

УДК 524.5

О неравномерности темпа звездообразования

В. И. Корчагин, А. Д. Рябцев

Рассмотрен процесс звездообразования в системе, состоящей из облаков и молодых звезд. Учтены два механизма звездообразования: за счет столкновений облаков и за счет взаимодействия звезд с облаками. Последний механизм соответствует ускорению процесса звездообразования рождающимися звездами. Модель описывается системой нелинейных дифференциальных уравнений. В рамках модели естественно возникает неравномерность темпа звездообразования в случае, когда вклад взаимодействия звезд с облаками преобладает над вкладом межоблачных столкновений, причем вспышки звездообразования имеют затухающий во времени характер. Выводы качественно согласуются с результатами численного моделирования процесса звездообразования.

ON THE NON-UNIFORMITY OF THE STAR FORMATION RATE, by Korchagin V. I., Ryabtsev A. D. — The star formation process in the system consisting of stars and interstellar clouds is considered. Two mechanisms of star formation are taken into account: cloud collision and interaction of stars and clouds. The model is described by the system of non-linear differential equations. In the framework of the model the non-uniformity of the star formation rate occurs when interactions of stars and clouds predominate over cloud collisions. The conclusions obtained are in qualitative agreement with the results of numerical simulation of the star formation process.

Неравномерность процессов звездообразования в галактиках, вытекающая из анализа наблюдательных данных, неоднократно обсуждалась в литературе. При этом отмечается как длительные задержки звездообразования с периодом $\sim 10^9$ лет [6], так и более быстрые циклы спада и подъема с периодом $\sim 10^7$ лет [10] во внешних галактиках. Есть указания на аналогичные процессы и в нашей Галактике [5]. Попытки понять природу неравномерности процессов звездообразования приводят к необходимости учета взаимного влияния межзвездной среды и рождающихся звезд. Механизмами, инициирующими звездообразование, могут быть столкновения молекулярных облаков, а также сжатие молекулярных облаков ударными волнами, возникающими при вспышках сверхновых звезд. Анализ последней возможности проведен в недавней работе [7] в рамках двумерной гидродинамической модели. Авторы [7] показали, что вспышка сверхновой звезды может приводить, в зависимости от условий в облаке, или к испарению облака, или к началу звездообразования. Звездообразование начинается, если масса облака не слишком далека от джинсовского предела устойчивости и работают эффективные механизмы охлаждения. Таким образом, можно утверждать, что, по крайней мере, при определенных условиях рост числа звезд стимулирует дальнейшее звездообразование. При этом, наряду с механизмом, связанным со вспышками сверхновых звезд, существует другая возможность — звездообразование может вызывать звездный ветер, испускаемый находящимся в облаке красным гигантом [4].

Предположение, что уже имеющиеся звезды способствуют появлению новых, заложено в модели стохастического самораспространяющегося звездообразования. Такая модель может приводить в дифференциально вращающемся диске к появлению глобального спирального узора [11]. Более адекватная модель предложена Робертсом и Хаусманом [9]. В этой работе проведено численное моделирование взаимодействия звезд и газовых облаков, движущихся в галактике по баллистическим траекториям. Облака, сталкиваясь между собой и сближаясь со звезд

дами, с некоторой вероятностью рождают новые звезды. Численное моделирование показало возможность последовательных вспышек звездообразования в этой схеме. Такие вспышки возникают, если параметры таковы, что основной вклад дает взаимодействие облаков со звездами. Наоборот, если определяющими являются столкновения облаков, ничего похожего на периодическое поведение не наблюдается.

Основные черты временного поведения системы, состоящей из взаимодействующих облаков и звезд, могут быть поняты на основе формулируемой ниже простой модели, описывающей скорость звездообразования с помощью системы нелинейных дифференциальных уравнений, аналогичных широко обсуждаемым в последнее время моделям химических реакций и экологическим моделям [3]. Неравномерность темпа звездообразования проявляется при этом как весьма естественное свойство предлагаемых уравнений, причем в согласии с [9] осцилляторное поведение имеет место только при доминирующем вкладе звездно-облачного взаимодействия. Предлагаемый подход оказывается не только более простым, но и в некоторых отношениях более информативным, чем численное моделирование, из-за возможности качественного исследования. Так, можно показать, что квазипериодические вспышки звездообразования должны быть затухающими во времени, что, по-видимому, подтверждается наблюдениями [1]. Отметим, что для анализа взаимопревращений различных компонент межзвездной среды нелинейные уравнения использовались в работе [8].

Будем рассматривать двухкомпонентную систему, состоящую из звезд и газовых облаков, пространственное распределение которых в галактическом диске предполагается однородным. Масса облаков возрастает за счет аккреции A и за счет газа, эжектируемого звездами в процессе эволюции, и уменьшается за счет образования звезд. Если не учитывать распределение облаков по массам, то модельные уравнения эволюции системы можно записать в виде:

$$\dot{Y} = -rY + \sigma_1 Z^2 + \sigma_2 YZ; \quad \dot{Z} = A - \sigma_1 Z^2 - \sigma_2 YZ + \alpha rY. \quad (1)$$

Здесь Y и Z — массы соответственно молодых звезд и облаков в галактическом диске. Слагаемые в правых частях системы (1) имеют простой физический смысл. Член $-rY$ описывает «смерть» звезд в единицу времени, $\sigma_1 Z^2$ — скорость образования звезд при столкновении облаков, а член αrY описывает образование облаков из газа, эжектируемого звездами в процессе эволюции, причем α — доля массы, эжектируемой звездами. Член $\sigma_2 YZ$ может быть связан как со вспышками сверхновых, так и с отмеченной выше ролью красных гигантов. Во всяком случае мы принимаем, что увеличение числа звезд оказывает стимулирующее влияние на дальнейшее звездообразование. Аналогичная модель предложена в работе [12], в которой анализировалась линейная стадия эволюции возмущений в трехкомпонентной системе, включающей диффузный газ, облака и молодые звезды. Как показано в [12], возмущения в такой системе могут быть неустойчивы, что приводит к экспоненциальному росту звездной активности — вспышке звездообразования. В данной работе исследуется нелинейное поведение системы облака — звезды в модели (1).

Примем за единицу измерения времени 10^9 лет, а за единицу массы $10^9 M_\odot$. Величина r , равная обратному времени жизни звезды, изменяется в этих единицах в пределах $1 \div 10$. Параметр A можно считать порядка единицы, что соответствует темпу аккреции $\sim 1 M_\odot/\text{год}$. Для оценки величины σ_2 примем, что темп образования звезд за счет взаимодействия облаков со звездами — порядка современного темпа звездообразования в Галактике $\sim 3 M_\odot/\text{год}$. Полагая массу облаков равной $3 \cdot 10^9 M_\odot$ и массу молодых звезд $10^9 M_\odot$ получим, что величина σ_2 — порядка единицы. Для σ_1 рассмотрим две возможности: $\sigma_1 \ll \sigma_2$ и $\sigma_1 \sim \sigma_2$.

Последнее означает, что два процесса дают сравнимый вклад в скорость звездообразования при сравнимых массах молодых звезд и облаков.

Рассмотрим поведение системы (1). Положение равновесия, являясь особой точкой системы уравнений (1), определяется уравнениями:

$$Y_0 = A/r(1 - \alpha); \quad Z_0 = 2r/\sigma_2(1 + \sqrt{1 + \theta}), \quad (2)$$

где

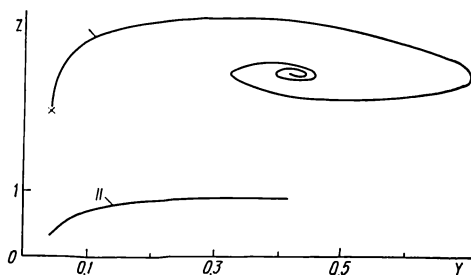
$$\theta = 4\sigma_1 r^2(1 - \alpha)/A\sigma_2^2.$$

Тип особой точки определяется корнями характеристического уравнения

$$\lambda^2 + \frac{\sigma_2 A}{r(1 - \alpha)} \left[1 + \theta/(1 + \sqrt{1 + \theta}) + \frac{r^2(1 - \alpha)}{\sigma_2 A} (1 - 2/(1 + \sqrt{1 + \theta})) \right] \lambda + A\sigma_2(1 + \theta/(1 + \sqrt{1 + \theta})). \quad (3)$$

Так как коэффициенты в уравнении (3) положительны, то вещественные части корней также положительны. Положение равновесия является устойчивым и является устойчивым узлом (если корни вещественные) или устойчивым фокусом (если корни комплексные). Можно

Рис. 1. Кривая I — фазовая траектория системы (1) для значений параметров $\sigma_1 = 0.005$, $r = 3$. Звездообразование за счет столкновения облаков подавлено, и новое положение равновесия является особой точкой типа фокуса. Приход к равновесию носит осцилляционный характер. Кривая II показывает приход к новому равновесному состоянию при $\sigma_1 = \sigma_2 = 1$. Остальные параметры те же, что и в варианте I. Осцилляции звездообразования отсутствуют



строго показать, что, по крайней мере, в отсутствии эжекции система (1) не может иметь предельного цикла [2]. Поэтому, независимо от начальных условий, система с аккрецией приходит к состоянию с неизменным числом звезд и облаков, определяемым по формулам (2). Естественно считать, что темп аккреции не является постоянным. Изменение темпа аккреции может быть связано с неоднородностью межгалактической среды или с взаимодействием галактик. Если темп аккреции резко увеличивается, то старое положение равновесия с небольшим числом звезд оказывается неравновесным, и система начинает движение к новому равновесному состоянию. Если параметры таковы, что корни (3) вещественные, то количество звезд и облаков меняется монотонно. В тех случаях, когда корни комплексные, возникает режим типа затухающих осцилляций, который физически проявляется в периодических вспышках звездообразования. При $\sigma_2 \rightarrow 0$, то есть при отсутствии влияния звезд на процесс звездообразования, точка равновесия является узлом. В другом предельном случае $\sigma_1 \rightarrow 0$, когда доминирующей является роль звезд, возможны оба режима, как можно видеть из формулы (3).

Система (1) решалась численно для двух наборов значений параметров, когда темп аккреции меняется скачком от 0.1 до 1. На рис. 1 показаны фазовые траектории системы, а на рис. 2 — зависимость массы звезд от времени для случая, когда коэффициент эжекции α полагался равным средней доле массы, возвращаемой всей звездной подсистемой в межзвездную среду в процессе эволюции $\alpha = 0.2$ [1]. Вариант I соответствует случаю $\sigma_1 \ll \sigma_2$, когда основной вклад в процесс звездообразования дает механизм взаимодействия облаков и звезд. Во II варианте $\sigma_1 = \sigma_2$, и оба механизма одинаково эффективны. Варианты типа

I представляют, на наш взгляд, наибольший интерес. В этом случае наблюдается вспышка звездообразования с амплитудой, примерно вдвое превышающей равновесное значение, причем при меньших значениях σ_1 всплеск звездообразования может быть еще больше. За всплеском следуют затухающие осцилляции с характерным временем $\sim 6 \cdot 10^9$ лет. Следует отметить, что такое же характерное время между вспышками звездообразования дают наблюдательные данные по нашей Галактике

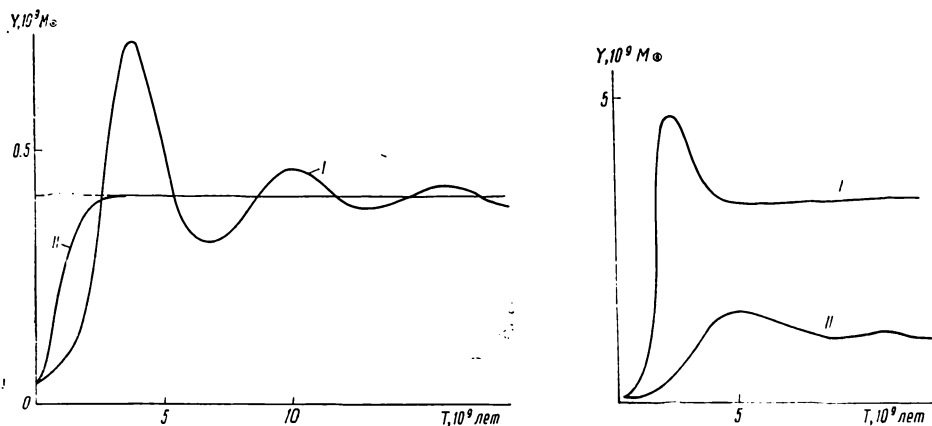


Рис. 2. Зависимость массы звездной подсистемы от времени для вариантов I, II на рис. 1

Рис. 3. Вспышка звездообразования в моделях с сильной эжекцией. Кривая I соответствует случаю $\alpha=0.5$, $A=5$. Кривая II — случаю $\alpha=0.7$, $A=1$. Дальнейшие вспышки звездообразования выражены слабо

[1]. Характерное время между вспышками звездообразования зависит от массы газа и молодых звезд. Если процесс звездообразования идет в галактике, в которой массы газа и молодых звезд составляют соответственно $3 \cdot 10^8$ и $10^8 M_{\odot}$, либо охватывает часть диска с такими массами, то, как показывает численный расчет, время между вспышками составляет $6 \cdot 10^8$ лет, что также находится в соответствии с наблюдательными данными, упомянутыми выше.

Массивные быстро эволюционирующие звезды, которые являются наиболее вероятными кандидатами в сверхновые звезды, могут терять в процессе эволюции значительно большую долю массы, чем это принималось в предыдущих вариантах. Результаты расчетов эволюции звездной подсистемы, когда коэффициент эжекции составляет 0.5 и 0.7, приведены на рис. 3. В начальный момент времени темп аккреции принимался равным 0.1. Приход системы в новое состояние равновесия с темпом аккреции $A=1$ (вариант I) и $A=5$ (вариант II) (рис. 3) носит характер вспышки. Последующие увеличения темпа звездообразования с характерным временем $6 \cdot 10^9$ лет выражены более слабо, чем в случае, когда коэффициент эжекции $\alpha=0.2$.

Таким образом, неравномерность темпа звездообразования в галактиках может быть понята на основании простой модели взаимодействия звезд и межзвездной среды.

Авторы благодарны С. А. Силичу за полезные замечания.

1. Марочник Л. С., Сучков А. А. Галактика.— М.: Наука, 1984.—392 с.
2. Петровский И. Г. Лекции по теории обыкновенных дифференциальных уравнений.— М.: Изд-во Моск. ун-та, 1984.—296 с.
3. Хакен Г. Синергетика.— М.: Мир, 1980.—404 с.
4. Cameron A. G. Star formation and extinct radioactivities // Icarus.—1948.—60, N 2.—P. 416—427.
5. Cohen J. G. Abundances in globular clusters red giants. III. M 71, M 67 and NGC 2420 // Astrophys. J.—1980.—241, N 3.—P. 981—1000.
6. Kormendy J. Brightness distributions in compact and normal galaxies. III. Decompo-

- sition in observed profiles into spheroid and disk components // *Ibid.*—1977.—217, N 2.— P. 407—419.
7. *Krebs J., Hillebrandt W.* The interaction of supernova shock fronts and nearly interstellar clouds // *Astron. and Astrophys.*—1983.—128, N 2.— P. 411—419.
 8. *Nozakura T., Ikeuchi S.* Formation of dissipative structures in galaxies // *Astrophys. J.*—1984.—279, N 1.— P. 40—52.
 9. *Roberts W., Hausman M.* Spiral structure and star formation. I. Formation mechanisms and mean free paths // *Ibid.*—1984.—277, N 3.— P. 744—767.
 10. *Searle L., Sargent W., Bagnulo W.* The history of star formation and colours of late-type galaxies // *Astrophys. J.*—1973.—179, N 2.— P. 427—438.
 11. *Seiden P. E., Gerola H.* Properties of spiral galaxies from a stochastic star formation model // *Ibid.*—1979.—233, N 1.— P. 56—66.
 12. *Shore S. N.* The effects of induced star formation on the evolution of the galaxy. 1. One-zone models // *Ibid.*— 1981.— 249, N 1.— P. 93—98.

НИИ физики Ростов. н/Д ун-та,
Ростов н/Д

Поступила в редакцию 19.07.85,
после доработки 30.09.85

РЕФЕРАТ ПРЕПРИНТА

УДК 524.37

ПРОСТРАНСТВЕННАЯ СТРУКТУРА ПЛАНЕТАРНЫХ ТУМАННОСТЕЙ С ДВОЙНЫМИ ЯДРАМИ / Пилюгин Л. С.

(Препринт / АН УССР. Ин-т теорет. физики; ИТФ-86 — 7Р)

Рассмотрено формирование пространственной структуры планетарных туманностей в разделенных двойных системах. Показано, что угловое распределение плотности в сбрасываемой главной звездой оболочке определяется захватом части газа спутником и вращением сбрасывающей оболочку главной звезды. Если главную роль в формировании пространственной структуры оболочки играет захват части газа спутником, то формирующаяся основная структура — область повышенной плотности — подобна песочным часам. Если главную роль играет вращение сбрасывающей оболочку главной звезды, то формируется основная структура тороидального типа.

Периферическая структура — менее плотная оболочка, окутывающая основную структуру — имеет форму сплюснутого сфероида, причем степень сплюснутости определяется значением параметров системы непосредственно перед сбросом оболочки главной звездой. Так как планетарная туманность может быть ионизована не полностью, то форма излучающей (наблюдаемой) периферической структуры может не совпадать с формой полной периферической структуры.

Для ряда моделей рассчитаны изофоты. Форма наблюдаемого изображения и распределение яркости определяются параметрами модели и ориентацией модели в пространстве, то есть углом наклона полярной оси системы к картинной плоскости.