Доклады Академии Наук СССР
1948. Том LX, № 7

АСТРОНОМИЯ

Д. Я. МАРТЫНОВ

ВЕКОВАЯ УБЫЛЬ МАССЫ ЗВЕЗД КАК ЭВОЛЮЦИОННЫЙ ФАКТОР

(Представлено академиком В. Г. Фесенковым 6 IV 1948)

1. Вековая убыль массы звезд рассматривалась до сих пор как фактор эволюции двойных систем (([1], стр. 127), причем роль ее была признана незначительной, так как потеря массы звезды путем излучения протекает достаточно быстро лишь у очень массивных звезд. Кроме того, создалось убеждение, что звезда может этим способом потерять лишь не более 1/130 своей массы. Необходимость такого вывода весьма сомнительна. С другой стороны, звезда теряет свою массу в несравненно более крупных масштабах путем систематического выброса материи в стадии Новой звезды, звезды Вольф-Райе и т. п. ([2]), путем стекания материи вдоль экватора у быстро вращающихся компонент тесных двойных систем ([3]), путем корпускулярного выброса, имеющего место даже у сравнительно холодных звезд вроде Солнца ([4]).

Унос массы звезды сопровождается уносом вращательного момента. Если m есть средняя потеря массы звезды с единицы поверхности, то со всей поверхности звезды, вращающейся с угловой скоростью ω (считая ее одинаковой для всех широт), в единицу времени унос момента вращения относительно оси будет

$$\Delta K = \frac{8}{3}\pi\omega R^4 m ,$$

где R — радиус звезды. Если g есть излучение звезды в эрг/сек. на грамм массы, то g/c^2 даст потерю массы звезды в г/сек. на грамм массы и

$$\Delta K = \frac{2}{3}\omega R^2 M \frac{g}{c^2} ,$$

где M — масса звезды. Данное только что определение g/c^2 может быть применено к любому способу потери массы звездой.

Момент вращения звезды, если предполагать его жестким, есть $A\omega$, где A — момент инерции, который для однородного шара равен $\frac{2}{5}MR^2$, а для неоднородного

$$A = \frac{2}{5}\mu MR^2 ,$$

где $0 < \mu < 1$. В частности, для политропного шара с индексом $n=3$ $\mu = 0{,}19$. Таким образом, относительная потеря момента

$$\gamma = \frac{\Delta K}{K} = \frac{5}{3\mu}\frac{g}{c^2},$$

что в $\frac{5}{3\mu}$ раз превышает относительную потерю массы $\Delta M : M = g/c^2$. Для $n=3$ фактор $\frac{5}{3\mu} \approx 8{,}8$. Это даст для такой звезды, как яркий компонент AO Cassiopeiae, где $g = 15000$ эрг/сек·г, $\Delta K/K = 4{,}5 \cdot 10^{-9}$ в год.

Наличие экваториального ускорения вращения, стекание массы вдоль экватора увеличивает отношение $\Delta K : K$. Его уменьшают более высокая температура у полюсов и ускорение вращения к центру звезды. Первый фактор учтен тем, что нами взято среднее значение g, второй не поддается учету, но нужно думать, что у очень быстро вращающихся звезд ускорение к центру не может быть значительным.

2. Унос момента приводит к замедлению вращения. В самом деле,

$$\omega\, dA + A\, d\omega = -\Delta K\, dt,$$

но $\frac{dA}{A} = \frac{dM}{M} + 2\frac{dR}{R}$. Первое слагаемое не вызывает никаких затруднений. Второе можно получить из таких соображений: известные нам звездные массы, если исключить белых карликов и звезды Трюмплера, дают довольно хорошую статистическую связь с радиусами ([5]). К этому можно присоединить в качестве рабочей гипотезы идею звездной эволюции от горячей массивной к холодной звезде малой массы через потерю водорода как легчайшего газа. Тогда из диаграммы Стремгрена ([5]), дающей кривые равного содержания водорода на поле ($\log M$, $\log R$), вытекает, что при переходе от 80—90% содержания водорода к 40%

$$\log R = \frac{1}{2}\log M \text{ или } R \sim \sqrt{M},$$

и, следовательно,

$$\frac{dA}{A} = 2\frac{dM}{M}.$$

После этого

$$A\, d\omega = -\gamma A\omega\, dt - \omega\, 2\frac{A}{M}\, dM\, dt,$$

$$d\omega = -\omega\, dt\, \frac{g}{c^2}\left(\frac{5}{3\mu} - 2\right).$$

Заметим, что $d\omega$ остается отрицательным даже при законе $R \sim M^3$, т. е. при несравненно более быстром убывании радиуса с массой. Иными словами, если мы хотим объяснить себе, как образуются быстро вращающиеся звезды, мы должны представить себе очень быстрое сжатие гравитационного характера холодного гиганта с медленным вращением. Наоборот, легко объясняется потеря вращения у звезд спектрального класса позже F, так как уменьшение ω идет быстро. Это видно из следующих расчетов.

Зависимость между массой и светимостью вида

$$L \sim M^{3+p},$$

где p — малая дробь, статистически бесспорна для нормальных звезд. Она выражает потерю массы с излучением в размере

$$\frac{dM}{dt} = -\alpha M^{3+p}.$$

Простые соображения ([1]) приводят к следующему выражению для времени t, необходимого, чтобы звезда от массы M_0 перешла к массе $M < M_0$:

$$t = \frac{1}{(2+p)\alpha}\left(\frac{1}{M^{2+p}} - \frac{1}{M_0^{2+p}}\right).$$

Отсюда

$$\frac{g}{c^2} = \alpha M^{2+p} = \left[(2+p)t + \frac{1}{\alpha M_0^{2+p}}\right]^{-1}$$

и, следовательно,

$$d\omega = -\omega\left(\frac{5}{3\mu} - 2\right)\frac{dt}{(2+p)t + \dfrac{1}{\alpha M_0^{2+p}}},$$

откуда

$$\omega = k\left(t + \frac{1}{\alpha(2+p)M_0^{2+p}}\right)^{-\frac{1}{2+p}\left(\frac{5}{3\mu}-2\right)}.$$

Положим, для определенности, $p = 1/3$ ([6]); тогда, по данным для Солнца, $M = 2\cdot 10^{33}$ г; $-dM/dt = 4{,}2\cdot 10^{12}$ г/сек.; найдем $\alpha = 1{,}32\cdot 10^{-91}$ в расчете на год для той же яркой компоненты AO Cassiopeiae с ее $M_0 = 36{,}3$.

Мы получим

$$\omega = k(t + 1{,}55\cdot 10^9)^{-\frac{1}{2{,}33}\left(\frac{5}{3\mu}-2\right)} \text{ лет},$$

или, при $n = 3$, ω уменьшится почти в 8 раз за $1\frac{1}{2}$ млд. лет и еще в 8 раз за последующие 3 млд. лет, а это приведет к вращению, подобному солнечному. Совершенно очевидно, что потеря массы сверх лучеиспускания значительно ускорит этот процесс.

3. В эволюции двойных систем замедление вращения ускоряется приливным трением. Допустим, что система достигла синхронности осевых и орбитального вращений. Вследствие убыли масс компонент происходит увеличение периода орбитального вращения, а вследствие уноса вращательного момента замедляется вращение компонент. Однако второй процесс идет быстрее.

Как известно (([1]), стр. 293), при вековой убыли масс компонент большая полуось орбиты a и сумма масс компонент M_1 и M_2 остаются связанными соотношением

$$a(M_1 + M_2) = \text{const},$$

а среднее движение в орбите n подчиняется условию

$$n^2 = G(M_1 + M_2)/a^3.$$

Последние два равенства приводят к уравнению

$$dn = 2\frac{d(M_1+M_2)}{M_1+M_2}n,$$

и если $M_1 = M_2$, т. е. и $(g/c^2)_1 = (g/c^2)_2$, то

$$dn = -2(g/c^2)\,ndt.$$

Если же $M_1 \gg M_2$, то

$$dn = -2(g/c^2)_1\,ndt.$$

Поскольку первоначально $n = \omega$,

$$|dn| < |d\omega|,$$

если $\mu \leqslant 0{,}42$, что, вероятно, обеспечивается у звезд.

Итак, система приходит к такому состоянию, когда осевое вращение компоненты становится более медленным, чем орбитальное. Это поведет к упреждению приливной волны и к обратному процессу приливной эволюции. Нельзя сказать, пока не изучена вязкость звездной материи, будет ли система оставаться все время синхронной, или же пройдет некоторое время, пока ω станет заметно меньше n и приливное упреждение станет настолько большим, что приливной механизм вступит в действие как мощный фактор, сближающий компоненты и ускоряющий их вращение. Нужно отметить только, что этот обратный процесс приливной эволюции будет итти гораздо медленнее прямого, так как убыль массы звезд, требуя увеличения a, будет замедлять уменьшение a вследствие приливного трения, и уменьшение ω вследствие уноса момента будет сопротивляться его приливному возрастанию.

Астрономическая обсерватория
им. В. П. Энгельгардта

Поступило
6 IV 1948

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] J. H. Jeans, Astronomy and Cosmogony, 1928, p. 127. [2] Б. А. Воронцов-Вельяминов, Астр. журн., **24**, № 3, 83 (1947); № 3, 145 (1947). [3] O. Struve, The Observatory, **66**, Febr., 208 (1946); Pop. Astr., **53**, 259 (1945). [4] В. А. Крат, ДАН, **55**, No. 3 (1947). [5] S. Chandrasekhar, An Introduction to the Study of Stellar Structure, 1939, p. 4, 283. [6] П. П. Паренаго, Курс звездной астрономии, 1-е изд., 1938, стр. 157.