

так что для ламинарного режима величина расходной скорости V_0 определяется непосредственно через величину $V_{cp}(\bar{a}) \equiv N_2$:

$$V_0 = \frac{3N_2}{4\bar{a}^2} = \frac{3N_2}{4(1-\bar{h}^2)},$$

найденную по результатам замеров в любой измерительной плоскости (при любом значении \bar{a}), независимо от фактического числа Рейнольдса, лишь бы соблюдался параболический профиль скорости.

В случае турбулентного режима по результатам замера в соответствии с формулой (43) определяется только величина средней скорости $V_{cp}(\bar{a})$ вдоль измерительного луча (в заданной измерительной плоскости), а для определения расходной скорости V_0 необходимо выполнить следующую процедуру:

а) сначала по экспериментально найденной величине $V_{cp}(\bar{a}) \equiv N_2$ необходимо разрешить относительно u_* уравнение (36)

$$u_* f_1(Re_*, \bar{a}) = V_{cp}(\bar{a})$$

при заданных значениях R , ν и \bar{a} , воспользовавшись полученными выше выражениями для $V_{cp}(\bar{a})$;

б) затем по найденной величине u_* из формулы (11) (или, в более общем случае, из формулы типа (12)) определить расходную скорость V_0 .

Подчеркнем, что такой расчет может быть выполнен лишь при том условии, что заранее известно число $Re_* = \frac{Ru_*}{\nu}$ (то есть, когда при заданном диаметре трубопровода известен коэффициент кинематической вязкости), поскольку функция f_1 зависит от u_* только через посредство числа Re_* .

Библиографические ссылки

1. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя / Г. Шлихтинг – М., 1969. – 742 с.
2. Емцев Б.Т. Техническая гидромеханика / Б.Т. Емцев – М., 1978. – 464 с.
3. Идельчик И.Е. Справочник по гидравлическим сопротивлениям / И.Е. Идельчик – М., 1975. – 560 с.

Надійшла до редколегії 02.12.09

УДК 532.5 + 523.9

В.І. Перехрест, М.М. Осипчук

Дніпропетровський національний університет імені Олеся Гончара

ПРО СТРУКТУРИ ПЛАНЕТАРНИХ ВИХОРИВ І ЗАКОНОМІРНОСТІ ЇХ ОБЕРТАННЯ

На основі аналітичної теорії досліджуються параметри геометрії та обертального руху вихрових структур у планетарному вихорі, що описується окремим розв'язком рівнянь гідромеханіки. Проаналізовано умови біфуркацій систем вихорів та характеристики їх обертання.

Ключові слова: планетарний вихор, біфуркації, обертання планет і зірок.

На основе аналитической теории исследуются параметры геометрии и вращательного движения вихревых структур в планетарном вихре, который описывается частным решением уравнений гидромеханики. Анализируются условия бифуркаций систем вихрей и характеристики их вращения.

Ключевые слова: планетарный вихрь, бифуркации, вращение планет и звёзд.

On the basis of analytical theory the parameters of geometry and rotatory motion of vortical structures are investigated in a planetary vortex which is described by particular solution of equations of hydromechanics. The conditions of bifurcations of the systems of vortexes and description of their rotation are analysed.

Keywords: planetary vortex, bifurcations, rotation of planets and stars.

Вступ. Планетарним вихором було названо [1,2] окремий точний розв'язок гідродинамічних рівнянь Ейлера у сферичних координатах, який описує складну осесиметричну систему тороїдних вихорів, центральна частина яких знаходиться у замкнутих непроникних сферах, а зовнішні – зовні останньої сфери – вільно «висять» у просторі й обтікаються наскрізними лініями течії. Центри (центральні кола) тороїдних вихорів лежать у екваторіальній площині, причому всі зовнішні вихори обертаються в один бік на зразок космічних планетарних систем, зокрема, Сонячної системи.

Така вихрова структура утворюється завдяки взаємодії закрученого рухомого простору з диполем на початку координат. Характеристики цих складових рухів – поступальна швидкість простору V_∞ , інтенсивність його закручування C_0 та момент диполя M формують один визначальний параметр планетарного вихору $\alpha = -V_\infty/(2C_0^2M)$, варіювання якого дозволяє отримувати планетарні вихори різноманітної структури стосовно кількості внутрішніх і зовнішніх вихорів та характеристик їх обертання.

У [2] детально розглянуто один варіант планетарного вихора з параметром $\alpha = -0,0076$, в якому існує 2 внутрішніх і 9 зовнішніх тороїдних вихорів. Застосування характеристик та закономірностей геометрії й руху цього вихору до проблеми утворення Сонячної системи виявилось досить успішним і перспективним. Зокрема, подолано радикальні суперечності гіпотез Канта-Лапласа стосовно кінетичних моментів та теоретично обґрунтовано вихрову гіпотезу Вайцзекера [3] про первинний вихор, який створив Сонячну систему. Вихрову гіпотезу Вайцзекера розвивали Кьойпер [5], Сафронов [6], Тер Хаар [7], Хойл [8; 9] та ін., але ці дослідження ще не склали закінченої стрункої теорії утворення Сонячної системи, яка б пояснила всі закономірності її геометрії й руху.

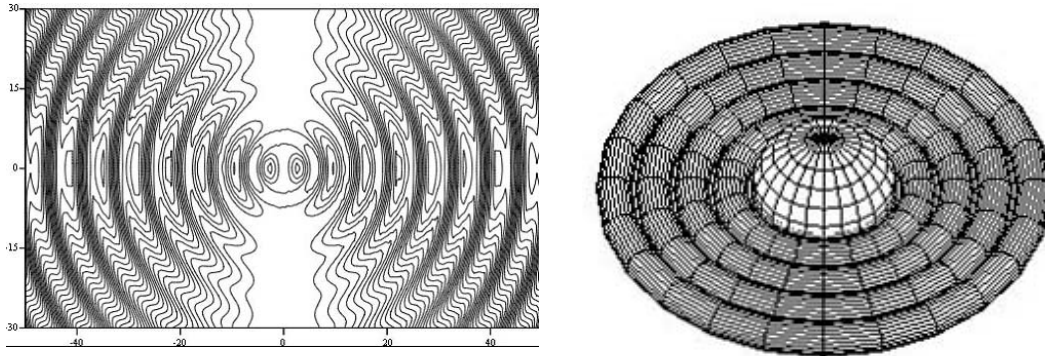
До недавніх часів Сонячна система була єдиним прикладом природних планетарних систем, доступним для спостереження і дослідження наукою. Це значним чином обмежувало можливості всебічного аналізу та виділення закономірностей і особливостей цих систем, тобто створення наукової теорії планетарних систем.

Однак за останні 5–7 років завдяки запуску в космос потужних телескопів «Хабл», «Кеплер», «Subaru» та ін. були відкриті та спостережені нові планетарні системи, наприклад OLGE-2006-BLG-109L; HD 69830; Epsilon Eridani; HAT-P-7b; WASP-17b, [10], в яких спостерігається як пряме – в один бік, так і обернене обертання планет і центральної зірки. І хоча більшість вчених з подивом зустріли встановлений факт оберненого обертання, наприклад, планети HAT-P-7b, такі варіанти планетарних вихрових систем також описуються нашою теорією, що буде показано нижче.

Різновиди планетарних вихорів. Розглянемо кілька варіантів окремого розв’язку гідродинамічних рівнянь Ейлера [1; 2], які описують планетарні вихрові структури з різним набором внутрішніх та зовнішніх тороїдних вихорів, починаючи з 1-го внутрішнього та 1-, 2-, 3-х і т. д. зовнішніх. Кожен такий випадок відповідає певному значенню параметра α у функції течії

$$\Psi = M \left[\alpha y^2 + \left(\cos y - \frac{\sin y}{y} \right) \right] \sin^2 \theta, \quad (1)$$

де α – параметр, описаний вище, $y = C_0 r$ – безрозмірна радіальна змінна, M – амплітудна характеристика диполя, що представлений другим доданком у (1).



а) осьовий переріз
б) просторовий вигляд
Рис. 1. Загальний вигляд планетарного вихору

Швидкості вихрової течії у сферичній системі координат (r, θ, φ) визначаються через функцію (1) формулами:

$$V_r = -\left(r^2 \sin \theta \right)^{-1} \frac{\partial \Psi}{\partial \theta}, \quad V_\theta = \left(r \sin \theta \right)^{-1} \frac{\partial \Psi}{\partial r}, \quad V_\varphi = \frac{C_0 \Psi}{r \sin \theta}. \quad (2)$$

Після підстановки функції (1) до виразів (2), отримуємо

$$\begin{aligned} V_r &= -2MC_0^2 \left(\alpha + \frac{1}{y^2} \left(\cos y - \frac{\sin y}{y} \right) \right) \cos \theta, \\ V_\theta &= MC_0^2 \left(2\alpha - \frac{\sin y}{y} - \frac{1}{y^2} \left(\cos y - \frac{\sin y}{y} \right) \right) \sin \theta, \\ V_\varphi &= MC_0^2 y \left(\alpha + \frac{1}{y^2} \left(\cos y - \frac{\sin y}{y} \right) \right) \sin \theta. \end{aligned} \quad (3)$$

Ізолінії функції (1) $\Psi(y, \theta) = Const$ зображають у перерізі поверхні ліній течії осесиметричних вихроутворень (рис.1а), які являють собою низку тороїдних вихорів, кількість і параметри яких залежать від основного визначального параметра α . Якісна просторова картина структури планетарного вихору подана на рис. 1 б).

На непроникних і нерухомих сферах $y = y_i$, що утворюються в течії, очевидно, виконується умова $V_r(y_i) = 0$, яка з виразів (3) зводиться до рівняння

$$F(y) = -\alpha, \quad F(y) \equiv \frac{1}{y^2} \left(\cos y - \frac{\sin y}{y} \right) \Rightarrow y = y_i, \quad i = 1, 2, \dots \quad (4)$$

Очевидно, що на цих сферах одночасно і $V_\phi(y_i) = 0$, і ненульовою залишається лише меридіональна швидкість V_θ , яка є неперервною при переході через сфери. З цією швидкістю неперервно спрягаються на сферах внутрішній і зовнішній вихори, і тому вони повинні бути протилежними по обертанню.

Особливі точки поля швидкостей (3) у меридіональній площині (y, θ) будуть задовольняти умовам

$$\begin{aligned} V_r(y, \theta) &= 0, \\ V_\theta(y, \theta) &= 0 \end{aligned} \quad (5)$$

і з міркувань симетрії покладемо $\theta = \pi/2$. Тоді знаходження цих точок зводиться до знаходження коренів y^* рівняння

$$f(y) = -\alpha, \quad f(y) \equiv -\frac{\sin y}{2y} - \frac{1}{2y^2} \left(\cos y - \frac{\sin y}{y} \right) \Rightarrow y = y_k^*, \quad k = 1, 2, \dots \quad (6)$$

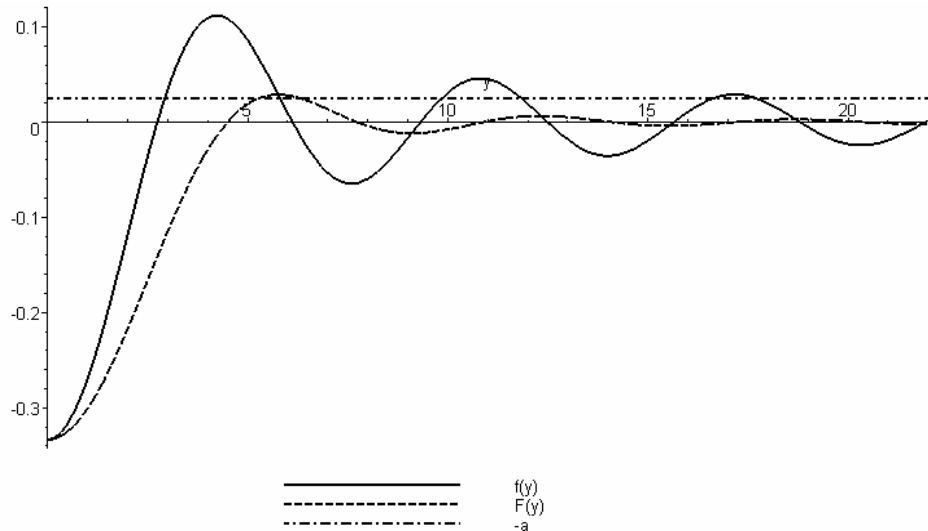


Рис. 2. Геометрична інтерпретація

Графіки функцій $F(y)$, $f(y)$ та особливості появи коренів рівнянь (4) і (6) можна прослідкувати на рис. 2. Обидві функції $F(y)$ та $f(y)$ мають однаковий мінімум, $F_{\min}(0) = f_{\min}(0) = -1/3$ і являють собою коливні затухаючі функції, так що

$$\lim_{y \rightarrow \infty} F(y) = \lim_{y \rightarrow \infty} f(y) = 0.$$

У табл. 1 наведено екстремальні значення цих функцій на проміжку $[0; 41]$. Отже, областями значень функцій є: $-1/3 \leq F(y) \leq 0.02872363139$ і $-1/3 \leq f(y) \leq 0.1118262700$.

Якщо зафіксувати значення α , тобто на графіку провести горизонтальну лінію, то вона може або не перетинати графіків (коренів немає), або перетинати один чи обидва графіки в точках, які є коренями рівнянь (4) і (6).

Виконано обчислення коренів рівнянь (4) і (6) у діапазоні значень α , при яких існують корені як першого, так і другого рівнянь. Орієнтуючись по екстремальних значеннях функцій $F(y)$ і $f(y)$, установлюються діапазони значень цього параметра, яким відповідають течії з кількома внутрішніми та певним числом зовнішніх тороїдів, за мі-

рою їх появи і збільшення. Ці дані наведено в таблицях 2, 3, 4, де вказано також кількість внутрішніх n та зовнішніх m вихорів для кожного з указаних діапазонів значень α .

Таблиця 1

Параметри визначальних функцій

| № | y | $F(y)$ | y | $f(y)$ |
|----|-------------|------------------|-------------|----------------|
| 1 | 0 | -1/3 | 0 | -1/3 |
| 2 | 5.763459197 | 0.02872363139 | 4.232865876 | 0.1118262700 |
| 3 | 9.095011330 | -0.01186812676 | 7.589562350 | -0.06475488215 |
| 4 | 12.32294097 | 0.006519887466 | 10.81027812 | 0.04585977938 |
| 5 | 15.51460301 | -0.004128532090 | 13.99412180 | -0.03554775695 |
| 6 | 18.68903636 | 0.002850710830 | 17.16215589 | 0.02903528750 |
| 7 | 21.85387422 | -0.002087251875 | 20.32189553 | -0.02454457026 |
| 8 | 25.01280320 | 0.001594525787 | 23.47672792 | 0.02125911474 |
| 9 | 28.16782971 | -0.001257971014 | 26.62841190 | -0.01875049270 |
| 10 | 31.32014171 | 0.001017858623 | 29.77795366 | 0.01677203100 |
| 11 | 34.47048833 | -0.0008405357423 | 32.92597111 | -0.01517158654 |
| 12 | 37.61936575 | 0.0007058562469 | 36.07286502 | 0.01385019040 |
| 13 | 40.76711582 | -0.0006011567116 | 39.21890680 | -0.01274066974 |

Таблиця 2

Структури з однією сферою

| Інтервали параметра α | Кількість вихорів | |
|--|--------------------|-----------|
| | внутр. n | зовн. M |
| $1/3 > \alpha > 0.01186812676$ | 1 непроникна сфера | |
| | | |
| $1/3 > \alpha > 0.06475488215$ | 1 | 0 |
| $0.06475488215 > \alpha > 0.03554775695$ | 1 | 1 |
| $0.03554775695 > \alpha > 0.02454457026$ | 1 | 2 |
| $0.02454457026 > \alpha > 0.01875049270$ | 1 | 3 |
| $0.01875049270 > \alpha > 0.01517158654$ | 1 | 4 |
| $0.01517158654 > \alpha > 0.01274066974$ | 1 | 5 |
| $0.01274066974 > \alpha > 0.01186812676$ | 1 | 6 |

Загальною закономірністю планетарних вихорів є те, що в кожній непроникній сфері та кульовому шарі між сферами, існує лише один тороїдний вихор, причому вихори у суміжних шарах обертаються у протилежних напрямках. Усі ж зовнішні вихори обертаються в один бік, і напрям цього обертання є протилежним до обертання останнього внутрішнього вихора.

Далі, внутрішні вихори визначаються тільки однією особливою точкою типу «центр» (рис. 3), яка є розв'язком рівняння (4). Течія та структура особливих точок у зонах зовнішніх вихорів є дещо складнішою.

По-перше, зовнішні вихори обтікаються з обох боків наскрізними незамкнутими лініями течії і відділяються від цієї течії петлею сепаратриси, що має точку самоперетину (рис.3). Тому кожному зовнішньому вихору відповідають 2 кореня рівняння (6) та 2 особливі точки: перша – типу «центр», а друга – типу «сідло» (рис.3).

Таблиця 3

Структури з трьома сферами

| Інтервали параметра α | Кількість вихорів | |
|--|--------------------|-----------|
| $0.01186812676 > \alpha > 0.004128532090$ | 3 непроникні сфери | |
| | внутр. n | зовн. m |
| $0.01186812676 > \alpha > 0.01098150101$ | 3 | 5 |
| $0.01098150101 > \alpha > 0.009649348370$ | 3 | 6 |
| $0.009649348370 > \alpha > 0.008605519275$ | 3 | 7 |
| $0.008605519275 > \alpha > 0.007765529060$ | 3 | 8 |
| $0.007765529060 > \alpha > 0.007074969675$ | 3 | 9 |
| $0.007074969675 > \alpha > 0.006497217275$ | 3 | 10 |
| $0.006497217275 > \alpha > 0.006006713855$ | 3 | 11 |
| $0.006006713855 > \alpha > 0.005585080865$ | 3 | 12 |
| $0.005585080865 > \alpha > 0.005218763420$ | 3 | 13 |
| $0.005218763420 > \alpha > 0.004897545076$ | 3 | 14 |
| $0.004897545076 > \alpha > 0.004613579570$ | 3 | 15 |
| $0.004613579570 > \alpha > 0.004360741104$ | 3 | 16 |
| $0.004360741104 > \alpha > 0.004134177268$ | 3 | 17 |
| $0.004134177268 > \alpha > 0.004128532090$ | 3 | 18 |

Таблиця 4

Структури з двома сферами

| Інтервали параметра α | Кількість вихорів | |
|--|--------------------|-----------|
| $-0.006519887466 > \alpha > -0.02872363139$ | 2 непроникні сфери | |
| | внутр. n | зовн. m |
| $-0.02125911474 > \alpha > -0.02872363139$ | 2 | 2 |
| $-0.01677203100 > \alpha > -0.02125911474$ | 2 | 3 |
| $-0.01385019040 > \alpha > -0.01677203100$ | 2 | 4 |
| $-0.01179582142 > \alpha > -0.01385019040$ | 2 | 5 |
| $-0.01027239732 > \alpha > -0.01179582142$ | 2 | 6 |
| $-0.009097580390 > \alpha > -0.01027239732$ | 2 | 7 |
| $-0.008163968675 > \alpha > -0.009097580390$ | 2 | 8 |
| $-0.007404179255 > \alpha > -0.008163968675$ | 2 | 9 |
| $-0.006773794090 > \alpha > -0.007404179255$ | 2 | 10 |
| $-0.006519887466 > \alpha > -0.006773794090$ | 2 | 11 |

Екстремуми функції $F(y)$ є точками біфуркації вихрової системи, і якщо ці точки проходять неперервно знизу (при $\alpha > 0$), чи зверху (при $\alpha < 0$), то з'являється відразу 2 нових сфери з двома внутрішніми торами в них. Цей феномен було обговорено в [2]. Те ж саме можна сказати про проходження параметром α точок біфуркації – екстремумів функції $f(y)$, але поява відразу 2-х особливих точок відповідає появі лише одного зовнішнього вихора з точками типу «центр» і «сідли» (рис.3).

Очевидно, що при $\alpha = 0$ ($V_\infty = 0$) простір буде заповнено нескінченною кількістю сфер з такою ж кількістю вихорів між ними.

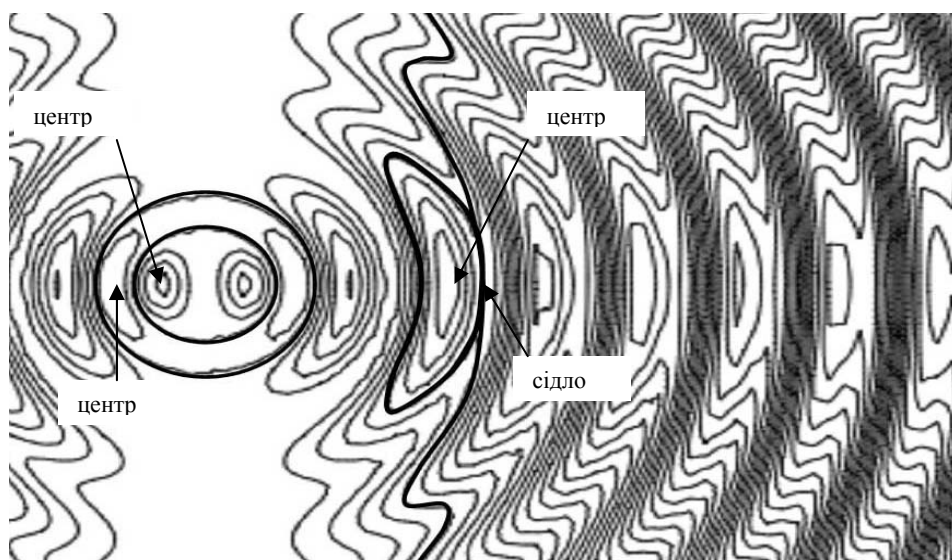


Рис. 3. Типи особливих точок

Розглядаючи послідовно випадки систем з однією, двома та трьома непроникними сферами (таблиці 2, 3, 4), відзначимо наступне. У випадку існування однієї сфери, при $0,01186812676 \leq \alpha \leq 1/3$ центральний вихор у ній, який треба асоціювати з центральною зіркою, та усі зовнішні, яких може бути від 1-го до 6-и, завжди обертаються у протилежних напрямках (таблиця 5). Саме такими можуть бути планетарні системи HAT-P-7b і WASP-17b, в яких було спостережене таке обертання [10].

Таблиця 5

Параметри трьох різних вихорів

| 1 непроникна сфера ($\alpha = 0,017, n = 1, m = 4$) | | | | | |
|---|--------------|---------------|---------------|---------------|--------------|
| № | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 |
| $\omega_{ц} * 10^2$ | -13,62624872 | 4,157617514 | 2,237080067 | 1,8962465 | 1,766144678 |
| $\omega_{с} * 10^2$ | - | 0,518640326 | 1,323234756 | 1,54446871 | 1,646765369 |
| 2 непроникні сфери ($\alpha = -0,0085, n = 2, m = 8$) | | | | | |
| № | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 |
| $\omega_{ц} * 10^2$ | -14,34983089 | 1,940198061 | -1,953996827 | -1,230572381 | -1,035587353 |
| № | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 |
| $\omega_{ц} * 10^2$ | -9,555902138 | -0,9148154722 | -0,8908476834 | -0,8749597091 | -0,862512298 |
| 3 непроникні сфери ($\alpha = 0,0057, n = 3, m = 12$) | | | | | |
| № | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 |
| $\omega_{ц} * 10^2$ | -13,96151825 | 3,207408385 | -0,609166285 | 1,192122711 | 0,8403385084 |
| № | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 |
| $\omega_{ц} * 10^2$ | 0,7186244442 | 0,6624827234 | 0,6319864147 | 0,6135442784 | 0,6014935892 |
| № | 11 | 12 | 13 | 14 | 15 |
| $\omega_{ц} * 10^2$ | 0,5931261136 | 0,5870029967 | 0,5822815265 | 0,5783918483 | 0,5747496133 |

При неперервному зменшенні параметра α після проходження ним біфуркаційної точки $\alpha = 0,01186812676$ у центрі формуються 3 внутрішні вихори між трьома сферами, число ж зовнішніх вихорів змінюється від 5 до 18 (таблиця 3). При цьому всі зовнішні вихори обертаються в одному напрямі, який співпадає з напрямом обертання другого внутрішнього вихора (таблиця 5). Як показано в [2], є ґрунтовні підстави вважати, що еволюція внутрішніх вихорів приводить до їх об'єднання і формування центрального світила. Але величина та напрям сумарного

кінетичного моменту системи 3-х центральних вихорів залежить від первинного розподілу мас у них, і тому сумарна кутова швидкість обертання може бути як додатною, так і від'ємною. Отже, в цьому випадку центральне тіло і зовнішні вихори-планети можуть обертатися як в одному, так і різних напрямках.

Варіанти планетарних вихорів з парним числом $n = 2, 4, 6, \dots$ центральних сфер та внутрішніх вихорів виникають при зміні знаку параметра α з додатного на від'ємний, тобто при зміні напрямку поступальної швидкості V_∞ простору на протилежний. У випадку двох сфер, $-0,02872363139 < \alpha < -0,006519887466$, число зовнішніх вихорів змінюється від 2 до 11, а взаємне обертання центрального тіла та зовнішніх вихорів-планет також однозначно не визначене, як і у випадку $n = 3$.

Обертання у планетарних вихорах. Як показано в [2], напрям обертання зовнішніх вихорів завжди збігається з напрямом обертання простору, інтенсивність якого визначається параметром C_0 ; при цьому кутова швидкість центральних кіл тороїдних вихорів знаходиться через колову швидкість (3):

$$\omega^* = \frac{V_\phi(y^*)}{r^*} = MC_0^3 \left(3\alpha - \frac{\sin y^*}{y^*} \right), \quad \omega_\infty^* = \lim_{y^* \rightarrow \infty} \omega^* = 3MC_0^3 \alpha, \quad (7)$$

де r^*, y^* – радіальні координати особливих точок торових вихорів.

У відповідності з формулами (3) кутова швидкість у вихорі $\omega = V_\phi/r$ у горизонтальній площині $\theta = \pi/2$ дорівнює

$$\omega = MC_0^3 \left(\alpha + \frac{1}{y^2} \left(\cos y - \frac{\sin y}{y} \right) \right), \quad \omega_\infty = \lim_{y \rightarrow \infty} \omega(y) = MC_0^3 \alpha, \quad (8)$$

так що віддалені вихори обертаються у три рази швидше, ніж сам простір.

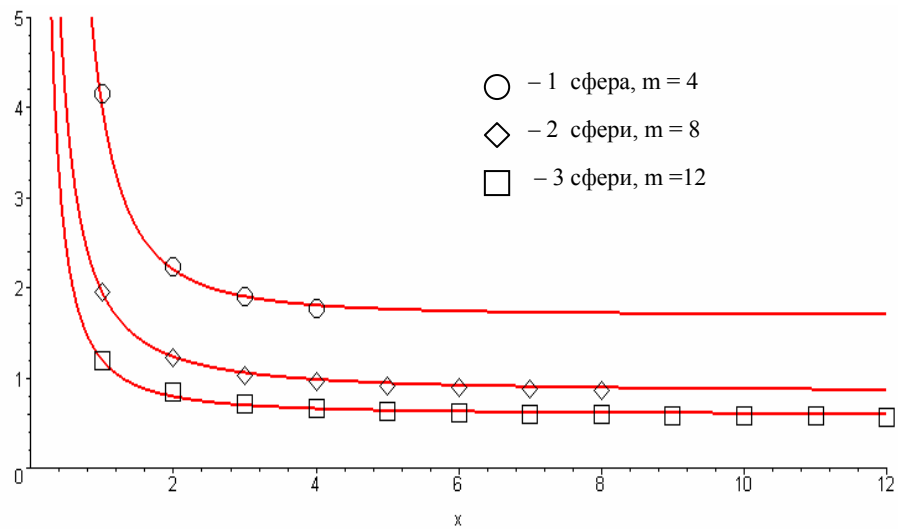


Рис. 4. Кутові швидкості трьох вихорів

На рис.4 подано графік залежності кутових швидкостей центрів зовнішніх торів у варіантах, обрахованих в таблиці 5: ($\alpha = 0,017, n = 1, m = 4$); ($\alpha = -0,0085, n = 2, m = 8$) та ($\alpha = 0,0057, n = 3, m = 12$) як функцій номера вихору. При цьому кожна з 3-х ліній асимптотично наближається до свого граничного значення ω_∞^* , яке за (7) залежить від параметра α .

Як показано в [2], спадні степеневі залежності кутових швидкостей (7) добре узгоджуються з реальним розподілом кутових швидкостей обертання планет у Сонячній системі.

У другому рядку таблиці 5 для $n = 1$ подано також величини кутових швидкостей ω_c^* руху на колах у сідлових точках сепаратрис, які також є коренями рівнянь (6). Як видно, всі такі кола обертаються втому ж напрямі, що й центральні кола торових вихорів, але їх кутові швидкості є меншими. Така ж закономірність має місце і у випадках $n = 2$ та $n = 3$: обертання «центрів» та «сідел» для вихорів усіх порядків (n, m) є одного напрямі і з ростом номера вихору їх кутові швидкості зближуються, прямуючи до величин (7).

Звернемо увагу на процес біфуркаційного переходу структури ($n = 1, m = 6$) у структуру ($n = 3, m = 5$) при переході через значення $\alpha = 0,01186812676$. При цьому, очевидно, перший зовнішній тор структури (1,6) попадає в нову 2-у сферу і стає внутрішнім, а до наступної, 3-ї сфери структури (3,5) попадає новоутворений торіод з оберненим обертанням, що утворюється навколо першої сідлової точки: точка «сідло» переходить у «центр». Зовнішні ж 5 вихорів зберігаються з деякими кількісними змінами параметрів руху. Очевидно, що в новій структурі всі зовнішні вихори зберігають попередній напрям обертання, а загальні закономірності чергування обертань у планетарному вихорі також справджуються.

Висновки, застосування. З [2] та поданих тут результатів можна стверджувати, що побудований на основі окремого розв'язку (1) гідродинамічних рівнянь планетарний вихор є прийнятною математичною й фізичною моделлю процесів утворення космічних планетарних систем з первинної газо-пилової хмари за наявності поступального й обертального руху простору. Властивості геометрії й динаміки первинного планетарного вихора також містять у собі важливі передумови й тенденції подальшої еволюції планетарних систем. Ця теоретична модель планетарного вихору є досить адекватним математичним обґрунтуванням вихорової гіпотези Вайцекера [3] про утворення Сонячної системи первинним просторовим вихором.

Наша модель планетарного вихору пояснює також явища оберненого обертання зірки і планет у недавно відкритих планетарних системах на зразок НАТ-Р-7b [10].

Сподіваємося, що відкриття у Всесвіті нових планетарних систем дасть достатньо експериментальних даних для опробування та застосування нашої моделі до дослідження динаміки реальних космічних утворень.

Бібліографічні посилання

1. **Перехрест В.І.** Новий розв'язок гідродинамічних рівнянь Ейлера для сферичних вихорів течій / В.І. Перехрест, Р.В. Іванов // Вісник Дніпропетр. ун-ту, Механіка, вип.6 т.1, 2002 – С. 60-64.
2. **Перехрест В.І.** Планетарний вихор та гіпотези Лапласа і Вайцекера / В.І. Перехрест // Вісник Дніпропетр. ун-ту, Механіка, вип. 13, т. 2, №5, – 2009 – С. – 113 – 124.
3. **Weizsäcker, von, C.F.Z.** *Astrophys.* **22**, 1944. – P.319–355.
4. **Альфвен Х.** Структура и эволюционная история Солнечной системы / Х. Альфвен, Г. Аррениус. – К., 1981, – 332 с.
5. **Kuiper G.P.** In: J.F.Hynek (ed) *Astrophysics* / G.P. Kuiper, McGraw-Hill, – New York, 1951. P. – 104.
6. **Сафронов В.С.** О гипотезе турбулентности в протопланетном облаке / В.С. Сафронов, Е.Л. Рускол // Вопросы космогонии, М., – 5, 1957, – С.22-46.
7. **Ter Haar D.** *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **5**, 1967/ – P.267–278.
8. **Hoyle F.** *Quart. J. Roy. Astron. Soc.*, **1**, 1960. – P.28–55.

9. Hoyle F. In: R. Jastrow and A.J.W. Cameron (eds) Origin of the Solar System. – Academic Press, New York, 1963. – P. 63–71.
10. Стаття ТСН.ua: <http://ru.tsn.ua/ukrayina/v-kosmose-nashli-dve-planety-kotorye-vrashchayutsya-zadom-napered.html>.

Надійшла до редколегії 29.12.09

УДК 621.793.1:539.23

А.С. Долгов, Н.В. Стеценко

Национальный аэрокосмический университет
им. Н.Е. Жуковского «Харьковский авиационный институт»

КИНЕТИКА ПОВЕРХНОСТНОГО МОНОСЛОЯ

Выполнен анализ кинетики атомов в поверхностном моноатомном слое. Используется одномерная модель миграции атомов на поверхности с учетом межатомного взаимодействия произвольного масштаба. На основе анализа системы кинетических уравнений для вероятностей атомных конфигураций различных видов установлены точные свойства равновесных микрораспределений на поверхности в условиях обмена с внешней средой, либо в отсутствие такового. Обсуждается влияние особенностей микрораспределений на эмиссионные свойства поверхности.

Ключевые слова: монослой, диффузия, взаимодействие, кинетика, миграция, поверхность

Виконано аналіз кінетики атомів у поверхневому моноатомному прошарку. Використовується одновимірна модель міграції атомів на поверхні з урахуванням міжатомної взаємодії довільного масштабу. На основі аналізу системи кінетичних рівнянь для ймовірностей атомних конфігурацій різних видів установлені точні властивості рівноважних мікророзподілень на поверхні в умовах обміну із зовнішнім середовищем, або у відсутності такового. Обмірковується вплив особливостей мікророзподілень на емісійні властивості поверхні.

Ключові слова: монопрошарок, дифузія, взаємодія, кінетика, міграція, поверхня.

The analysis of atom kinetics in the surface monoatomic layer has been developed. One-dimensional model of surface atom migration has been used subject to the atom interaction within the arbitrary scale. Making use the analysis of kinetic equation systems for the atom configuration possibilities of different types the exact equilibrium distribution features on the surface have been established within environmental conditions or without them. Microdistribution features' influence to the emission surface features have been discussed.

Keywords: monolayer, diffusion, interaction, kinetics, migration, surface

Введение. Наличие покрытия на поверхности твердого образца (подложки) – весьма распространенное, почти всеобщее свойство реальных систем. Названные поверхностные слои (пленки) либо формируются в тех или иных неконтролируемых процессах, либо являются результатом целенаправленного воздействия на поверхность ради придания ей требуемых свойств.

Технологии нанесения покрытий к настоящему времени преимущественно ориентированы на создание достаточно толстых по атомным масштабам пленок, однако общая тенденция миниатюризации конструктивных элементов различных устройств определяет необходимость изучения свойств весьма тонких пленок, характеристики которых заведомо отличны от соответствующих параметров макроскопических образцов. Отдельного внимания требуют пленки минимальной толщины (моноатомные), где количество слоев покрытия не превышает единицу. Моно-