

УДК: 524.522+524.423

О ПРИРОДЕ РАСШИРЯЮЩИХСЯ ОБОЛОЧЕК H I И СПЕКТРЕ ЗВЕЗДНЫХ МАСС ОБ-АССОЦИАЦИЙ

С. А. СИЛИЧ

Поступила 17 января 1985

Принята к печати 8 мая 1985

Рассматривается эволюция гигантских расширяющихся оболочек нейтрального водорода, генерируемых вспыхивающими в ОБ-ассоциациях сверхновыми. Показано, что узость интервала, в котором заключены наблюдаемые скорости расширения оболочек, получает в данной модели естественное объяснение. Условие постоянства скоростей автоматически приводит к хорошо согласующимся с наблюдениями значениям скорости расширения оболочек и показателя звездного спектра масс.

Исследование распределения H I в галактическом диске в узких интервалах скоростей выявило [1] существование множества дугообразных структур с типичными размерами от 0.1 кпс до 1 кпс и характерными массами от $10^5 M_{\odot}$ до $10^7 M_{\odot}$. В ряде случаев угловые размеры наблюдаемых дуг изменяются с изменением лучевых скоростей так, как изменялись бы угловые размеры расширяющихся оболочек. Эти структуры располагаются в спиральных рукавах Галактики [2], но лишь для части оболочек установлена корреляция с располагающимися в рукавах ОБ-ассоциациями. Исследование подобных объектов в других галактиках указывает, однако, на корреляцию оболочек H I с областями недавнего звездообразования [3, 4]. В [5] исследовалось отношение интенсивностей линий S II и H α от каверн неизвестной природы в БМО. Было показано, что для наблюдаемых полостей это отношение больше, чем для классических областей H II и они заполняют брешь между тепловыми и нетепловыми источниками. Наблюдаемые скорости расширения обнаруженных Хейлесом [1] оболочек заключены в узком интервале $10 \text{ км/с} \lesssim U \lesssim 24 \text{ км/с}$, в то время как их линейные размеры изменяются от приблизительно 0.1 кпс до 2 кпс. Если расширяющиеся гигантские оболочки имеют единую физическую природу, то изменение размеров оболочек связано с их эволюцией во времени. В этом случае данные наблюдений свидетельствуют о том, что скорости расширения оболочек (по крайней мере на поздних стадиях эволюции) остаются приблизительно постоянными.

Предложены следующие механизмы генерации сверхоболочек: совместное воздействие на межзвездную среду звездного ветра и вспышек сверхновых в ОВ-ассоциациях [6, 7], развитие вокруг ОВ-ассоциаций гигантских зон Н II [8], распространение каскада вспышек сверхновых [9], взрывы очень массивных звезд [10], воздействие на межзвездную среду лучевого давления звезд поля [11], столкновение с галактическим диском высокоскоростных облаков [12]. Наконец, в ряде работ вообще ставится под сомнение существование по крайней мере части гигантских полостей и оболочек как реальных объектов. Предполагается, что наблюдаемая в рентгеновском и радиодиапазонах картина формируется в результате наложения на луче зрения ряда дискретных источников [13] или отражает слоистое распределение газа в спиральных рукавах [2].

Большинство предложенных механизмов приводит к образованию объектов со сходными наблюдательными проявлениями. Поэтому для понимания природы расширяющихся сверхоболочек необходим детальный анализ всех возможных наблюдательных эффектов [8, 14] и поиск косвенных аргументов в пользу той или иной возможности.

В настоящей работе рассматривается эволюция ОВ-ассоциации, погруженной в диффузное сверхоблако нейтрального водорода [15], сопровождающаяся вспышками массивных звезд как сверхновых и образованием расширяющейся оболочки Н I. Показано, что в этом случае скорости расширения оболочек могут быть постоянными. Для этого требуется, чтобы темп поступления энергии $\epsilon_0(t)$ в полость, охваченную оболочкой, имел определенную зависимость от времени: $\epsilon_0(t) \sim t^2$. Если основная доля энергии, поступающей в полость, связана со вспышками сверхновых в эволюционирующей ОВ-ассоциации, то указанная зависимость ϵ_0 от времени определяет показатель спектра масс звезд δ в исходной ОВ-ассоциации и, в конечном счете, скорость расширения оболочки. Вычисленные таким образом значения δ и U хорошо согласуются с независимыми данными о распределении звезд по массам и наблюдаемыми скоростями расширения сверхоболочек.

Примем в дальнейшем приближение 1,5-мерной газодинамики [16, 17]. Ударную волну, образующуюся в результате совместного воздействия на межзвездную среду вспыхивающих в ОВ-ассоциации сверхновых, будем считать сильной. Будем полагать также, что вся нагретая масса сосредоточена в тонком слое радиуса R , а давление всюду внутри полости одинаково. В этом приближении движение оболочки описывается системой уравнений [17]*:

* Влияние неоднородности распределения газа, гравитационного воздействия звезд поля и радиационных потерь энергии будет рассмотрено в следующей работе.

$$M = \frac{4}{3} \pi \rho R^3, \quad (1)$$

$$U = \frac{2}{\gamma + 1} \dot{R}, \quad (2)$$

$$\frac{d}{dt} (MU) = 4\pi R^2 P, \quad (3)$$

$$E = \frac{4\pi}{3(\gamma - 1)} R^3 P + \frac{1}{2} MU^2, \quad (4)$$

$$E = \int_0^t \epsilon_0(t) dt, \quad (5)$$

где точка обозначает дифференцирование по времени, U , M — скорость и масса оболочки, γ — показатель адиабаты газа, $\epsilon_0(t)$ — темп поступления энергии в полость в результате вспышек сверхновых. Исключая из (1)–(4) M и U и подставляя P из (4) в (3), приходим к уравнению:

$$\ddot{R} + \frac{6\gamma}{\gamma + 1} R^{-1} \dot{R}^2 = \frac{9(\gamma^2 - 1)}{8\pi\rho R^4} E(t). \quad (6)$$

Расширение оболочки до момента вспышки первой сверхновой обусловлено совокупным воздействием на межзвездную среду звездных ветров массивных членов ассоциации. Согласно [6] фаза звездного ветра оканчивается при $t = t_0 \approx 3 \cdot 10^6$ лет, когда для типичной ассоциации, погруженной в диффузное облако с концентрацией частиц $n \approx 10 \text{ см}^{-3}$ и числом массивных звезд $N \approx 100$, радиус оболочки достигает $R_0 \approx 50$ пс. Мы будем рассматривать более позднюю стадию ($t > t_0$; $R > R_0$), когда преобладающим источником подкачки энергии в полость, ограниченную оболочкой, становятся вспышки массивных звезд как сверхновых и вкладом в (5) звездного ветра можно пренебречь. На этой стадии, как следует из (6), для постоянства скорости расширения оболочки зависимость полной энергии, выделившейся внутри полости, от времени должна иметь вид:

$$E(t) = \frac{16 \pi \gamma \rho R^5}{3(\gamma + 1)(\gamma^2 - 1)} t^3. \quad (7)$$

Соответственно темп поступления энергии в полость, охваченную оболочкой, должен быть равен:

$$\epsilon_0(t) = \frac{dE}{dt} = \frac{16 \pi \gamma \rho R^5}{(\gamma + 1)(\gamma^2 - 1)} t^2. \quad (8)$$

Время жизни звезды на главной последовательности определяется ее массой [18]:

$$t = Am^{-\alpha}, \quad (9)$$

где $A = 5.3 \cdot 10^7$ лет, $\alpha \simeq 0.6$, m выражается в массах Солнца. Поэтому темп поступления энергии в полость в результате вспышек проэволюционировавших массивных членов ОВ-ассоциации определяется начальным спектром масс $n(m)$:

$$n(m) = \frac{dN}{dm} = Cm^{\delta}, \quad (10)$$

где N — общее число массивных звезд в ассоциации, δ — показатель спектра масс звезд. Предполагая, что при вспышке каждой сверхновой в среднем выделяется энергия E_0 и используя (9) и (10), найдем $\epsilon_0(t)$:

$$\epsilon_0(t) = -E_0 \frac{dN}{dt} = CE_0 \alpha^{-1} A^{\frac{\delta+1}{\alpha}} t^{-\frac{\delta+\alpha+1}{\alpha}}. \quad (11)$$

Из (11) следует, что темп выделения энергии в ОВ-ассоциации в результате вспышек массивных звезд пропорционален t^2 ($\epsilon_0(t) \sim t^2$), а скорость расширения образующейся вокруг ассоциации оболочки постоянна, когда показатель спектра масс δ равен:

$$\delta = -1 - 3\alpha \simeq -2.8. \quad (12)$$

Это значение δ хорошо согласуется с величиной, полученной по прямым наблюдениям рассеянных скоплений и звезд фона ($\delta = -2.5 \pm 0.4$ [19]).

Интегрируя (10) по m в пределах от m_1 до m_2 , где m_1 — минимальная масса звезды, взрывающейся как сверхновая, а m_2 — максимальная масса звезд ассоциации и учитывая, что $m_2 \gg m_1$, найдем константу C :

$$C \simeq -\frac{(\delta+1)N}{m_1^{\delta+1}}. \quad (13)$$

Подставляя найденные значения δ и C в (11) и приравнивая правые части (11) и (8), получим выражение для скорости расширения оболочки U :

$$U = U_0 = \frac{2}{\gamma+1} \left| \frac{3(\gamma+1)(\gamma^2-1)}{16\pi\gamma} \frac{NE_0 m_1^{1.8}}{\rho A^3} \right|^{1/5}. \quad (14)$$

Подставляя в (14) типичные для ОВ-ассоциаций значения

$$N \approx 100, \quad \gamma = 5/3, \quad E_0 = 10^{51} \text{ эрг}, \quad m_1 \approx 9 \text{ [20]}$$

и характерное для диффузных облаков значение плотности газа $\rho \approx 10^{-23}$ г/см³, получаем хорошо согласующуюся с наблюдениями величину скорости расширения оболочек $U_0 \approx 14$ км/с. Из (14) следует также, что значение U_0 слабо зависит от параметров ассоциации и параметров окружающего ассоциацию газа. Так, для тех же значений N, E_0, m_1 и $\rho \approx 10^{-24}$ г/см³ получаем $U_0 \approx 22$ км/с. Этим, по-видимому, объясняется узость интервала, в котором заключены наблюдаемые скорости расширения оболочек ($U_0 = 10 \div 24$ км/с). Скорость расширения оболочки будет оставаться постоянной до тех пор, пока все массивные члены ассоциации не взорвутся как сверхновые, что произойдет через $t_c = Am_1^{-\alpha} \approx 1.5 \cdot 10^7$ лет, когда размеры оболочки достигнут $R_c = 1/2 (\gamma + 1) U_0 t_c \approx 300$ пс \div 500 пс. При $t > t_c$ полная энергия $E = NE_0 \approx \text{const}$. Решение (6) находится стандартным способом [21] и зависимость U от R имеет вид:

$$U = U_0 \left(\frac{\gamma + 1}{3\gamma - 1} \right)^{1/2} \left[\frac{4\gamma}{\gamma + 1} \left(\frac{R}{R_c} \right)^{\frac{3(3\gamma - 1)}{\gamma + 1}} - 1 \right]^{1/2}. \quad (15)$$

Оболочка будет расширяться до тех пор, пока ее скорость не сравняется со скоростью хаотического движения молекулярно-пылевых облаков $U_c = 5 \div 10$ км/с [6, 22]. При этом радиус оболочки, как следует из (15), может увеличиться в 2—3 раза и достичь $0.6 \div 1.5$ кпс.

Таким образом, при исследовании динамики образующихся вокруг ОВ-ассоциаций оболочек необходимо учитывать, что процесс выделения энергии внутри полости в результате вспышек сверхновых растянут во времени. В такой модели единственное (следующее из наблюдений [1]) требование постоянства скорости расширения оболочки приводит к хорошо согласующимся с наблюдениями значениям величин скоростей расширения оболочек и показателя спектра масс звезд. Естественное объяснение в этой модели получает также узость интервала наблюдаемых скоростей расширения гигантских оболочек НІ. Самосогласованность полученных результатов и хорошее согласие с данными независимых наблюдений свидетельствуют в пользу гипотезы о происхождении гигантских расширяющихся оболочек НІ в результате коллективного воздействия на межзвездную среду вспыхивающих в эволюционирующих ОВ-ассоциациях сверхновых.

Автор выражает благодарность И. Г. Колеснику и П. И. Фомину за полезное обсуждение работы.

Главная астрономическая
обсерватория АН УССР

ON THE NATURE OF EXPANDING HI SUPERSHELLS AND THE SPECTRUM OF STELLAR MASSES OF OB-ASSOCIATIONS

S. A. SILICH

The evolution of expanding supershells produced by supernovae explosions in OB-associations is considered. It has been shown that the narrow range of the observed velocities is naturally explained in the model. The supershells expanding velocities and star mass spectrum index obtained from the condition of velocity constancy agree well with observational data.

ЛИТЕРАТУРА

1. C. Helles, *Ap. J.*, 229, 533, 1979.
2. И. В. Госачинский, *Письма АЖ*, 8, 214, 1982.
3. J. Meaburn, *Highlights of Astronomy*, 6, 655, 1933.
4. E. Brinks, E. Bajaja, *Surv. South. Galaxy Proc. Workshop. Leiden Observ., Dordrecht*, 247, 1983.
5. Y. M. Georgelin, Y. P. Georgelin, A. Laval, G. Monnet, M. Rosado, *Astron. Astrophys. Suppl. ser.*, 54, 459, 1983.
6. F. G. Bruhweiler, T. K. Gull, M. Kafatos, S. Sofra, *Ap. J.*, 238, 127, 1980.
7. K. Tomisaka, A. Habe, S. Iksacht, *Astrophys. Space Sci.*, 78, 273, 1981.
8. G. Tenorio-Tagle, *Publ. Astron. Inst. Czechosl. Acad. Sci.*, 56, 168, 1983.
9. W. Cash, P. Charles, S. Bowyer, F. Walter, G. Galmire, G. Riegler, *Ap. J.*, 238, L71, 1980.
10. С. И. Блинныеков, В. С. Ищенко, В. П. Угробин, *Письма АЖ*, 8, 671, 1982.
11. B. G. Elmegreen, W.-H. Chtahg, *Ap. J.*, 253, 666, 1982.
12. G. Tenorio-Tagle, *Astron. Astrophys.*, 88, 61, 1981.
13. Н. Г. Бочкарев, Т. Г. Ситник, *Астрон. цирк.*, № 1261, 1, 1983.
14. С. А. Силич, П. И. Фомин, *Препринт ИТФ АН УССР*, № 84-65Р, 1984.
15. B. G. Elmegreen, D. M. Elmegreen, *M. N. RAS*, 203, 31, 1983.
16. А. С. Компанеев, *ДАН СССР*, 130, 1001, 1960.
17. Г. С. Бисноватый-Козан, С. И. Блинныеков, *Астрон. ж.*, 59, 876, 1982.
18. G. F. Bisiacchi, C. Firmani, A. F. Sarmiento, *Astron. Astrophys.*, 119, 167, 1983.
19. Дж. М. Скало, в кн. «Протозвезды и планеты», *Мир*, М., ч. 1, 1982, стр. 295.
20. И. С. Шкловский, *Письма АЖ*, 10, 723, 1984.
21. В. В. Степанов, *Курс дифференциальных уравнений*, Физматгиз, М., 1958.
22. Л. Спитцер, *Физические процессы в межзвездной среде*, *Мир*, М., 1981.