

УДК 524:533

П. П. Берцик, М. І. Петров

Головна астрономічна обсерваторія Національної академії наук України
03680 МСП, Київ, вул. Академіка Заболотного 27

Аналіз алгоритму моделювання зореутворення в гідродинамічному коді SPH

Досліджується хімічна та фотометрична еволюція дискових галактик з зореутворенням. Моделювання складних газодинамічних течій базується на власному коді хіміко-динамічної згладжуваної гідродинаміки частинок (CD-SPH — Chemo-Dynamical Smoothed Particle Hydrodynamics) з включенням процесів зореутворення. Під час розрахунків проведено розширене тестування запропонованого нового критерію зореутворення. Знайдено, що отримані результати з різним числом «газових» та «зоряних» частинок є не тільки якісно, але і кількісно подібними.

АНАЛИЗ АЛГОРИТМА МОДЕЛИРОВАНИЯ ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ В ГИДРОДИНАМИЧЕСКОМ КОДЕ SPH, Берцик П. П., Петров Н. И. — в работе исследуется химическая и фотометрическая эволюция дисковых галактик со звездообразованием. Моделирование сложных газодинамических течений основывается на собственном коде химико-динамической сглаживаемой гидродинамики частиц (CD-SPH — Chemo-Dynamical Smoothed Particle Hydrodynamics) с включением процессов звездообразования. Во время расчетов проведено расширенное тестирование предложенного нового критерия звездообразования. Найдено, что полученные результаты с разным числом «газовых» и «звездных» частиц являются не только качественно, но и количественно подобными.

ANALYSIS OF THE STAR FORMATION MODELING ALGORITHM IN THE HYDRODYNAMIC SPH CODE, by Berczik P. P., Petrov M. I. — The chemical and photometric evolution of star-forming disk galaxies is investigated. The numerical simulations of complex gasdynamical flows are based on our own coding of the Chemo-Dynamical Smoothed Particle Hydrodynamics (CD-SPH) approach which incorporates the effects of star formation. During the calculations we made an extended test of the proposed new SF criteria. We find that the results obtained with different «gas» and «star» particle numbers are not only quantitatively but also qualitatively similar.

ВСТУП

Формування галактик є досить складною проблемою, яка вимагає великої кількості наближень при дослідженні. Сучасний прогрес в комп'ютерній технології та в обчислювальних методах надав можливість детально моделювати динаміку баріонної речовини у Всесвіті, де домінує темна речовина

без зіткнень, і, таким чином, детально описувати гравітаційні та гідродинамічні процеси еволюції та формування галактик. Найповніші моделі включають процеси випромінювання, зореутворення, вклад спалахів Наднових тощо [10, 12, 23].

Результати моделювання суттєво залежать від алгоритму зореутворення, який включається у модельний код. Проте механізм зореутворення і пов'язані з ним процеси залишаються не до кінця зрозумілими як на малих, так і на великих просторових масштабах. Тому алгоритм зореутворення, при якому газ перетворюється в зірки, може базуватись лише на простих теоретичних припущеннях чи емпіричних спостереженнях найближчих галактик.

Серед обчислювальних методів, розвинутих для моделювання тривимірних гідродинамічних явищ, метод згладжуваної гідродинаміки частинок (SPH) є одним з найпопулярніших [15]. Його лагранжева природа дозволяє легко комбінувати його з N-body-алгоритмом, що дає можливість одночасно описувати складні «газово-зоряні» динамічні системи [10]. Прикладом такого об'єднання є код TREE-SPH [11, 18], який був успішно застосований для детального моделювання зіткнень дискових галактик [14] та формування і еволюції галактик [12]. Другим цікавим прикладом є код GRAPE-SPH [23, 24], який був успішно використаний в моделях еволюції структури дискових галактик та їх кінематики.

МОДЕЛЬ

Гідродинамічне моделювання базується на нашому власному коді хіміко-динамічної згладжуваної гідродинаміки частинок (CD-SPH) з урахуванням енергетичного зворотного зв'язку через процес зореутворення (SF). Динаміка «зоряного» компонента розглядається за допомогою стандартного N-body-наближення. Таким чином, галактика складається з «газових» та «зоряних» частинок. Щоб детальніше ознайомитися з кодом CD-SPH (алгоритм зореутворення, способи введення в код Наднових другого типу (SNI), Наднових першого типу (SNIa) та планетарних туманностей (PN), хімічне збагачення галактики та початкові умови) читач може скористатись роботами [1—3]. Тут ми стисло подаємо особливості нашого алгоритму зореутворення.

Алгоритм зореутворення. Добре відомо, що SF-регіони асоціюються з гігантськими молекулярними комплексами, особливо з областями, що наближуються до динамічної нестійкості. Загальна картина зореутворення здається зрозумілою, але детальна фізика зореутворення та процеси, що його супроводжують як на малих, так і на великих масштабах, залишаються схематичними [13, 21].

Всі вище наведені, а також розрахункові обмеження змушують використовувати спрощені обчислювальні алгоритми для перетворення газової речовини в зірки, і базуються вони на простих теоретичних припущеннях та/чи на результатах спостережень близьких галактик.

Ми модифікували «стандартний» SPH-SF-алгоритм [12, 23, 24], приймаючи до уваги наявність хаотичного руху газового оточення та часове запізнення між виникненням відповідних умов для зореутворення та самим зореутворенням.

Всередині «газової» частинки зореутворення може розпочатись, якщо абсолютна величина гравітаційної енергії «газових» частинок перевищує суму їх теплової енергії та енергії їх хаотичного руху:

$$|E_i^{\text{gr}}| > E_i^{\text{th}} + E_i^{\text{ch}}. \quad (1)$$

В кодї гравітаційна енергія, теплова енергії та енергія хаотичного руху для «газової» частинки i визначаються наступним чином:

$$\begin{aligned} E_i^{\text{gr}} &= -\frac{3}{5} Gm_i^2/h_i, \\ E_i^{\text{th}} &= \frac{3}{2} m_i c_i^2, \\ E_i^{\text{ch}} &= \frac{1}{2} m_i \Delta v_i^2, \end{aligned} \quad (2)$$

де $c_i = \sqrt{R \cdot T_i / \mu}$ — ізотермічна швидкість звуку частинки i , h_i — радіус згладжування для частинки i . Ми встановили для середньої молекулярної ваги $\mu = 1.3$ та визначили квадрат хаотичної чи «турбулентної» швидкості поблизу частинки:

$$\Delta v_i^2 = \frac{\sum_{j=1}^{N_B} m_j \cdot (v_j - v_c)^2}{\sum_{j=1}^{N_B} m_j}, \quad (3)$$

де

$$v_c = \frac{\sum_{j=1}^{N_B} m_j \cdot v_j}{\sum_{j=1}^{N_B} m_j}, \quad (4)$$

v_i — швидкість «газової» частинки i , N_B — кількість сусідніх частинок для «газової» частинки i (в роботі обиралось значення N_B , що становило 1 % від початкової кількості «газових» частинок N_{gas}). З практичних міркувань доцільно визначити критичну температуру для початку зореутворення в частинці i в наступний спосіб:

$$T_i^{\text{crit}} = \frac{\mu}{3R} \left(\frac{8}{5} \pi G \rho_i h_i^2 - \Delta v_i^2 \right). \quad (5)$$

Таким чином, якщо температура «газової» частинки i спадає нижче за критичну, зореутворення може розпочатись:

$$T_i < T_i^{\text{crit}}. \quad (6)$$

Вибрана «газова» частинка продукує зірки тільки якщо вище наведена умова діє протягом усього часового інтервалу, який перевищує час вільного падіння для неї:

$$t_{\text{ff}} = \sqrt{\frac{3\pi}{32G\rho}}. \quad (7)$$

Ми також перевіряємо, щоб «газова» частинка залишалася холодною, тобто $t_{\text{cool}} < t_{\text{ff}}$. Згідно з роботою [18] ці умови запишуться у вигляді

$$\rho_i > \rho_{\text{crit}}. \quad (8)$$

Для обчислень вибрано значення $\rho_{\text{crit}} = 0.03 \text{ см}^{-3}$.

Коли колапсуюча частинка i вже визначена, ми створюємо нову «зоряну» частинку з масою m^{star} та обновлюємо «газову» частинку використовуючи наступні прості рівняння:

$$\begin{aligned} m^{\text{star}} &= \varepsilon \cdot m_i^{\text{old}}, \\ m_i^{\text{new}} &= (1 - \varepsilon) \cdot m_i^{\text{old}}. \end{aligned} \quad (9)$$

У Галактиці на масштабах гігантських молекулярних хмар типова

величина для ефективності зореутворення лежить у межах $\varepsilon \approx 0.01 \div 0.4$ [7, 29]. Ми не фіксуємо цю величину, а отримуємо її з «енергетичної» умови

$$\varepsilon = 1 - \frac{E_i^{\text{th}} + E_i^{\text{ch}}}{|E_i^{\text{gr}}|}. \quad (10)$$

В момент народження положення та швидкості нових «зоряних» частинок приймаються рівними положенню та швидкостям тих «газових» частинок, з яких вони були створені. Далі ці «зоряні» частинки взаємодіють з іншими «газовими» та «зоряними» частинками або з частинками «темної речовини» тільки гравітаційно. У тепловому балансі міжзоряного середовища особливу роль відіграють Наднові II типу. Згідно з роботами [10, 12] ми припускаємо, що енергія спалаху повністю перетворюється в теплову енергію. Повна енергія, що вивільняється під час спалаху SNII (10^{44} Дж на SNII) всередині «зоряної» частинки розраховується для кожного часового кроку і розподіляється рівномірно між відповідними «газовими» частинками [20].

Хімічне збагачення газу та фотометрична еволюція зоряного компонента. В нашій SF-схемі кожна нова «зоряна» частинка зображує окремий, гравітаційно обмежений, макрорегіон зореутворення (подібний кулястому скупченню). «Зоряна» частинка має свій власний час народження t_{begSF} , який встановлюється рівним моменту коли частинка сформувалась. Після того як вони сформувались, ці частинки повертають хімічно збагачений газ в оточуючі їх «газові» частинки завдяки спалахам SNII, SNIa та явищам PN.

Ми розглядаємо тільки продукування ^{16}O та ^{56}Fe , намагаючись описати повну еволюцію цих елементів в галактиці з часом, від початку утворення галактики до сучасного моменту (тобто $t_{\text{evol}} \approx 15 \cdot 10^9$ років).

Код також включає фотометричну еволюцію кожної «зоряної» частинки. Ця еволюція базується на ідеї одиночного зоряного населення (SSP — Single Stellar Population) [5, 25].

При кожному часовому кроці абсолютні зоряні величини: M_U , M_B , M_V , M_R , M_I , M_K , M_M і M_{bol} визначаються окремо для кожної «зоряної» частинки. Спектро-фотометрична еволюція всього ансамблю «зоряних» частинок формує розподіл спектральної енергії (SED — Spectral Energy Distribution) в галактиці.

Ми не моделювали ні розподіл енергії в спектральних лініях, ні розсіяння світла пилом. Однак згідно [25] наша апроксимація є припустимою, особливо в UBV -смугах.

Початкові умови. За початкову модель ми вибрали однорідну тривісну конфігурацію з постійною густиною ($M_{\text{gas}} = 10^{11} M_{\odot}$), розміщену всередині гало темної матерії ($M_{\text{halo}} = 10^{12} M_{\odot}$) пламерівського типу. Ми вибрали масштабну довжину гало темної матерії $b_{\text{halo}} = 25$ кпк. Ці значення M_{halo} та b_{halo} є типовими для гало темної матерії в дискових галактиках [6, 16, 17]. Ми встановили $A = 100$ кпк, $B = 75$ кпк та $C = 50$ кпк для півосей системи. Такі тривимірні конфігурації описують в космологічному моделюванні формування гало, що складається з темної матерії [8, 9, 28].

Припускається, що газ відслідковує радіальний хабблівський потік розширення ($H_0 = 65$ км/(с·Мпк)) та тверdotільно обертається навколо осі z . Величина спіну в нашому моделюванні $\lambda \approx 0.08$ визначається виразом [19]:

$$\lambda = \frac{|L_0| \sqrt{|E_0^{\text{gr}}|}}{G(M_{\text{gas}} + M_{\text{halo}})^{5/2}}, \quad (11)$$

де L_0 — повний початковий кутовий момент, E_0^{gr} — повна початкова гравітаційна енергія протогалактики. Потрібно відзначити, що для системи в якій кутовий момент набувається завдяки приливній взаємодії з оточуючою речовиною, стандартний параметр спіну не перевищує $\lambda \approx 0.11$ [22]. Більш того, його типова величина лежить у межах $\lambda \approx 0.07_{-0.05}^{+0.04}$, тобто $0.02 \leq \lambda \leq 0.11$.

РЕЗУЛЬТАТИ ТА ОБГОВОРЕННЯ

Наші SPH-розрахунки були виконані для трьох випадків з різним числом «газових» частинок $N_{\text{gas}} = 2109, 4169, 11513$. За базову модель ми прийняли випадок з $N_{\text{gas}} = 2109$. В цьому випадку ми розрахували повну еволюцію галактичної системи (тобто $t_{\text{evol}} \approx 15 \cdot 10^9$ років). Відповідно до [18] та [20] таке число здається адекватним для якісного та коректного опису систем. Навіть таке невелике число «газових» частинок продукує $N_{\text{star}} = 31631$ «зоряних» частинок наприкінці розрахунків. Інші два випадки, $N_{\text{gas}} = 4169$ та 11513 , необхідні нам для детальнішого вивчення нашої SF-схеми. У випадку $N_{\text{gas}} = 4169$ ми розрахували еволюцію до $t_{\text{evol}} \approx 5 \cdot 10^9$ років, а для випадку $N_{\text{gas}} = 11513$ — до $t_{\text{evol}} \approx 2.5 \cdot 10^9$ років. В цих випадках за відповідні часові інтервали повне число частинок досягає $N_{\text{max}} = 65535$, і після цього ми припиняємо розрахунки.

Більш повне обговорення даних динамічної та хімічної еволюції можна знайти в статтях [1, 2]. Тут ми головним чином сконцентрували нашу увагу на докладній перевірці нашої SF-схеми та фотометричної еволюції «базової» моделі галактики.

На рис. 1 ми представили розподіл поверхневої густини σ та швидкості обертання V_{rot} для «базової» моделі галактики під час останнього часового кроку. Повний розподіл поверхневої густини $\sigma_{\text{tot}} = \sigma_{\text{gas}} + \sigma_{\text{star}}$ добре апроксимується експонентою з радіальною шкалою довжини 3.5 кпк, окреслюючи диск галактики. Розподіл швидкості обертання також добре узгоджується з даними для нашої Галактики [26].

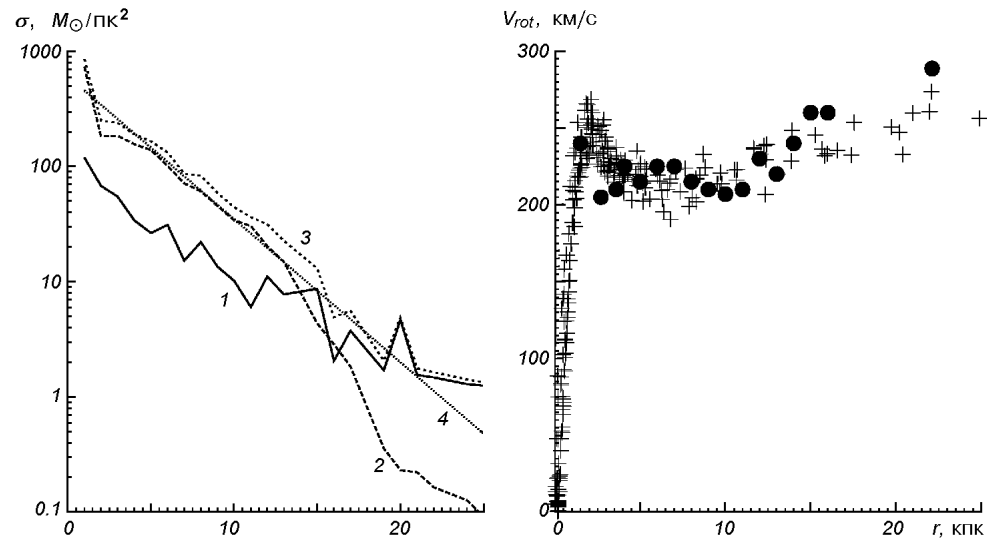


Рис. 1. Розподіл поверхневої густини σ та швидкості обертання V_{rot} на останньому кроці для «базової» моделі: крива 1 — σ_{gas} , 2 — σ_{star} , 3 — σ_{tot} , 4 — апроксимація $\sigma = 607 \exp(-r/3.5)$; кружки — спостереження [26], хрестики — розрахунки

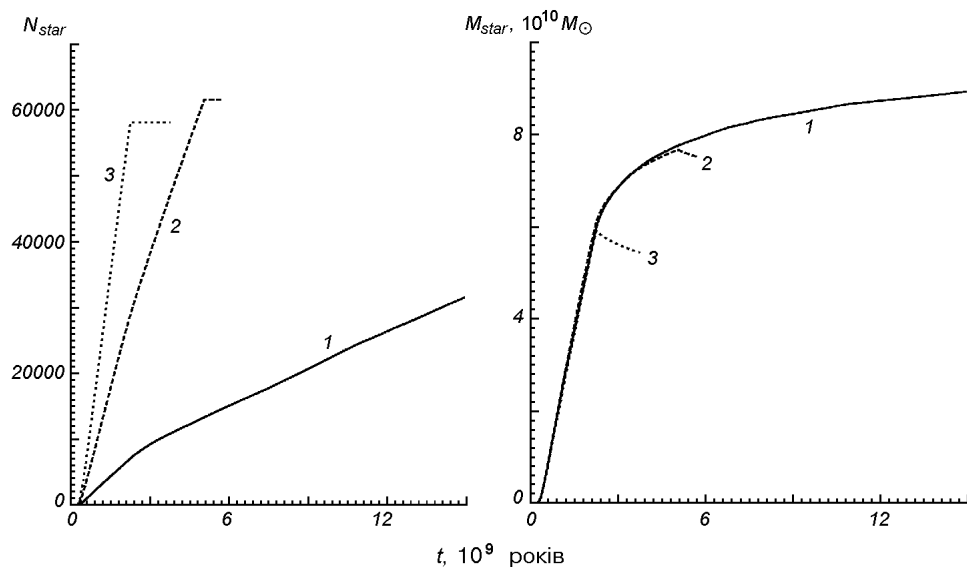


Рис. 2. Еволюція кількості N_{star} і повної маси M_{star} «зоряного» компонента для модельної галактики. Криві 1 — для $N_{gas} = 2109$, 2 — 4169, 3 — 11513

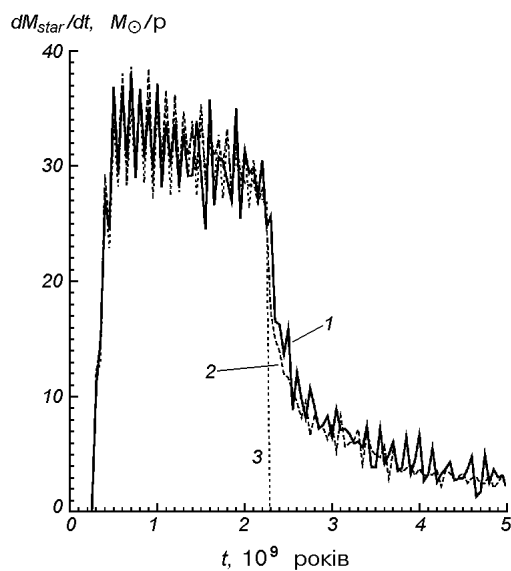


Рис. 3. Зміна з часом «зоряної складової» dM_{star}/dt для модельної галактики з різним числом «газових» частинок: криві 1 — для $N_{gas} = 2109$, 2 — 4169, 3 — 11513

На рис. 2 показана зміна з часом кількості N_{star} «зоряних» частинок і повної маси всередині «зоряних» частинок M_{star} . Кількості «зоряних» частинок суттєво відрізняються в кожному з трьох випадків, але повні маси, що зосереджені в «зоряній» складовій, подібні. Деякі відмінності зустрічаються тільки після припинення SF-активності в моделях з великим числом «газових» частинок. Після припинення зореутворення маса, що зосереджена в «зоряному» компоненті, зменшується на масу, що повертається з «зірок» в оточуючий «газ» завдяки спалахам SNII, SNIa та явищам PN. Швидкість зміни з часом маси «зоряного» компонента (dM_{star}/dt) для всіх трьох моделей представлена на рис. 3. Добре видно, що вона практично не залежить від числа «газових» чи «зоряних» частинок. Ефективність зореутворення ϵ для кожного акту зореутворення представлена на рис. 4. Середнє

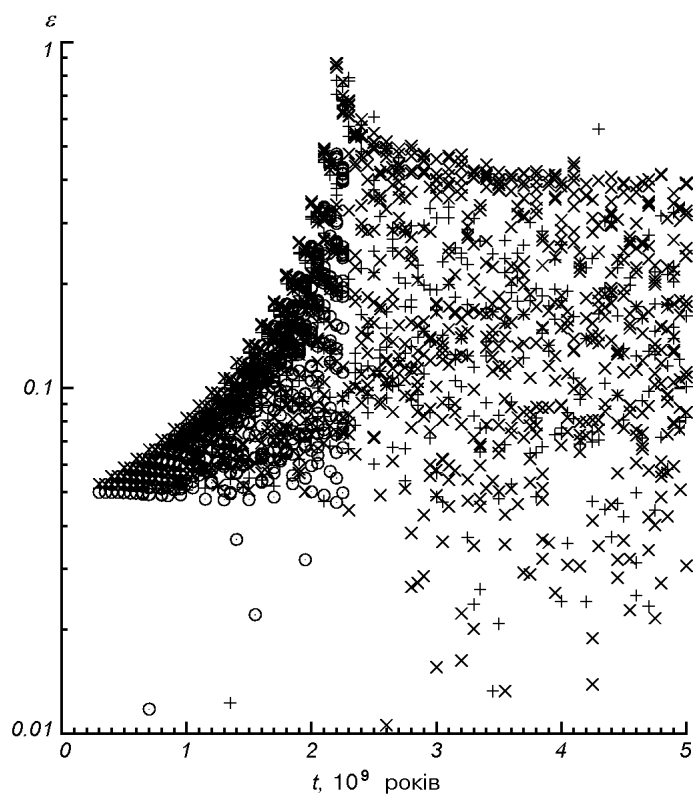


Рис. 4. Еволюція ефективності ε зореутворення для модельної галактики з різною кількістю «газових» частинок: хрестики — для $N_{\text{gas}} = 2109$, косі хрестики — $N_{\text{gas}} = 4169$, кружки — $N_{\text{gas}} = 11513$

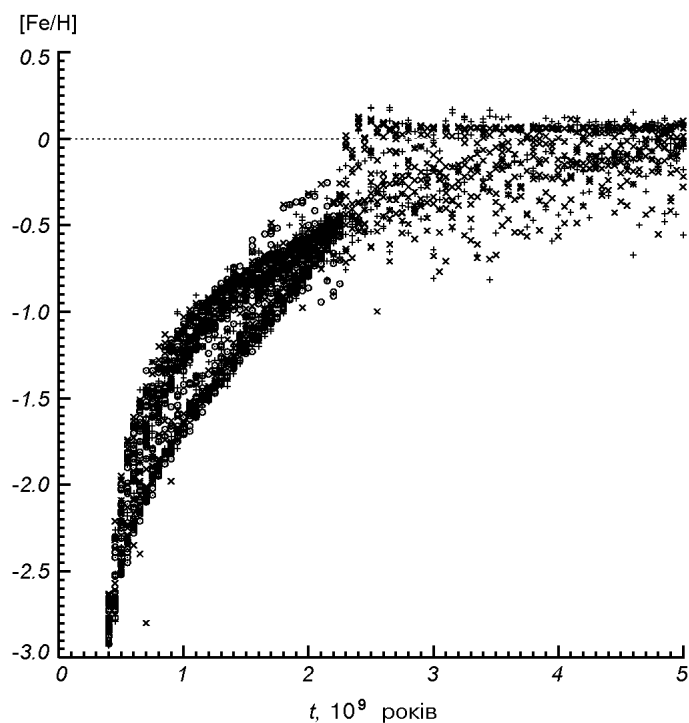


Рис. 5. Еволюція вмісту $[\text{Fe}/\text{H}]$ для модельної галактики з різною кількістю «газових» частинок: хрестики — для $N_{\text{gas}} = 2109$, косі хрестики — $N_{\text{gas}} = 4169$, кружки — $N_{\text{gas}} = 11513$

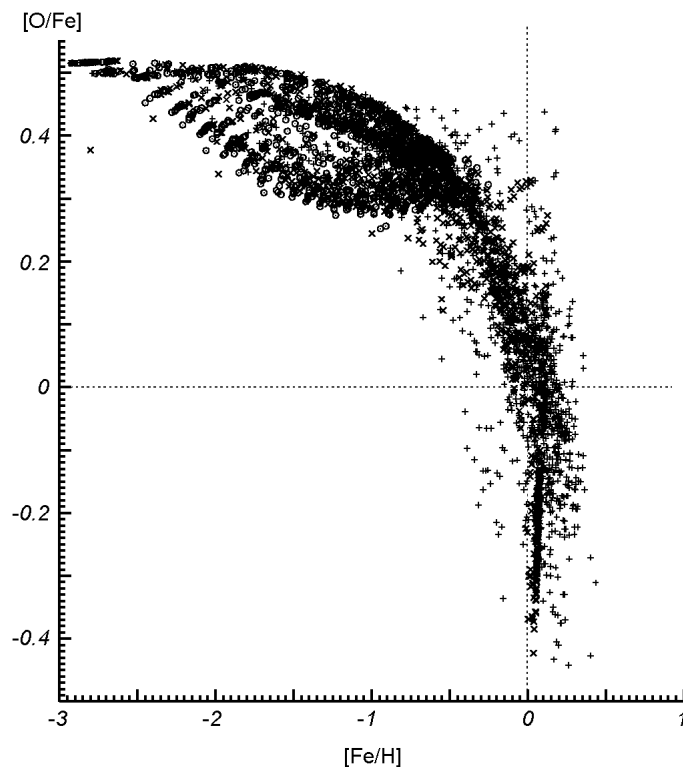


Рис. 6. Залежність відносного вмісту $[O/Fe]$ від $[Fe/H]$ для модельної галактики з різною кількістю «газових» частинок: хрестики — для $N_{\text{gas}} = 2109$, косі хрестики — $N_{\text{gas}} = 4169$, кружки — $N_{\text{gas}} = 11513$

значення $\varepsilon \approx 10\%$. Проте ми маємо широкий розподіл ефективності зореутворення від декількох відсотків до майже 50% на останній стадії еволюції. В усіх трьох моделях ми маємо схожі тренди SFE.

На рис. 5 та 6 ми представляємо хімічну еволюцію наших моделей. Всі три моделі мають дуже подібну історію хімічної еволюції та розподіл металічності.

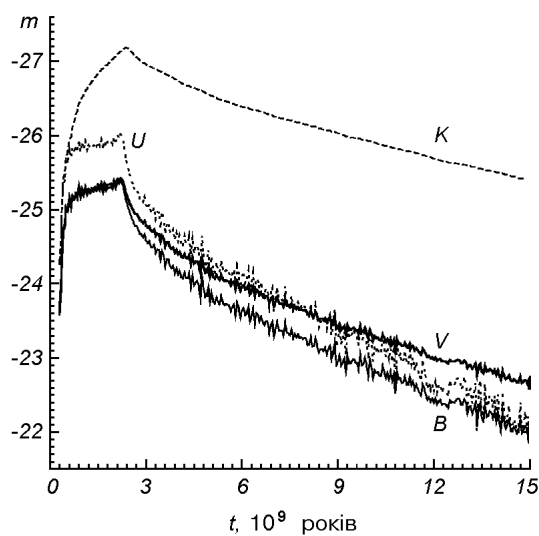


Рис. 7. Фотометрична еволюція галактики для «базової» моделі у чотирьох ділянках спектру

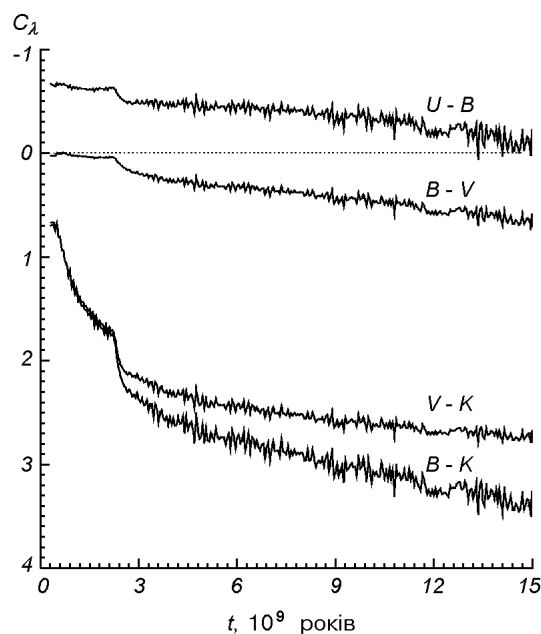


Рис. 8. Зміни з часом показників кольору C_λ галактики для «базової» моделі

Повна фотометрична еволюція (в спектральних смугах $UBVK$) та еволюція показників кольору «базової» моделі представлені на рис. 7 та 8. Для Чумацького Шляху на теперішній час ми маємо значення $B - V \approx 0.8$ [27] та $B - K \approx 3.13$ [4], які є близькими до отриманих нами величин для модельної галактики $B - V \approx 0.7$ та $B - K \approx 3.4$.

ВИСНОВКИ

Під час розрахунків еволюції дискових галактик з зореутворенням ми виконали розширене тестування запропонованого нового критерію зореутворення. Знайдено, що моделі, отримані при різних початкових кількостях «газових» та «зоряних» частинок, не тільки якісно подібні, але й близькі кількісно. Як уже було показано в роботах [1, 2], представлена модель добре описує еволюцію з часом основних динамічних та хімічних параметрів дискової галактики, подібної до нашого Чумацького Шляху.

Автори вдячні рецензенту за корисні зауваження, які суттєво покращили роботу. Робота була підтримана German Science Foundation (DFG) в рамках грантів N 436 UKR 18/2/99, 436 UKR 17/11/99 і частково була підтримана грантом Domus Hungarica Scientiarum et Artium grant (2001).

1. *Berczik P.* Chemo-dynamical smoothed particle hydrodynamic code for evolution of star forming disk galaxies // *Astron. and Astrophys.*—1999.—**348**, N 2.—P. 371—380.
2. *Berczik P.* Modeling the star formation in galaxies using the chemo-dynamical SPH code // *Astrophys. and Space Sci.*—2000.—**271**, N 2.—P. 103—126.
3. *Berczik P., Kravchuk S. G.* 3D modeling of forming galaxies. The history of star formation activity // *Astrophys. and Space Sci.*—1996.—**245**, N 1.—P. 27—42.
4. *Binney J., Merrifield M.* Galactic astronomy. — New Jersey: Princeton Univ. Press, 1998.—556 p.
5. *Bressan A., Chiosi C., Fagotto F.* Spectrophotometric evolution of elliptical galaxies. I. Ultra-violet excess and color-magnitude-redshift relations // *Astrophys. J. Suppl. Ser.*—1994.—**94**, N 1.—P. 63—115.
6. *Burkert A.* The structure of dark matter halos in dwarf galaxies // *Astrophys. J.*—1995.—**447**, N 1.—P. L25—L28.
7. *Duerr R., Imhoff C. L., Lada C. J.* Star formation in the Lambda Orionis region. I. The distribution of young objects // *Astrophys. J.*—1982.—**261**, N 1.—P. 135—150.

8. *Eisenstein D. J., Loeb A.* An analytical model for the triaxial collapse of cosmological perturbations // *Astrophys. J.*—1995.—**439**, N 2.—P. 520—541.
9. *Frenk C. S., White S. D. M., Davis M., Efstathiou G.* The formation of dark halos in a universe dominated by cold dark matter // *Astrophys. J.*—1988.—**327**, N 1.—P. 507—525.
10. *Friedli D., Benz W.* Secular evolution of isolated barred galaxies. II. Coupling between stars and interstellar medium via star formation // *Astron. and Astrophys.*—1995.—**301**, N 1.—P. 649—665.
11. *Hernquist L., Katz N.* TREESPH: A unification of SPH with hierarchical tree method // *Astrophys. J. Suppl. Ser.*—1989.—**70**, N 1.—P. 419—446.
12. *Katz N.* Dissipational galaxy formation. II. Effects of star formation // *Astrophys. J.*—1992.—**391**, N 2.—P. 502—517.
13. *Larson R. B.* A model for the formation of a spherical galaxy // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*—1969.—**145**, N 1.—P. 405—422.
14. *Mihos J. C., Hernquist L.* Gasdynamics and starbursts in Major Mergers // *Astrophys. J.*—1996.—**464**, N 2.—P. 641—663.
15. *Monaghan J. J.* Smoothed particle hydrodynamics // *Annu. Rev. Astron. and Astrophys.*—1992.—**30**, N 2.—P. 543—574.
16. *Navarro J. F., Frenk C. S., White S. D. M.* The structure of cold dark matter halos // *Astrophys. J.*—1996.—**462**, N 2.—P. 563—575.
17. *Navarro J. F., Frenk C. S., White S. D. M.* A universal density profile from hierarchical clustering // *Astrophys. J.*—1997.—**490**, N 2.—P. 493—509.
18. *Navarro J. F., White S. D. M.* Simulations of dissipative galaxy formation in hierarchically clustering universes. Part One. Tests of the code // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*—1993.—**265**, N 2.—P. 271—300.
19. *Peebles P. J. E.* Origin of the angular momentum of galaxies // *Astron. and Astrophys.*—1969.—**155**, N 2.—P. 393—401.
20. *Raiteri C. M., Villata M., Navarro J. F.* Simulations of galactic chemical evolution. I. O and Fe abundances in a simple collapse mode // *Astron. and Astrophys.*—1996.—**315**, N 1.—P. 105—115.
21. *Silk J.* Star forming regions. — Dordrecht: Reidel, 1987.—P. 557.—(IAU symp. N 115).
22. *Steinmetz M., Bartelmann M.* On the spin parameter of dark-matter haloes // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*—1995.—**272**, N 3.—P. 570—578.
23. *Steinmetz M., Muller E.* The formation of disk galaxies in a cosmological context. Populations, metallicities and metallicity gradients // *Astron. and Astrophys.*—1994.—**281**, N 3.—P. L97—L100.
24. *Steinmetz M., Muller E.* The formation of disc galaxies in a cosmological context: structure and kinematics // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*—1995.—**276**, N 2.—P. 549—562.
25. *Tantalo R., Chiosi C., Bressan A., Fagotto F.* Spectro-photometric evolution of elliptical galaxies. II. Models with infall // *Astron. and Astrophys.*—1996.—**281**, N 1.—P. 361—383.
26. *Vallee J.* Galactic magnetism and the rotation curves of M31 and the Milky Way // *Astrophys. J.*—1994.—**437**, N 1.—P. 179—183.
27. *van der Kruit P.* Surface photometry of edge-on spiral galaxies. V. The distribution of luminosity in the disk of the galaxy derived from the Pioneer 10 background experiment // *Astron. and Astrophys.*—1986.—**157**, N 2.—P. 230—244.
28. *Warren M. S., Quinn P. J., Salmon J. K., Zurek W. H.* Dark halos formed via dissipationless collapse. I. Shapes and alignment of angular momentum // *Astrophys. J.*—1992.—**399**, N 2.—P. 405—425.
29. *Wilking B. A., Lada C. J.* The discovery of new embedded sources in the centrally condensed core of the Rho Ophiuchi dark cloud. The formation of a bound cluster // *Astrophys. J.*—1983.—**274**, N 1.—P. 698—716.

Надійшла до редакції 05.06.01