Следует отметить, что как во время предыдущих вспышек EV Lac [4, 5], так и в данном случае поляризации наблюдаются при вспышках с большими амплитудами.

Polarimetric and photometric observations of EV Lac *during flares*. The photoelectric and electropolarimetric data on four flares ($\Delta m = 0^m.45$, $0^m.47$, $0^m.50$, $3^m.55$) of EV Lac in the blue region of spectrum are given. A noticable polarization have been measured during a flare with $\Delta m = 3^m.55$. (Table 1).

18 января 1971

Бюраканская астрофизическая обсерватория

К. А. ГРИГОРЯН
М. А. ЕРИЦЯН

ЛИТЕРАТУРА

1. *М. А. Ерицян*, Сообщ. Бюр. обс., 43, 33, 1970.
2. *П. Ф. Чугайнов*, Изв. КрАО, 26, 171, 1961.
3. *К. А. Григорян, М. А. Ерицян*, IBVS, № 497, 1970.
4. *К. А. Григорян, М. А. Ерицян*, Астрон. цирк., № 570, 1970.
5. *К. А. Григорян, М. А. Ерицян*, Сообщ. Бюр. обс., 42, 41, 1970.

ОХЛАЖДЕНИЕ БЕЛЫХ КАРЛИКОВ

Основным источником излучения белых карликов является, по-видимому, тепловая энергия атомных ядер, на что впервые указал С. А. Каплан [1]. Для оценки этой энергии необходимо знание внутренней температуры звезды. Рост температуры происходит, в основном, в тонкой лучистой оболочке белого карлика, где вырождения почти нет. В вырожденной области теплопроводность электронного газа очень велика и поэтому градиент температуры мал. При оценке градиента температуры в оболочке белого карлика для непрозрачности обычно принимается закон Крамерса. Но закон Крамерса верен лишь при малых плотностях. В общем случае коэффициент непрозрачности $K \sim \rho^{\alpha} T^{-\beta}$, и с ростом плотности ($\rho \gtrsim 10^2$ г/см^3) коэффициент непрозрачности принимает вид [2, 3]

$$K = K_0 Z T^{-2}, \tag{1}$$

где Z — весовое содержание тяжелых элементов.

В невырожденной оболочке белых карликов выражение (1) для непрозрачности является лучшим приближением, чем закон Крамерса. Численное значение K_0, полученное интерполированием табличных значений в [2, 3], равно $\approx 1.2 \cdot 10^{16}$.

С помощью (1) легко получить следующее выражение:

$$L = 2.96 \cdot 10^{-3} \frac{\mu M}{\mu_e Z} T_7^{3.5} = 1.48 \cdot 10^{-3} \frac{\mu (1+X)}{Z} M T_7^{3.5}, \qquad (2)$$

где L и M — светимость и масса звезды в солнечных единицах; T_7 — температура. в единицах 10^7 °К, в переходном слое, ниже которого начинается вырождение (считаем, что дальше к центру звезды роста температуры нет); $1/\mu = 2X + 3/4\, Y + 1/2\, Z$, $\mu_e = 2/(1+X)$; X, Y — весовое содержание, соответственно, водорода и гелия.

Как видно из сравнения (2) с соответствующей формулой для крамерсовского поглощения (см., например, [4]), оба закона поглощения приводят к одинаковой зависимости между M, L, T и μ, но в (2) коэффициент в 12.4 раза больше. То есть белый карлик с той же светимостью имеет внутреннюю температуру в $(12.4)^{1/3.5} = 2.05$ раза меньшую, чем обычно принималось.

Светимость белого карлика определяется следующим образом:

$$L = -d\varepsilon/d\tau, \qquad (3)$$

где ε — тепловая энергия звезды. τ — время.

Согласно [5],

$$\varepsilon = \frac{3BMT}{\mu_A}, \quad \frac{1}{\mu_A} = X + \frac{1}{4} Y + \frac{Z}{A}, \qquad (4)$$

в отличие от классического выражения $\varepsilon = (3/2) BMT/\mu_A$. Здесь $B = 8.31 \cdot 10^7$ — газовая постоянная, A — средний атомный вес тяжелых ядер, μ_A относится к недрам звезды.

Из (2)—(4) получим выражение для времени охлаждения белого карлика, τ, в годах, от начальной температуры T_0 до температуры T ($T_0 \gg T$):

$$\tau = 1.12 \cdot 10^{10} \frac{Z}{\mu (1+x) \mu_A} T_7^{-2.5}. \qquad (5)$$

Время охлаждения белого карлика до данной внутренней температуры не зависит от массы звезды.

Исключив из (2) и (5) температуру, получим зависимость между светимостью и временем охлаждения

$$L = 1.09 \left| \frac{Z}{\mu(1+X)\mu_A} \right|^{0.4} \frac{1}{\mu_A} M \left(\frac{\tau}{10^8}\right)^{-0.4}, \tag{6}$$

или между абсолютной болометрической величиной и временем охлаждения

$$M_{бол} = 4.63 - 2.5 \lg L = 4.53 - \lg \frac{Z}{\mu(1+X)} + \\ + 3.5 \lg \mu_A - 2.5 \lg M + 3.5 \lg \frac{\tau}{10^8}. \tag{7}$$

Напомним, что здесь τ выражено в годах, L, M — в солнечных единицах.

Для белых карликов обычно принимается такой химический состав: $X = 0$, $Y = 0.9$, $Z = 0.1$. Однако такой химический состав характерен скорее для недр белого карлика, а не для его оболочки, к которой относятся величины X, Y, Z, μ в формулах (5)—(7). Заметим, что содержание тяжелых элементов в оболочке белых карликов вполне может быть малым (2—3 %), что не противоречит наблюдательным данным.

Приведем значение коэффициента $a = 3.5 \lg \mu_A - \lg \frac{Z}{\mu(1+X)}$ в (7) для трех разных химических составов в оболочке (во всех трех случаях принимаем, что $\mu_A = 4.44$ в ядре белого карлика):

$$X = 0, \quad Y = 0.9, \quad Z = 0.1, \quad \mu = 1.38, \quad a = 1.13;$$

$$X = 0, \quad Y = 0.98, \quad Z = 0.02, \quad \mu = 1.34, \quad a = 4.11;$$

$$X = 0.98, \quad Y = 0, \quad Z = 0.02, \quad \mu = 0.51, \quad a = 3.97.$$

Значение коэффициента a, а следовательно, и значение τ — времени охлаждения белого карлика, довольно чувствительно к содержанию тяжелых элементов в оболочке звезды, которое известно не очень точно. С увеличением Z растет болометрическая величина белого карлика с данным возрастом. Это связано с тем, что с увеличением Z растет непрозрачность в оболочке, что приводит к росту внутренней температуры при фиксированной светимости белого карлика, при этом $ZT^{-3.5} = \text{const}$ (см. (2)). С другой стороны, из (5) получаем, что

$$\tau \sim ZT^{-2.5} \sim (ZT^{-3.5})\, T \sim T \sim Z^{1/3.5},$$

то есть время охлаждения белого карлика с фиксированной светимостью растет с ростом Z.

Еще большее влияние на время охлаждения белого карлика оказывает химический состав недр звезды. В самом деле, из (7) видно, что $\tau \sim 1/\mu_A$, а значение μ_A может меняться от 1 до 56 при изменении химического состава от чисто водородного до чисто железного.

Таким образом, значение времени охлаждения белого карлика довольно сильно изменяется в зависимости от выбора химического состава в оболочке и в недрах звезды. Поэтому конкретные численные оценки, которые мы приводим ниже для второго химического состава (он нам кажется более реальным), могут значительно изменяться для других химических составов.

Время охлаждения белого карлика до данной светимости сильно уменьшается с ростом L. Белый карлик большую часть своей жизни проводит в состоянии с низкой светимостью. Наиболее старые белые карлики с возрастом, равным возрасту Галактики, 10^{10} лет, имеют при $M = 1\,M_\odot$, $M_{бол.} \approx 15^m.5$, то есть они не обнаружимы на Паломарском атласе, если они расположены далее ≈ 100 *пс*.

В предположении, что темп рождения белых карликов и распределение рождающихся белых карликов по массам не изменяются за время жизни Галактики, получим, что число белых карликов, имеющих в настоящее время светимость в интервале от L до $L + \Delta L$, (или имеющих болометрическую величину в интервале от $M_{бол.}$ до $M_{бол.} + \Delta M_{бол.}$), пропорционально времени охлаждения $\Delta\tau$ из формул (6) или (7). Например, для $M = 1\,M_\odot$ получим, что число белых карликов с $M_{бол.} \lesssim 12^m.5$ в ≈ 7 раз меньше числа белых карликов с $M_{бол.} \gtrsim 12^m.5$, и для $M = 0.5\,M_\odot$ это отношение равно ≈ 22.

Наблюдаемое распределение белых карликов по абсолютным визуальным величинам имеет максимум при $M_V \approx 13^m$ [6]. По-видимому, существование этого максимума не связано с истинной функцией светимости белых карликов (эта функция при вышеуказанных предположениях монотонно растет с ростом абсолютной величины), а есть следствие трудностей выявления слабых белых карликов. Таким образом, практически белые карлики с $M_V \gtrsim 13^m$ в настоящее время не доступны для выявления полного их числа (например, до заданного расстояния их от Солнца). Следовательно, в настоящее время наблюдается лишь незначительная доля ($\approx 5\,\%$) всех белых карликов.

The cooling of white Dwarfs. The time of cooling of the white dwarf with an account of more accurate values of opacity, thermal energy and chemical composition of the star has been found.

It is shown that at present only a small part of old (faint) white dwarfs is possible to observe.

8 октября 1970

Шемахинская астрофизическая обсерватория

З. Ф. СЕИДОВ
Т. А. ЭМИНЗАДЕ

ЛИТЕРАТУРА

1. *С. А. Каплан*, Астрон. ж., 27, 31. 1950.
2. *R. E. Marshak*, in „Perspectives in Modern Physics", N.-Y., 1966.
3. *А. Н. Кокс, Дж. Н. Стюарт*, Научные информации, вып. 15, 1969.
4. *М. Шварцшильд*, Строение и эволюция звезд, ИЛ, М., 1961.
5. *L. Mestel, M. A. Ruderman*, M. N., 136, 27, 1967.
6. *W. Gliese*, Catalogue of nearby stars, Karlsruhe, 1969.

ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ВРАЩАЮЩЕГОСЯ МАГНИТНОГО МУЛЬТИПОЛЯ

При исследовании пульсаров рассматривается задача о вычислении мощности электромагнитного излучения, генерируемого вращающимся магнитным диполем [1—3]. Поскольку структура магнитного поля на поверхности пульсара или в его окрестности неизвестна, то целесообразно рассмотреть излучение электромагнитных волн вращающимися звездами с магнитным полем более сложной структуры.

Ради определенности рассмотрим следующую задачу. Пусть на поверхности пульсара или в его магнитосфере есть „волнистая" силовая трубка магнитного поля (рис. 1). Если эта трубка пересекает поверхность пульсара, то на этой поверхности она образует последовательность магнитных пятен с чередующейся полярностью.

При вращении вся система генерирует электромагнитное излучение, которое можно разложить на отдельные компоненты. Среднее магнитное поле как самого пульсара, так и магнитных трубок дает обычное длинноволновое дипольное излучение типа рассмотренного в [1, 2] на частоте, равной угловой скорости вращения пульсара Ω. С другой стороны, магнитное поле в трубке (точнее, его изменяю-