высоту положения слоя инверсии L_z (0.04 м), а для тропического циклона — высоту нижней границы кучевой облачности (~ 1 км). В результате получаем, что число Струхаля равно $6 \cdot 10^{-2}$ для реального урагана и $6.4 \cdot 10^{-2}$ для модели влажного ИКВ (режим при $\mathrm{Fr}^* = 0.050$).

Выявленный на физической модели механизм тепло- и влагоотвода во влажных конвективных вихревых системах, на наш взгляд, должен быть правомерен и применительно к реальным ИКВ типа ураганов и тайфунов. Этот вывод подтверждается как подобием полей температуры и влажности для интенсивного атмосферного вихря и его лабораторной физической модели, так и совпадением чисел Струхаля.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 99-05-64048).

Литература

1. *Анисимова Е.П., Милехин Л.И., Сперанская А.А.* // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2001. №1. С. 40.
2. *Анисимова Е.П., Милехин Л.И., Сперанская А.А.* // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2001. №2. С. 53.
3. *Анисимова Е.П., Матхеев С.С., Сперанская А.А.* // Изв. АН СССР, ФАО. 1987. **23**, №9.
4. *Анисимова Е.П., Милехин Л.И., Сперанская А.А., Шандин В.С.* Тропическая метеорология. Л.: Гидрометеоиздат, 1987. С. 97.
5. *Анисимова Е.П., Николаев А.М., Сперанская А.А.* // Тр. 2-й Всероссийск. конф. «Физические проблемы экологии». М., 1999. Т. 5. С. 45.
6. *Хунджуа Г.Г., Андрев Е.Г.* // ДАН СССР. 1980. **255**, №4. С. 829.
7. *Милехин Л.И.* Дис. ... канд. физ.-мат. наук. М. (МГУ), 1985.
8. *Shimada K.* // Geophys. Mag. 1976. **37**, No. 4. P. 335.
9. *Хаин А.П., Сутырин Г.Г.* Тропические циклоны и их взаимодействие с океаном. Л.: Гидрометеоиздат, 1983.

Поступила в редакцию
25.04.01

АСТРОНОМИЯ

УДК 524.3

ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ЭНЕРГИИ СВЕРХНОВЫХ В МЕХАНИЧЕСКУЮ ЭНЕРГИЮ ЗВЕЗДНОГО СКОПЛЕНИЯ

В. Г. Сурдин, Л. А. Феоктистов

(*ГАИШ*)

E-mail: surdin@sai.msu.ru

Предложен гравитационный механизм преобразования энергии расширяющейся оболочки сверхновой звезды в энергию звездного скопления. Предполагается, что до полной остановки расширения оболочка не выходит за пределы скопления, а после остановки ее вещество смешивается с межзвездной средой скопления. Таким образом, газ не покидает пределов скопления, но пульсирующие в нем «пузыри» конвертируют часть энергии сверхновых в механическую энергию звезд. Показано, что в плотном скоплении, богатом газом (например, в ядре галактики), при частых вспышках сверхновых этот механизм обеспечивает значительный приток механической энергии и может заметно влиять на эволюцию скопления в целом.

Введение

Вспышки сверхновых звезд в звездных скоплениях, богатых газом, интересны прежде всего сложными эффектами взаимодействия сброшенных оболочек сверхновых с окружающим их «покоящимся» газом. Традиционное рассмотрение динамического аспекта этого взаимодействия заключается в том, что кинетической энергии, запасенной в оболочке сверхновой ($\sim 10^{51}$ эрг), зачастую достаточно для того, чтобы преодолеть гравитационное поле скопления. При этом на своем пути наружу оболочка «сгребает» газ скопления и «выметает» его прочь. В ослабленном гравитационном поле скопление расширяется, теряет наиболее быстрые звезды и при определенных условиях может полностью распасться [1–4].

Однако существует до сих пор не исследованная возможность преобразования энергии оболочки сверхновой в механическую энергию скопления при полном сохранении в нем газа.

Рассмотрим простейшую небесномеханическую задачу о движении пробной частицы в гравитационном поле массивного тела. Если это тело внезапно исчезнет в момент, когда частица находится от него на расстоянии r_1, то частица продолжит свое движение по инерции с орбитальной скоростью v. Если в некоторый последующий момент тело вновь появится на своем месте, то частица, двигаясь с той же скоростью, окажется от него на расстоянии r_2. При $r_2 > r_1$ система приобретет энергию; при $r_2 < r_1$ она ее потеряет.

Если вначале частица двигалась по эллиптической орбите, а промежуток времени между исчезновением и появлением центрального тела превысил $2a/v_a$, где a — большая полуось орбиты, v_a — скорость частицы в апоцентре, то приток энергии в систему будет заведомо положительным. Этот приток обеспечивается механизмом, посредством которого происходит перемещение массивного тела.

Описанная ситуация служит грубым аналогом задачи о расширении и последующем сжатии оболочки сверхновой в гравитационном поле звездного скопления. Ситуация демонстрирует принципиальную возможность преобразования энергии массивной пульсирующей оболочки в механическую энергию звездного скопления. Впервые этот механизм был предложен в работе [3] при исследовании формирования звездных скоплений. Для рассмотренной там конкретной задачи оценки показали относительно невысокую эффективность такого преобразования энергии, поэтому результаты не были тогда опубликованы. Однако сейчас, четверть века спустя, новые наблюдательные данные о плотности газа и частоте вспышек сверхновых в ядрах галактик показывают, что при исследовании динамической эволюции галактических ядер этот механизм необходимо учитывать.

1. Гравитационное взаимодействие оболочки и звезд

Вначале рассмотрим систему без диссипации механической энергии. Определим коэффициент преобразования энергии оболочки сверхновой в энергию скопления (η) как отношение энергии, переданной звездам, к исходной энергии оболочки (E). В силу консервативности системы имеем:

$$\eta = \frac{A_+ - A_-}{E},$$

где A_+ — работа, совершенная оболочкой против силы гравитации до момента ее максимального расширения, A_- — работа гравитационного поля, затраченная на сжатие оболочки.

Для оценки η используем простую модель: скопление представим однородным шаром радиуса R с постоянным отношением полной массы звезд (M_s) к полной массе газа M_g; при этом полная масса скопления (M) также постоянна: $M = M_s + M_g$. В исходном состоянии газовая и звездная компоненты имеют однородные плотности: $\rho_s = 3M_s/(4\pi R^3)$ и $\rho_g = 3M_g/(4\pi R^3)$. Кинетическая энергия на единицу массы звезд и газа одинакова и равна $V^2/2$, где V — среднеквадратичная скорость звезд в скоплении. В силу теоремы о вириале внутренняя кинетическая энергия скопления равна по модулю половине его гравитационной энергии: $MV^2/2 = 3GM^2/(10R)$, откуда получаем $V = \sqrt{0.6GM/R}$.

Пусть в центре скопления происходит вспышка сверхновой, т. е. сферически-симметричный выброс оболочки с энергией E и начальной массой, незначительной по сравнению с массой окружающего газа, нагребенного ею в ходе расширения. Пусть оболочка расширяется до максимального радиуса $R_m < R$. Очевидно, что это предположение накладывает определенное требование на параметры скопления и энергию оболочки: $E < GMM_g/R$; будем считать, что оно выполнено. Работа, совершаемая расширяющейся оболочкой против силы тяготения, складывается из двух компонент: энергии, затраченной оболочкой на преодоление гравитационного поля звезд,

$$A_1 = \int\limits_0^{R_m} G\frac{M_{\text{sh}}(r)M_s(r)}{r^2}dr = \frac{16\pi^2}{45}G\rho_s\rho_g R_m^5$$

и изменения гравитационной энергии оболочки в собственном поле

$$A_2 = \int\limits_0^{R_m}\int\limits_r^{R_m} G\frac{M_{\text{sh}}(r)}{r_1}dM_{\text{sh}}(r)dr_1 = \int\limits_0^{R_m} G\frac{M_{\text{sh}}^2(r)}{2r^2}dr = \frac{16\pi^2}{90}G\rho_g^2 R_m^5,$$

где M_{sh} и M_s — текущие массы оболочки: $M_{\text{sh}}(r) = 4\pi r^3\rho_g/3$ и звездного скопления: $M_s(r) = 4\pi r^3\rho_s/3$. Тогда полная работа оболочки к моменту максимального расширения составит

$$A_+ = A_1 + A_2 = \frac{16}{90}G\pi^2\rho_g R_m^5\,(2\rho_s + \rho_g)\,.$$

Считая, что других потерь энергии у оболочки нет, определим значение R_m из условия равенства начальной энергии оболочки и совершенной ею работы:

$$R_m = \left(\frac{90E}{16G\pi^2\rho_g\,(2\rho_s + \rho_g)}\right)^{1/5}. \qquad (1)$$

До сих пор мы предполагали, что расширение оболочки происходит быстро и распределение звезд за это время не меняется. Но с уходом газа из сферы радиуса R_m гравитационная потенциальная энергия находящихся в ней звезд повышается и их вириальное равновесие нарушается: вслед за газом подсистема звезд, заполняющих оболочку, также стремится расшириться. Поэтому плотность звезд в полости оболочки за динамическое время ($t_{\text{dyn}} = R_m/V$) падает до некоторого значения ρ'_{s0}. С этого момента, для которого примем $t = 0$, начинается обратное падение оболочки в полость, происходящее в нестационарном гравитационном поле. Изменение плотности звезд в полости определяется их потоком через поверхность сферы радиуса R_m:

$$\frac{d}{dt}M_s(R_m) = \frac{dM_+}{dt} - \frac{dM_-}{dt}, \qquad (2)$$

где

$$dM_+ = \rho_s \frac{V}{2\sqrt{3}} S dt, \quad dM_- = \nu(\rho_s') dM_+,$$

S — площадь полости, ρ_s' — плотность массы звезд внутри полости. Плотность массы звезд вне полости предполагается постоянной и равной плотности звездной составляющей «невозмущенного» скопления. Выбор коэффициента $\nu(\rho_s')$ определяется условиями нормировки потока звезд наружу. Мы примем $\nu(\rho_s') = \rho_s'/\rho_s$ и получим из (2) уравнение для изменения плотности звезд в полости:

$$\frac{d\rho_s'}{dt} = \frac{V\sqrt{3}}{2R_m}(\rho_s - \rho_s').$$

Решением этого уравнения будет

$$\rho_s' = \rho_s + (\rho_{s0}' - \rho_s)\exp\{-t/t_{\text{ef}}\},$$

где $t_{\text{ef}} = 2R_m/(\sqrt{3}V)$. В дальнейшем мы будем полагать $t_{\text{ef}} = t_{\text{dyn}}$.

Плотность звезд внутри полости в начале этапа сжатия (ρ_{s0}') можно определить, считая динамическое поведение подскопления, ограниченного размерами полости, не зависящим на интервалах времени порядка t_{dyn} от динамики остального скопления. Тогда нетрудно найти радиус расширившегося подскопления [3, 5]:

$$R' = R_m \frac{M_s(R_m)}{M_s(R_m) - M_g(R_m)} = R_m \frac{\rho_s}{\rho_s - \rho_g},$$

где $M_g(R_m)$ — масса газа, заполнявшего полость до расширения оболочки. Следовательно, значение ρ_{s0}' в случае $\rho_g \leqslant \rho_s$ составит

$$\rho_{s0}' = \rho_s \left(1 - \frac{\rho_g}{\rho_s}\right)^3, \qquad (3)$$

а в случае $\rho_g > \rho_s$, очевидно, получим $\rho_{s0}' = 0$.

В настоящей работе мы впервые рассматриваем эффект пульсации межзвездной среды в пределах звездного скопления с целью получить простую аналитическую оценку эффективности преобразования энергии газового компонента в энергию движения звезд. Поэтому вполне оправданно свести задачу о свободном падении газа в области с переменной плотностью массы к задаче о падении газа в области с постоянной плотностью, равной среднему ее значению в пределах оболочки за время ее свободного падения t_{ff}; обозначим ее как $\langle\rho_s'\rangle_{\text{ff}}$:

$$\langle\rho_s'\rangle_{\text{ff}} = \frac{1}{t_{\text{ff}}}\int_0^{t_{\text{ff}}} \rho_s'(t)dt =$$

$$= \rho_s + (\rho_{s0}' - \rho_s)\frac{t_{\text{dyn}}}{t_{\text{ff}}}\left[1 - \exp\{-t_{\text{ff}}/t_{\text{dyn}}\}\right].$$

Поскольку время свободного падения в полости близко к динамическому времени, примем $t_{\text{dyn}} = t_{\text{ff}}$. Тогда средняя плотность в полости составит

$$\langle\rho_s'\rangle_{\text{ff}} = \rho_s + (\rho_{s0}' - \rho_s)\left[1 - \frac{1}{e}\right]. \qquad (4)$$

Для того чтобы оценить коэффициент преобразования кинетической энергии оболочки в энергию скопления, примем, что процессы расширения и сжатия оболочки симметричны:

$$\begin{cases} A_+ = \dfrac{16}{90}G\pi^2\rho_s\rho_g R_m^5\left(2 + \dfrac{\rho_g}{\rho_s}\right), \\ A_- = \dfrac{16}{90}G\pi^2\langle\rho_s'\rangle_{\text{ff}}\rho_g R_m^5\left(2 + \dfrac{\rho_g}{\langle\rho_s'\rangle_{\text{ff}}}\right). \end{cases}$$

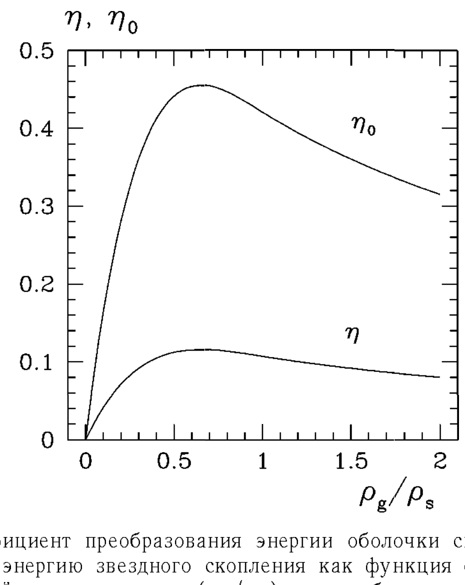
Тогда, полагая, что вся начальная кинетическая энергия оболочки идет на преодоление гравитации, получим коэффициент преобразования энергии:

$$\eta = \frac{A_+ - A_-}{E} = 1 - \frac{A_-}{A_+} = 1 - \frac{2\langle\rho_s'\rangle_{\text{ff}} + \rho_g}{2\rho_s + \rho_g}. \qquad (5)$$

Подставляя в уравнение (5) выражение (4) для средней плотности в образовавшейся полости, с учетом (3) получаем при $\rho_g \leqslant \rho_s$:

$$\eta_0 = 0.63\,\frac{3k - 3k^2 + k^3}{1 + 0.5k}, \qquad (6)$$

где $k \equiv \rho_g/\rho_s$. При $\rho_g > \rho_s$, очевидно, получим $\eta_0 = 0.63/(1 + 0.5k)$ (рисунок). Индекс 0 у коэффициента преобразования энергии указывает, что формула (6) получена в предположении полного преобразования кинетической энергии оболочки в ее потенциальную энергию в гравитационном поле звезд и газа. Очевидно, это дает завышенную оценку эффективности процесса, поскольку часть энергии оболочки, безусловно, термализуется и высвечивается. Оценим вклад этого процесса.



Коэффициент преобразования энергии оболочки сверхновой в энергию звездного скопления как функция относительной плотности газа (ρ_g/ρ_s): η_0 — без учета радиационных потерь энергии; $\eta = \varepsilon\eta_0$ — с учетом потери энергии оболочки на излучение. Предполагается, что газ не покидает скопление

2. Учет излучения оболочки

Расширение оболочки сверхновой в однородной газовой среде без учета гравитации неоднократно рассматривалось аналитически и численно (см. [6]). Ее эволюцию можно свести к трем последовательным стадиям.

1. Разлет оболочки происходит свободно; ее начальная масса превышает массу сгребенного межзвездного газа; вся энергия оболочки заключена в ее начальной кинетической энергии E_{kin}, которая сохраняется.

2. Когда масса сгребенного газа в несколько раз превысит начальную массу оболочки, ее кинетическая энергия начинает активно переходить в тепловую энергию сгребаемого газа. Расширение продолжает оставаться адиабатическим.

3. При достижении температуры $\sim 5 \cdot 10^5$ К газ начинает интенсивно высвечивать тепловую энергию. Образуется холодный фронт оболочки, за которым разреженный горячий газ продолжает расширяться адиабатически. В результате радиационных потерь после охлаждения оболочки кинетическая энергия остатка сверхновой составляет $\varepsilon = 0.2$–0.3 от ее начальной энергии.

В момент интенсивного охлаждения оболочки ее радиус составляет

$$R_{\text{cool}} = 20 \text{ пк} \left(\frac{E}{10^{51} \text{ эрг}}\right)^{0.3} \left(\frac{n_g}{1 \text{ см}^{-3}}\right)^{-0.4}, \tag{7}$$

где n_g — концентрация межзвездного газа. Очевидно, при $R_m < R_{\text{cool}}$ диссипативными процессами можно пренебречь и использовать для коэффициента преобразования энергии формулу (6). В противном случае значение этого коэффициента можно оценить как $\eta \approx \varepsilon\eta_0 \approx 0.25\eta_0$. Условием перехода от первого значения ко второму служит равенство $R_m = R_{\text{cool}}$. Определим, когда оно выполняется. Нормируем формулу (1):

$$R_m = 400 \text{ пк} \left(\frac{E}{10^{51} \text{ эрг}}\right)^{0.2} \left(\frac{n_g}{1 \text{ см}^{-3}}\right)^{-0.4} \times \left(1 + \frac{2}{k}\right)^{-0.2} \tag{8}$$

и получим из (7) и (8) отношение

$$\frac{R_m}{R_{\text{cool}}} = 20 \left(\frac{E}{10^{51} \text{ эрг}}\right)^{-0.1} \left(1 + \frac{2}{k}\right)^{-0.2}. \tag{9}$$

Как видим, условие $R_m = R_{\text{cool}}$ выполняется при $k \sim 10^{-6}$ и соответственно при коэффициенте преобразования энергии $\eta_0 \sim 10^{-6}$, и поэтому процесс не представляет практического интереса. Следовательно, диссипативные процессы в нашей задаче необходимо учитывать ($R_m > R_{\text{cool}}$) и результирующий коэффициент преобразования энергии следует оценивать как

$$\eta = \varepsilon\eta_0 \approx 0.16 \, \frac{3k - 3k^2 + k^3}{1 + 0.5k}. \tag{10}$$

Эту формулу можно считать вполне пригодной для астрофизических оценок.

Заключение

Рассмотренный нами процесс преобразования кинетической энергии расширяющейся оболочки сверхновой в энергию скопления возможен только в достаточно плотных и богатых газом скоплениях, в которых интенсивно происходят вспышки сверхновых. Такими скоплениями являются ядра галактик, которые отвечают всем поставленным условиям. Важным процессом, поставляющим газ в плотном ядре, могут быть прямые столкновения звезд [7]. Помимо выброса газа в результате звездных столкновений могут формироваться сверхмассивные звезды, которые затем взрываются как сверхновые, что демонстрирует феномен активности ядра [8, 9]. В период прямых столкновений звезд ядро галактики заполнено большим количеством газа ($k \sim 1$) и в нем происходят частые взрывы сверхновых. Как видно из формулы (10), в этих условиях $\eta \sim 10\%$. При удельной мощности вспышек $\sim 10^{50}$ эрг/$M_\odot$ это приводит к передаче звездам ядра галактики удельной кинетической энергии, соответствующей скоростям ~ 1000 км/с. Именно такие скорости звезд типичны для ядер активных (например, сейфертовских) галактик [10]. Таким образом, на определенной стадии эволюции ядра галактики вспышки сверхновых в результате описанного выше механизма способны обеспечить заметный приток механической энергии и тем самым замедлить темп его сжатия и образования в центральной части массивной черной дыры.

Литература

1. *Zwicky F.* // Publ. Astron. Soc. Pacific. 1953. **65**. P. 205.
2. *McCrea W.H.* // Observatory. 1955. **75**. P. 206.
3. *Сурдин В.Г.* Об эволюции шаровых скоплений и происхождении звезд гало: Дипломная работа. М. (физ. фак. МГУ), 1975.
4. *Тутуков А.В.* // Ранние стадии эволюции звезд. Киев, 1977. С. 128.
5. *Hills J. G.* // Astrophys. J. 1980. **235**. P. 986.
6. *Лозинская Т. А.* Сверхновые звезды и звездный ветер: взаимодействие с газом галактики. М.: Наука, 1986.
7. *Spitzer L. J., Saslaw W. C.* // Astrophys. J. 1966. **143**. P. 400.
8. *Colgate S. A.* // Astrophys. J. 1967. **150**. P. 163.
9. *Sanders R. H.* // Astrophys. J. 1970. **167**. P. 791.
10. *Дибай Э.А.* // Астрон. журн. 1984. **61**. С. 417.

Поступила в редакцию
10.01.01