілком виправдано для проведених тут оцінок.

Розглянемо випадок кругової орбіти центра мас. Тоді кутова швидкість орбітального руху  $\vec{\omega}_0 = \sqrt{\mu / R^3} \vec{e}_3$  ( $\vec{e}_3$  – одиничний вектор, перпендикулярний до площини орбіти (орт осі  $O_z$  OCK [3])) постійна.

Так як

$$\ddot{\vec{r}} = \vec{r}'' + \vec{\omega}_0' \times \vec{r} + 2\vec{\omega}_0 \times \vec{r}' + \vec{\omega}_0(\vec{\omega}_0 \cdot \vec{r}) - \omega_0^2 \vec{r}, \qquad (2.11)$$

де штрихом позначено відносну похідну в ОСК. Тоді в розглянутому випадку

$$\vec{r}'' + 2\omega_0 \vec{e}_3 \times \vec{r}' = -r\omega_0^2 (\vec{e}_r, \vec{e}_3)\vec{e}_3 + 3r\omega_0^2 (\vec{e}_r, \vec{e}_R)\vec{e}_R - T\vec{e}_r.$$
(2.12)

Опишемо орієнтацію  $\vec{r}$  в ОСК напрямними косинусами  $\vec{r} = r \sum_{i=1}^{3} \gamma_i \vec{e}_i$ , де  $\vec{e}_1 = \vec{e}_R, \vec{e}_2, \vec{e}_3$  – орти ОСК. Тоді з (2.12) можна одержати (Додаток Б)

$$\ddot{r} - r\vec{e}_r^{\prime 2} + 2\omega_0 r(\dot{\gamma}_1 \gamma_2 - \gamma_1 \dot{\gamma}_2) = -r\omega_0^2 \gamma_3^2 + 3r\omega_0^2 \gamma_1^2 - T.$$
(2.13)

$$\begin{cases} \ddot{\gamma}_{1} + \gamma_{1} \sum \dot{\gamma}_{i}^{2} + 2\dot{\gamma}_{1} \frac{\dot{r}}{r} - 2\omega_{0}\gamma_{1}(\dot{\gamma}_{1}\gamma_{2} - \gamma_{1}\dot{\gamma}_{2}) - 2\omega_{0}(\gamma_{2} \frac{\dot{r}}{r} + \dot{\gamma}_{2}) = \gamma_{1}(3\omega_{0}^{2}\gamma_{2}^{2} + 4\omega_{0}^{2}\gamma_{3}^{2}); \\ \ddot{\gamma}_{2} + \gamma_{2} \sum \dot{\gamma}_{i}^{2} + 2\dot{\gamma}_{2} \frac{\dot{r}}{r} - 2\omega_{0}\gamma_{2}(\dot{\gamma}_{1}\gamma_{2} - \gamma_{1}\dot{\gamma}_{2}) + 2\omega_{0}(\gamma_{1} \frac{\dot{r}}{r} + \dot{\gamma}_{1}) = \gamma_{2}(\omega_{0}^{2}\gamma_{3}^{2} - 3\omega_{0}^{2}\gamma_{1}^{2}); \quad (2.14) \\ \ddot{\gamma}_{3} + \gamma_{3} \sum \dot{\gamma}_{i}^{2} + 2\dot{\gamma}_{3}\dot{r}/r - 2\omega_{0}\gamma_{3}(\dot{\gamma}_{1}\gamma_{2} - \gamma_{1}\dot{\gamma}_{2}) = -\gamma_{3}(\omega_{0}^{2}\gamma_{2}^{2} + 4\omega_{0}^{2}\gamma_{1}^{2}); \end{cases}$$

3 (2.13), (2.14) отримуємо, що при незмінному положенні  $\vec{r}$  в ОСК ( $\dot{r}=0, \ddot{r}=0, \ddot{\gamma}_i=0, \ddot{\gamma}_i=0$ )

$$T = -r\omega_0^2 \gamma_3^2 + 3r\omega_0^2 \gamma_1^2;$$
  

$$0 = \gamma_1 (3\omega_0^2 \gamma_2^2 + 4\omega_0^2 \gamma_3^2);$$
  

$$0 = \gamma_2 (\omega_0^2 \gamma_3^2 - 3\omega_0^2 \gamma_1^2);$$
  

$$0 = -\gamma_3 (\omega_0^2 \gamma_2^2 + 4\omega_0^2 \gamma_1^2).$$
  
(2.15)

Неважко бачити, що останні три рівняння мають рішення, коли два з напрямних косинусів дорівнюють нулю, тобто коли  $\vec{r}$  спрямовано вздовж однієї з осей ОСК. У випадку осі Oz ( $\gamma_1 = \gamma_2 = 0, \gamma_3 = \pm 1$ )  $T = -r\omega_0^2$ , тобто зовнішня сила спрямована на стискання троса, і для досягнення рівноваги трос повинен розштовхувати тіла. У випадку осі Oy ( $\gamma_1 = \gamma_3 = 0, \gamma_2 = \pm 1$ ) T = 0, тобто зовнішня сила, що розтягує трос, дорівнює нулю. У випадку осі Ox( $\gamma_2 = \gamma_3 = 0, \gamma_1 = \pm 1$ )  $T = 3r\omega_0^2$ , і сила, що розтягує трос, дорівнює  $T_1 = 3r\omega_0^2 m_1 m_2 / M$ .

Враховуючи, що нитка досить жорстка, тобто зневажаючи зміною r, і проводячи лінеаризацію другого й третього рівняння (2.8) відносно положення  $\gamma_2 = \gamma_3 = 0, \gamma_1 = \pm 1$  (вважаючи  $\gamma_2, \gamma_3$  і їх похідні малими величинами, квадратами яких можна зневажити) отримаємо

$$\ddot{\gamma}_2 = -3\omega_0^2 \gamma_2; \quad \ddot{\gamma}_3 = -4\omega_0^2 \gamma_3.$$
 (2.16)

Таким чином, положення  $\gamma_2 = \gamma_3 = 0$ ,  $\gamma_1 = \pm 1$  є стійким, і частоти малих коливань у площині орбіти й перпендикулярні площини орбіти дорівнюють  $\sqrt{3}\omega_0$  й  $2\omega_0$  відповідно.

Оцінимо силу натягу троса для малої експериментальної КТС. У положенні рівноваги вона дорівнює  $T_1 = 3r\omega_0^2 m_1 m_2 / M$ . Нехай довжина троса дорівнює 1 км, а маса всієї системи дорівнює 3 кг (потрійний CubeSat). Розглянемо рух на орбіті висотою 700 км. Нехай  $m_1 / m_2 = k$ . Тоді  $T_1 = 3r\omega_0^2 Mk / (1+k)^2$ . Максимальний натяг троса буде при  $m_1 = m_2 = 1,5$  кг і дорівнює приблизно 2,5·10<sup>-3</sup> H, тобто приблизно 2,5 грама сили. При відношенні мас 1/10 натяг буде менше 8,5·10<sup>-4</sup> H, тобто менше грама-сили.

Коливання відносно положення рівноваги зручніше описувати двома кутами (аналогами сферичних кутів): кут  $\phi$  - кут повороту  $\vec{r}$  в площині орбіти Oxy, що відлічується від Ox, або азимутальний кут (кут між проекцією  $\vec{r}$  на площину Oxy і Ox), кут  $\vartheta$  - кут відхилення  $\vec{r}$  від площини орбіти, або кут підйому. Тоді  $\vec{r} = r(\cos \vartheta \cos \phi \vec{e}_x + \cos \vartheta \sin \phi \vec{e}_y + \sin \vartheta \vec{e}_z)$  [3], де  $\vec{e}_x, \vec{e}_y, \vec{e}_z$  – орти OCK.

Рівняння руху *г* в цьому випадку приймуть вид

$$\ddot{\phi} + 2(\dot{\phi} + \omega_0)(\frac{\dot{r}}{r} - \dot{\vartheta}tg\vartheta) = -\frac{3}{2}\omega_0^2 \sin 2\phi;$$
  
$$\ddot{\vartheta} + 2\dot{\vartheta}\frac{\dot{r}}{r} + \sin \vartheta \cos \vartheta(\dot{\phi} + \omega_0)^2 = -\frac{3}{2}\omega_0^2 \sin 2\vartheta \cos^2 \phi;$$
  
$$\ddot{r} - r(\dot{\vartheta}^2 + \cos^2 \vartheta(\dot{\phi} + \omega_0)^2) = r\omega_0^2(3\cos^2 \vartheta \cos^2 \phi - 1) - T.$$
(2.17)

Вважаючи, що розтягання троса нехтовно мало впливає на динаміку системи, тобто вважаючи трос нерозтяжним, запишемо рівняння (2.17) у вигляді

$$\ddot{\phi} - 2(\dot{\phi} + \omega_0)\dot{\vartheta}tg\vartheta = -\frac{3}{2}\omega_0^2\sin 2\phi;$$
  
$$\ddot{\vartheta} + \sin\vartheta\cos\vartheta(\dot{\phi} + \omega_0)^2 = -\frac{3}{2}\omega_0^2\sin 2\vartheta\cos^2\phi;$$
  
$$T / r = \dot{\vartheta}^2 + \cos^2\vartheta(\dot{\phi} + \omega_0)^2 + \omega_0^2(3\cos^2\vartheta\cos^2\phi - 1).$$
 (2.18)

Звідси випливає, що коливання системи приводять до зменшення сили натягу троса. Наприклад, при коливаннях у площині орбіти (9=0) запишемо

$$\ddot{\phi} = -\frac{3}{2}\omega_0^2 \sin 2\phi,$$
(2.19)  
 $T / r = (\dot{\phi} + \omega_0)^2 + \omega_0^2 (3\cos^2 \phi - 1).$ 

Тоді відхилення на 45 градусів зменшують зовнішню силу, що розтягує трос у два рази. З урахуванням динаміки, а саме зворотнього до орбітального руху системи, розтягуюча сила буде зменшуватися ще більше. При амплітуді коливань близько 70 градусів трос буде провисати, тобто зовнішня ростягуюча сила, не буде позитивною [10].

При коливаннях у площині перпендикулярній орбіті (ф = 0) запишемо

$$\ddot{\vartheta} = -2\omega_0^2 \sin 2\vartheta,$$

$$T / r = \dot{\vartheta}^2 + \omega_0^2 (4\cos^2 \vartheta - 1).$$
(2.20)

Тоді відхилення на кут, для якого  $\cos \vartheta < 0.5$ ,  $\vartheta > 60^{\circ}$ , приведе до провисання троса.

Таким чином, основні особливості стійкого руху відносно центра мас КТС у гравітаційному полі полягають у наступному:

а) КТС має єдине стійке положення рівноваги, коли КТС витягнута уздовж місцевої вертикалі;

б) частота коливань у площині орбіти близька до  $\sqrt{3}\omega_0$ , а перпендикулярно площини орбіти -  $2\omega_0$ ;

в) у положенні рівноваги сила, що розтягує трос, близька до  $T_1 = 3r\omega_0^2 m_1 m_2 / M$ , і для розглянутої малої КТС не перевищує 2,5·10<sup>-3</sup> H, тобто приблизно 2,5 грама-сили;

г) коливання системи біля положення рівноваги приводять до зменшення сили натягу, а при амплітуді коливань близької до 60 градусів, натяг троса зовнішніми силами пропадає (відбувається провисання троса).

2.4.2 Закономірності руху системи з урахуванням електродинамічних впливів

Будемо розглядати пасивну ЕДКТС, тобто таку ЕДКТС, у якій не передбачені додаткові контактори із плазмою. Припустимо для початку, що рух системи відбувається в площині магнітного екватора, і трос витягнуто вздовж місцевої вертикалі (як показано на рис. 2.3). Тоді верхня частина системи заряджається позитивно, а нижня – негативно. Позитивно заряджена частина буде збирати з іоносферної плазми електрони, а негативна - іони. У результаті по тросубуде текти електричний струм. Максимальна величина струму буде проходити через трос у перетині, що розділяє позитивно й негативно заряджені частини троса, а на краях системи струм буде близький до нуля.

Раніше [3] було показано, що для розглянутої експериментальної системи максимальний струм становить близько 5 мА,  $I_{\rm max} = 5 \cdot 10^{-3}$  А. Припустимо лінійний розподіл струму уздовж троса, коли струм дорівнює нулю на кінцях троса, і досягає максимуму в деякій точці. Тоді, в незалежності від місця розташування цієї точки

$$\int_{0}^{l} I dx = I_{\max} l / 2, \quad \vec{F}_{A} = -\mu_{m} R^{-3} I_{\max} l / 2\vec{e}_{y}.$$
(2.21)

Припускаючи  $R = R_0 = 7000$  км,  $\mu_m = 7.87 \cdot 10^{15} \text{ Тл}^* \text{м}^3$  [11], l = 1000 м,  $I_{\text{max}} = 5 \cdot 10^{-3}$  А, отримаємо  $F_A = -5.8 \cdot 10^{-5}$  Н. Прискорення гальмування системи дорівнює  $F_2 = F_A / M = -5.8 \cdot 10^{-5} N / 3 \text{ кг} = -1.94 \cdot 10^{-5} \text{ м/c}^2$ .

Отримана раніше формула [12] дозволяє оцінити час T, за яке система втратить задану висоту H за умови постійності трансверсального прискорення  $F_2$ 

$$T = \frac{\sqrt{1 - \frac{H}{p_0}} - 1}{\sqrt{\frac{p_0 - H}{\mu}} F_2}$$
(2.22)

де  $p_0$  - початкове значення фокального параметра орбіти.

Підставляючи в (2.22) оцінку  $F_2$ , для  $p_0 = 7000$  км і H = 100 км, отримаємо, що  $T = 2,8 \cdot 10^6$  с, що відповідає приблизно 32,5 доби.

Відзначимо, що припущення постійності гальмуючого прискорення  $F_2$  не відповідає дійсності. В силу зміни концентрації плазми при орбітальному русі, наприклад, через затіненість частини орбіти, струм, що збирається, а отже й гальмуюче прискорення, будуть мінятися в рази. Оскільки, ці зміни синхронні з орбітальним рухом, то в орбітальному русі має місце резонанс, що приводить, загалом кажучи, до збільшення еліптичності орбіти.

Розглянемо тепер вплив електродинамічних впливів на рух КТС відносно центра мас. Значна перевага електронного струму в плазмі над іонним струмом приводить до того, що дуже коротка частина троса буде заряджена позитивно. Отримані оцінки [1] дозволяють припустити, що для експериментальної ЕДКТС протяжністю 1000 м ця частина складе 1 % від довжини, тобто 10 м троса будуть заряджені позитивно, а 990 м – негативно. У розглянутому випадку позитивно заряджена частина знаходиться вгорі. Настільки велика віддаленість точки максимального струму від центра мас системи може обумовлювати суттєвий момент електродинамічних сил, що впливає на відхилення системи від гравітаційно стабілізованого положення.

Оцінимо момент електродинамічних сил у припущенні лінійної зміни струму уздовж троса. Приймаючи за початок відліку нижню точку троса, неважко отримати рівняння зміни струму залежно від положення точки троса *x* 

- для негативної частини троса

$$I_1(x) = \frac{I_{\max}}{x_0} x; \qquad (2.23)$$

де  $x_0$  – координата точки нульового потенціалу;

- для позитивної частини троса

$$I_2(x) = I_{\max}(100 - x/(l - x_0)).$$
(2.24)

Припускаючи, що центр мас системи перебувати нижче точки нульового потенціалу, запишемо вираження для моменту електродинамічних сил

$$W = -\frac{\mu_m}{R^3} \left[ -\int_0^{r_1} x I_1(x) dx + \int_{r_1}^{x_0} x I_1(x) dx + \int_{x_0}^l x I_2(x) dx \right],$$
(2.25)

де  $r_1$  – координата центра мас, для невагомого троса  $r_1 = lm_2 / M$ .

Момент для розглянутого випадку спрямований строго по бінормалі до орбіти (по осі *Oz* OCK).

Підставляючи (2.23), (2.24) в (2.25), отримаємо

$$W = -\frac{\mu_m}{R^3} I_{\max} \left[ 500 \cdot (l^2 - x_0^2) + x_0^2 / 3 - 2 / 3r_1^3 / x_0 - 1 / 3(l^3 - x_0^3) / (l - x_0) \right].$$
(2.26)

При струмі  $I_{\text{max}} = 5 \cdot 10^{-3} A$  й рівних масах кінцевих тіл КТС із невагомим тросом -  $W \sim 2,9 \cdot 10^{-2}$  Н·м. Зі збільшенням  $m_1$  (зменшенням  $r_1$ ) момент амперових сил росте приблизно до  $3,8 \cdot 10^{-2}$  Н·м, при  $m_1=2,8$  кг ( $r_1 \sim 67$  м). При зменшенні  $m_1$  (збільшенні  $r_1$ ) момент амперових сил зменшується до нуля приблизно при  $m_1 \sim 0,7$  кг ( $r_1 \sim 770$  м), і надалі з ростом  $r_1$  стає негативним, досягаючи величини -3,2·10<sup>-2</sup> Н·м, при  $m_1 = 0,1$  кг ( $r_1 \sim 967$  м).

Порівняємо момент амперових сил із гравітаційним моментом [3]

$$\vec{M}_{gr} = \frac{3\mu}{R^3} J (-\sin \vartheta \cos \vartheta \cos \phi \vec{e}_{3_1} + \cos^2 \vartheta \cos \phi \sin \phi \vec{e}_{2_1}), \qquad (2.27)$$

де $\vec{e}_{2_1}$ ,  $\vec{e}_{3_1}$  - орти пов'язаної із КТС системи координат  $Ox_1y_1z_1$  [3];

J - момент інерції КТС відносно перпендикулярної осі, що проходить через центр мас.

Для системи двохточкових мас  $J = r_1^2 m_1 + (l - r_1)^2 m_2$ .

Для руху в площині орбіти момент гравітаційних сил спрямований як і момент амперових сил по осі *Oz* OCK і визначається наступним чином

$$M_{gr} = \frac{3\mu}{R^3} J \sin 2\phi. \qquad (2.28)$$

Неважко бачити, що  $J \in$  максимальним, коли центр мас співпадає із центром троса, і зменшується при зменшенні однієї з мас системи.

Розрахунки показали, що для розглянутих параметрів відхилення лінії троса від місцевої вертикалі через дію моменту амперових сил не перевищує одного градуса при рівних кінцевих масах, і досягає майже чотирьох градусів при  $m_1 = 2,8$  кг. Зміна в рази  $I_{\rm max}$  приведе майже до пропорційної зміни кута відхилення.

Розглядаючи відносний рух ЕДКТС потрібно відзначити, що сили Лоренца (2.3), що діють на заряди провідника ТС і обумовлені рухом системи по орбіті, не тільки приведуть до електричної зарядки кінців КТС, але й будуть розтягувати трос. Оцінки показують, що для звичайних провідників ці сили нехтовно малі. Можливо, включення в ЕДКТС електричних конденсаторів дозволить накопичувати на кінцях системи значні заряди, для яких взаємодія з магнітним полем Землі буде вже значною.

Розглянемо вплив відхилень вектора магнітної індукції від орта осі  $\vec{e}_3$  ОСК. У загальному випадку одиничний вектор осі диполя можна представити у

вигляді  $\vec{e}_m = \sum_{i=1}^{3} \alpha_i \vec{e}_i$ , де  $\alpha_i$  - направляючі косинуси  $\vec{e}_m$  в ОСК. Вважаючи орбіту

круговою, отримаємо, що рух КТС по орбіті викличе наступну силу, що діє на заряди провідника

$$\vec{F}_{q} = q\mu_{m}R^{-3}(\vec{V} \times \vec{e}_{B}) = q\mu_{m}V_{op\delta}R^{-3}(\vec{e}_{2} \times (\vec{e}_{m} - 3\alpha_{1}\vec{e}_{1}) = q\mu_{m}V_{op\delta}R^{-3}(2\alpha_{1}\vec{e}_{3} + \alpha_{3}\vec{e}_{1}), (2.29)$$
  
де  $\vec{e}_{B} = \vec{B}/|\vec{B}|$  – поточний напрямок вектора магнітної індукції.

В (2.29) з'явилася складова сили, яка спрямована на розведення зарядів перпендикулярно площини орбіти. Ця сила пропорційна проекції осі магнітного диполя на поточний радіус-вектор, і для орбіт неблизьких до приполярних орбіт ця сила мала. У силу малої поперечної протяжності КТС вплив цієї сили на радіальну систему мізерний. Таким чином, у багатьох випадках для розглянутої системи відхилення площини орбіти від площини магнітного екватора приводить просто до зменшення сили на заряди провідника радіальної КТС, тобто до зменшення електрорушійної сили. Разом з тим при русі на приполярних орбітах і при значних коливаннях системи відносно місцевої вертикалі вплив додаткової складової сили Лоренца вимагає більш ретельного дослідження.

Розглянемо вплив відхилення ЕДКТС від місцевої вертикалі. Підставляючи  $\vec{V} = V_q \vec{e}_r$ ,  $\vec{e}_r = \sum_{i=1}^{3} \gamma_i \vec{e}_i$ ,  $\vec{e}_m = \sum_{i=1}^{3} \alpha_i \vec{e}_i$  у вираз для амперової сили, отримаємо, що рух зарядів по провіднику (струм) викличе наступну силу

$$\vec{F}_{q} = q\mu_{m}R^{-3}(\vec{V}\times\vec{e}_{B}) = q\mu_{m}V_{q}R^{-3}(\vec{e}_{r}\times(\vec{e}_{m}-3\alpha_{1}\vec{e}_{1})\approx)$$

$$\approx q\mu_{m}V_{q}R^{-3}(\gamma_{2}\alpha_{3}\vec{e}_{1}-\gamma_{1}\alpha_{3}\vec{e}_{2}+\gamma_{1}\alpha_{2}\vec{e}_{3})$$
(2.30)

Останнє рівняння в (2.30) записано в припущенні, що  $\gamma_1 >> \gamma_2, \gamma_3$  й  $\alpha_3 >> \alpha_1, \alpha_2$ . Як видно, основна сила, як і раніше, спрямована на гальмування системи (уздовж  $-\vec{e}_2$ ). Разом з тим з'являються додаткові складові сили, спрямовані уздовж радіус вектора й перпендикулярно площини орбіти. З огляду на змінність знака  $\alpha_2$  при русі по орбіті, складова сили, що перпендикулярна площини орбіти може приводити до розгойдування системи. Це питання вимагає додаткових досліджень.

# 3 ВИРОБЛЕННЯ РЕКОМЕНДАЦІЙ ЩОДО РОЗГОРТАННЯ МАЛОЇ ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЇ КОСМІЧНОЇ ТРОСОВОЇ СИСТЕМИ

#### 3.1 Схеми розгортання

Експерименти по розгортанню КТС проводяться з кінця 1960-х pp. В результаті був накопичений значний досвід і розроблено ряд схем розгортання, які можна розділити на дві групи: імпульсні і квазістатичні [2].

Натяг троса  $\vec{F}_t$  на орбіті забезпечується градієнтом гравітаційних сил ( $\vec{F}_g$ ) і відцентровими силами  $\vec{F}_c$  (рис. 3.1). На початку розгортання ці сили дуже малі. Тому, щоб уникнути заплутування ненатягнутого троса, кінцеві тіла КТС намагаються розвести на певну відстань за допомогою імпульсу, який створюється пружинним штовхачем або реактивним двигуном.

Так, в експериментах Tethered Satellite System (TSS-1 виконувався 08.1992, TSS-1R – 02.1996) імпульс привязному супутнику (масою близько 500 кг.) надавався реактивними двигунами його системи орієнтації. Розгортання проводилося з борту космічного човника («Атлантіс» і «Колумбія», відповідно). В експерименті TSS-1R була успішно розгорнута нитка довжиною 19,7 км.

У польотах Small Expendable Deployer System (SEDS-1 – 03.1993 i SEDS-2 – 03.1994) були успішно розгорнуті КТС довжиною 20 км, складені з другого ступеня ракети-носія Delta-II і системи розгортання SEDS (масою 26 кг), яка дала назву експерименту. Імпульс розгортання надавався пружинним штовхачем.

Система SEDS послужила прототипом ряду інших систем розгортання, що використовувалися потім в польотах КТС ТіРS (05.1996, прослужила на орбіті більше 10 років) і YES-2 (09.2007, рекордна довжина розгорнутої нитки – понад 30 км). Вона добре зарекомендувала себе для розгортання КТС з масами кінцевих тіл від декількох десятків кілограмів до десятків тонн і довжиною нитки від декількох кілометрів до декількох десятків кілограмів.

Для КТС з більш коротким зв'язком і меншими масами кінцевих тіл, крім систем розгортання типу SEDS, запропоновано ряд інших конструкцій. Так, у данському супутнику DTUSat-1 трос передбачалося розмотувати з відокремлюваної від космічного апарату котушки, подібно іграшці «йо-йо». При відділенні від КА котушці надається поступальний і обертальний рух.

Незважаючи на оригінальність ідеї, в проекті цієї системи розгортання не опрацьовано ряд важливих питань: підбір величини необхідного для розкрутки системи імпульсу, вплив залишкових деформацій в тросі. Крім того, недостатньо уваги приділено питанням розсіювання енергії, зокрема, гасіння зворотного руху котушки до КА.

Розглянуті вище схеми використовувалися для імпульсного розгортання нитки, намотаної на барабан (котушку). Для стрічок застосовувати барабан в поєднанні з імпульсним розгортанням незручно, так як тертя між витками намота-



Рисунок 3.1 – Сили, що діють на КТС на орбіті

ною на барабан стрічки значно вище, ніж у нитки. Тому в суборбитальном експерименті T-REX (09.2010), де за допомогою пружинного штовхача розгорталася електропровідна стрічка, барабан не використовували. Замість цього, стрічка укладалася «гармошкою» в корпусі розгортання системи (рис. 3.2). В результаті вдалося розгорнути стрічку довжиною 132,6 м.

Інший підхід до розгортання стрічки використовувався в польоті ATeX (01.1999). Не відмовляючись від барабана, в ньому змінили спосіб розгортання, замінивши імпульс повільним висуненням зв'язку. При цьому швидкість висування становила одиниці сантиметрів в секунду, проти метрів в секунду для імпульсного розгортання. Такий спосіб вносить менше збурень в роботу системи орієнтації основного супутника. Це особливо важливо при розгортанні КTC на малих супутниках. При повільному розгортанні немає необхідності в гасінні енергії, переданої кінцевим тіл імпульсом відділення, що спрощує конструкцію системи розгортання та закони управління цим процесом.

Орбітальний експеримент ATeX за повільного висунення зв'язку завершився невдачею: було розгорнуто всього 22,5 м стрічки, після чого її екстрено відокремили від основного КА. Припускається [2], що основною причиною аварії стало те, що розробники не врахували вплив температурної деформації стрічки при переході з тіньової сторони орбіти на сонячну. До того ж, в конструкції стрічки використовувалися матеріали з протилежними знаками коефіцієнта теплового розширення, що також сприяло її деформації. Таким чином, незважаючи на невдачу експерименту, повільне розгортання представляється перспективним способом, особливо для розгортання малих КТС, маса кінцевих тіл яких не перевищує 10 кг, а довжина – 1 км.

Більшість успішно розгорнутих КТС являють собою досить масивні – маси кінцевих тіл становили десятки і навіть сотні кілограмів (маса троса істотно менше мас кінцевих тіл) – і протяжні конструкції, з довжиною зв'язку від одиниць до декількох десятків кілометрів.

Довжина троса і маса кінцевих тіл визначають натяг троса. Оцінку цієї сили можна отримати за допомогою простої формули

$$T = 3\omega_0^2 l \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2},\tag{3.1}$$

де  $\omega_0$  – кутова швидкість руху системи по орбіті;

*l* – довжина троса;

*m*<sub>1</sub>, *m*<sub>2</sub> – маси кінцевих тіл системи.

У проведених на орбіті експериментах сила натягу троса була дуже малою. Так, для КТС TiPS вона склала всього близько 0,1 Н. Цю КТС, для розгортання якої використовувалася імпульсна система типу SEDS, зручно взяти за нижню межу застосовності подібних систем розгортання.



*v* – швидкість розгортання

Рисунок 3.2 – Схема розгортання троса «Z-folding»

Таким чином, якщо експериментальна КТС по масам кінцевих тіл і довжині зв'язку буде перевершувати TiPS, то краще використовувати вже випробувану систему розгортання SEDS. Для менших КТС доцільно відпрацьовувати квазистатическую систему розгортання.

## 3.2 Динаміка розгортання

Розглянемо розгортання КТС при наступних параметрах системи: висота польоту h = 700 км, маси кінцевих тіл  $m_1 = m_2 = 20$  кг, довжина троса L = 1 км.

На рис. 3.3 наведено графік залежності *z*-координати радіус-вектора, що зв'язує кінцеві тіла системи з невагомим тросом  $\vec{l_1}$ , від його х-координати (рис. 3.3а) і графік зміни кута  $\alpha$  відхилення вектора  $\vec{l_1}$  від місцевої вертикалі з часом (рис. 3.3б). При цьому швидкість розгортання u = 0,2 м/с (тут і в подальших розрахунках вона вважається постійною).

Моделювання повільного розгортання троса (при швидкості розгортання, яка не перевищує 1 м/с), що знаходиться під дією сил гравітації, показало [2], що його маса не впливає скільки-небудь істотно на характер розгортання.

Графіки зміни характеру розгортання для короткого троса (L = 200 м) представлено на рис. 3.4. З графіків видно, що навіть для такої довжини троса повільне розгортання виконується успішно. При розгортанні зі швидкістю u = 2 м/с відбувається заплутування троса.

Результати розрахунків [2] показують, що у широкому діапазоні параметрів КТС (довжини зв'язку, жорсткості і т. п.) тіла успішно розходяться при швидкості розгортання, яка не перевищує 1 м/с.

Недоліком повільного розгортання стрічки є більший, в порівнянні з імпульсним способом, ризик заплутування зв'язку на початковому етапі розгортання. Цей ризик можна суттєво зменшити, використовуючи жорстку напрямну («язик») на етапі розгону до заданої швидкості розгортання, застосовуючи на початкової ділянці розгортання більш жорстку конструкцію зв'язку, що представляє собою деякий аналог гравітаційної штанги, а також за допомогою спеціальних матеріалів, наприклад, карбоволокнитів – вуглецевих волокон, що мають хорошу електропровідність і модуль пружності, що перевершує в кілька разів модуль пружності сталі.

Попередні оцінки [1] показують, що можливі, принаймні, два варіанти відповіді на питання про те, коли стрічка втрачає здатність передавати зусилля від одного кінцевого тіла до іншого. Це може відбуватися у випадку: втрати стрічкою стійкості при стисненні або при втраті стрічкою несучої здатності, тобто при переході хоча б одного з її перерізів в область пластичної деформації. Перший випадок накладає більш суворі обмеження на величину граничної швидкості



Рисунок 3.3 – Залежність *z*-координати радіус-вектора, що зв'язує кінцеві тіла системи з невагомим тросом  $\vec{l_1}$ , від його х-координати (а); зміна кута  $\alpha$  відхилення вектора  $\vec{l_1}$  від місцевої вертикалі з часом (б). Висота польоту h = 700 км, маси кінцевих тіл  $m_1 = m_2 = 20$  кг, довжина троса L = 1 км, швидкість розгортання u = 0,2 м/с.



Рисунок 3.4 – Графіки профілю розгортання КТС при довжині троса L = 200 м і швидкості розгортання u = 0,2 м/с (а) і u = 2 м/с (б). Висота польоту h = 700 км, маси кінцевих тіл  $m_1 = m_2 = 20$  кг.

розгортання. Виконані оціночні розрахунки [1] показали, що значення *u* в цьому випадку на два порядки менше, ніж у випадку втрати несучої здатності і становить одиниці сантиметрів в секунду.

Таким чином, можливі значення швидкості розгортання можуть змінюватися в широких межах – від одиниць сантиметрів в секунду до метра в секунду. При цьому існують фактори, вплив яких на процес розгортання залишається невідомим. Наприклад, величина залишкових деформацій в стрічці. В польоті ATeX стрічка зберігалася згорнутої на барабані протягом року до проведення експерименту, і, досить імовірно, залишала барабан, маючи форму гвинтовій лінії. Для оцінки величини залишкових деформацій та їх впливу на розгортання стрічки необхідно проведення експериментальних досліджень.

Можливість згортання стрічки в гвинтову лінію, якої прагнули уникнути в проектах більш масивних КТС, може виявитися затребуваною у випадку малих КТС. З одного боку, уникнути залишкових деформацій стрічки може виявитися вельми складно, з іншого боку, формування регулярної структури на зразок гвинтовій лінії допоможе уникнути заплутування стрічки та забезпечить функціонування КТС. Вивчення можливостей формування стрічки у вигляді гвинтової лінії (або іншої регулярної структури) та уточнення характеристик такої лінії, так само вимагає виконання експериментальних досліджень.

## 4 ВИРОБЛЕННЯ РЕКОМЕНДАЦІЙ ЩОДО РОЗРАХУНКУ СИЛОВИХ ВЗАЄМОДІЙ МАЛОЇ ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЇ КОСМІЧНОЇ ТРОСОВОЇ СИСТЕМИ С СЕРЕДОВИЩЕМ ТА ДИНАМІКИ СИСТЕМИ

4.1 Взаємодії з іоносферною плазмою й магнітосферою і їх вплив на динаміку системи

Будемо розглядати малу експериментальну ЕДКТС двох тіл, що розгортається на основі потрійного CubeSat. Приймемо наступні припущення:

- довжина троса близька до 1000 м (у розрахунках будемо приймати, що дорівнює 1000 м);

- трос випрямлено і натягнуто зовнішніми силами, причому розтягнення троса нехтовно мале, тобто систему можна розглядати як тверду гантель;

- матеріал поверхні системи є алюмінієм;

- система рухається по майже круговий ННО, і початкові кутові відхилення лінії троса від місцевої вертикалі незначні;

- трос представляється або циліндричною ниткою, або стрічку.

Будемо відраховувати координату *х* лінії троса від нижнього тіла. Тоді напругу на ділянках ЕДКТС можна описати за допомогою диференціального закону Ома [13]

$$\frac{dU}{dx} = E_{n} - \frac{I}{\sigma A_{t}}, \qquad (4.1)$$

де *U* – електричний потенціал;

 $E_{_{\pi}} = (\vec{F}_{_{\pi}} \cdot \vec{e}_{_{r}}) / q \approx [\vec{V}_{_{opf}} \times \vec{B}] \cdot \vec{e}_{_{r}}$  – напруженість, обумовлена силою Лоренца  $\vec{F}_{_{\pi}}$  й викликана орбітальним рухом системи в магнітному полі Землі;

 $\vec{e}_r$  – одиничний вектор, спрямований уздовж лінії троса від нижнього тіла до верхнього;

*q* – заряд;

 $\vec{V}_{op6}$  — швидкість руху центра мас ЕДКТС в інерціальній системі координат, яка зв'язана із Землею [13];

 $\vec{B}$  – індукція магнітного поля Землі;

I = I(x) -струм у даній точці троса;

σ – питома електрична провідність матеріалу троса;

А, – площа поперечного перерізу провідника (у випадку циліндричного

троса  $A_t = \pi r_t^2 = \frac{p_t^2}{4\pi}$ , у випадку стрічки  $A_t = d_t s = \frac{p_t s}{2}$ , де  $r_t$  – радіус троса;  $d_t$  – ширина стрічки; s – товщина стрічки;  $p_t$  – периметр поперечного перерізу троса).

Оскільки очікуваний струм для розглянутої експериментальної ЕДКТС малий ( $I_{\text{max}} = 5 \cdot 10^{-3} \text{ A}$ ), а питома електрична провідність алюмінію велика –

 $\sigma = 3,5 \cdot 10^7 (Om \cdot m)^{-1}$ , то з великою точністю (4.1) можна спростити й записати у вигляді

$$\frac{dU}{dx} = [\vec{V}_{op\delta} \times \vec{B}] \cdot \vec{e}_r, \qquad (4.2)$$

тобто знехтувати спаданням напруги, викликаного електричним опором троса.

В [13] на підставі розрахунків показано, що заміна (4.1) на (4.2) вносить погрішність менш ніж 1 % у визначення потенціалу системи для пасивних ЕДКТС навіть при їх протяжності до 25 км.

Таким чином, можна вважати, що електричний потенціал вздовж лінії троса міняється лінійно. Тут вважаються нехтовно малими зміни швидкостей частин ЕДКТС відносно магнітного поля в порівнянні з орбітальною швидкістю й зміни магнітного поля для різних частин системи.

Будемо вважати, що потенціал іоносферної плазми дорівнює нулю. Будемо також вважати, що на тросі є точка нульового потенціалу, що розділяє позитивно й негативно заряджені відносно плазми ділянки системи. Позначимо координату точки нульового потенціалу на лінії троса a, тобто U(a) = 0. Тоді потенціал у формулах (4.1), (4.2) можна вважати потенціалом точок системи відносно плазми. Точка нульового потенціалу буде визначатися рівністю струму, що збирається із плазми негативно і позитивно зарядженими частинами системи.

Таким чином, для розрахунку взаємодії ЕДКТС із іоносферною плазмою й магнітосферою потрібно визначити струми, що надходять на позитивно й негативно заряджені частини системи в припущенні лінійної, уздовж лінії троса, зміни їх потенціалу відносно плазми. На основі рівності іонного й електронного струмів, що надходять у систему із плазми, потрібно визначити розміщення точки нульового потенціалу на тросі, і лише потім розрахувати потенціал і струм системи в різних її частинах.

4.1.1 Струми анодної й катодної частин системи

У цьому підрозділі виписані співвідношення для визначення збирання струмів із плазми різними частинами ЕДКТС. Ці співвідношення отримані на основі зондової теорії розрядженої плазми [13]. Передбачається, що початок відліку координат лінії троса збігається з позитивно зарядженим тілом.

Відзначимо, що швидкість електронів на порядок більше орбітальної швидкості системи ( $V_e >> V_{op\delta}$ ), і для розрахунку електронного струму на позитивно заряджені частини ЕДКТС застосовано теорію нерухливого зонда. Разом з тим, орбітальна швидкість у кілька разів перевищує швидкість іонів ( $V_{op\delta} >> V_i$ ), тому для розрахунку іонного струму застосовна теорія для зонда, що перебуває в рухомій плазмі [13].

Потік електронів на анодну частину троса й іонів на катодну розраховуються по зондовій теорії для циліндрів для орбітально обмеженого струму (ООС).

Струм електронів на позитивно заряджену частину троса  $I_{e1}$  визначається формулою [13, 14]

$$I_{e1} = p_t j_{oe} \int_{0}^{a} i_{e1}^{-} dx, \qquad (4.3)$$

де  $p_t$  — периметр поперечного перерізу троса (у випадку циліндричного троса  $p_t = 2\pi r_t$ , у випадку стрічки  $p_t \approx 2d_t$ );

 $j_{oe} = en_o \sqrt{\frac{kT_e}{2\pi m_e}}$  – щільність теплового електронного струму навколишньої незбуреної плазми (хаотичний струм електронів);

е – заряд електрона;

*n<sub>o</sub>* – концентрація заряджених часток у навколишній незбуреній іоносферній плазмі;

*k* – постійна Больцмана;

*T<sub>e</sub>* – температура електронів навколишньої плазми;

 $m_e$  – маса електрона;

 $i_{e1}^{-} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{eU}{kT_e} + 1}$  – безрозмірний електронний струм для орбітально обмеженого випадку;

а – точка нульового потенціалу.

Струм іонів на негативно заряджену частину троса *I*<sub>i2</sub> визначається формулою [14]

$$I_{i2} = j_{oi} \frac{p_i}{\pi} \int_a^l i_{i2}^+ dx, \qquad (4.4)$$

де  $j_{oi} = en_o \sqrt{\frac{kT_i}{2\pi m_i}}$  – щільність теплового іонного струму навколишньої незбуреної плазми (хаотичний струм іонів);

*T<sub>i</sub>*, *m<sub>i</sub>* – температура й маса іонів навколишньої іоносферної плазми;

 $i_2^+ = \frac{2}{\sqrt{\pi}} S_i \sqrt{1 + \frac{eU}{kT_i S_i^2}}$  — безрозмірний іонний струм для орбітально

обмеженого випадку;

$$S_i = \sqrt{\frac{m_i V_{opo}^2}{2kT_i}}$$
 – швидкісне відношення.

Співвідношення ООС (4.3), (4.4) справедливі для розрахунку струму, що збирається, циліндричним тросом, радіус поперечного переріза якого менше або дорівнює дебаєвському радіусу  $r_t \leq \lambda_D$ , або для тонкої стрічки, товщина якої  $h_t \ll \lambda_D$  й ширина  $d_t \leq 4 \cdot \lambda_D$  [15] ( $\lambda_D$  – дебаєвський радіус). Якщо радіус

троса більше, тобто при розрахунку струму при використанні співвідношень ООС необхідно вводити поправочні коефіцієнти [15].

Потоки електронів на катодну й іонів на анодну частини троса розраховуються як струми відштовхуючих часток [13].

Струм електронів на катодну частину троса  $I_{e2}$  визначається формулою

$$I_{e2} = p_t j_{oe} \int_a^l e^{\left(\frac{-eU}{kT_e}\right)} dx \,. \tag{4.5}$$

Струм іонів на анодну частину троса I<sub>i1</sub> визначається формулою

$$I_{i1} = \frac{p_t}{\pi} S_i \int_0^a j_{oi} e^{\left(-\frac{eU}{kT_i S_i}\right)} dx.$$
(4.6)

Збирання струму з навколишньої плазми позитивно зарядженим супутником суттєво залежить від потенціалу супутника. Модель великого зонда для малих потенціалів може використовуватися для розрахунку струму  $I_{es1}$  електронів на позитивно заряджений супутник, безрозмірний потенціал якого є малим ( $\Phi_w \leq 1, \Phi_w = \frac{Ue}{kT}$ )

$$I_{as1} = I_{as}k_s, \tag{4.7}$$

де  $I_{oe} = en_o R_o^2 \sqrt{\frac{8\pi kT}{m_e}}$  – електронний струм під час відсутності електричного поля;

*R*<sub>o</sub> – радіус сферичного зонда;

 $k_s$  – коефіцієнт підсилення струму, значення якого для різних потенціалів представлені в таблиці 4.1, яку наведено нижче [13].

Таблиця 4.1 – Коефіцієнти підсилення струму для різних потенціалів

$\Phi_{w\scriptscriptstyle +}$	0	<<1	0,25	0,5	0,75	1	>1
kc	1	$1 + \Phi_{w+}$	1,18	1,26	1,33	1,38	1,47

При  $\Phi_w >> 1$  струм часток, що притягаються, досягає насичення, його величина не залежить від потенціалу. По розрахунках [13] струм насичення  $I_{es2}$  в 1,47 разів перевищує струм  $I_{oe}$  під час відсутності поля:

$$I_{es2} = 1,47 I_{oe}.$$
(4.8)

При дуже високих потенціалах  $\left(\frac{eU}{kT_e} \ge \left(\frac{R_o}{\lambda_D}\right)^{\frac{4}{3}}\right)$  застосовуються інші співвідношення, але для розглянутої малої ЕДКТС, коли довжина троса ~ 1000 м, а радіус кінцевого тіла менш 0,1 м, достатньо співвідношень (4.7), (4.8).

Моделювання збирання струму іонів негативно зарядженим супутником є однією з найбільш важких і найменш експериментально перевірених задач.

Оскільки орбітальна швидкість ЕДКТС у кілька разів перевищує швидкість іонів, то використовується теорія для зонда, що перебуває в рухомій плазмі [13]. Ця теорія відзначає значні несиметричності збуреної зони плазми, які суттєво ускладнюють вирішення задачі (рис. 4.1 [13]).



- ρ / *R<sub>o</sub>* відношення відстані від центра сфери перпендикулярно потоку до радіуса сфери
- *r / R<sub>o</sub>* відношення відстані від центра сфери уздовж потоку до радіуса сфери
- ф потенціал
- *V*<sub>0</sub> швидкість потоку
- а) область плазми попереду супутника
- б) область шару за супутником

Рисунок 4.1 – Еквіпотенціальні поверхні електричного поля поблизу супутника

Ще однією особливістю збирання іонного струму негативно зарядженим супутником є неізотермічність плазми. Для іоносферної плазми на висотах  $h = 400 \div 800$  м відношення  $T_i/T_e$  знаходиться в межах  $0.57 \div 0.73$ . Величина струму часток, що притягаються, на великий зонд при  $T_e > T_i$  відрізняється від величини струму в ізотермічній плазмі [13], оскільки змінюється радіус шару об'ємного заряду.

Розглянемо великий негативно заряджений зонд  $R_0 >> \lambda_D$ . За умови  $T_e > T_i$  роль поверхні, що збирає іони, грає лімітаційна сфера, радіус якої лежить за межами шару об'ємного заряду, що екранує зонд. Тобто потенціал зонда проникає за межі шару об'ємного заряду й збільшує струм іонів у порівнянні з хаотичним струмом. Потрапляючи на лімітаційну сферу, іони під впливом притягуючого потенціалу зонда майже радіально прискорюються до поверхні шару, здобуваючи енергію  $kT_e$ . Таким чином, величина іонного

струму на зонд визначається не температурою іонів, а температурою електронів.

Іонний струм у цьому випадку не має насичення при зростанні потенціалу зонда. Це пов'язано з безперервним збільшенням радіуса шару об'ємного заряду.

Для моделювання збирання іонів при дуже високих потенціалах  $\left(\frac{eU}{kT_{e}} \ge \left(\frac{R_{o}}{\lambda_{D}}\right)^{\frac{4}{3}}\right)$ , а для негативно зарядженого тіла в багатьох випадках ця умова дотримується, також як і у випадку з електронами, застосовується теорія для струму, обмеженого шаром Альперта-Лема [16]. Відзначимо, що найбільш відомі теорії для розрахунку струму, обмеженого шаром — теорія Альперта-Лема й теорія Паркера-Мерфи. Обидві ці теорії перевірялися в орбітальному експерименті TSS-1R. Теорія Паркера-Мерфи, на відміну від теорії Альперта-Лема, враховує вплив замагніченності плазми на збирання струму, однак в експерименті TSS-1R вона не підтвердилася. Отримані експериментальні дані краще зійшлися з теорією Альперта-Лема. Електронний струм І, що збирається із плазми позитивно зарядженим тілом у цій теорії визначається співвілношенням

$$I_e = I_{AL} = I_{oe} H\left(\Phi_{AL}\right),\tag{4.9}$$

де  $\Phi_{AL} = \frac{eU}{kT_e} \left( \frac{\lambda_D}{R_o} \right)^{\frac{4}{3}} = \Phi_w \left( \frac{\lambda_D}{R_o} \right)^{\frac{4}{3}}$  – безрозмірний потенціал у теорії Альперта-

Лема;

 $H\left( \Phi_{\scriptscriptstyle AL} \right)$  – безрозмірна функція струму.

Вид функції  $H\left(\Phi_{_{AL}}\right)$  було уточнено за результатами експерименту TSS-1R, після чого експериментальні дані добре зійшлися з теоретичними моделями

$$H(i_{AL}) = 4.5(\Phi_{AL})^{1/2}.$$
 (4.10)

В експерименті TSS-1R максимальний безрозмірний потенціал був  $\Phi_{AL} \approx 10$ . Як затверджується в [16] для безрозмірних потенціалів, що лежать у діапазоні  $\Phi_{AL} = 0,25 \div 10$ , апроксимація (4.10) дає погрішність менш ніж 10%. Використання (4.10) для розрахунку струму при потенціалах  $\Phi_{\scriptscriptstyle AL}$  вище 10 не виключається, але вимагає експериментальної перевірки.

Таким чином, іонний струм на негативно заряджений супутник І<sub>і</sub> будемо описувати співвідношенням

$$I_{is} = I_{AL} = I_{oi} H\left(\Phi_{AL}\right), \tag{4.11}$$

де 
$$I_{oi} = 2\pi R_0^2 S_i^2 e n_o \sqrt{\frac{kT_e}{2\pi m_i}}$$
 – іонний струм під час відсутності електричного

поля.

При цьому вважаємо, що вид функції  $H(\Phi_{AL})$  для іонного струму такий же, як і у випадку з електронним струмом (4.10).

Відзначимо, що оскільки коефіцієнт функції  $H(\Phi_{AL})$  було знайдено емпірично для електронного струму, то для іонного струму він може бути іншим. Співвідношення (4.11), (4.10) мають потребу в експериментальній перевірці.

Значимий внесок у баланс струму ЕДКТС може вносити фотострум. Оскільки фотострум пропорційний площі освітлюваної поверхні, то внесок кінцевих тіл у його величину для розглянутої ЕДКТС нехтовно малий. Також незначним буде фотострум з позитивно зарядженої частини троса, оскільки, поперше, вона досить коротка, і, по-друге, при позитивному потенціалі, більшому деякої величини  $\varphi_3$  – так званої замикаючої різниці потенціалів ( $\varphi_3 \approx 2B$ ), фотоелектрони, що вибиваються фотонами, будуть відразу ж повернуті на трос електричним полем.

Струм електронів с катодної частини троса  $I_{\phi}$  будемо описувати співвідношенням

$$I_{\phi} = \frac{p_t}{2} \int_{a}^{t} j_{\phi} dx = \frac{p_t}{2} (l-a) j_{\phi}, \qquad (4.12)$$

де  $j_{\phi}$  – щільність фотоелектронного струму при негативному потенціалі поверхні.

Оскільки інтенсивність сонячного випромінювання майже постійна (сонячна постійна), той вплив фотоструму визначається лише матеріалом поверхні троса й затіненістю цієї поверхні. Ґрунтуючись на вимірах, виконаних супутником «Експлорер VIII» на ННО, щільність фотоелектронного струму з алюмінієвої поверхні при її негативному потенціалі дорівнює  $j_{\phi}$ =4,8·10<sup>-9</sup> A/см<sup>2</sup> [1].

#### 4.1.2 Визначення координати нульового потенціалу

Як говорилося вище, координата нульового потенціалу визначається балансом електронного й іонного струмів, що надходять на ЕДКТС. Використовуючи моделі збирання струму (4.3) – (4.6), (4.7) або (4.8), (4.11) і (4.12) можна записати вираз для визначення координати нульового потенціалу

$$I_{e1}(a) + I(a)_{s\{1,2\}} - I_{i1}(a) = I_{i2}(a) + I_{\phi}(a) + I(a)_{c2} - I_{e2}(a).$$
(4.13)

У вираз для координати нульового потенціалу входять параметри орбіти, що оточує іоносферу й параметри самої ЕДКТС. Координата нульового потенціалу визначає довжину анодної й катодної частин системи.

4.1.3 Аналіз результатів розрахунків взаємодії системи з магнітосферою й іоносферою

Проведемо оцінки струму, що збирається для малих ЕДКТС протяжністю 1000 м, радіуси кінцевих тіл –  $R_0 = 10$  см. Будемо розглядати два види систем: із циліндричним тросом ( $r_t = 3$  мм) і зі стрічкою ( $d_t = 2$  см).

Максимальні струми (у точці нульового потенціалу) в ЕДКТС із тросом із зазначеними параметрами становлять:

а) 2,675 · 10 · 2 А – для денної частини орбіти, висотою 300 км;

б) 4,1·10<sup>-3</sup> А – для денної частини орбіти, висотою 650 км.

Максимальні струми в ЕДКТС зі стрічкою, ширина якої 2 див, становлять:

а) 5,03·10<sup>-2</sup> А – для денної частини орбіти, висотою 300 км;

б) 8,4·10<sup>-3</sup> А – для денної частини орбіти, висотою 650 км.

Головною особливістю взаємодії розглянутої ЕДКТС із іоносферною плазмою є порівняно коротка позитивно заряджена її частина. Розрахунки показують, що при довільних довжинах троса позитивно заряджена його частина не перевищує 1,6 % всієї довжини ([1]). Це відбувається внаслідок того, що маса іонів значно перевищує масу електронів. При приблизно рівних енергіях швидкість електронів майже на порядок більша ніж швидкість іонів і в кілька разів перевищує орбітальну швидкість. Потік іонів на трос є спрямованим, а електронів – не спрямованим, електрони з усіх боків потрапляють на трос, тобто площа їх збирання при одиничній довжині становить  $2\pi r_i$ . Для іонів площа збирання при одиничній довжині становить  $2\pi r_i$ . Для іонів струм іонів (щільність струму) у  $\sqrt{m_e/\pi m_i}$  раз менше електронного струму. Для середньої маси іонів, що перебувають на орбіті висотою 600 км, це відношення дорівнює  $\sqrt{m_e/\pi m_i} \approx 3,45 \cdot 10^{-3}$ .

Оскільки точка нульового потенціалу є близькою до позитивно зарядженого кінцевого тіла, то його потенціал відносно плазми є невисоким ~ 2 В. Це приводить до того, що вплив позитивно зарядженого кінцевого тіла на збір електронів плазми є незначним (площа поверхні тіла значно менша площі поверхні троса). При радіусі супутника 0,1 м розрахунковий електронний струм становить менш 0,2 %.

Разом з тим, різниця потенціалів між негативно зарядженим тілом і плазмою є досить високою (більш ніж 160 В для екваторіальної орбіти). При радіусі супутника 0,1 м розрахунковий іонний струм, що збирається негативно зарядженим тілом, становить більше ніж 3 % від усього струму, що збирається ЕДКТС на висотах 650 км.

Співвідношення теорії Альперта-Лема, які уточнено в експерименті TSS-1R (4.11), (4.10), дозволяють припустити, що збільшення площі поверхні негативно зарядженого кінцевого тіла може суттєво підвищити збирання іншого струму плазми (прямо пропорційно площі міделевого перерізу). Певний вплив на струм, що протікає по тросу, має і фотострум. Його величина практично не міняється від висоти орбіти й становить близько 6 % від загального струму на висоті 650 км і падає зі зменшенням висоти орбіти до 1,5 % на висоті 300 км. Відзначимо також, що відношення фотоелектронного струму до загального, при збільшенні довжини троса буде зменшуватися.

Вплив фотоструму й внесок у струм негативно зарядженим тілом приводять до додаткового зсуву точки нульового потенціалу від позитивно зарядженого тіла. Для розглянутих малих ЕДКТС довжина позитивно зарядженої частини троса буде складати близько 10 м на екваторіальних орбітах.

Довжина позитивної частини ЕДКТС залежить від багатьох факторів, у тому числі, від параметрів троса (його довжини й площі поперечного перерізу) і нахилу орбіти до магнітного екватора. Цілком можливим є випадок, коли в системі немає позитивно зарядженої частини, і потенціал всіх її частин відносно навколишньої плазми є негативним. У цьому випадку вся система збирає іонний струм, і струм у системі буде дуже малий. Представляється, що експериментальні дослідження таких систем не мають особливого змісту. Для розглянутих ЕДКТС із тросом радіусом 1 мм і висотою екваторіальної орбіти 650 км при довжинах троса менше 800 м система не має позитивно зарядженої частини [1].

### 4.1.4 Вплив амперових сил на динаміку системи

Вплив амперових сил на рух центра мас ЕДКТС зводиться до постійного гальмування орбітального руху системи. Зміна концентрації заряджених часток, зміна індукції магнітного поля Землі й ряд інших факторів, що змінюються при орбітальному русі з його частотою приводять до співмірності зміни амперових сил з орбітальним рухом. Це служить причиною зміни ексцентриситету орбіти й приводить, загалом кажучи, до його збільшення. Однак, для розглянутих орбіт ці зміни незначні, і, у випадку початкової майже кругової орбіти, орбіти залишаються майже круговими (тобто з малим ексцентриситетом).

Вплив моменту амперових сил характеризується двома особливостями:

- великим плечем сили, обумовленим великим зміщенням точки максимального струму (точки нульового потенціалу) до позитивно зарядженого тіла;

- співмірністю (резонансом) при малих коливаннях змін моменту з коливаннями системи перпендикулярно площини орбіти, які мають подвоєну орбітальну частоту.

Подвоєну орбітальну частоту містять вирази для опису змін концентрації заряджених часток і змін магнітного поля Землі при русі системи по орбіті. Резонансне співпадання частот зміни амперових сил і коливань тросової системи під дією гравітаційних сил можуть приводити до суттєвого росту амплітуди коливань ЕДКСТ відносно місцевої вертикалі. Разом з тим, це зростання, загалом кажучи, відбувається досить повільно, і в багатьох випадках

ЕДКСТ встигає виконати свою місію до того, як амплітуда коливань суттєво зросте. Зростання амплітуди коливань приводить до зміни їх частоти, і ефекти лінійного резонансу (лінійного зростання амплітуди) пропадають. Без врахування еволюції орбіти система переходить у відносно стабільний режим довгоперіодичних змін амплітуди коливань.

Чисельний аналіз нелінійних коливань під дією моменту амперових сил показав, що при незначних початкових відхиленнях від місцевої вертикалі (до 20°–30°) можна говорити про стійкість руху, що зберігається, розглянутих малих ЕДКТС відносно місцевої вертикалі [3]. Однак, при збільшенні початкового відхилення в площині орбіти більш ніж 40°–45°, картина міняється. У русі системи вже спостерігається системний ріст енергії коливань, і через деякий, досить нетривалий час, кути відхилення лінії троса від місцевої вертикалі досягають критичних значень. Втрата стійкості спостерігається й при збільшенні струму в системі більш ніж у два рази [3].

Треба відзначити, що розрахунки було проведено для обмеженого числа параметрів ЕДКТС і без врахування еволюції орбіти й впливу аеродинамічних впливів. Аналіз впливу різних складових моменту амперових сил, впливу параметрів системи на її рух, а також врахування інших сил і моментів, що мають суттєвий вплив на динаміку системи, є задачею подальших досліджень.

4.2 Взаємодії з нейтральним середовищем і їх вплив на динаміку системи

Розглядається вплив аеродинамічних впливів на динаміку радіальної КТС, що складається із двох кінцевих тіл, з'єднаних натягнутим жорстким тросом. Передбачається, що поздовжня вісь КТС рухається навколо місцевої вертикалі й амплітуди коливань поздовжньої осі відносно місцевої вертикалі є невеликими. Для оцінок впливу аеродинамічного моменту поверхня кінцевих тіл моделюється однорідними сферами, трос — витягнутим циліндром, а рух КТС відносно центра мас розглядається як рух гантелі зі сферичними кінцевими тілами й циліндричною штангою. Передбачається також, що рух КТС відбувається по майже круговій орбіті на висоті від 550 км до 750 км.

Для розрахунку аеродинамічного впливу на КТС необхідно задати ряд параметрів, які можна розділити на наступні групи:

- геометричні параметри КТС ( $d_1$ ,  $d_2$  – діаметри сфер, якими моделюється поверхня першого й другого кінцевого тіла відповідно; D, L – діаметр і довжина троса відповідно);

- параметри, що описують взаємодію поверхні КТС із набігаючим потоком ( $\sigma$  – частина молекул, що падають на поверхню КТС, які відображаються дзеркально;  $T_r$ ,  $T_{\infty}$  – температура дифузійно відображеного потоку й набігаючого потоку, відповідно; S – відношення швидкості набігаю чого потоку до найбільш імовірної теплової швидкості молекул у потоці [1, 2, 17, 18]);

- масові параметри КТС ( $m_1$ ,  $m_2$ ,  $m_T$  – маси першого, другого кінцевих тіл й троса відповідно;  $Z_{un}$  – відстань від цента сфери, якою моделюється

перше кінцеве тіло (першим вважаємо тіло, що знаходиться ближче до Землі), до центра мас КТС;

- параметри орбіти КТС (R – відстань від ньютонівського притягую чого центра до центра мас КТС; i – нахил орбіти; u – аргумент широти орбіти;  $\Omega$  – аргумент висхідного вузла орбіти; e – ексцентриситет орбіти);

атмосфери - параметри (для розрахунку щільності атмосфери використовується модель ГОСТ Р 25645.166-2004 [19], що містить параметри *К*<sub>*p*</sub> – середньодобовий індекс геомагнітної активності; *F*<sub>10.7</sub> – середньодобове *F*<sub>81</sub> – результат усереднення індексу сонячної активності; значення середньодобових значень індексу сонячної активності F<sub>107</sub> за три оберти Сонця (81 доба). Значення цих параметрів відносяться до доби, для яких обчислюється щільність. Враховуючи, що період оберту супутника в розглянутому діапазоні висот значно менше доби, приймемо, що  $F_{10,7} = F_{81} = F_0$ , де  $F_0$  – деяке фіксоване середнє значення індексу сонячної активності в одиницях  $10^{-22}$  Вт/м<sup>2</sup> Гц і зміною  $F_0$  й  $K_p$  за час руху КТС на одному витку можна знехтувати.

Для аналізу впливу параметрів розглянутої системи й оцінки розрахунків динаміки КТС приймемо наступні припущення для маси й розмірів складових частин КТС. Нехай маса кінцевих тіл і троса рівномірно розподілені по їх об'єму; довжина троса 1 км; початковий розмір КТС (у нерозгорнутому виді) представляє собою CubSat [20] розміром 10 см×10 см×30 см. Приймемо, що маса всієї КТС  $m_{KTC}$  становить 3 кг; маса троса  $m_T = 0.8$  кг; а відношення маси першого кінцевого тіла  $m_1$  до маси другого кінцевого тіла  $m_2$  може мінятися в діапазоні  $1 \le m_1/m_2 \le 45$  (тобто маси кінцевих тіл можуть мінятися від  $m_1 = m_2 = 1,1$  кг до  $m_2 \approx 48$  грам,  $m_1 \approx 2,152$  кг). Діаметр троса D може змінюватися від 1 мм до 20 мм. Діаметри сфер  $d_i$  (i = 1, 2), що моделюють кінцеві тіла, визначаються із рівності

$$V_i = \frac{1}{12} \pi d_i^3 = \frac{m_i}{\rho_{KTC}}, \ i = 1, 2, \quad \text{тодi} \ \frac{d_1}{d_2} = \sqrt[3]{\frac{m_1}{m_2}}, \tag{4.14}$$

де  $V_i$  – об'єм сфери, що моделює відповідне кінцеве тіло;

 $\rho_{KTS} = \frac{m_{KTC}}{V_{KTC}} = \frac{3}{0,1 \cdot 0,1 \cdot 0,3} = 10^3 \text{ кг/м}^3 - \text{ «середня» шільність КТС (V_{KTC})}$ 

об'єм CubSat у нерозгорнутому виді).

Тоді діаметри сфер, що моделюють кінцеві тіла, можуть змінюватися від  $d_1 = d_2 \approx 16$  см до  $d_1 \approx 20$  см, а  $d_2 \approx 6$  см відповідно ( $1 \le d_1/d_2 \le 3,56$ ).

Вектор аеродинамічного моменту  $\vec{M}$  запишемо у вигляді [1, 2]

$$\vec{M} = -\left(a_0 \sin \alpha + a_1 \sin^2 \alpha\right) q \vec{b}_m, \qquad (4.15)$$

де  $a_0$ ,  $a_1$  – постійні коефіцієнти, що залежать від характеристик КТС і потоку;

 $\alpha$  – кут між вектором швидкості набігаю чого потоку, і поздовжньою віссю КТС (між ортами  $\vec{e}_V$  й  $\vec{k}$ );

 $\vec{e}_V = \vec{V}/V$  – орт, спрямований по вектору швидкості КТС  $\vec{V}$ ,  $V = |\vec{V}|$ ;

 $\vec{k}$  – орт поздовжньої осі КТС, спрямований від Землі;

q – швидкісний напір;

 $\vec{b}_m$  – орт, перпендикулярний площини, яка проходить через поздовжню вісь КТС і вектор швидкості набігаючого потоку, якій співпадає з напрямом  $\vec{k} \times \vec{e}_V$ .

4.2.1 Розрахунок аеродинамічних коефіцієнтів

Аеродинамічні коефіцієнти розглянутого класу КТС визначаються в такий спосіб [2]

$$a_{0} = \left(2 + \frac{4\nu}{3}(1 - \sigma)\right) (r_{1}A_{1} - r_{2}A_{2}) - \nu(1 - \sigma)\frac{\pi}{2}r_{T}A_{T}; \quad a_{1} = -2\left(1 + \frac{\sigma}{3}\right)r_{T}A_{T}; \quad (4.16)$$
  
де  $\nu = \frac{\sqrt{\pi}}{S}\sqrt{\frac{T_{r}}{T_{\infty}}}$  – безрозмірна величина;

 $r_1$ ,  $r_T$  і  $r_2$  – відстані від центрів тиску першого, другого кінцевих тіл і троса до центра мас КТС відповідно [2];

 $A_1 = \pi (d_1/2)^2$ ,  $A_T = DL$ ,  $A_2 = \pi (d_2/2)^2$  – характерна площа першого кінцевого тіла, троса й другого кінцевого тіла відповідно.

Оскільки  $S = V/C_t$ , де  $C_t = \sqrt{2R_gT_\infty}$  – найбільш імовірна теплова швидкість молекул у потоці ( $R_g$  – газова постійна), то параметр  $v = \sqrt{2\pi R_gT_r}/V$ не залежить від температури набігаючого потоку, а тільки від температури дифузійно відображеного потоку (тобто від температури КТС).

Із виразів (4.16) видно, що:

- коефіцієнт  $a_1$  завжди негативний (рис. 4.2), не залежить від температур  $T_r$ ,  $T_{\infty}$ , і лінійно зростає зі збільшенням діаметра троса;

- при повністю дзеркальній моделі взаємодії молекул з поверхнею КТС ( $\sigma = 1$ ) аеродинамічні коефіцієнти не залежать від температур  $T_r$ ,  $T_{\infty}$ , коефіцієнт  $a_0$  не залежить від діаметра троса (рис. 4.3 а);



а – дзеркальна модель взаємодії молекул з поверхнею КТС ( $\sigma = 1$ ) б – дифузійна модель взаємодії молекул з поверхнею КТС ( $\sigma = 0$ ) Рисунок 4.2 – Зміна коефіцієнта  $a_1$  залежно від співвідношення мас кінцевих тіл  $m_1/m_2$  і діаметра троса D



- а дзеркальна модель взаємодії молекул з поверхню КТС ( $\sigma = 1$ ) б – дифузійна модель взаємодії молекул з поверхню КТС ( $\sigma = 0$ ),  $T_r = 300$ К
- в дифузійна модель взаємодії молекул з поверхню КТС ( $\sigma = 0$ ),  $T_r = 1000$ К

Рисунок 4.3 – Зміна коефіцієнта  $a_0$  залежно від співвідношення мас кінцевих тіл  $m_1/m_2$  і діаметра троса D

Значення коефіцієнтів  $a_0$ ,  $a_1$  для розглянутого класу КТС наведені на рис. 4.2, 4.3.

Для розрахунку впливу аеродинаміки на динаміку системи використаються не коефіцієнти  $a_0$  і  $a_1$ , а пов'язані з ними величини:  $\sigma_a = a_0/a_1$  і  $\lambda = a_1/A$ , де A – головний центральний момент інерції КТС, відносно осі, перпендикулярної до поздовжньої осі КТС.

Розрахунки показали, що для розглянутих КТС при значеннях температури поверхні КТС  $T_r = 300$  К і температури набігаючого потоку  $T_{\infty} = 1000$  К параметр  $\sigma_a$  не перевищує 0,18; для КТС зі співвідношенням кінцевих мас тіл  $m_1/m_2 > 5$  параметр  $\sigma_a$  не перевищує 0,08. Значення параметра  $\sigma_a$  буде зменшуватися зі збільшенням часини молекул, що відбиваються від поверхні КТС дзеркально й буде рости зі збільшенням температури поверхні КТС  $T_r$ . При збільшенні температури поверхні КТС до  $T_r = T_{\infty} = 1000$  К для перевищує 0,25.

Оскільки момент інерції *А* практично не залежить від діаметра троса [1], то зміна  $\lambda$  носить такий же характер, як і зміна коефіцієнта  $a_1$ . Для розглянутих КТС  $0 \le |\lambda| \le 0.057$  м/кг.

При збільшенні довжини троса, значення аеродинамічних коефіцієнтів також збільшуються.

4.2.2 Рекомендації щодо вибору орбіти КТС

Параметри орбіти визначають наступні фактори, що впливають на динаміку КТС:

- зміни (змінність) щільності атмосфери уздовж орбіти, що впливають на амплітуди змушених коливань КТС;

- середнє значення щільності атмосфери уздовж орбіти  $b_0$ , що впливає на величину як кута  $\phi_0$  квазістатичного відхилення в площині орбіти поздовжньої осі КТС від місцевої вертикалі, так і на амплітуду змушених коливань;

- нахил орбіти впливає на амплітуду змушених коливань КТС, перпендикулярних до площини орбіти, обумовлених обертанням атмосфери.

При розрахунках щільності атмосфери враховуються залежність від висоти, добові й піврічні варіації щільності атмосфери [19]. Для оцінок і аналітичних досліджень розраховуються значення щільності атмосфери при русі КТС уздовж одного витка орбіти з використанням розрахункової моделі динаміки (орбітального руху) КТС [2] Далі проводиться розкладання отриманих значень щільності в усічений ряд Фур'є виду [21, 22]

$$\rho = b_0 + \sum_{n=1}^{4} b_n \cos(n\tau + f_n), \qquad (4.17)$$

де  $b_0$ ,  $b_n$  і  $f_n$  – постійні для фіксованої орбіти й заданого рівня сонячної активності коефіцієнти ( $b_0$  – середнє значення щільності,  $b_n$  – характеризують (описують) зміни щільності атмосфери уздовж орбіти);

 $\tau = \omega_0 t$ ;

 $\omega_0$  – частота орбітального руху;

*t* – час.

Зміни щільності уздовж орбіти КТС обумовлені в основному добовим ефектом розподілу щільності атмосфери. Тут визначальне значення має положення площини орбіти відносно осі симетрії так званого «горба» атмосферного здуття. Зрозуміло, що для досягнення мінімальних змін щільності (відповідно – мінімальних для заданої висоти амплітуди змушених необхідно площині орбіти) прагнути ДО нормального коливань V (перпендикулярного) розташування площини орбіти відносно осі симетрії атмосферного «горба». При проходженні площини орбіти через вісь симетрії атмосферного «горба» зміни щільності будуть максимальними для заданої висоти.

Також вплив на зміни щільності вздовж орбіти надає зміна висоти орбіти через еліптичність орбіти й нецентральність гравітаційного поля, однак для розглянутих майже кругових орбіт цей вплив не настільки значний [21].

Середнє значення щільності у великій мірі залежить від висоти орбіти, а добуток  $b_0 R^2$  характеризує усереднений по орбіті наведений до квадрата кутової швидкості швидкісний напір. Усереднений «швидкісний напір»  $b_0 R^2$  багато в чому визначає як амплітуду змушених аеродинамічних коливань (коливань, обумовлених впливом аеродинамічного моменту), так і значення кута зсуву КТС у площині орбіти.

Кут  $\phi_0$  квазістатичного зміщення поздовжньої осі КТС у площині орбіти визначається виразом [2]

$$\sin\phi_0 = \left(\sigma_a + \tilde{V}\cos\phi_0\right)\tilde{Vs}, \qquad (4.18)$$

де 
$$\tilde{V} = \frac{1 - (\omega_3/\omega_0)\cos i}{\sqrt{1 - 2(\omega_3/\omega_0)\cos i}} \approx 1$$
 – залежить тільки від орбіти КТС;

ω<sub>3</sub> – кутова швидкість обертання Землі;

 $s = -\lambda b_0 R^2 / (6I)$  – параметр, що залежить від орбіти та КТС;

I = 1 - C/A, A, C – головні центральні моменти інерції КТС A >> C.

Положення квазістатичного зсуву поздовжньої осі КТС (описується кутами  $\phi_0$ ,  $\theta_0$ ) визначається рівністю гравітаційного й аеродинамічного моментів при постійної, рівної середньої, щільності атмосфери. Для розглянутих гравітаційно стабілізованих КТС кут зсуву перпендикулярно площини орбіти  $\theta_0$  можна прийняти рівним нулю [2].

Параметр  $b_0 R^2$  для майже кругових орбіт висотою 550–750 км може мінятися більш, ніж на 2 порядки (0,4 кг/м  $\leq b_0 R^2 \leq 110$  кг/м [23]), що обумовлює можливість великого розкиду значень кута зсуву  $\phi_0$  залежно від орбіти.

Розрахунки показали, що для розглянутих КТС вплив параметрів орбіти руху дуже значний, тому що навіть у розглянутому вузькому діапазоні висот для тих самих КТС кут відхилення  $\phi_0$  може становити як десяті долі градуса (рис. 4.4), так і десятки градусів (рис. 4.5).



Рисунок 4.4 – Залежність кута зсуву  $\phi_0$  для  $\sigma=0$ ,  $T_r=300$  К,  $T_{\infty}=1000$  К для орбіти з малим аеродинамічним впливом  $(b_0 \approx 5, 1.10^{-15} \text{ кг/m}^3, s \approx 0,0024)$ 



Рисунок 4.5 – Залежність кута зсуву  $\phi_0$  для  $\sigma = 0$ ,  $T_r = 300$  К,  $T_{\infty} = 1000$  К для орбіти з більшим аеродинамічним впливом  $(b_0 \approx 1.9 \cdot 10^{-12} \text{ кг/м}^3, s \approx 0.873)$ 

На рисунках представлено рух на наступних Кеплерових орбітах:

- висота орбіти 750 км, площина орбіти перпендикулярна осі симетрії «горба» атмосферного здуття, низька сонячна активність  $F_0 = 75 \cdot 10^{-22} \text{ Bt/m}^2 \cdot \Gamma \mu$  (рис. 4.4);

- висота орбіти 550 км, площина орбіти проходить через вісь симетрії «горба» атмосферного здуття, висока сонячна активність  $F_0 = 250 \cdot 10^{-22} \text{ Bt/m}^2 \cdot \Gamma \mu$  (рис. 4.5).

Як бачимо, кут зсуву може суттєво змінюватися залежно від конструкції КТС і орбіти. Тому при виборі масово-геометричних параметрів КТС необхідно враховувати їх відповідність передбачуваним умовам руху (середньої щільності). Далі будемо припускати, що параметри системи й орбіти вибрані таким чином, що кут відхилення  $\phi_0$  залишається малим. Для визначеності приймемо, що s < 0,1, тоді  $\phi_0$  не буде перевищувати 7,5°. (Малості параметра *s* можна досягти як зміною масово-геометричних параметрів КТС, так і вибором орбіти руху).

На рисунку 4.6 представлено зміну параметра *s* залежно від співвідношення мас кінцевих тіл і діаметра троса у випадку руху КТС по полярній орбіті висотою 600 км при середній сонячній активності  $F_0 = 150 \cdot 10^{-22}$  Вт/м<sup>2</sup> Гц, площина орбіти проходить через «горб» атмосферного здуття.



Рисунок 4.6 – Залежність параметра *s* від співвідношення мас кінцевих тіл і діаметра троса у випадку руху КТС по полярній орбіті висотою 600 км при середній сонячній активності  $F_0 = 150 \cdot 10^{-22} \text{ Br/m}^2 \Gamma$ ц

Як видно з рисунка, майже для всіх розглянутих КТС на даній орбіті значення  $s \in$  малим й відхилення  $\phi_0$  будуть невеликі.

### 4.2.3 Розрахунок динаміки КТС. Частоти. Резонанси. Амплітуди

Система рівнянь, що описує положення КТС в орбітальній системі координат, має вигляд [2]

$$\begin{cases} \ddot{\theta} + \left(\dot{\phi} + \omega_{0}\right)^{2} \sin\theta\cos\theta = -3\omega_{0}^{2}I\cos^{2}\phi\cos\theta\sin\theta + \frac{a_{1}}{A}q \times \\ \times \left(\tilde{V}\sin\phi\sin\theta + \varepsilon_{V}\cos\theta\cosu\right) \left(\sigma_{a} + \sqrt{1 - \left(\tilde{V}\sin\phi\cos\theta - \varepsilon_{V}\sin\theta\cosu\right)^{2}}\right), \\ \ddot{\phi}\cos\theta - 2\left(\dot{\phi} + \omega_{0}\right)\dot{\theta}\sin\theta = -3\omega_{0}^{2}I\cos\phi\sin\phi\cos\theta - \frac{a_{1}}{A}q \times \\ \times \tilde{V}\cos\phi\left(\sigma_{a} + \sqrt{1 - \left(\tilde{V}\sin\phi\cos\theta - \varepsilon_{V}\sin\theta\cosu\right)^{2}}\right), \\ \dot{\psi} = \left(\dot{\phi} + \omega_{0}\right)\sin\theta, \end{cases}$$
(4.19)

де  $\phi$ ,  $\theta$  і  $\psi$  – кут тангажу, крену й рискання відповідно;  $\varepsilon_V = (\omega_3/\omega_0) \sin i$  – мала величина.

Система (4.19) дозволяє проводити чисельні дослідження динаміки КТС відносно центра мас.

Вище було сказано, що стаціонарна атмосфера (постійна складова аеродинамічного моменту) викликає зсув поздовжньої осі КТС відносно місцевої вертикалі (заданої кутами  $\phi_0$ ,  $\theta_0$ ). Змінна частина аеродинамічного моменту обумовлює виникнення змушених коливань КТС  $\tilde{\phi}$ ,  $\tilde{\theta}$  відносно положення  $\phi_0$ ,  $\theta_0$ , тобто  $\phi = \phi_0 + \tilde{\phi}$ ,  $\theta = \theta_0 + \tilde{\theta}$ .

Малі коливання КТС  $\tilde{\phi}$ ,  $\tilde{\theta}$  описуються рівняннями [2]

$$\begin{cases} \tilde{\Theta}'' + \left(k_{\theta}^{2} + \delta_{\theta}\tilde{\rho}\right)\tilde{\Theta} = -\varepsilon_{V}\cos u\left(1 + \tilde{\rho}\right)\left(c_{1} - c_{2}\tilde{\phi}\right), \\ \tilde{\phi}'' + \left(k_{\phi}^{2} + \delta_{\phi}\tilde{\rho}\right)\tilde{\phi} = d_{\phi}\tilde{\rho}, \end{cases}$$
(4.20)

де

$$k_{\theta}^{2} = 1 + 3I\cos^{2}\phi_{0} + \delta_{\theta}, \quad \delta_{\theta} = d_{\phi}tg\phi_{0}, \quad d_{\phi} = 3Is\tilde{V}\cos\phi_{0}\left(\sigma_{a} + \tilde{V}\cos\phi_{0}\right),$$

$$c_1 = \frac{a_{\phi}}{\tilde{V}\cos\phi_0}, \quad c_2 = 3Is\tilde{V}\sin\phi_0, \quad k_{\phi}^2 = 3I\cos 2\phi_0 + \delta_{\phi}, \quad (4.21)$$

$$\delta_{\phi} = 3Is\tilde{V}\sin\phi_0\left(\sigma_a + 2\tilde{V}\cos\phi_0\right), \quad \tilde{\rho} = \sum_{n=1}^4 \bar{b}_n\cos\left(n\tau + f_n\right), \quad \bar{b}_n = \frac{b_n}{b_0};$$

штрих означає похідну по  $\tau = \omega_0 t$ .

Система (4.20)представляє собою систему диференціальних рівнянь зі змінними коефіцієнтами й змінною правою частиною (рівняння типу Хілла). З (4.20) видно, що в лінійному наближенні (у припущенні про малість коливань) коливання уздовж площини орбіти не залежать від поперечних коливань КТС.

З огляду на рівняння (4.18), можна записати, що  $d_{\phi} = 3I \cos \phi_0 \sin \phi_0$ ,  $\delta_{\theta} = 3I \sin^2 \phi_0$ ,  $c_1 = 3 \frac{I}{\tilde{V}} \sin \phi_0$ ,  $\delta_{\phi} = 3I \sin^2 \phi_0 + 3I s \tilde{V}^2 \sin \phi_0 \cos \phi_0$ , тоді для частот коливань КТС відносно центра мас можна записати

$$k_{\phi}^{2} = 3I\cos^{2}\phi_{0} + 3Is\tilde{V}^{2}\sin\phi_{0}\cos\phi_{0}, \quad k_{\theta}^{2} = 1 + 3I.$$
(4.21)

Тобто у лінійному наближенні для розглянутих КТС аеродинаміка не має впливу на частоту поперечних коливань КТС  $k_{\theta}$  (коливань по куті крену) і завжди  $k_{\theta}$  дуже близька до 2. Тоді в поперечних коливаннях (коливаннях по куту крену) завжди виникає лінійний резонанс, якщо врахувати в розкладанні щільності атмосфери четверту гармоніку, і головний параметричний резонанс (див., наприклад, [24, 25]).

Для малих  $\phi_0$  частота коливань у площині орбіти  $k_{\phi} \approx \sqrt{3} \approx 1,73$ , і в коливаннях у площині орбіти (по куту тангажа) резонанси не можливі. З ростом кута  $\phi_0$  (збільшенням аеродинамічного впливу) частота коливань по куту тангажа слабо змінюється й не приводить до виникнення нових ефектів у русі.

Рівняння коливань у площині орбіти відносяться до класу рівнянь, для яких показано (див., наприклад, [23]), що, при віддаленності системи від лінійного й головного параметричного резонансу, з точністю порядку  $\delta_{\phi} \overline{b}_{1}$  вимушені коливання  $\tilde{\phi}^{B}$  описуються залежністю

$$\tilde{\phi}^{B} = \sum_{n=1}^{4} \frac{d_{\phi} \bar{b}_{n}}{k_{\phi}^{2} - n^{2}} \cos\left(n\tau + f_{n}\right).$$
(4.22)

Враховуючи, що  $\overline{b}_1 > \overline{b}_2 > \overline{b}_3$  (для розглянутих кругових орбіт  $\overline{b}_1 \le 0.83$ ;  $\overline{b}_2 \le 0.23$ ;  $\overline{b}_3 \le 0.02$  [23]), для  $\phi_0 = 0^\circ$  і  $k_{\phi}^2 = 3$  отримано просту оцінку амплітуди  $A_{\phi}$ вимушених коливань КТС уздовж площини орбіти (у припущенні, що I = 1 і  $\tilde{V} = 1$ )

$$A_{\phi} \approx 3s \left(\frac{\overline{b}_1}{2} + \overline{b}_2\right) (1 + \sigma_a). \tag{4.23}$$

Тоді для розглянутого класу КТС при малих  $\phi_0$  (*s* < 0,1) амплітуда вимушених коливань КТС вздовж площини орбіти, викликаних аеродинамічним впливом, не буде перевищувати 14°.

У коливаннях перпендикулярних до площини орбіти мають місце як лінійний, так і параметричний резонанс. Розрахунки показують, що при розглянутих параметрах вплив параметричного резонансу досить незначний в порівнянні із впливом лінійного резонансу.

Розрахунки показують, що для початкового етапу руху можна побудувати задовільну оцінку росту амплітуди [26] поперечних коливань при лінійному резонансі

$$A_{\theta_{-}rez} \approx \frac{1}{2} \varepsilon_{V} c_{1} \overline{b_{1}} \cdot \frac{1}{2k_{\theta}} \approx \frac{3}{8} \varepsilon_{V} s \overline{b_{1}} \left(1 + \sigma_{a}\right) \tau.$$

$$(4.24)$$

Ця оцінка побудована на основі виділення в правій частині рівняння для θ (другого рівняння (4.20)) члена з найбільшою амплітудою при гармоніці із частотою 2τ.

Для розглянутих висот кутова швидкість орбітального руху значно перевищує кутову швидкість обертання Землі ( $\omega_3/\omega_0 < 0,07$ ). Тоді для максимального значення  $\varepsilon_V = 0,07$  і розглянутого класу КТС швидкість зміни амплітуди для s = 0,1 і  $\sigma_a = 0,25$  не буде перевищувати 2,7·10<sup>-3</sup> рад, що відповідає максимальному збільшенню амплітуди порядка 1° за виток по орбіті.

Для КТС із діаметром троса 20 мм, масами першого й другого кінцевих тіл – 2,1083 кг, 0,0917 кг відповідно ( $m_1/m_2 = 23$ ), що рухається по орбіті з тими ж параметрами, що використовувались для розрахунків, представлених на рис. 4.5, зміна амплітуди поперечних коливань буде становити порядка 1° за 10 витків по орбіті (для такої орбіти КТС  $\varepsilon_V \approx 0,0107$ ,  $\overline{b_1} \approx 0,6695$ ,  $s \approx 0,1005$ ,  $\sigma_a \approx 0,0761$ ,  $k_{\phi}^2 \approx 2,9975$ ,  $\phi_0 \approx 6,18^\circ$ ,  $A_{\phi} \approx 9,5^\circ$ , тобто max ( $\phi$ )  $\approx 15,7^\circ$ ).

Розрахунки показали, що для малих аеродинамічних збурень (малих кутів тангажа й крену) результати розрахунку динаміки КТС за початковими (4.19) і лінеаризованими (4.20) рівняннями руху добре співпадають. Добре співпадання результатів розрахунків і для великих аеродинамічних збурень на початковому етапі руха (рис. 4.7). Характер коливань у площині орбіти не міняється – зберігається постійна амплітуда коливань. Амплітуда коливань поза площиною орбіти лінійно зростає на початковому етапі часу, далі зміна амплітуди носить довгоперіодичний характер (амплітуда коливань коливається з малою частотою) і рішення рівнянь (4.19) і (4.20) розходяться (рис. 4.8).


Рисунок 4.7 – Зміна кута тангажа φ і крену θ в протязі руху КТС по *N* витках орбіти на початковому етапі руху



- 1 зміна кутів при розрахунку по повних рівняннях (4.19)
- 2 зміна кутів при розрахунку по лінеаризованних рівняннях (4.20)
- 3 оцінки зміни кутів, визначених за допомогою виразів (4.23) і (4.24) для φ й θ відповідно

Рисунок 4.8 – Зміна кута тангажа φ й крену θ на протязі руху КТС по *N* витках орбіти на тривалому інтервалі часу

На рисунках представлена зміна кута тангажа й крену для КТС із діаметром троса 10 мм, масами першого й другого кінцевих тіл – 2 кг, 0,2 кг відповідно ( $m_1/m_2 = 10$ ) при русі по орбіті з тими ж параметрами, які було використано для розрахунків, представлених на рис. 4.6, (для такої орбіти КТС  $s \approx 0,0359$ ,  $\sigma_a \approx 0,0761$ ,  $k_{\phi}^2 \approx 2,9997$ ,  $\phi_0 \approx 2,22^\circ$ ,  $A_{\phi} \approx 3,4^\circ$ , тобто max ( $\phi$ )  $\approx 5,66^\circ$ ). Аеродинамічні коефіцієнти розраховуються для  $T_r = 300$  К,  $T_{\infty} = 1000$  К та дифузійної схеми взаємодії молекул з поверхнею КТС ( $\sigma = 0$ ); початкові умови беруться такими, щоб спостерігати тільки вимушені коливання –  $\phi(0) = \phi_0$ ,  $\dot{\phi}(0) = 0$ ,  $\theta(0) = 0$ ,  $\dot{\theta}(0) = 0$ .

Зміна кута тангажа відбувається з постійною амплітудою й максимальне відхилення троса від місцевої вертикалі в площині орбіти можна оцінити виразом max ( $\phi$ ) =  $\phi_0 + A_{\phi}$ . Амплітуда коливань по куту крену росте лінійно до значень порядку 3° і цей зріст добре описується виразом (4.24). Тобто на етапі лінійного росту амплітуди можна оцінити: за скільки витків орбітального руху N амплітуда коливань по куту крену виросте, наприклад, до  $A_{\theta} = 1^{\circ}$ 

$$N = \frac{8 \cdot A_{\theta}}{360 \cdot 3 \cdot \varepsilon_V s \overline{b_1} (1 + \sigma_a)} = \frac{1}{135 \cdot \varepsilon_V s \overline{b_1} (1 + \sigma_a)}.$$
(4.25)

Таким чином амплітуда коливань по куту крену для розглянутого класу КТС (максимальних значень параметрів  $\varepsilon_v = 0,07$ , s = 0,1,  $\sigma_a = 0,25$ ,  $\overline{b_1} = 0,83$ ) виросте на 1° не швидше, ніж за 1 виток орбітального руху; для розглянутого вище випадку – за 27 витків орбітального руху.

#### 4.3 Взаємодії з космічними частками й оцінка часу виживання системи

До теперішнього часу проведено ряд космічних експериментів з використанням тросових систем. Так, в 2007 році відбулося два запуски подібних систем — MAST, YES 2, в 2009 році — KUKAI, і в 2010 — JAXAS Tether technologies rocket experiment (T-REX), в 2013 році — ESTCube-1, і в 2014 році — STARS-II (Space Tethered Autonomous Robotic Satellite-2). Але на основі наявних експериментальних даних неможливо побудувати якісну картину поводження тросових систем і можливих причин їх руйнування в космічних умовах. Особливо гостро питання про виживання тросових систем при зіткненні з космічними частками стоїть по відношенню області низьких навколоземних орбіт з висотами до 2000 км, де техногенне забруднення є максимальним і кількість дрібних небезпечних космічних часток на кілька порядків перевищує число великих каталогізованих космічних об'єктів. Тому, одним з можливих шляхів у вирішенні задач взаємодії ЕДКТС із середовищем, зокрема, у визначенні часу існування ЕДКТС на орбіті, є побудова імовірнісних оцінок часу неруйнування таких систем при зіткненні з космічними частками (із частками космічного сміття (КС)).

Раніше в [1] було запропоновано методику, що за наявним даними забруднення навколоземного космічного простору дозволяє визначати

імовірність неруйнування тросових систем на заданому інтервалі часу й проводити аналіз впливу основних параметрів орбіт і конструкційних характеристик троса на час неруйнування при зіткненні із частками КС. На основі методики [1], у даному підрозділі вироблено рекомендації до розрахунку часу неруйнування троса ЕДКТС при взаємодії із частками КС.

Оцінка часу неруйнування троса проводиться в три етапи.

На першому етапі, на основі використання відомих розрахункових моделей ОRDEM або MASTER [23, 28] визначається: середнє число потоку часток КС діаметром  $d_i$   $(i = \overline{1, p}, p - 3$ адане число потоків часток, залежно від їх розміру), що проходять за одиницю часу через одиничну площадку —  $\Delta F_{n,i}^*$   $(i = \overline{1, p})$ , на кожному *n*-ому сегменті заданої орбіти. У розрахунковій моделі ORDEM початковими даними для заданої орбіти є: висота апогею й перигею, нахил, аргумент перигею), кількість сегментів  $N_{seg}$ , у нашому випадку  $N_{seg} \in [1, 100]$ , на яке буде розділено площину орбіти, рік спостереження й, якщо спостереження проводиться із Землі: географічна широта, кут азимута й висота. Всі характеристики потоків визначаються для часток розміром від 10 мкм до 1 м, (для шести фіксованих діапазонів (p = 6):  $\leq 10$  мкм,  $\leq 100$  мкм,  $\leq 1$  м). Тобто, кожному *i*-му ( $i = \overline{1, p}$ ) потоку часток відповідає деякий діаметр  $d_i$ . Передбачається, що  $d_1 < d_2 < ... < d_p$ .

У відмінність від розрахункової модлі ORDEM, MASTER більш точно дозволяє:

– задавати положення орбіти, у цьому випадку орбіти руху центра мас ЕДКТС (додатковими параметрами є довгота висхідного вузла й істинна аномалія);

- задавати інтервал часу (з точністю до дня);

– враховувати більше широкий діапазон часток (діаметр (м) і маса (кг) часток можуть змінюватися в межах [10<sup>-6</sup>, 10<sup>2</sup>]).

MASTER дозволяє також враховувати джерела потоку часток космічного сміття й метеорних часток, наприклад, фрагменти космічних об'єктів, викиди, частки фарби, що відвалилася, сезонні метеорні й астероїдні потоки й т. п.

Отримані дані ( $\Delta F_{n,i}^*$ ,  $i = \overline{1, p}$ ) для кожного потоку часток ( $d_i$ ) заносяться у файл (наприклад, TABLESC.DAT для моделі ORDEM або defaul\_d.dia для моделі MASTER).

На другому етапі, відповідно до запропонованої методики [1] визначається час неруйнування троса й оцінюється імовірність виживання різних конструкцій троса при взаємодії з потоками часток КС. Потоки космічних часток розглядаються як стаціонарні пуассонівські потоки [29]. Потік часток є стаціонарним пуассонівським потоком, якщо дотримано наступні умови:

– імовірність влучення того або іншого числа часток космічного сміття в трос не залежить від його положення на орбіті, іншими словами, частки розподілені на заданій висоті з однаковою середньою щільністю;

– імовірність влучення часток у трос не залежить від того, скільки їх потрапило в будь-яку іншу область простору, тобто частки попадають в області, що не перекриваються, незалежним способом;

– імовірність влучення на малу ділянку троса двох і більше часток нехтовно мала в порівнянні з імовірністю влучення однієї частки (ця умова означає практичну неможливість співпадання двох і більше часток).

При дотриманні поданих умов, число подій на будь-якому фіксованому інтервалі часу буде розподілено за законом Пуассона [29]. Тобто, імовірність того, що на деякому інтервалі часу *t* відбудеться зіткнення із *m* частками, що перебивають трос, визначається формулою

$$P_m(t) = \frac{(\lambda t)^m}{m!} \cdot e^{-\lambda \cdot t}, \quad t > 0.$$
(4.26)

Початковими даними для проведення розрахунків є основні конструкційні характеристики троса ЕДКТС:  $D_T$  – діаметр поперечного перерізу троса,  $L_n$  – довжина троса;  $\Delta F_i$  – середнє число часток діаметром  $d_i$ , що проходять за одиницю часу через одиничну площадку, і представляють небезпеку для троса,  $\Delta F_i = \sum_n \Delta F_{n,i}^* / n$ ; величина x (відстань проходження частки від краю троса), що характеризує вибиту частину троса й тим самим визначає розмір небезпечних для троса часток. Надалі, для зручності позначень, у розрахунках будемо використовувати коефіцієнт  $\alpha$  рівний  $\alpha = 2x/D_T$ . На рисунку 4.9 представлена модель взаємодії троса й часток КС.



 $D_T$  – діаметр поперечного перерізу троса

 $d_i$  – діаметр частки

х – відстань проходження частки від краю троса

Рисунок 4.9 – Модель взаємодії троса й часток діаметром  $d_i$ ,  $i = \overline{k, p}$ 

За експериментальним даними [30] значення 2x може змінюватися в межах  $\left[\frac{1}{5}D_T; \frac{4}{5}D_T\right]$ , залежно від матеріалу троса. Виходячи із цієї умови, небезпеку для троса будуть представляти потоки часток, середні розміри яких  $d_i \ge x$ ,  $i = \overline{k, p}$ ,  $k = \max\{i: d_i \ge x\}$ .

В першому наближенні вплив сил натягу троса на значення *x* не буде враховуватися; вплив інших факторів, таких як форма частки КС, некруглі

вибоїни в тросі, можливість плавлення троса, утворення ворсинок, крихкість матеріалу й т. п. також не будуть враховуватись.

Для моноволоконного троса послідовно, за відомими формулами [1] визначаються:

а) інтенсивність  $\lambda_i$  для кожного *i*-го потоку часток КС,  $i = \overline{k, p}$ ,  $k = \max\{i: d_i \ge x\}, \ \lambda_i = \Delta F_i S_T(d_i), \ \text{де } S_T(d_i) - \text{наведена площа поздовжнього перетину троса для$ *i* $-го потоку часток, <math>S_T(d_i) = L_n(D_T + d_i - 2x);$ 

б) інтенсивність  $\lambda$  сумарного потоку часток КС, що руйнують трос, яка визначається як сума всіх  $\lambda_i$ , тобто  $\lambda = \sum_{i=1}^{p} \lambda_i$ ,  $i = \overline{k, p}$ ;

в) імовірність того, що на інтервалі часу t не буде зіткнення із частками, що руйнують трос  $P_T(t) = P(T \ge t) = P_0(t) = e^{-\lambda \cdot t}$ , де T – випадкова величина, що описує час існування троса;

г) час  $t_0$ , протягом якого трос із заданою імовірністю  $P_0$  не буде зруйновано, відповідно до [1], визначається виразом  $t_0 = -\frac{\ln P_0}{2}$ .

Для більше складної конструкції троса (двохволоконного троса) послідовність визначення імовірнісних оцінок і часу неруйнування троса ЕДКТС аналогічна, відмінністю є розрахунок інтенсивності потоків часток, які можуть перебити тільки одне із двох волокон і перебити трос, тобто два волокна одночасно [1]:

а) інтенсивність сумарного потоку часток КС, які можуть перебити тільки одне волокно —  $\lambda_1$ ,  $\lambda_1 = \sum_{i=k}^{j} \lambda_{1,i}^{(1)} + \sum_{i=i+1}^{p} \lambda_{1,i}^{(2)}$ ,  $i = \overline{j+1,p}$ ;

б) інтенсивність сумарного потоку часток, які можуть перебити два волокна одночасно —  $\lambda_2$ ,  $\lambda_2 = \sum_{i=j+1}^p \lambda_{2,i}$ ,  $i = \overline{j+1, p}$ .

Далі, відповідно до запропонованої методики [1], будуються імовірнісні оцінки й визначається час неруйнування троса КТС:

в) імовірність неруйнування троса на розглянутому інтервалі часу  $t - P_0(t) = 2e^{-\lambda t} - e^{-(\lambda_1 + \lambda)t}$ ;

г) час  $t_0$ , протягом якого трос із заданою імовірністю  $P_0$  не буде зруйнований, визначається виразом  $t_0 = -\frac{1}{\lambda} \cdot \frac{\ln(P_0)}{\ln|2 - e^{-\lambda_1}|}$ .

На третьому етапі проводиться візуалізація даних на екран за допомогою графічних об'єктів. Будуються залежності часу неруйнування троса від його діаметра  $T(D_T)$  й імовірнісні оцінки неруйнування троса P для різних значень коефіцієнта  $\alpha = 2x/D_T$ , що задає характеристики міцності троса.

Блок-схема послідовності кроків визначення імовірнісних оцінок і часу неруйнування троса КТС при зіткненні із частками КС представлена на рис 4.10.



Рисунок 4.10 – Блок-схема визначення імовірнісних оцінок і часу неруйнування троса ЕДКТС

На основі запропонованої методики за наявними даними забруднення навколоземного космічного простору проведемо розрахунки середнього часу неруйнування для троса ЕДКТС при зіткненні з потоками часток КС. Відповідно до умови поставленої задачі, передбачається, що трос для розглянутої системи представляє собою в одному випадку — моноволокно, а в іншому — стрічку.

У табл. 4.2 наведено основні дані ЕДКТС.

Система	Параметри орбіти			Характеристики троса/стрічки	
	висота (км)	нахил (град)	ексцентриситет	діаметр/ширина (мм)	довжина (км)
ЕДКТС-1	650	98	0	3	1
ЕДКТС-2	650	98	0	20	1

Таблиця 4.2 – Дані ЕДКТС

На рисунку 4.11 представлена залежність потоку часток КС  $\Delta F_i$  від їх діаметра  $d_i$  для заданої орбіти. Для побудови цієї залежності використовується логарифмічна шкала, тому що значення потоків часток КС варіюються в дуже великих діапазонах.



Рисунок 4.11 – Залежність середніх значень потоків часток КМ  $\Delta F_i$ ( $i = \overline{1, p}$ ) від їх діаметрів  $d_i$  за розрахунковою моделлю ORDEM

У табл. 4.3 наведені результати обчислень у припущенні того, що трос для кожної системи є монолітним. Всі дані для розрахунків взято з табл. 4.2.

Система	Час неруйнування троса для наступних коефіцієнтів α, рік		Розрахункова модель
	$\alpha = 0,2$	$\alpha = 0,3$	
ЕДКТС-1	0,63	0,68	ORDEM
ЕДКТС-2	17,46	17,94	ORDEM

Таблиця 4.3 – Час виживання ЕДКТС-1 і ЕДКТС-2

Таким чином, за наявним даними забруднення навколоземного космічного простору отримано імовірнісні оцінки часу неруйнування троса для заданих конструктивних характеристик ЕДКТС і параметрів орбіти. Але варто врахувати, що в даній методиці руйнування троса при зіткненні із часткою КС характеризується лише однією величиною — вибитою частиною троса. Передбачається також, що ця частина в точності дорівнює перекриттю троса й частки. При цьому не враховуються ні відносні швидкості троса й частки, ні рух частки відносно власного центра мас. Не враховуються й сили можливої електричної взаємодії троса й частки. А при розрахунку інтенсивності потоку часток передбачається, що частки мають один із шести фіксованих розмірів.

У силу вище сказаного, представляється, що методика дає трохи завищені оцінки часу неруйнування троса. Проте, дана методика дозволяє оцінювати ймовірність часу неруйнування троса, а також вибирати конструктивні характеристики троса відповідно до задач створення ЕДКТС. Для розглянутих проектних задач із використанням ЕДКТС тривалість експериментів становить біля місяця. Оцінки, отримані відповідно до запропонованої методики, показують можливість проведення таких космічних експериментів.

#### 4.4 Дія теплового впливу на динаміку системи

Для розрахунку температури уявімо КТС, що складається з N-1 послідовно з'єднаних сферичних ланок, які перебувають між собою в безпосередньому контакті [3]. Рівняння теплового балансу для *i*-ої ланки КТС має вигляд

$$c_{i}m_{i}\frac{dT_{i}}{dt} = Q_{S,i} + Q_{ref,i} + Q_{E,i} + Q_{i-1} - Q_{rad,i}, \qquad (4.27)$$

де *c<sub>i</sub>* – теплоємність *i*-ої ланки;

*m<sub>i</sub>* – маса *i*-ої ланки;

*T<sub>i</sub>* – температура *i*-ої ланки;

*t* – час;

*Q*<sub>*S*,*i*</sub> – тепловий потік прямого випромінювання Сонця, який поглинений *i*-ою ланкою;

 $Q_{ref,i}$  – тепловий потік відбитого сонячного випромінювання, поглинений *i*-ою ланкою;

 $Q_{E,i}$  – тепловий потік власного випромінювання Землі, поглинений *i*-ою ланкою;

*Q<sub>i</sub>* – тепловий потік, отриманий *i*-ою ланкою від інших ланок системи;

*Q*<sub>*i*-1</sub> – тепловий потік, переданий *i*-ою ланкою іншим ланкам системи;

 $Q_{rad,i}$  – тепловий потік, що випромінюється поверхнею *i*-ої ланки.

Для моделювання динаміки КТС з урахуванням вагомості троса, використовується модель [2], в якій трос складається з *N* матеріальних точок, послідовно з'єднаних невагомими пружними зв'язками.

Ключовим фактором, що впливає на температуру КТС, є тепловий потік сонячного випромінювання. Щоб визначити величину цього потоку, необхідно знати взаємне розташування КТС і Сонця. Положення КТС в інерціальній системі координат обчислюється за допомогою зазначеної вище моделі. Для розрахунку ефемерид (положення Сонця в інерціальній системі координат використовувалися прості рівняння, які випливають з аналітичної теорії руху Сонця (Ньюкома) і забезпечують відхилення в межах від 0,1 до 1% від найбільш досконалих сучасних теорій [3]. Функцію тіні, що визначає умови, при яких КТС знаходиться в тіні Землі, також наведено в [3].

При розрахунку деформацій, ланка КТС розглядається як одновимірний об'єкт – стрижень.

Попередні оцінки, яки виконано в [3], показали, що температуру повністю освітленій або повністю затіненій КТС з достатнім ступенем точності можна вважати постійною.

Час встановлення стаціонарної температури КТС при переході з освітленої сторони орбіти на тіньову становить близько 10 хв. Оскільки такий перехід відбувається менш ніж за 1 с., то можна вважати, що при попаданні в тінь центру мас системи одночасно потрапляють в тінь і всі її ланки. Цей висновок справедливий і для виходу КТС з тіні на освітлену сторону орбіти.

Стаціонарна температура системи не залежить від площі поверхні її ланок. При цьому час встановлення стаціонарної температури залежить від маси системи, а отже, опосередковано і від її площі.

Таким чином, розрахунок температур для всіх ланок системи у відповідності з рівнянням теплового балансу (3.27) можна замінити розрахунком температури для єдиної ланки системи, що рухається по орбіті центру мас. Цей розрахунок виконується заздалегідь і отримана температура потім використовується при розрахунку сил, що впливають на рух системи відносно центру мас.

Алгоритм розрахунку відносного руху КТС складається з трьох послідовно виконуваних блоків: розрахунку орбітального руху системи; розрахунку її температури і, нарешті, розрахунку відносного руху КТС (рис. 4.12).

Для КТС с тросом длиной L = 1000 м, радиусом r = 1 мм, выполненным

# Розрахунок орбітального руху. Задати:

- фізичні константи;
- кеплерови елементи орбіти;
- час старту;
- параметри чисельного інтегрування.

Перейти від кеплерових елементів орбіти до  $\vec{R}, \vec{V}.$ 

Розрахувати орбіту центру мас.

Розрахунок температури системи.

Розрахувати ефемериди Сонця.

Розрахувати освітленість системи.

Розрахувати температуру системи при її русі по орбіті.

### Розрахунок відносного руху системи.

Задати початкові положення і швидкість троса в орбітальній системі координат.

Розрахувати рух системи в орбітальній системі координат.

Рисунок 4.12 – Алгоритм розрахунку відносного руху космічної тросової системи з урахуванням теплових впливів из алюминия, центр масс которой движется по орбите высотой 700 км, изменение температуры показано на рис. 4.13. На освещенной стороне орбиты температура системы достигает примерно 23 °C, а в тени – стремится к значению около -100 °C. Для КТС з тросом довжиною L = 1000 м, радіусом r = 1 мм, виконаним з алюмінію, центр мас якої рухається по орбіті заввишки 700 км, зміну температури показано на рис. 4.13. На освітленій стороні орбіти температура системи досягає приблизно 23 °C, а в тіні – наближується до значення близько -100 °C.

Дія теплових впливів на відносний рух КТС виявляється при аналізі різниці між координатами верхньої кінцевий маси  $m_N$ , отриманими з урахуванням теплового впливу та без урахування такого. Графік зміни цієї різниці з часом представлено на рис. 4.14. З нього видно, що на тіньової ділянці орбіти, коли КТС остигає, її довжина скорочується. Величина цього скорочення досягає 0,3% номінальної довжини КТС.

Звідси можна зробити висновок, що тепловий вплив не надає скільки-небудь істотного впливу на динаміку малих КТС, тобто КТС з довжиною зв'язку порядку одиниць кілометрів. Разом з тим, питання врахування дії теплових впливів на динаміку протяжних і сверхпротяженных КТС (довжина зв'язку яких становить десятки і більше кілометрів), а також питання впливу параметрів поверхні троса (ступеня чорноти і коефіцієнта поглинання випромінювання) на його нагрівання потребують додаткових досліджень.

Слід зазначити, що стосовно до електродинамічних КТС необхідно додатково враховувати нагрівання троса за рахунок струму. Зроблені в [3] оцінки величини цього струму, дозволяють говорити про те, що його наявність тільки покращує ситуацію, дещо збільшуючи температуру системи на тіньової ділянці орбіти.



Рисунок 4.13 – Графік зміни температури системи з часом



Рисунок 4.14 – Різниці між положеннями верхнього кінцевого тіла КТС з урахуванням і без урахування нагрівання

### 5 УЗАГАЛЬНЕННЯ РЕЗУЛЬТАТІВ ДОСЛІДЖЕНЬ ОСОБЛИВИХ ФАКТОРІВ ВЗАЄМОДІЇ З СЕРЕДОВИЩЕМ ЕЛЕКТРОДИНАМІЧНОЇ КОСМІЧНОЇ ТРОСОВОЇ СИСТЕМИ

Одним з найбільш перспективних напрямків вирішення проблеми відводу космічних об'єктів з низьких навколоземних орбіт є використання ЕДКТС. Однак розвиток цього напрямку пов'язаний з необхідністю проведення натурних експериментальних досліджень. Це обумовлено необхідністю перевірки моделей зондової теорії взаємодії тіл з іоносферною плазмою й резонансною нестійкістю руху системи відносно центра мас під дією моментів амперових і аеродинамічних сил.

Специфіка ЕДКТС, яка пов'язана, зокрема, зі створенням протяжної системи й загрозою заплутування троса, обумовлює необхідність створення спеціалізованих КА, що створюються для проведення експерименту з ЕДКТС. Зниження вартості таких експериментальних досліджень пов'язане з розробкою малої експериментальної космічної тросової системи. Особливий інтерес представляють системи, які можуть бути розгорнуті в космосі з використанням технологій CubeSat. Як основний варіант малої експериментальної ЕДКТС розглянуто систему, що розгортається з потрійного CubeSata, тобто маса системи не повинна перевищувати три кілограми. Настільки жорстке обмеження по масі на систему приводить до того, що довжина тросового з'єднання при цьому не може значно перевищувати 1000 м.

Мала маса системи й невелика довжина з'єднання приводять до дуже низької сили натягу троса зовнішніми силами, що не перевищує 2,5 грам-сили. Коливання системи біля положення рівноваги приводять до зменшення сили натягу, а при амплітуді коливань близької до 60 градусів, натяг троса зовнішніми силами пропадає (відбувається провисання троса).

Рух системи в режимі гравітаційної стабілізації, коли лінія троса незначно відхиляється від місцевої вертикалі, характеризується наступними частотами коливань: частота коливань у площині орбіти близька до  $\sqrt{3}\omega_0$ , а перпендикулярно площини орбіти -  $2\omega_0$ , де  $\omega_0$  – частота орбітального руху. Частота коливань у площині орбіти обумовлює низьку динамічну жорсткість системи до зовнішніх впливів із частотами рівними орбітальній і подвоєній орбітальній частоті, а частота коливань перпендикулярних площини орбіти обумовлює резонансну нестійкість системи до зовнішніх впливів з подвоєною орбітальною частотою.

Електричний струм, що протікає по тросу ЕДКТС, є струмом зарядів, зібраних частинами системи з іоносферної плазми. Негативно заряджена відносно плазми частина троса збирає іони, а позитивно – електрони. У точці з нульовим потенціалом струм буде максимальний. Розрахунки, які проведено раніше [1], дозволяють припустити, що цей максимальний струм для розглянутої ЕДКТС становить близько 5 мА,  $I_{max} = 5 \cdot 10^{-3}$  А. Тоді, при ряді припущень можна отримати оцінку часу зниження висоти орбіти на 100 км (див. п. 2.4.2). Для розглянутої системи цей час складе приблизно 35 діб.

Значна перевага електронного струму в іоносферній плазмі над іонним струмом приводить до того, що дуже коротка частина троса буде заряджена позитивно. Отримані оцінки [1] дозволяють припустити, шо ДЛЯ експериментальної ЕДКТС довжиною 1000 м ця частина складе 1% від довжини, тобто 10 м троса буде заряджено позитивно, а 990 м – негативно. При орбітальному русі із заходу на схід, тобто при обертанні системи відносно Землі, що збігається з напрямком обертання Землі, (це звичайний для КА напрямок обертання), позитивно заряджена частина буде знаходитись вгорі. Настільки велика віддаленість точки максимального струму від центра мас системи (велике плече амперових сил) може обумовлювати суттєвий момент електродинамічних сил, що впливає на відхилення системи від гравітаційно стабілізованого положення. Зменшити плече амперових сил можна зсувом центра мас до позитивної частини троса, міняючи розподіл мас у системі. Однак, для зв'язку із Землею (передачі даних експерименту) доцільно використати нижнє тіло, і, отже, його маса повинна перевищувати масу верхнього тіла. Тобто зміна плеча амперових сил перерозподілом мас системи є досить обмеженим.

Оцінки стаціонарного відхилення тросової системи від місцевої вертикалі під дією моменту амперових сил показали, що ці відхилення незначні й не перевищують одиниць градусів.

Слабкий натяг троса зовнішніми силами порушує питання про спосіб розгортання експериментальної ЕДКТС. Справа в тому, що маса троса приблизно дорівнює масі кінцевих тіл, і важко запропонувати ефективний спосіб гасіння енергії коливань троса при його швидкому розгортанні. Представляється, що швидке розгортання системи, яке засновано на доданні одному з кінцевих тіл значного імпульсу відділення, може приводити до утворення петель троса і його заплутування.

Аналіз існуючих схем розгортання КТС дозволив виділити два підходи до розгортання: швидке (імпульсне) і повільне (квазістатичне). Перший спосіб добре відпрацьований на практиці й може застосовуватися для розгортання КТС із масами кінцевих тіл порядка декількох десятків кілограм і вище, і КТС троса віл 1 км. Для розгортання менш масивних довжиною представляється доцільним відпрацьовувати квазістатичну систему розгортання.

Результати розрахунків показали, що при використанні повільного висування стрічки в широкому діапазоні параметрів КТС, тіла успішно розходяться при швидкості розгортання, що не перевищує 1 м/с.

Існує ряд факторів, зокрема, залишкові деформації в стрічці, оцінка впливу яких на процес розгортання вимагає виконання експериментальних досліджень.

Виконано розрахунок теплових потоків, що впливають на КТС при русі на низькій навколоземній орбіті з урахуванням маси троса й можливості

влучення в тінь Землі. Розрахунки показують, що тепловий вплив не має суттєвого впливу на динаміку малих КТС (тобто КТС із довжиною зв'язку порядку одиниць кілометрів). Разом з тим, питання врахування впливу теплової дії на динаміку протяжних і надпротяжних КТС (довжина зв'язку яких становить десятки й більше кілометрів), а також питання впливу параметрів поверхні троса (ступеня чорності й коефіцієнта поглинання випромінювання) на його нагрівання мають потребу в додаткових дослідженнях.

Запропонована модель розрахунку взаємодії ЕДКТС із іоносферною плазмою й магнітосферою припускає нехтовно малий вплив падіння напруги в тросі при проходженні по ньому електричного струму, модель засновано на зондовій теорії взаємодії тіл з іоносферною плазмою. Припущення про малість впливу проходження струму по тросу на розподіл потенціалу вздовж системи цілком обґрунтовано для розглянутих систем. Таким чином, для розрахунку взаємодії ЕДКТС із іоносферною плазмою й магнітосферою потрібно визначити струми, що надходять на позитивно й негативно заряджені частини системи в припущенні лінійної уздовж лінії троса зміни їх потенціалу відносно плазми. На основі рівності іонного й електронного струмів, що надходять у систему із плазми, потрібно визначити розміщення точки нульового потенціалу на тросі, і лише потім розраховувати потенціал і струм системи в різних її частинах.

Зондова теорія, яка використовується для побудови моделей збирання струму із плазми різними частинами ЕДКТС, вимагає експериментальної натурної перевірки. Цей висновок підтверджують результати експерименту «TSS-1R» і він визнаний фахівцями [15]. Необхідність натурного експерименту особливо стосується теоретичних побудов для визначення іонного струму на негативно заряджене тіло, різниця потенціалів якого із плазмою досить висока.

Співвідношення теорії Альперта-Лема, які уточнено в експерименті «TSS-1R», дозволяють припустити, що збільшення площі поверхні негативно зарядженого кінцевого тіла може суттєво підвищити збирання іонного струму плазми (прямо пропорційно площі міделевого перерізу). Це, у свою чергу, не тільки збільшить струм у системі, але й приведе до зменшення плеча дії амперових сил.

Довжина позитивної частини ЕДКТС залежить від багатьох факторів, у тому числі, від параметрів троса (його довжини й площі поперечного перерізу) і нахилу орбіти до магнітного екватора. Цілком можливим є випадок, коли в системі немає позитивно зарядженої частини, і потенціал всіх її частин відносно навколишньої плазми є негативним. У цьому випадку вся система збирає іонний струм, і струм у системі буде дуже малим. Представляється, що експериментальні дослідження таких систем не мають особливого змісту. Для розглянутих ЕДКТС із тросом радіусом 1 мм і висотою екваторіальної орбіти 650 км при довжинах троса менше 800 м система не має позитивно зарядженої частини.

Вплив амперових сил на рух центра мас ЕДКТС зводиться до постійного гальмування орбітального руху системи. Зміна концентрації заряджених часток,

зміна індукції магнітного поля Землі й ряд інших факторів, що змінюються при орбітальному русі з його частотою приводять до співмірності зміни амперових сил з орбітальним рухом. Це служить причиною зміни ексцентриситету орбіти й приводить, загалом кажучи, до його збільшення. Попередні оцінки показують, що для розглянутих орбіт ці зміни незначні, і, у випадку початкової майже кругової орбіти, орбіти залишаються майже круговими (тобто з малим ексцентриситетом).

Вплив моменту амперових сил характеризується двома особливостями:

- великим плечем сили, обумовленим великим зміщенням точки максимального струму (точки нульового потенціалу) до позитивно зарядженого тіла;

- співмірністю (резонансом) при малих коливаннях змін моменту з коливаннями системи перпендикулярно площини орбіти, які мають подвоєну орбітальну частоту.

Подвоєну орбітальну частоту містять вирази для опису змін концентрації заряджених часток і змін магнітного поля Землі при русі системи по орбіті. Резонансне співпадання частот зміни амперових сил і коливань тросової системи під дією гравітаційних сил можуть приводити до суттєвого росту амплітуди коливань ЕДКСТ відносно місцевої вертикалі. Разом з тим, це зростання, загалом кажучи, відбувається досить повільно, і в багатьох випадках ЕДКСТ встигає виконати свою місію до того, як амплітуда коливань суттєво зросте. Зростання амплітуди коливань приводить до зміни їх частоти, і ефекти лінійного резонансу (лінійного зростання амплітуди) пропадають. Без врахування еволюції орбіти система переходить у відносно стабільний режим довгоперіодичних змін амплітуди коливань.

Чисельний аналіз нелінійних коливань під дією моменту амперових сил показав, що при незначних початкових відхиленнях від місцевої вертикалі (до 20-30 градусів) можна говорити про стійкість руху, що зберігається розглянутих малих ЕДКТС відносно місцевої вертикалі. Однак, при збільшенні початкового відхилення в площині орбіти більше 40-45 градусів, картина міняється. У русі системи вже спостерігається системний ріст енергії коливань, і через деякий, досить нетривалий час, кути відхилення лінії троса від місцевої вертикалі досягають критичних значень. Втрата стійкості спостерігається й при збільшенні струму в системі більш ніж у два рази.

Розрахунки було проведено без врахування еволюції орбіти й впливу аеродинамічних впливів. Аналіз впливу різних складових момента амперових сил, впливу параметрів системи на її рух, а також врахування інших сил і моментів, що здійснюють суттєвий вплив на динаміку системи, є задачами подальших досліджень.

Суттєвий вплив на динаміку відносного руху експериментальної ЕДКТС може здійснювати аеродинамічний момент. На висотах 550–750 км зміщення поздовжньої осі розглянутого класу КТС від місцевої вертикалі через вплив стаціонарної атмосфери (без врахування змінності щільності вздовж орбіти) може досягати значень порядку 45 градусів. Для досягнення режиму

гравітаційної стабілізації радіальної КТС із врахуванням аеродинамічного моменту необхідна відповідність конструкції (параметрів) КТС до передбачуваної орбіти руху центра мас КТС.

Зміни щільності вздовж орбіти викликають виникнення вимушених коливань КТС відносно центра мас. Амплітуда вимушених коливань у площині орбіти через низьку динамічну жорсткість системи може досягати десятків градусів і зростає пропорційно амплітуді змін щільності атмосфери при орбітальному русі ЕДКТС.

У лінійному наближенні для розглянутого класу КТС коливання системи в площині орбіти не резонансні із зовнішніми впливами; у коливаннях перпендикулярних до площини орбіти завжди виникає лінійний і головний параметричний резонанс. Побудовано оцінку лінійного росту амплітуди поперечних коливань на початковому етапі часу, що дозволяє оцінити час росту амплітуди коливань на певну кількість градусів.

У припущенні малості кута квазістатичного зміщення поздовжньої осі КТС показано можливість виникнення вимушених коливань у площині орбіти з амплітудою порядку 14°, тобто для розглянутого класу КТС цілком можливе відхилення поздовжньої осі від місцевої вертикалі більш ніж на 20° тільки через дію моменту аеродинамічних сил. Зростання амплітуди поперечних коливань для розглянутого класу КТС при малих кутах відхилення не буде перевищувати 1° за виток орбітального руху.

Для мінімізації аеродинамічного впливу на динаміку КТС можна:

- вибрати аеродинамічно нейтральну конструкцію КТС;

- вибрати орбіти з малим усередненим швидкісним напором (малим значенням середньої щільності атмосфери вздовж орбіти), тобто більше високу орбіту;

- вибрати орбіту з малими змінами щільності атмосфери вздовж орбіти (площина орбіти перпендикулярна до осі симетрії «горба» атмосферного здуття);

- для мінімізації поперечних коливань вибрати орбіту з низьким нахилом (на екваторіальній орбіті поперечні коливання не виникають).

Використання тросових систем великої протяжності й малого діаметру тросового з'єднання порушує питання про неруйнування таких систем частками космічного сміття. Особливо гостро це питання стоїть відносно області низьких навколоземних орбіт з висотами до 2000 км, де техногенне забруднення є максимальним і кількість дрібних небезпечних космічних часток на кілька порядків перевищує кількість великих каталогізованих космічних об'єктів. Теоретичний аналіз цього питання можливий тільки імовірнісними методами.

Запропонована методика оцінки часу виживання тросової системи під впливом часток космічного сміття заснована на використанні імовірнісних моделей потоку часток ORDEM або MASTER. Моделювання взаємодії троса із часткою засновано на припущенні, що частка вибиває частину троса, рівну площі їх контакту. Ніякі інші наслідки зіткнення часток із тросом не враховуються. Потоки космічних часток розглядаються як стаціонарні пуассонівськи потоки. Отримані оцінки часу виживання троса для розглянутих тросових систем з однієї сторони показують, що середній час виживання з великим запасом є достатнім для проведення експериментальних досліджень, а, з іншого боку, що використання стрічки набагато прийнятніше, ніж використання моноволоконної нитки.

1 Одним з найбільш перспективних напрямків вирішення проблеми відводу космічних об'єктів з низьких навколоземних орбіт (НОО) є використання електродинамічних космічних тросових систем (ЕДКТС) і його розвиток вимагає проведення натурних експериментальних досліджень. Це обумовлено необхідністю перевірки моделей зондової теорії взаємодії тіл з іоносферною плазмою й резонансною нестійкістю руху системи відносно центру мас під дією моментів амперових і аеродинамічних сил.

2 Зниження вартості експериментальних досліджень пов'язане з розробкою малої експериментальної космічної тросової системи (КТС). Особливий інтерес представляють системи, які можуть бути розгорнутими в космосі з використанням технологій CubeSat. Жорсткі обмеження по масі на систему приводять до того, що довжина тросового з'єднання не може значно перевищувати 1000 м.

3 Мала маса системи й невелика довжина з'єднання обумовлюють дуже низьку силу натягу троса зовнішніми силами, яка не перевищує 2,5 грам-сили. Коливання системи біля положення рівноваги приводять до зменшення сили натягу, а при амплітуді коливань близької до 60 градусів, натяг троса зовнішніми силами пропадає (відбувається провисання троса).

4 Рух системи в режимі гравітаційної стабілізації, коли лінія троса незначно відхиляється від місцевої вертикалі, характеризується наступними частотами коливань: частота коливань у площині орбіти близька до  $\sqrt{3}\omega_0$ , а перпендикулярно площини орбіти -  $2\omega_0$ , де  $\omega_0$  – частота орбітального руху. Частота коливань у площині орбіти обумовлює низьку динамічну жорсткість системи до зовнішніх впливів із частотами рівними орбітальній і подвоєній орбітальній частоті, а частота коливань перпендикулярно площини орбіти обумовлює резонансну нестійкість системи до зовнішніх впливів з подвоєною орбітальною частотою.

5 Вплив амперових сил на рух центру мас ЕДКТС зводиться до постійного гальмування орбітального руху системи. Зміна концентрації заряджених часток, зміна індукції магнітного поля Землі й ряд інших факторів, що змінюються при орбітальному русі з його частотою приводять до співмірності зміни амперових сил з орбітальним рухом. Це служить причиною зміни ексцентриситету орбіти й приводить, взагалі кажучи, до його збільшення. Попередні оцінки показують, що для розглянутих орбіт ці зміни незначні, і, у випадку початкової майже кругової орбіти, орбіти залишаються майже круговими (тобто з малим ексцентриситетом).

6 Гальмуюча сила малої ЕДКТС досить незначна, і, за отриманими оцінками, зниження висоти орбіти розглянутої системи на відстань 100 км буде відбуватися приблизно 35 діб.

7 Суттєве перевага в іоносфері електронного струму над іонним струмом приводить до дуже короткої позитивно зарядженої частини троса, і тим самим обумовлює велике плече амперових сил відносно центру мас системи. Так для

експериментальної ЕДКТС протяжністю 1000 м ця частина буде складати 1 % від довжини, тобто 10 м троса буде заряджене позитивно, а 990 м – негативно. При орбітальному русі із заходу на схід, тобто при обертанні системи відносно Землі, що співпадає по напрямку з обертанням Землі, (це звичайний для КА напрямок обертання), позитивно заряджена частина буде знаходитися в верхній частині. Зменшити плече амперових сил можна зміщенням центру мас до позитивної частини троса, міняючи розподіл мас у системі. Однак, для зв'язку із Землею (передачі даних експерименту) доцільно використати нижнє тіло, і, отже, його маса повинна перевищувати масу верхнього тіла. Тобто зміна плеча амперових сил перерозподілом мас системи є досить обмеженою.

8 Оцінки стаціонарного відхилення тросової системи від місцевої вертикалі під дією моменту амперових сил показали, що ці відхилення незначні й не перевищують одиниць градусів.

9 Вплив моменту амперових сил характеризується двома особливостями:

- великим плечем сили, обумовленим великим зміщенням точки максимального струму (точки нульового потенціалу) до позитивно зарядженого тіла;

- співмірністю (резонансом) при малих коливаннях змін моменту з коливаннями системи перпендикулярно площини орбіти, які мають подвоєну орбітальну частоту.

Подвоєну орбітальну частоту містять вирази, що описують зміни концентрації заряджених часток і зміни магнітного поля Землі при русі системи по орбіті. Резонансне співпадання частот зміни амперових сил і коливань тросової системи під дією гравітаційних сил можуть приводити до суттєвого росту амплітуди коливань ЕДКСТ відносно місцевої вертикалі. Разом з тим, це зростання, загалом кажучи, відбувається досить повільно, і в багатьох випадках ЕДКСТ встигає виконати свою місію до того, як амплітуда коливань суттєво зросте. Зростання амплітуди коливань приводить до зміни їх частоти, і ефекти лінійного резонансу (лінійного зростання амплітуди) пропадають. Без врахування еволюції орбіти система переходить у відносно стабільний режим довгоперіодичних змін амплітуди коливань.

10 Розрахунки було проведено без врахування еволюції орбіти й врахування дії аеродинамічних впливів. Аналіз впливу різних складових моменту амперових сил, впливу параметрів системи на її рух, а також врахування інших сил і моментів, що здійснюють суттєвий вплив на динаміку системи, є задачами подальших досліджень.

11 Суттєвий вплив на динаміку відносного руху експериментальної ЕДКТС може здійснювати аеродинамічний момент. На висотах від 550 км до 750 км зміщення поздовжньої осі розглянутого класу КТС від місцевої вертикалі через вплив стаціонарної атмосфери (без врахування змінності щільності вздовж орбіти) може досягати значень порядку 45 градусів. Для досягнення режиму гравітаційної стабілізації радіальної КТС із врахуванням аеродинамічного моменту необхідна відповідність конструкції (параметрів) КТС її орбіті центру мас КТС.

Зміни щільності вздовж орбіти викликають вимушені коливання КТС відносно центру мас. Амплітуда вимушених коливань у площині орбіти через низьку динамічну жорсткість системи може досягати десятків градусів і зростає пропорційно амплітуді змін щільності атмосфери при орбітальному русі ЕДКТС.

У припущенні малості кута квазістатичного зміщення поздовжньої осі КТС показано можливість виникнення вимушених коливань у площині орбіти з амплітудою біля 14 градусів, тобто для розглянутого класу КТС цілком можливе відхилення поздовжньої осі від місцевої вертикалі більш ніж на 20 градусів тільки через дію моменту аеродинамічних сил. Зростання амплітуди поперечних коливань для розглянутого класу КТС при малих кутах відхилення не буде перевищувати 1 градус за виток орбітального руху.

12 Слабкий натяг троса зовнішніми силами порушує питання про спосіб розгортання експериментальної ЕДКТС. Оскільки маса троса приблизно дорівнює масі кінцевих тіл, то важко запропонувати ефективний спосіб гасіння енергії коливань троса при його швидкому розгортанні. Представляється, що швидке розгортання системи, яке засновано на доданні одному з кінцевих тіл значного імпульсу відділення, може приводити до утворення петель троса і його заплутування.

13 Аналіз існуючих схем розгортання КТС дозволив виділити два підходи до розгортання: швидке (імпульсне) і повільне (квазістатичне). Перший спосіб добре відпрацьований на практиці й може застосовуватися для розгортання КТС із масами кінцевих тіл порядку декількох десятків кілограм і вище, і троса Для розгортання від 1 км. менш масивних КТС довжиною відпрацьовувати представляється лоцільним квазістатичну систему розгортання.

Результати розрахунків показали, що при використанні повільного висування стрічки в широкому діапазоні параметрів КТС тіла успішно розходяться при швидкості розгортання, яка не перевищує 1 м/с.

Існує ряд факторів, зокрема, залишкові деформації в стрічці, оцінка впливу яких на процес розгортання вимагає виконання експериментальних досліджень.

14 Дороблено методику розрахунку теплових потоків, що впливають на КТС при русі на ННО з урахуванням маси троса й можливості потрапляння в тінь Землі, і показано, що тепловий вплив не здійснює суттєвого впливу на динаміку малих КТС (тобто для КТС із довжиною троса порядку одиниць кілометрів).

15 Використання тросових систем великої протяжності й малого діаметру тросового з'єднання порушує питання про неруйнування таких систем частками космічного сміття. Особливо гостро це питання стоїть відносно області ННО з висотами до 2000 км, де техногенне забруднення є максимальним і кількість дрібних небезпечних космічних часток на кілька порядків перевищує кількість великих каталогізованих космічних об'єктів.

Запропонована методика оцінки часу виживання тросової системи під впливом часток космічного сміття заснована на використанні імовірнісних моделей потоку часток ORDEM або MASTER. Отримані оцінки часу виживання троса для розглянутих тросових систем з однієї сторони показують, що середній час виживання з великим запасом є достатнім для проведення експериментальних досліджень, а, з іншого боку, що використання стрічки набагато прийнятніше, ніж використання моноволоконної нитки.

16 Результати роботи можуть бути використані при побудові моделей і розрахунку динаміки ЕДКТС, плануванні запусків КТС, підготовці натурних експериментів з ЕДКТС.

17 Отримані результати відповідають очікуваним і створюють гарну передумову для успішного продовження робіт.

18 Область застосування – космічні дослідження, динаміка космічних систем.

1 Моделювання динамічних процесів взаємодії космічного апарату (КА) із штучною магнітосферою та електродинамічної космічної тросової системи з плазмою іоносфери та сонячного вітру : звіт з НДР (заключний). В 2-х томах. Том 2. Напрямок 2. Аналіз, розробка і розвиток математичних моделей динаміки електродинамічної космічної тросової системи для визначення можливості створення високоефективного пристрою для пасивного відводу космічного сміття з низьких навколоземних орбіт / ІТМ НАНУ і ДКАУ ; керівники НДР В. Шувалов, А. Алпатов. – Дніпропетровськ, 2013. – 69 с. – № держреєстрації 0113U000504. – Інв. № 54-15/2013.

2 Динаміка взаємодії намагніченого КА та електродинамічної тросової системи з середовищем, яке проводить струм : звіт з НДР (заключний). В 2-х томах. Том 2. Напрямок 2. Динаміка електродинамічних космічних тросових систем для відвода космічних об'єктів з низьких навколоземних орбіт / ITM НАНУ і ДКАУ ; керівники НДР В. Шувалов, А. Алпатов. – Дніпропетровськ, 2014. – 146 с. – № держреєстрації 0114U003484. – Інв. № 73-15/2014.

3 Дослідження динаміки та теплообміну магнітоелектродинамічних систем в іонізованому середовищі в атмосфери Землі : звіт з НДР (заключний). В 2-х томах. Том 2. Напрямок 2. Дослідження нелінійної динаміки й особливих факторів взаємодії із середовищем електродинамічної космічної тросової системи для визначення можливості створення високоефективного пристрою пасивного відводу космічного сміття з низьких навколоземних орбіт / ITM НАНУ і ДКАУ ; керівники НДР В. Шувалов, А. Алпатов. – Дніпропетровськ, 2015. – 125 с. – № держреєстрації 0115U002649. – Інв. № 75-15/2015.

4 Белецкий В. В. Динамика космических тросовых систем / В. В. Белецкий, Е. М. Левин. – М. : Наука, 1990. – 329 с.

5 Levin E. M. Dynamic analysis of space tether missions / E. M. Levin. – San Diego : American Astronautical Society, 2007. – 453 p.

6 Cosmo M. L. Tethers in Space Handbook / M. L. Cosmo, E. C. Lorenzini. – Smithsonian Astrophysical Observatory, 1997. – 241 p.

7 Strim B. TSS-1 vs. TSS-1R / B. Strim, M. Pasta, E. Allais // Fourth International Conference on Tether In Space, Washington, 10–14 April, 1995. – Washington, 1995. – P. 27 – 42.

8 Sanmartin J. R. Bare Wire Anodes for Electrodynamic Tethers / J. R. Sanmartin., M. Martinez-Sanchez, E. Ahedo // Journal of Propulsion and Power. – 1993. – V. 9, N 3. – P. 353 – 360.

9 Forward R. L. Terminator Tether: A Spacecraft Deorbit Device / R. L. Forward, R. P. Hoyt, C. W. Uphoff // Journal of Spacecraft and Rockets. -2000. - V. 37, No 2. - P. 187 - 196.

10 Белецкий В. В. Очерки о движении космических тел / В. В. Белецкий. – 3-е издание, испр. и доп. – М. : ЛКИ, 2009. – 432 с.

11 ГОСТ 25645.126–85. Поле геомагнитное. Модель поля внутриземных источников. – Действующий от 1987-01-01. – Москва : Государственный комитет СССР по управлению качеством продукции и стандартам, 1989. – 22 с

12 Исследование хаотической и регулярной динамики рассматриваемых космических объектов. Определение возможности вероятностного описания предельных движений в неустойчивых системах : отчет о НИР (промежуточный) / ИТМ НАНУ и ГКАУ; руководитель НИР О. Пилипенко. – Днепропетровск, 2014. – 52 с. – № госрегистрации 0112U001324. – Инв. № 90 – 15/2014.

13 Козлов О. В. Электрический зонд в плазме / О. В. Козлов – М. : Атомиздат, 1969. – 290 с.

14 Sanmartin J. R. Cylindrical Langmuir probes beyond the orbital-motionlimited regime / J. R. Sanmartin, R. D. Estes // Journal of Physics of Plasmas. — 2000. - V. 7, N 10. - P. 4320 - 4325.

15 Sanmartin J. R. Electrodynamic Tether Applications and Constraints / J. R. Sanmartin, E. C. Lorenzini, M. Martinez-Sanchez // Journal of Spacecraft and Rockets. -2010. - V. 47, N 3. - P. 142 - 156.

16 Sanmartin J. R. Spherical Collectors Versus Bare Tethers for Drag, Thrust, and Power Generation / J. R. Sanmartin, E. C. Lorenzini // 41-st AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit, 10 - 13 July, 2005. - Arizona : Tucson, 2005. - P. 1 - 7.

17 Коган Н. М. Динамика разреженного газа / Н. М. Коган. – М. : Наука, 1967. – 440 с.

18 Ковтуненко В. М. Аэродинамика орбитальных космических аппаратов / В. М. Ковтуненко, В. Ф. Камеко, Э. П. Яскевич. – Киев : Наукова думка, 1977. – 156 с.

19 ГОСТ Р 25645.166 – 2004. Атмосфера Земли верхняя. Модель плотности для баллистического обеспечения полетов искусственных спутников Земли. – Принят 2004-03-09. – М. : ИПК Изд-во стандартов, 2004. – 24 с.

20 CubeSat [Электронный ресурс] // Википедия – свободная энциклопедия [Интернет-портал]. – URL : https://ru.wikipedia.org/wiki/CubeSat/ (дата обращения: 1.12.2016).

21 Маслова А. И. Изменения плотности атмосферы при движении космических аппаратов на низких околоземных орбитах / А. И. Маслова, А. В. Пироженко // Космічна наука і технологія. – 2009. – Т. 15, № 1. – С. 13 – 18.

22 Маслова А. И. К моделированию аэродинамического момента, действующего на спутник / А. И. Маслова, А. В. Пироженко // Космические исследования. – 2010. – Т. 48, № 4. – С. 371 – 379.

23 Маслова А. И. Влияние переменности аэродинамического момента на динамику гравитационно-стабилизированного КА в плоскости круговой орбиты / А. И. Маслова, А. В. Пироженко // Техническая механика. – 2009. – №. 3. – С. 87 – 97.

24 Маслова А. И. Параметрический резонанс в колебаниях космического аппарата при воздействии переменного аэродинамического момента / А. И. Маслова, А. В. Пироженко // Механика твердого тела. – 2010. – Т. 40. – С. 144 – 155.

25 Якубович В. А. Параметрический резонанс в линейных системах / В. А. Якубович, В. М. Старжинский. – М. : Наука, 1987. – 328 с.

26 Пановко Я. Г. Введение в теорию механических колебаний / Я. Г. Пановко. – М. : Наука, 1991. – 256 с.

27 The New NASA Orbital Debris Engineering Model ORDEM2000 / J. C. Lion, M. J. Matney, P. D. Anz-Meador, D. Kessler, et al // Johnson Space center. — 2002. — NASA/TP-2002-210780.

28 The MASTER-2001 / P. Wegener, J. Bendisch, et al. // J. Advances in Space Research. -2004. - V. 34, No 5. - P. 959 - 968.

29 Вентцель Е. С. Теория вероятностей / Е. С. Вентцель – М. : Высш. шк., 1998. – 576 с.

30 Orbital Maneuvering with Spinning Electrodynamics Tethers / J. Pearson et al. // 2nd International Energy Conversion Engineering Conference, 16 – 19 August 2004. – Rhode Island, 2004. – AIAA 2004-5715.

## Додаток А

## Список публікацій, виконаних у рамках робіт за темою

А.1 Алпатов А. П. Динаміка перспективних космічних апаратів / А. П.Алпатов // Вісник НАН України. – 2013. – № 7. – С. 6 – 13.

A.2 Configuration modeling of cable-stayed space reflection / A. Alpatov, P. Belonozhko, S. Khoroshilov, A. Fokov // 64-nd International Astronautical Congress, China, 23–27 September 2013. – 2013. – Paper IAC-13-17474. – P. 1 – 6.

А.3 Мищенко А. В. Анализ модели взаимодействия электродинамической тросовой систем с магнитосферой и ионосферой Земли / А. В. Мищенко, А. В. Пироженко // Сборник докладов IV Международной конференции «Космические технологии : настоящее и будущее». – Днепропетровск, 2013. – С. 63.

А.4 Алпатов А. П. Использование электродинамических космических тросовых систем для увода спутников / А. П. Алпатов, А. В. Пироженко // Материалы международной конференции Украина – Россия – Сколково единое инновационное пространство, 22–23 мая 2013 г. – Киев, 2013. – С. 82 – 83.

А.5 Храмов Д. А. Схемы и модели развертывания космических тросовых систем Схема развертывания малой космической тросовой системы / Д. А. Храмов // Техническая механика – 2014. – № 4. – С. 78 – 90.

А.6 Пироженко А. В. Проект малой электродинамической космической тросовой системы как проект молодежного спутника / А. В. Пироженко, А. В. Мищенко // Актуальные проблемы российской космонавтики : материалы XXXIX академических чтений по космонавтике. – М. : МГТУ, 2015. – С. 379.

А.7 Исследования закономерностей динамики электродинамической космической тросовой системы для определения возможности создания высокоэффективного устройства пассивного увода космического мусора с низких околоземных орбит / А. И. Маслова, А. В. Мищенко, А. В. Пироженко, Д. А. Храмов // Космічна наука і технология. – 2015. – Т. 21, № 1. – С. 20 – 24.

А.8 Маслова А. И. Модель движения малой радиальной космической тросовой системы под действием аэродинамического момента / А. И. Маслова // Техническая механика. – 2015. – № 1. – С. 55 – 64.

А.9 Маслова А. И. Колебания малой космической тросовой системы под действием аэродинамического момента / А. И. Маслова // Техническая механика. – 2016. – № 3. – С. 57 – 67.

#### Додаток Б

Приведення диференціального рівняння для вектора до скалярної форми

Нехай є динамічне рівняння, що описують зміну вектора  $\vec{r}$ . Наприклад, рівняння (2.12)

$$\vec{r}'' + 2\omega_0 \vec{e}_3 \times \vec{r}' = -r\omega_0^2 (\vec{e}_r, \vec{e}_3) \vec{e}_3 + 3r\omega_0^2 (\vec{e}_r, \vec{e}_R) \vec{e}_R - T\vec{e}_r,$$
(Б.1)

де  $\omega_0$  – кутова швидкість орбітального руху;

 $\vec{e}_1 = \vec{e}_R, \vec{e}_2, \vec{e}_3$  – орти ОСК;  $r = |\vec{r}|; \vec{e}_r = \vec{r}/r;$ 

Т – модуль сили, яка направлена вздовж вектора;

штрих позначає відносну похідну вектора в ОСК.

Потрібно записати рівняння зміни *r* в скалярній формі в "опорній" (орбітальній) системі координат.

Б.1 Напрямні косинуси.

Введемо напрямні косинуси  $\gamma_i$  в такий спосіб  $\vec{r} = r \sum_{i=1}^{3} \gamma_i \vec{e}_i$ . Тоді можна

записати

$$\vec{r}' = \dot{r} \sum \gamma_i \vec{e}_i + r \sum \dot{\gamma}_i \vec{e}_i , \ \vec{r}'' = \ddot{r} \sum \gamma_i \vec{e}_i + 2\dot{r} \sum \dot{\gamma}_i \vec{e}_i + r \sum \ddot{\gamma}_i \vec{e}_i .$$
(Б.2)

Інакше можна записати  $\vec{r} = r\vec{e}_r$ ,  $\vec{e}_r = \sum_{i=1}^{3} \gamma_i \vec{e}_i$ . Тоді

$$\vec{r}' = \vec{r}\vec{e}_r + r\vec{e}_r', \ \vec{e}_r' = \sum \dot{\gamma}_i \vec{e}_i, \ \vec{r}'' = \ddot{r}\vec{e}_r + 2\dot{r}\vec{e}_r' + r\vec{e}_r''.$$
(Б.3)

Тому що  $\sum \gamma_i^2 = 1$ , тобто

$$\sum \gamma_{i} \dot{\gamma}_{i} = 0, (\vec{e}_{r} \cdot \vec{e}_{r}' = 0), \sum \gamma_{i} \ddot{\gamma}_{i} = -\sum \dot{\gamma}_{i}^{2} (\vec{e}_{r} \cdot \vec{e}_{r}'' = -\vec{e}_{r}'^{2}).$$
(B.4)

Отже

$$\vec{r}'' \cdot \vec{e}_r = \vec{r} - r \sum \gamma_i'^2 \ (\vec{r}'' \cdot \vec{e}_r = \vec{r} - r \vec{e}_r'^2 \)$$
(E.5)

Проектуючи (Б.1) на  $\vec{e}_r$ , одержимо

$$\ddot{r} - r\vec{e}_r^{\prime 2} + 2\omega_0 r(\dot{\gamma}_1 \gamma_2 - \gamma_1 \dot{\gamma}_2) = -r\omega_0^2 \gamma_3^2 + 3r\omega_0^2 \gamma_1^2 - T.$$
(Б.6)

Проектуючи (Б.1) на осі ОСК, з розрахунком того, що  $\vec{r}'' \cdot \vec{e}_i = \ddot{r}\gamma_i + 2\dot{r}\dot{\gamma}_i + r\ddot{\gamma}_i, \ \vec{e}_3 \times \vec{r}' = \dot{r}(\gamma_1\vec{e}_2 - \gamma_2\vec{e}_1) + r(\dot{\gamma}_1\vec{e}_2 - \dot{\gamma}_2\vec{e}_1),$ отримаємо

$$\ddot{r}\gamma_{1} + 2\dot{r}\dot{\gamma}_{1} + r\ddot{\gamma}_{1} - 2\omega_{0}(\dot{r}\gamma_{2} + r\dot{\gamma}_{2}) = 3r\omega_{0}^{2}\gamma_{1} - T\gamma_{1};$$
  

$$\ddot{r}\gamma_{2} + 2\dot{r}\dot{\gamma}_{2} + r\ddot{\gamma}_{2} + 2\omega_{0}(\dot{r}\gamma_{1} + r\dot{\gamma}_{1}) = -T\gamma_{2};$$
  

$$\ddot{r}\gamma_{3} + 2\dot{r}\dot{\gamma}_{3} + r\ddot{\gamma}_{3} = -r\omega_{0}^{2}\gamma_{3} - T\gamma_{3}.$$
(B.7)

Виражаючи з (Б.6) *ї* і підставляючи в (Б.7), отримаємо

$$\begin{aligned} \ddot{\gamma}_{1} + \gamma_{1} \sum \dot{\gamma}_{i}^{2} + 2\dot{\gamma}_{1}\dot{r}/r - 2\omega_{0}\gamma_{1}(\dot{\gamma}_{1}\gamma_{2} - \gamma_{1}\dot{\gamma}_{2}) - 2\omega_{0}(\gamma_{2}\dot{r}/r + \dot{\gamma}_{2}) &= \gamma_{1}(3\omega_{0}^{2}\gamma_{2}^{2} + 4\omega_{0}^{2}\gamma_{3}^{2}); \\ \ddot{\gamma}_{2} + \gamma_{2} \sum \dot{\gamma}_{i}^{2} + 2\dot{\gamma}_{2}\dot{r}/r - 2\omega_{0}\gamma_{2}(\dot{\gamma}_{1}\gamma_{2} - \gamma_{1}\dot{\gamma}_{2}) + 2\omega_{0}(\gamma_{1}\dot{r}/r + \dot{\gamma}_{1}) &= \gamma_{2}(\omega_{0}^{2}\gamma_{3}^{2} - 3\omega_{0}^{2}\gamma_{1}^{2}); \\ \ddot{\gamma}_{3} + \gamma_{3} \sum \dot{\gamma}_{i}^{2} + 2\dot{\gamma}_{3}\dot{r}/r - 2\omega_{0}\gamma_{3}(\dot{\gamma}_{1}\gamma_{2} - \gamma_{1}\dot{\gamma}_{2}) &= -\gamma_{3}(\omega_{0}^{2}\gamma_{2}^{2} + 4\omega_{0}^{2}\gamma_{1}^{2}). \end{aligned}$$
(B. 8)

Рівняння (Б.6) і (Б.8) дають повну систему рівнянь для  $\vec{r}$ .

Б.2 Сферичні координати

Орієнтацію  $\vec{r}$  в ОСК будемо описувати двома кутами (аналогами сферичних кутів): кут  $\phi$  - кут повороту  $\vec{r}$  в площині орбіти *Оху*, що відлічується від *Ох*, або азимутальний кут (кут між проекцією  $\vec{r}$  на площину *Оху* й *Ох*); кут  $\vartheta$  - кут відхилу  $\vec{r}$  від площини орбіти, або кут підйому. Тоді  $\vec{r} = r(\cos \vartheta \cos \phi \vec{e}_1 + \cos \vartheta \sin \phi \vec{e}_2 + \sin \vartheta \vec{e}_3)$  [1], де, як і раніше  $\vec{e}_1, \vec{e}_2, \vec{e}_3$  – орти ОСК, тобто  $\gamma_1 = \cos \vartheta \cos \phi$ ,  $\gamma_2 = \cos \vartheta \sin \phi$ ,  $\gamma_3 = \sin \vartheta$ .

Тоді  $\dot{\gamma}_3 = \dot{9}\cos 9$ ,  $\ddot{\gamma}_3 = \ddot{9}\cos 9 - \dot{9}^2 \sin 9$ . 3 огляду на те що  $tg\phi = \gamma_2 / \gamma_1$ , отримаємо  $\dot{\phi}\cos^2 9 = \dot{\gamma}_2 \gamma_1 - \gamma_2 \dot{\gamma}_1$ . Тоді  $\ddot{\phi}\cos^2 9 - \dot{\phi}\dot{9}\sin 29 = \ddot{\gamma}_2 \gamma_1 - \gamma_2 \ddot{\gamma}_1$ . Перемножуючи друге рівняння (Б.8) на  $\gamma_1$  й віднімаючи перше рівняння, помножене на  $\gamma_2$ , легко отримати

$$\ddot{\gamma}_{2}\gamma_{1} - \gamma_{2}\ddot{\gamma}_{1} + 2\dot{r}/r(\dot{\gamma}_{2}\gamma_{1} - \gamma_{2}\dot{\gamma}_{1}) + 2\omega_{0}(\dot{r}/r(1 - \gamma_{3}^{2}) - \dot{\gamma}_{3}\gamma_{3}) = -3\omega_{0}^{2}\gamma_{2}\gamma_{1}.$$
(6.9)

Отже

$$\ddot{\phi}\cos^2\vartheta - \dot{\phi}\dot{\vartheta}\sin2\vartheta + 2\frac{\dot{r}}{r}\dot{\phi}\cos^2\vartheta + 2\omega_0(\frac{\dot{r}}{r}\cos^2\vartheta - \frac{\dot{\vartheta}}{2}\sin2\vartheta) = -\frac{3}{2}\omega_0^2\cos^2\vartheta\sin2\phi, (\text{E. 10})$$

або

$$\ddot{\phi} + 2(\dot{\phi} + \omega_0)(\frac{\dot{r}}{r} - \dot{9}tg\theta) = -\frac{3}{2}\omega_0^2\sin 2\phi.$$
(5.11)

Із третього рівняння (Б.8) знайдемо рівняння для  $\vartheta$ . З врахуванням того що  $\sum \dot{\gamma}_i^2 = \dot{\vartheta}^2 + \dot{\phi}^2 \cos^2 \vartheta$ , неважко отримати

$$\ddot{\vartheta} + 2\dot{\vartheta}\frac{\dot{r}}{r} + \sin\vartheta\cos\vartheta(\dot{\phi} + \omega_0)^2 = -\frac{3}{2}\omega_0^2\sin2\vartheta\cos^2\phi.$$
(5.12)

Рівняння для r через кути і їх похідні неважко отримати з (А. 6)

$$\ddot{r} - r(\dot{9}^2 + \cos^2 9(\dot{\phi} + \omega_0)^2) = r\omega_0^2 (3\cos^2 9\cos^2 \phi - 1) - T.$$
(B.13)