

ЕВОЛЮЦІЯ ОРБІТ НЕКЕРОВАНИХ ГЕОСТАЦІОНАРНИХ СУПУТНИКІВ

В.У.Клімик, К.А.Кудак, А.М.Мацо

Ужгородський національний університет, Лабораторія космічних досліджень,
вул.Далека, 2а, 88000, Ужгород.
e-mail: space@univ.uzhgorod.ua

Досліджуються закономірності зміни елементів орбіт некерованих геостационарних супутників на великих проміжках часу. Обчислені усереднені коефіцієнти розкладу їх на лінійну і періодичні складові. Визначено моменти змін режимів руху супутників нестійких типів.

Вступ

Особливістю геостационарних супутників (ГС) є їх нерухомість (в ідеальному випадку) в земній системі координат. Але із-за збурень у їх русі, в основному гравітаційного походження (несферичність Землі, притягання Сонцем і Місяцем), некерований ГС постійно дрейфує, змінюючи довготу підсупутникової точки λ . Змінюються елементи орбіти: ексцентриситет e , кут нахилу площини орбіти до площини екватора i , довгота висхідного вузла Ω – кут між напрямом на точку весняного рівнодення і лінією вузлів (лінією перетину площини орбіти з площиною екватора), аргумент перигея ω – кутова відстань між перигеєм орбіти і висхідним вузлом.

Розклад зміни цих параметрів на лінійну і періодичні складові дає можливість розв'язувати ряд задач, зокрема досліджувати корекції активних супутників, обчислювати ефемериди. Лише за даними на великих проміжках часу (50 – 100 років) можна впевнено обчислити періоди гармонік, інші параметри розкладу, обчислити час зміни режиму руху нестійких ГС.

Нахил орбіти

З точністю до $0,1^\circ$ зміну нахилу орбіти некерованих (лібраційних і дрейфуючих) ГС можна представити як модуль суми двох гармонік:

Таблиця 1. Усереднені параметри двох гармонік зміни нахилу орбіти некерованих ГС.

Перша гармоніка			Друга гармоніка				σ
T , роки	A	i_0	T , роки	A	φ	i_0	
$106,9 \pm 1,0$	$14,5 \pm 0,7^\circ$	$-0,04^\circ$	$22,5 \pm 0,1$	$0,5^\circ$	$80,1^\circ$	$0,00^\circ$	$0,10^\circ$

$$i = \left\{ \sum_{k=1}^2 \left\{ A_k \cdot \sin \left(\frac{2\pi \cdot t}{T_k} + \varphi_k \right) + i_{0k} \right\} \right\}, \quad (1)$$

де t – час, виражений в модифікованих юліанських днях (MJD), T – період в добах.

На рис.1 приведений графік зміни нахилу орбіти супутника 90061D на інтервалі 40000 діб. Крива 1 є графіком функції (1), точки – значення нахилу орбіти, знайдені на основі аналітичної теорії руху ГС [1], що враховує головні збурюючі ефекти гравітаційного походження: несферичність Землі, притягання Сонця і Місяця. Параметри розкладу (1) знайдені за цими точками методом найменших квадратів.

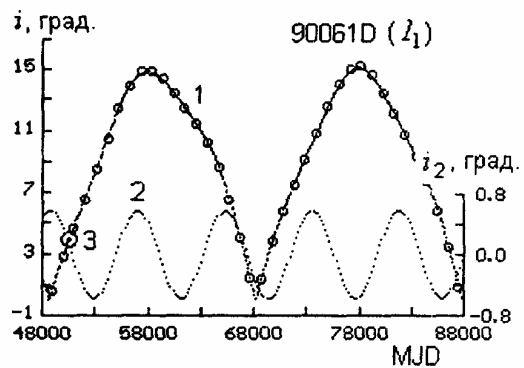


Рис.1. Зміна нахилу орбіти i ГС 90061D в інтервалі 110 років (1), друга гармоніка i_2 (2), результат спостереження ГС в Ужгороді (3).

Для знаходження середніх значень параметрів розкладу (1) була зроблена виборка 20 некерованих ГС, для яких обчислені параметри за методом найменших квадратів. Усереднені параметри приведені в таблиці 1. Початкова фаза φ першої гармоніки не усереднювалась, так як вона зменшується із зростанням року запуску супутника. В таблиці приведені середні квадратичні відхилення σ прогнозованих значень нахилу орбіти (обчислених на основі аналітичної теорії руху) від кривої (1). Якщо врахована лише основна гармоніка, то $\sigma \approx 0,40^\circ$.

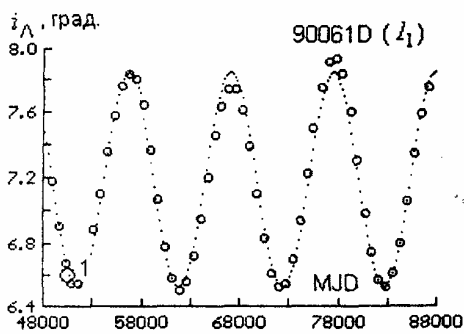


Рис.2. Зміна нахилу орбіти ГС 90061D в площині Лапласа на інтервалі 110 років (1 – результат спостереження ГС в Ужгороді).

Друга гармоніка спотворює періодичний хід зміни нахилу орбіти, так як вона майже не залежить від параметрів

Таблиця 2. Параметри гармоніки зміни нахилу орбіти некерованих ГС в площині Лапласа.

T , роки	A	$i_{\Lambda 0}$	σ
$28,6 \pm 0,2$	$0,60^\circ \pm 0,05^\circ$	$7,21^\circ \pm 0,65^\circ$	$0,050^\circ \pm 0,006^\circ$

На рис.1 і рис.2 виділена одна точка – значення i та i_Λ , одержані з спостережень ГС 90061D в Ужгороді у березні 1997 р. [5].

Початкова фаза гармоніки у площині Лапласа φ_Λ залежить від часу запуску супутника, як і фаза першої гармоніки в розкладі (1), між ними спостерігається кореляційна залежність. Пряма регресії:

$$\varphi_\Lambda = -1,8394 \cdot \varphi + 131,52^\circ.$$

Коефіцієнт кореляції $\rho = -0,978$.

Еволюція довготи дрейфуючих супутників

Зміна довготи дрейфуючого супутника близька до лінійної залежності, кутовий коефіцієнт – це середнє значення дрейфу.

конкретного супутника і зумовлена лише збуреннями від зовнішніх сил.

Використовуючи загальні параметри (з таблиці 1) для другої гармоніки у формулі (1), можна підвищити точність прогнозування значень нахилу на $0,1^\circ$ (до $\Delta i \approx 0,3^\circ$). Ця гармоніка зміни нахилу орбіти ГС 90061D приведена на рис.1 (крива 2).

В [2] було запропоновано при розрахунках орбіти замість екваторіальної площини використовувати площину Лапласа. Вона проходить через лінію перетину площини екліптики з площиною екватора і нахилена до площини екватора під кутом $\sim 7,3^\circ$ (точне його значення для кожного супутника дається в каталогах [3], [4]). На рис.2 приведений графік зміни нахилу орбіти ГС 90061D в площині Лапласа на інтервалі 110 років: точки – це обчислені на основі аналітичної теорії руху значення, крива – гармоніка, знайдена на основі принципу найменших квадратів. Зміна нахилу i_Λ досить добре описується однією гармонікою:

$$i_\Lambda = A \cdot \sin\left(\frac{2\pi \cdot t}{T} + \varphi\right) + i_{\Lambda 0},$$

середні значення трьох параметрів гармоніки та середнє квадратичне відхилення σ приведені в таблиці 2.

Для супутника 81102F (рис.3) кутовий коеф. $\lambda_{\text{сер}} = -0,2546$, коеф. регресії $\rho = -0,99993$. Середнє квадратичне відхилення значення λ від лінії регресії досить велике: $\sigma = 28,9^\circ$. Воно зумовлене періодичними складовими зміни λ .

Для їх дослідження лінійну складову віднімемо від значень λ , знайдених на основі аналітичної теорії руху. Для ГС 81102F одержимо криву 1 на рис.3. Вона має дві довгоперіодичні гармоніки. Відношення періодів цих двох гармонік близьке до цілого числа (трьох). Друга змінює лише форму кривої – вона відрізняється від синусоїди. Все це справедливо для всіх дрейфуючих

супутників, але амплітуди гармонік зміни λ зменшуються при збільшенні величини дрейфу (лише до $0,4^\circ/d$), залишаючись далі незмінними.

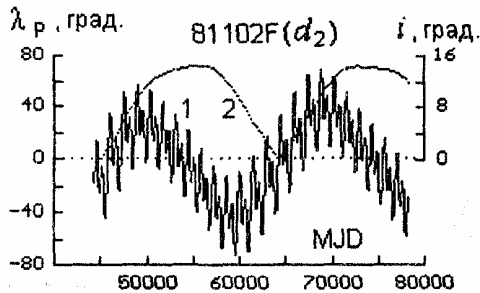


Рис.3. Періодична складова зміни λ (1) дрейфуючого ГС 81102F типу d_2 ($|\dot{\lambda}_{\text{сер}}| = 0,25^\circ/d$).

При збільшенні дрейфу зменшуються також амплітуди короткоперіодичних гармонік, і в супутників типу l_1, l_3 ($|\dot{\lambda}| > 2,5^\circ/d$) вони зовсім відсутні. Звідси випливає важливий висновок: зміну довготи λ на невеликих проміжках часу для дрейфуючих ГС з великим дрейфом ($|\dot{\lambda}| > 1,0^\circ/d$) можна вважати лінійною.

Похибка оцінки зміни довготи дрейфуючого супутника прямою регресії зменшується при збільшенні середнього дрейфу супутника. Цю залежність можна виразити поліномом 3-го степеня від оберненої величини дрейфу:

$$\sigma = 0.264 + \frac{0.6983}{\dot{\lambda}} - \frac{0.08041}{\dot{\lambda}^2} + \frac{0.00581}{\dot{\lambda}^3}$$

Особливості еволюції активних ГС нестійких типів

За каталогом [3] є 5 ГС, тип яких за прогнозом змінюється. Незначні збурення можуть привести до зміни типу деяких інших ГС [6].

Еволюція довготи підсупутникової точки некерованих ГС на проміжку до 6 років детально розглядається в [7]. Величина дрейфу лібраційних супутників змінюється від максимального значення (за величиною не більшого $\sim 0,45^\circ$) у точках лібрації $\lambda_1 = 75^\circ$ і $\lambda_2 = -105^\circ$ [1] до нуля поблизу нестійких точок $\lambda_3 = -12^\circ$ і $\lambda_4 = 162^\circ$, де супутник змінює напрям дрейфу на протилежний. Внаслідок збурень гравітаційними полями Сонця і Місяця в одній з цих точок (в λ_3) дрейф

може не досягти нульового значення. Тоді супутник типу l_1 або l_2 почне рухатися як лібраційний ГС типу l_3 . Якщо дрейф супутника збільшиться, так що він досягне точки λ_4 також з ненульовим значенням дрейфу, то ГС буде рухатися, як дрейфуючий. Можливі і обернені зміни. Зміна типу ГС відбувається в основному із-за періодичних змін дії Сонця і Місяця на супутник.

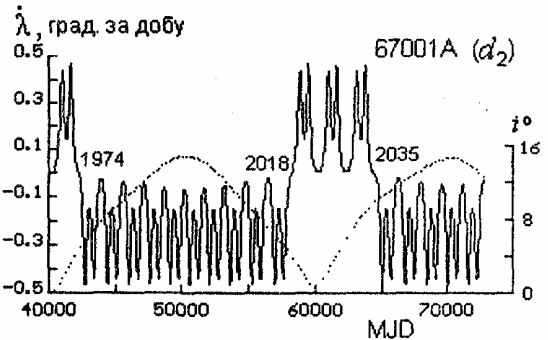


Рис.4 Зміна дрейфу супутника 67001A на часовому інтервалі MJD 40369-72784.

На рис.4 приведено прогнозований графік зміни дрейфу дрейфуючого ГС 67001A типу d_2 в часовому проміжку 1969 – 2058 рр. В 1974 році напрям дрейфу змінився з додатнього на від'ємний (на захід), в 2018 році прогнозується зміна дрейфу з від'ємного на додатній і в 2035р. – знову на від'ємний. Тип ГС залишився незмінним: d_2 . Всі ці зміни напряму дрейфу відбуваються біля нестійкої точки $\lambda_4 = 162^\circ$.

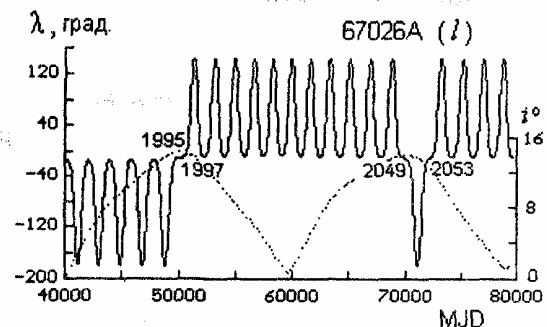


Рис.5. Зміна довготи підсупутникової точки супутника 67026A на часовому інтервалі MJD 40000-80000

На цьому ж рисунку приведений графік (штрихова крива) залежності нахилу орбіти i цього ГС від часу (MJD).

Вісь нахилу (в градусах) з правого краю рисунка. Порівнюючи обидва графіки на рисунку, можна зробити висновок, що при малих нахилах ГС 67001А дрейфує на схід, при великих – на захід (дрейф від’ємний).

На рис.5 приведено прогноз зміни географічної довготи підсупутникової точки лібраційного ГС 67026А на інтервалі з 1968 по 2077 рік. Пунктирною лінією показано зміну нахилу орбіти протягом цього ж часу.

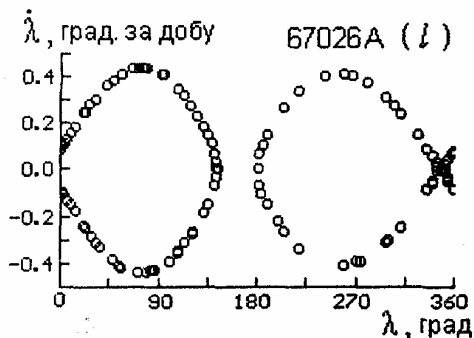


Рис.6. Розподіл дрейфу супутника 67026А по довготах.

З рис.5 видно, що супутник спочатку рухався в режимі лібраційного ГС типу l_2 (лібрація навколо точки $\lambda_2 = -105^\circ$). Цьому рухові відповідає права замкнута крива на рис.6, утворена точками (кружечками). На момент приблизно MJD 50000 супутник перейшов через нестійку точку $\lambda_3 = -12^\circ$ і став в основному рухатися як лібраційний типу l_1 (ліва замкнута крива на рис.6). Супутник переходив у режим руху лібраційного супутника l_1 протягом біля двох років (MJD 49600 – 50200), перебуваючи весь час майже в нестійкій рівновазі – дрейф становив $0,002^\circ$ за добу. Протягом п’яти років (2049 – 2053рр.) супутник має зробити ще два переходи через точку λ_3 , рухаючись протягом одного періоду фактично як супутник типу l_3 .

Переходи через точку λ_3 супутника 67026А (і через точку $\lambda_4 = 162^\circ$ супутника 67001А типу d_2) відбуваються при великих нахилах орбіт супутників ($i \approx 15^\circ$). При малих нахилах такі переходи утруднені. Це спостерігається і для всіх інших нестійких ГС.

Зміна типу інших трьох нестійких супутників за прогнозом відбудеться за наступними схемами:

82044F: (l_3) – 2022р. – (l_2) – 2054р. – (l_1) – 2066р. – (l_3) – 2072р. – (l_1).

87091D: (l_3) – 2004р. – (d_2) – 2027р. – (l_3) – 2059р. – (d_2) – 2082р. – (l_3).

86027A: (l_3) – 2031р. – (l_1) – 2047р. – (l_3).

З усіх восьми супутників, що входять в каталог [3] і на епоху цього каталога є супутниками типу l_3 , тільки 4 супутники не змінюють свій тип.

Еволюція ексцентриситету орбіти некерованого супутника

Закономірності у зміні величини ексцентриситету e спостерігаються в супутників з не дуже малим e . Якщо $|e| < 0.001$, то e починає коливатися навколо нуля, ніякої закономірності в цих змінах не спостерігається. Це видно на прикладі зміни e супутника 85035В (рис.7).

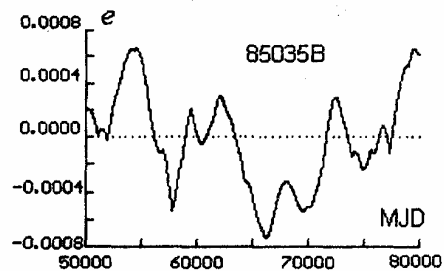


Рис.7. Зміна значень ексцентриситету супутника 85035В.

Зміну e можна представити як суму двох або трьох гармонік:

$$e = \sum_{k=1}^n \left\{ A_k \cdot \sin \left(\frac{2\pi \cdot t}{T_k} + \varphi_k \right) + e_{0k} \right\}, \quad (2)$$

$n = 2$ або 3 . Значення параметрів A_k , T_k , φ_k , e_{0k} для деяких ГС знайдені методом найменших квадратів, середні значення амплітуди A_k і періоду T_k для двох гармонік приведені в таблиці 3.

Друга гармоніка спостерігається у кожного ГС, але в деяких ГС буває дуже слабо виражена, тому похибки визначення її параметрів досить великі.

Третя гармоніка є не у всіх ГС. Вона має дуже великий період, який змінюється у великих межах (від 180 до 500 і більше років). Ця гармоніка суттєво впливає на точність прогнозування

значень e , хоча не є стійкою. Вона характеризує тенденцію до зменшення ексцентриситету, і якщо відображає

якийсь реальний періодичний процес, то знайдений період не може служити оцінкою періоду цього процесу.

Таблиця 3. Усереднені параметри двох гармонік зміни ексцентриситету некерованих ГС.

Перша гармоніка		Друга гармоніка		$\sigma, 10^{-5}$
T , роки	$A, 10^{-5}$	T , роки	$A, 10^{-5}$	
$10,6 \pm 0,1$	$24,9 \pm 2,6$	$25,8 \pm 2,2$	$10,5 \pm 4,5$	10 ± 5

Середнє квадратичне відхилення σ в таблиці 3 знайдене з врахуванням третьої гармоніки, якщо вона є.

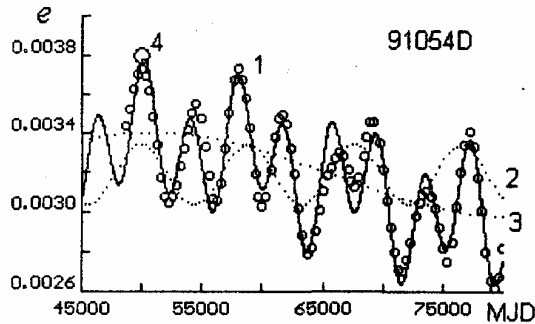


Рис.8. Зміна ексцентриситету ГС 91054D в часовому інтервалі MJD 45000-80000 (1), друга (2) і третя (3) гармоніки, значення e за спостереженнями в 1995 р. (4).

На рис.8 приведений графік зміни ексцентриситету ГС 91054D протягом 96 років: точки – значення e , знайдені на основі аналітичної теорії руху ГС; суцільна крива (крива 1 на рис.8) – графік функції (2) при $n = 3$. Супутник 91054D спостерігали в Ужгороді в 1995 році [8]. Знайдене значення ексцентриситету на час спостережень приведене на рис.8 (точка 4). Пунктирні криві (2 і 3 на рис.8) – перша і друга гармоніка зміни e .

Довгота висхідного вузла орбіти ГС

Довгота висхідного вузла Ω різко змінюється в час близький до точки, де нахил $i = 0^\circ$. В цій точці висхідний вузол переходить в нисхідний, і, отже, Ω робить скачок величиною $\sim 180^\circ$, проходячи через точку невизначеності (рис.9, E). Тому будемо розглядати зміну Ω в часових інтервалах, кінці яких віддалені за 1000 – 3000 діб від цих точок невизначеності. Для всіх супутників цим умовам задовільняє інтервал MJD 52000-56000. В цих межах Ω змінюється майже лінійно:

$$\Omega = A \cdot t + B, \quad (3)$$

де t – час, виражений в MJD. Коефіцієнт кореляції $\rho \approx -0,9985$. Коефіцієнт A – це середня зміна Ω за одну добу:

$$\dot{\Omega} \approx -0,00902^\circ/\text{д} \pm 0,00055^\circ/\text{д}.$$

Коефіцієнти A, B можна знайти за принципом найменших квадратів. Похибка визначення Ω за формулою (3) $\sigma \approx 2,2^\circ$.

Якщо від довготи висхідного вузла відняти лінійну складову (3), одержимо криву, що має вид полінома 4-го степеня (крива 4 на рис.10):

$$\Delta\Omega = at^4 + bt^3 + ct^2 + dt + e. \quad (4)$$

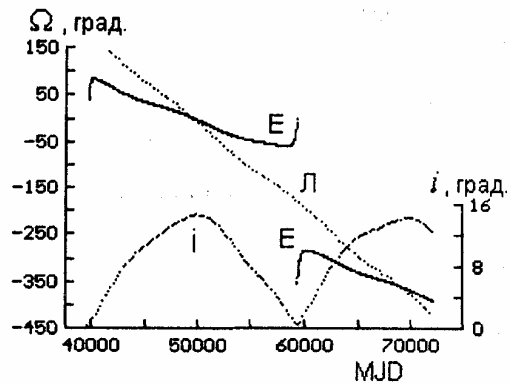


Рис.9. Зміна Ω ГС 66110A в часовому проміжку MJD 40000-72000 у площині Лапласа (Л) та екваторіальній площині (E); і – зміна нахилу орбіти.

Коефіцієнти a, b, c, d, e в (4) для кожного супутника можна знайти за принципом найменших квадратів. Отже, зміну Ω можна представити як суму лінійної складової (3) і полінома 4-го степеня (4), що також є поліномом 4-го степеня :

$$\Omega = at^4 + bt^3 + ct^2 + (d + A)t + (e + B). \quad (5)$$

Середня похибка визначення Ω за поліномом (5): $\sigma \approx 0,63^\circ$.

В площині Лапласа довгота висхідного вузла – неперервна функція часу на будь-якому часовому інтервалі, зміна Ω_Λ близька до лінійної (рис.9, Л) з

похибкою $\sim 3,5^\circ$. Похибка зумовлена наявністю періодичної складової.

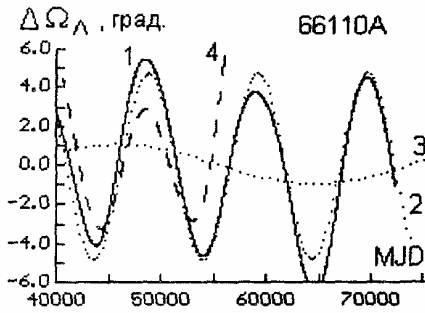


Рис.10. Поправка (1) до лінійної складової зміни Ω_Λ ГС 66110A і дві її гармоніки (2,3). Поправка (4) до лінійної складової зміни Ω .

На рис.10 приведена крива 1 зміни Ω_Λ без лінійної складової і перша гармоніка (крива 2), знайдена за цією кривою за принципом найменших квадратів. На рис.10 приведена ще одна, довгоперіодична гармоніка (крива 3), яка має період 103 роки.

Таблиця 4. Деякі параметри лінійної і періодичної складової зміни Ω_Λ некерованих ГС.

Лінійна складова	Періодична складова		
$a, 10^{-2} \text{ }^\circ/\text{д}$	T , роки	A°	$\Omega_{\Lambda 0}^\circ$
$-1,850 \pm 0,015$	$28,6 \pm 0,2$	$4,52 \pm 0,48$	$0,01 \pm 0,20$

Величини a (середня швидкість зміни Ω_Λ), T , A коливаються навколо деяких середніх значень; $\Omega_{\Lambda 0}$ близьке до нуля, так як воно є результатом неточного визначення параметра b . Коефіцієнти b і φ статистично залежать від року запуску супутника, внаслідок чого кореляційно залежать між собою, рівняння регресії:

$$\varphi = 1,0687 \cdot b - 48,18, \quad (8)$$

Коефіцієнт кореляції $\rho = 0,98$. Середнє квадратичне відхилення $\Delta\varphi = \pm 15,7^\circ$.

Отже, точність визначення Ω_Λ можна трохи підвищити (з $3,2^\circ$ до $2,6^\circ$), не обчислюючи періодичної складової, а використовуючи замість (7) формулу:

$$\Omega_\Lambda^\circ = (a \cdot t + b) + 4,52^\circ \times \sin\left(\frac{2\pi \cdot t}{10432} + (1,0687 \cdot b - 48,18) \cdot \frac{\pi}{180}\right),$$

одержану з (6) і (8), де t – час в MJD.

Основні гармоніки зміни параметрів i_Λ та Ω_Λ мають не лише однакові періоди, але і їхні фази (позначимо їх

Ця гармоніка не в кожного супутника виразно проявляється, і точне визначення її утруднене також із-за великого періоду.

Отже, зміну довготи висхідного вузла в площині Лапласа можна виразити як суму лінійної і періодичної складової:

$$\Omega_\Lambda = (at + b) + A \sin\left(\frac{2\pi t}{T} + \varphi\right) + \Omega_{\Lambda 0}. \quad (6)$$

В таблиці 4 приведені середні значення деяких коефіцієнтів розкладу (6) для некерованих ГС.

Середньоквадратична похибка визначення Ω_Λ за формулою (6): $\sigma = 0,63^\circ$. При користуванні формулою

$$\Omega_\Lambda = at + b \quad (7)$$

вона становить $3,2^\circ$. Ці похибки проявляються на великих проміжках часу, так як сама величина Ω_Λ змінюється повільно: $a = 6,8^\circ$ за рік.

відповідно $\varphi_i, \varphi_\Omega$) корелюють між собою. Кореляційна пряма

$$\varphi_\Omega = 1,0687 \cdot \varphi_i - 28,175,$$

де коефіцієнт кореляції $\rho = 0,976$.

Порівнюючи криву 4 з кривою 1 на рис.10 можна зробити висновок, що поліном (4) – це гармоніка розкладу Ω , спотворена переходом через точку, в якій $i = 0^\circ$. В площині Лапласа такого спотворення немає.

Аргумент перигея орбіти ГС

Якщо ексцентриситет e геостаціонарної орбіти не перевищує величини 0.001, то аргумент перигея ω (як і e) змінюється хаотично. Тому розглядаємо лише ті ГС, для яких $e > 0,001$. Зміна ω в площині Лапласа близька до лінійної (рис.11, Л). Більш точно (з похибкою $\sigma = 2,1^\circ$) її можна виразити як суму лінійної складової і двох гармонік, що задаються трьома параметрами:

$$\omega_\Lambda = (a \cdot t + b) + \sum_{i=1}^2 A_i \cdot \sin\left(\frac{2\pi \cdot t}{T_i} + \varphi_i\right) \quad (9)$$

(вільні члени гармонік ω_{Λ} можна об'єднати з параметром b).

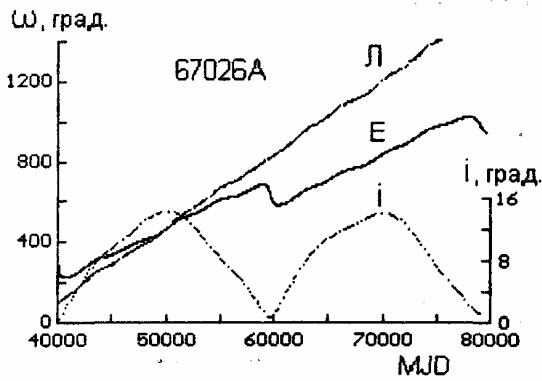


Рис.11. Зміна аргумента перигея у площині Лапласа (Л) та екваторіальній площині (Е) ГС 67026A; i – зміна нахилу орбіти.

На рис.12 приведені значення ω_{Λ} , розраховані на основі аналітичної теорії руху ГС, з якої відняли лінійну складову, (крива 1) і суму двох гармонік з (9), знайдених за принципом найменших квадратів, (крива 2) ГС 67026A.

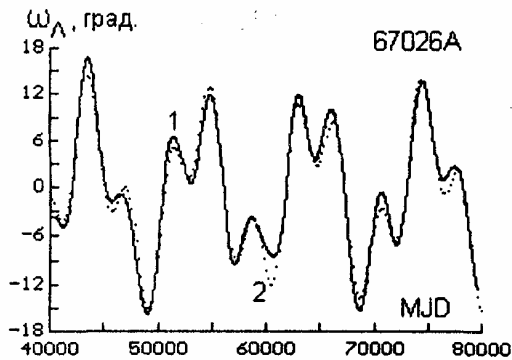


Рис.12. Періодична складова зміни аргумента перигея у площині Лапласа ГС 67026A, знайдена (1) на основі рівняння руху і (2) як сума двох гармонік.

Коефіцієнт a в (9) – це швидкість зміни аргумента перигея

$$\dot{\omega}_{\Lambda} = 0,0363 \pm 0,0006^{\circ}/\text{д.}$$

Завжди помітна перша гармоніка зміни ω_{Λ} , що має період $T_1 = 10,5 \pm 0,1$ років. Друга гармоніка з періодом $T_2 = 28,7 \pm 0,3$ років може проявлятися слабо, якщо ексцентриситет малий, але її період визначається досить точно. Амплітуди цих двох гармонік зміни ω_{Λ} близькі між собою, змінюються в межах від 5° до 10° (і більше при малих e).

Зміна аргумента перигея в екваторіальній площині ГС 67026A приведена на рис.11 (Е). Вона близька до лінійної залежності з стрибками вниз на величину $\sim 180^{\circ}$ в області точок, де нахил орбіти i переходить через нульове значення. Для виключення області стрибків відкидаємо часові інтервали з центром в точці, де $i = 0^{\circ}$, радіусом 2000 – 2500 діб. В одержаних двох інтервалах MJD 42000-57000, MJD 62000-76000 зміну аргумента перигея можна розкласти у виді (9), як і в площині Лапласа. Періодичну складову приведено на рис.13, де криві одержуються так само, як для площини Лапласа.

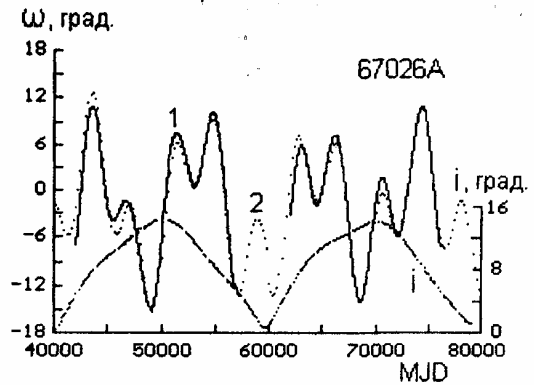


Рис.13. Зміни аргумента перигея в екваторіальній площині ГС 67026A на проміжках MJD 42000-57000, MJD 62000-76000, знайдені: (1) з рівняння руху, (2) як сума двох гармонік; i – зміна нахилу орбіти.

Кутовий коефіцієнт (швидкість зміни аргумента перигея)

$$\dot{\omega} = 0,0258^{\circ}/\text{д}$$

менший, ніж в площині Лапласа. Періоди гармонік близькі до відповідних гармонік в площині Лапласа, але точність їх визначення нижча із-за менших часових інтервалів.

Висновки

Середня швидкість зміни Ω та ω є меншою в екваторіальній площині, ніж в площині Лапласа. Причому,

$$\dot{\Omega}_{\Lambda} \approx 2 \cdot \dot{\Omega}. \quad (10)$$

Періодичними складовими зміни елементів орбіт є гармоніки з періодами:

$T \approx 28,6$ років – при зміні i , Ω , ω в площині Лапласа;

$T \approx 10,6$ років – при зміні e , ω_{Λ} ;

$T_1 \approx 106,9$ і $T_2 \approx 22,5$ років – при зміні i .

Період обертання висхідного вузла в екваторіальній площині ($T_\Omega = 109,7 \pm 6,7$ років) співпадає (в межах точності) з періодом основної гармоніки зміни нахилу i в тій же площині. Саме це, а також оптимальний вибір величини кута Лапласа (в 2 рази менший від амплітуди основної гармоніки зміни нахилу орбіти i до екваторіальної площини) робить можливим застосування площини Лапласа для спрощення розрахунків [2]: нахил орбіти до площини Лапласа i_Λ коливається з малою амплітудою ($A_\Lambda \approx 0,6^\circ$) навколо середнього значення ($i_{\Lambda 0} \approx 7,21^\circ \pm 0,65^\circ$), наближено рівного куту Лапласа. З такого вибору кута Лапласа випливає рівність (10).

1. Багров А.В., Ерпылев Н.П. и др. // Научные информации. – Вып.69, – Москва, ИА АН СССР, 1991. – С.35–51.

2. Сочилина А.С. // Наблюдения ИСЗ. – № 23, – Прага:Астросовет АН СССР, 1984. – С.211-231.

3. Вершков А.Н. Электронная форма Каталога орбит геостационарных спутников. – С.-Петербург: ИТА РАН, 1996.

4. Сочилина А.С., Киладзе Р.И., Григорьев К.В., Вершков А.Н. Каталог орбит геостационарных спутников. – С.-Петербург: ИТА РАН, 1996. –104с.

5. Кириченко А.Г., Кизюн Л.М. і ін. // Кинематика и физика небесных тел. – Т.16, №4, – К.: ГАО НАНУ, 2000. – С. 381-384.

6. Kiladze R.I., Sochilina A.S. // IAU Colloquium 165, Juli 1–5, 1996, Poznan, Poland. – Poznan, 1996. – P.58–59.

7. Кириченко А.Г., Кизюн Л.М. і ін. // Кинематика и физика небесных тел. – Т.18, №1, – К.: ГАО НАНУ, 2002. – С.90-96.

8. Демчик М.І., Кириченко А.Г. і ін. // Додаток до журналу Космічна наука і технологія. – Т.2, N 1,– Київ, 1996.– 52с

EVOLUTION OF ORBITS OF UNGUIDED GEOSTATIONARY SATELLITES

W.U.Klimyk, K.A.Kudak, G.M.Matso

Uzhgorod National University, Laboratory of space researches,
Daleka str. 2a, 88000, Uzhgorod, Ukraine. E-mail: space@univ.uzhgorod.ua

The legitimacies of changes of elements of orbits of unguided geostationary satellites on large intervals of time are investigated. The average factors of their decomposition into linear and periodic constituents are calculated. The moment of change of modes of motion of satellites of the unstable types are determined.