

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 11

МАЙ, 1975

ВЫПУСК 2

ОХЛАЖДЕНИЕ БЕЛЫХ КАРЛИКОВ

Г. С. АДЖЯН

Поступила 21 июля 1974

Предлагается сравнительно простой метод расчета эволюции белых карликов, где учитывается освобожденная энергия при сжатии звезды. Кратко приводятся результаты расчетов для белых карликов с массами $1M_{\odot}$, $1.08M_{\odot}$ и $1.2M_{\odot}$.

1. Определение эволюционных путей звезд является одним из интереснейших вопросов астрофизики. Теоретическое рассмотрение этого вопроса, помимо физических проблем, содержит трудности чисто математического и вычислительного характера. С методами решения задачи можно ознакомиться в [1, 2]. Обычно решение этой проблемы разделяется на два этапа: а) интегрирование уравнений равновесия для двух последующих во времени конфигураций одного и того же числа барионов (массы покоя) и б) определение с помощью уравнения баланса энергии временного интервала между этими двумя состояниями звезды.

Не интересуясь временем остывания звезды в [3] с помощью энергетического метода получены эволюционные кривые для белых карликов на плоскости центральная температура—плотность. Незначительно уступая в точности, энергетический метод дает возможность уменьшить время расчета конфигураций во много раз по отношению к дифференциальному методу. В данной работе делается попытка синтезировать этот метод с дифференциальным методом для расчета эволюции горячего белого карлика во времени.

2. Статическое состояние изотермического белого карлика с массой m солнечных масс, вещество которого состоит в основном из ядер железа и квазивырожденного электронного газа, определяется уравнением (1) [3]

$$t^2(21.71 - 6.697 m^{2/3}) + 0.1538 tx + x^3(0.001488 - 0.003608 m^{2/3} - 0.000223 m^{4/3}) + x^2(0.58 - 0.5089 m^{2/3}) - 2.14 = 0, \quad (1)$$

где $t = kT/m_e c^2$ — температура изотермического ядра звезды в массах электрона, $x = p_{Fe}/m_e c$ — параметр релятивизма электронов, p_{Fe} — ферми импульс электронов в центре звезды, m_e — масса электрона, c — скорость света. Присоединяя к (1) уравнение баланса энергии

$$\frac{d|E|}{d\tau} = -(L_\gamma + L_\nu), \quad (2)$$

где E — полная энергия звезды [3], L_γ — фотонная светимость, L_ν — нейтринная светимость, τ — время, получим полную систему уравнений, определяющую эволюцию белого карлика. В этих уравнениях автоматически учитывается освобожденная энергия при сжатии звезды, которая не учтена в [1, 4].

Такой подход к решению задачи явным образом содержит предположение о квазистационарности эволюции звезды, т. е. в каждый момент звезда считается равновесной. Это условие выполнится, если в ходе сжатия звезда успевает следить за равновесным распределением вещества, т. е. когда характерное время свободного падения намного меньше, чем характерное время сжатия τ_0 .

$$\tau_0 = \left| R \frac{dR}{d\tau} \right| \gg (R^3/GM)^{1/2} \approx 3 \text{ сек}, \quad (3)$$

где G — гравитационная постоянная, R — радиус, а M — масса звезды.

При расчете предполагается, что в течение всей эволюции, кроме нейтронизации ядер никаких изменений с веществом не происходит. Конечно, такие процессы, как диссоциация ядер и возможные ядерные реакции, происходящие при высоких температурах, повлияют на ход эволюции, но не изменят общую картину.

3. Фотонная светимость в уравнении (2) определяется в предположении, что температура вырождения совпадает с температурой изотермического ядра. Как показано в [4], это приближение является хорошим для невысоких температур и грубым — для высоких.

Имея мощность выделения нейтрино и используя функцию распределения вещества из [3], легко посчитать нейтринную светимость звезды. Здесь учтены следующие каналы образования нейтрино:

$$а) \quad \gamma + e \rightarrow e + \nu + \bar{\nu}, [5],$$

$$б) \quad \gamma + \gamma \rightarrow \gamma + \nu + \bar{\nu}, [6],$$

$$в) \quad \Gamma \rightarrow \nu + \bar{\nu}, [7],$$

которые дают основной вклад в нейтринную светимость звезды.

4. В данной работе рассчитана временная эволюция белых карликов с массами $1M_{\odot}$, $1.08M_{\odot}$ и $1.2M_{\odot}$. Начальные состояния выбирались таким образом, чтобы справедливость уравнения (1) не нарушалась. Расчет останавливался в точке потери устойчивости или при $t \ll 1$.

Конфигурация с массой $1M_{\odot}$, начиная эволюцию с температурой $t = 0.308$ остывает до $t = 0.00023$ за $1.4 \cdot 10^9$ лет. В начале эволюции исчерпывается энергия теплового „хвоста“ квазивырожденных электронов и гравитационная энергия сжатия, а затем тепловая энергия ядер.

Конфигурация с массой $1.08M_{\odot}$ чуть превышает предельную массу Чандрасекара и поэтому кончает эволюцию потерей устойчивости. Эта конфигурация интересна тем, что в течение $4 \cdot 10^4$ лет остывает с $t = 0.3$ до $t = 0.06$ и только в конце, чуть нагреваясь, теряет устойчивость. В момент потери устойчивости $L_1 \approx 1L_{\odot}$ уже с учетом градиента температуры во внешних вырожденных слоях. Для этой конфигурации запасы энергии обусловлены сжатием звезды. Такую звезду можно отождествить с предсверхновой I типа. Действительно, вплоть до потери устойчивости звезда имеет малую светимость, которая после потери устойчивости звезды за счет „взрыва“ быстро увеличится, а возможное количество выброшенной массы намного меньше массы Солнца.

Совершенно по-другому проходит эволюция звезды с массой $1.2M_{\odot}$. В течение 0.7 года звезда нагревается от температуры $t = 0.37$ до $t = 0.6$ в момент потери устойчивости. В ходе сжатия тепловой „хвост“ электронов теряет энергию и только чуть раньше момента потери устойчивости начинает сильно нагреваться, что объясняется зависимостью тепловой энергии от плотности и температуры. Потеря энергии для этой конфигурации обусловлена только нейтринным излучением за счет процессов $\gamma + \gamma \rightarrow \nu + \bar{\nu} + \gamma$ и $\gamma + e \rightarrow e + \nu + \bar{\nu}$.

Для всех конфигураций условие квазистационарности эволюции (3) удовлетворяется с очень большой точностью.

В табл. 1 для двух конфигураций с массами $1M_{\odot}$ и $1.2M_{\odot}$ приведена зависимость центральной температуры звезды от времени, где

за начало отсчета принято время, соответствующее начальному значению температуры ($\tau = 0$).

Таблица 1

ВРЕМЕННАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ЦЕНТРАЛЬНОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ЗВЕЗДЫ t ОТ ВРЕМЕНИ τ ДЛЯ ДВУХ КОНФИГУРАЦИЙ

$m = 1M_{\odot}$

τ лет	0	1.34	17.0	148	545	646	743	$1.08 \cdot 10^4$	$1.27 \cdot 10^8$	$1.4 \cdot 10^9$
t	0.308	0.257	0.185	0.0512	0.021	0.01	0.002	0.0015	0.00086	0.00023

$m = 1.2M_{\odot}$

τ лет	0	0.111	0.201	0.34	0.46	0.528	0.592	0.63	0.645	0.657
t	0.376	0.377	0.382	0.395	0.413	0.439	0.472	0.510	0.556	0.596

В заключение заметим, что предлагаемый метод расчета эволюции звезды допускает всякие реакции и процессы в звезде, требуя только, чтобы относительное распределение вещества не менялось в ходе эволюции.

Выражаю благодарность Ю. Л. Вартамяну за обсуждения, Г. Р. Минасяну за обсуждения и помощь в работе.

Ереванский
государственный университет

THE COOLING OF THE WHITE DWARFS

G. S. HAJIAN

A comparatively simple method of calculation of the evolution of the white dwarfs is suggested. The results of the calculations for the white dwarfs with the masses $1M_{\odot}$, $1.08M_{\odot}$ and $1.2M_{\odot}$ are given in short.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. М. Шварцшильд, Строение и эволюция звезд, ИЛ, М., 1961.
2. Внутреннее строение звезд, Мир, М., 1970.
3. Ю. Л. Вартамян, А. В. Овсепян, Астрофизика, 7, 107, 1971.
4. Ю. Л. Вартамян, Г. С. Аджян, А. С. Арутюнян, Астрон. ж., 50, 305, 1973.
5. E. E. Salpeter, V. Petrosian, Phys. Rev., 154, 1445, 1967.
6. Нуген Ван Хьюе, П. Шабалин, ЖЭТФ, 44, 1003, 1963.
7. G. Beaudet, V. Petrosian, E. Salpeter, Ap. J., 150, 979, 1967.