АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 3 МАЙ, 1967 ВЫПУСК 2

ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ ТЕМПЕРАТУР ЗВЕЗД, ОКРУЖЕННЫХ ПРОТЯЖЕННЫМИ ГАЗОВЫМИ ОБОЛОЧКАМИ ИЛИ ТУМАННОСТЯМИ

А. А. БОЯРЧУК

Поступила 10 января 1967
Исправлена 28 февраля 1967

Предложен метод определения температур звезд по отношению интенсивности континуума туманности и звезды. Метод использован для определения температур звезд Be и горячих компонент симбиотических звезд.

Температура является одной из фундаментальных характеристик звезды. Для ее определения было предложено большое число различных методов. Среди них видное место занимают методы, основанные на использовании эмиссионных линий, возникающих в протяженных газовых оболочках или туманностях, окружающих звезды [1, 2]. При выводе этих методов был сделан ряд предположений и в том числе предположение о том, что наблюдаемые эмиссионные линии не отягощены самопоглощением. Последнее предположение в случае нестационарных звезд часто не выполняется и известные методы определения температур звезд по эмиссионным линиям дают неверные результаты.

Однако, если туманность прозрачна для излучения в наблюдаемом континууме, то используя относительные интенсивности непрерывных спектров туманности и звезды, можно определить температуру звезды.

Предположим, что распределение энергии в непрерывном спектре звезды соответствует распределению энергии в непрерывном спектре абсолютно черного тела с температурой T_*. Тогда количество энергии, излучаемое звездой за 1 *сек* в интервале частот от ν до $\nu + d\nu$ будет равно:

$$4\pi R_*^2 \cdot \frac{2\pi h\nu^3}{c^2} \cdot \frac{d\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT_*}}-1} \text{ эрг/сек}, \tag{1}$$

где R_* — радиус звезды.

Чисто водородная туманность, окружающая звезду, будет излучать в интервале частот от ν до $\nu + d\nu$ за 1 *сек* количество энергии равное

$$n_e n^+ VE(\nu, T_e)\, d\nu \text{ эрг/сек}, \tag{2}$$

где n_e, n^+ — электронная и ионная плотность, V — объем светящейся части туманности и $E(\nu, T_e)$ — объемный коэффициент излучения водорода при единичной электронной плотности. Поскольку оболочки звезд и компактные туманности имеют довольно высокое значение электронной плотности, то можно полностью пренебречь двуквантовым излучением и считать, что непрерывное излучение водорода возникает при свободно-свободных переходах и рекомбинациях. В этом случае мы будем иметь для объемного коэффициента следующие выражения:

$$E(\nu, T_e) = \varepsilon_r + \varepsilon_{ff} =$$

$$= \frac{2^6\pi^2 e^6 e^{-\frac{h\nu}{kT_e}}}{3mc^3(6\pi kT_e)^{1/2}} \cdot \left[\frac{24\pi^3 e^4 m^2}{h^2(6\pi mkT_e)} \sum_{n=n_0}^{\infty} \frac{g_n}{n^3} e^{\frac{\chi_n}{kT_e}} + g_{ff}\right] \frac{\text{эрг}\cdot\text{см}^3}{\text{сек}\cdot\text{гц}}, \tag{3}$$

где T_e — электронная температура туманности, χ_n — энергия связи n-ого уровня, g_n и g_{ff} — множители Гаунта для свободно связанных и свободно-свободных переходов. Таким образом, для отношения интенсивностей континуума туманности и звезды при частоте ν_i будем иметь:

$$Q_{\nu_i} = \frac{n_e n^+ V}{4\pi R_*^2} \cdot \frac{E(\nu_i, T_e)\, d\nu}{\frac{2\pi h\nu_i^3}{c^2} \cdot \frac{d\nu}{e^{\frac{h\nu_i}{kT_*}}-1}}. \tag{4}$$

Соотношение между поверхностью звезды и светящимся объемом туманности можно определить на основании следующих соображений. Предположим, что звезда меняет свой блеск достаточно медленно, чтобы в туманности успевало установиться равенство между числом ионизаций водородных атомов и числом рекомбинаций ионов. Поскольку каждый L_c — квант вызывает ионизацию атомов туманности, то можно написать следующее равенство:

$$4\pi R_*^2 \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{2\pi\nu^2 d\nu}{c^2\left(e^{\frac{h\nu}{kT_*}}-1\right)} = n_e n^+ V[\alpha_i(T_e) - \alpha_1(T_e)], \tag{5}$$

где ν_0 — частота ионизации водорода с первого уровня, $\alpha_1(T_e)$ — вероятность рекомбинации на первый уровень, $\alpha_i(T_e)$ — вероятность рекомбинации на все уровни.

Используя (5) находим окончательное выражение для отношения интенсивностей непрерывного спектра туманности и звезды:

$$Q_{\nu_i} = \frac{\int_{\nu_0}^{\infty} \nu^2 \left(e^{\frac{h\nu}{kT_*}}-1\right)^{-1} d\nu}{\nu_i^3\left(e^{\frac{h\nu}{kT_*}}-1\right)^{-1}} \cdot \frac{E(\nu_i, T_e)}{h[\alpha_i(T_e) - \alpha_1(T_e)]} =$$

$$= \varphi(\nu_i, T_*)\cdot\psi(\nu_i, T_e). \tag{6}$$

Из (6) видно, что рассматриваемое отношение зависит от частоты, электронной температуры туманности и температуры звезды. В табл. 1 и 2 приведены значения функций $\varphi(\nu_i, T_*)$ и $\psi(\nu_i, T_e)$ для различных длин волн и нескольких значений T_* и T_e.

Таблица 1

T_* \ λ (Å)	3640	4360	5460
20 000°	0.04125	0.04798	0.06124
30 000	0.3434	0.4327	0.5966
40 000	1.068	1.395	1.994
60 000	3.843	5.194	7.672
80 000	8.192	11.25	16.88
100 000	13.96	19.35	29.30
120 000	21.07	29.39	44.78
140 000	29.48	41.28	63.18
160 000	39.18	55.02	84.46
180 000	50.14	70.59	108.6
200 000	62.33	87.92	135.6

По наблюдаемой величине Q_{ν_i} мы можем найти температуру звезды, зная электронную температуру туманности. Из табл. 2 видно, что для $\lambda = 3640$ Å функция $\psi(\nu_i, T_e)$ зависит весьма слабо от T_e. Кроме того, имеется целый ряд доводов, что электронная темпе-

Таблица 2

T_e \ λ (Å)	3640	4360	5460
2500°	0.2933	0.0001981	0.002829
5 000	0.1816	0.002998	0.01133
10 000	0.1200	0.01185	0.02304
15 000	0.1009	0.01984	0.03095
20 000	0.09350	0.02684	0.03757
30 000	0.08997	0.03897	0.04996
40 000	0.09249	0.04990	0.05948
60 000	0.1024	0.06914	0.07810
80 000	0.1154	0.08736	0.09596

ратура туманности вряд ли выходит из пределов 10 000°—20 000° K. Поэтому приняв $T_e = 15\,000$ °K мы не внесем заметную ошибку в величину T_*. Формула (6) в сочетании с табл. 1 дает удобный способ определения температуры звезды. При выводе формулы (6) мы сделали предположение, что туманность, окружающая звезду полностью непрозрачна для излучения за Лаймановским пределом. Если это условие не выполняется, то формула (6) дает заниженное значение температуры звезды, как и при использовании формулы Занстра. Поскольку изложенный метод предполагается использовать, когда протяженные оболочки или туманности непрозрачны в частотах бальмеровских линий, то можно считать, что их оптическая толща значительно больше единицы в Лаймановском континууме и использование формулы (6) даст в этом случае правильное значение температуры звезды. Из вывода формулы (6) следует, что предлагаемый метод является по существу обобщением метода Занстра и находимая температура будет иметь такой же физический смысл, как и занстровская температура, то есть будет характеризовать распределение энергии в спектре звезды.

Основная трудность в применении предполагаемого метода определения температуры звезды заключается в разделении наблюдаемой интенсивности непрерывного спектра на составляющие. В некоторых случаях такое разложение можно сделать довольно уверенно. Одним из примеров являются симбиотические звезды. Так на основании изучения распределения энергии в непрерывном спектре Z And 5000—3300 Å удалось разделить его на три составляющих: спектр звезды M 2III, спектр горячего компонента и спектр туманности [3]. В табл. 3 приведены отношения интенсивностей континуума туманности и горячей звезды для $\lambda = 3640$ Å, взятое из [3] для различных моментов наблюдений Z And. Там же приведена величина температуры звезды, вычисленная по формуле (6) при $T_e = 15\,000°$K. За исключением 1962 года, когда разделение наблюдаемого континуума было произведено не очень уверенно, температура звезды имеет разумное значение.

Таблица 3

Дата	1960 октябрь	1962 июль	1963 сентябрь	1964 сентябрь	1964 декабрь	1965 октябрь
$Q_\lambda = 3600$ Å	1.72	0.08	0.98	1.56	1.25	2.9
$T_* \cdot 10^{-3}$ °K	112	38	87	104	96	140

Она согласуется со спектром туманности. В [3] на основании изучения линейчатого спектра туманности было показано, что горячий компонент имел температуру в 1960 и 1965 гг. выше, чем в другие моменты. Данные табл. 3 подтверждают это.

Звезды типа Be являются другим примером, когда мы можем использовать интенсивность континуума для определения их температуры. Водородные линии нельзя использовать для этой цели из-за большого самопоглощения. Согласно [4], бальмеровские скачки в спектрах звезд Be заметно меньше, чем у нормальных звезд B. В среднем величина $\overline{D}_B - D_{Be} = 0.08$, хотя в отдельных случаях она доходит до 0.20. Предположим, что наблюдаемый бальмеровский скачок образуется в результате наложения излучения оболочки с $T_e \approx 15\,000°$K ($D_{об} \approx -1.0$) на спектр нормальной звезды B2 ($D = 0.20$). Отсюда легко найти, что при $\overline{D}_B - D_{Be} = 0.08$ имеем $Q_{\lambda=3640\,Å} = 0.24$, а при $\overline{D}_B - D_{Be} = 0.20$ $Q_{\lambda=3640\,Å} = 0.66$. По формуле (6) находим, что в среднем температура звезд Be равна 26 000°K и в отдельных случаях достигает 35 000°K. Найденные значения температур хорошо согласуются с принятой шкалой для ранних звезд B.

Таким образом, в тех случаях, когда наблюдаемый континуум можно разложить на газовую и звездную составляющие, предложенный метод дает правильное значение температур возбуждающих звезд.

В заключение выражаю благодарность Н. В. Годовникову за расчеты на ЭВЦМ „Минск-1" и Р. Е. Гершбергу за полезные дискуссии.

Крымская астрофизическая обсерватория

ON THE DETERMINATION OF STAR TEMPERATURE SURROUNDED BY CONTINUOUS GAS ENVELOPES OR NEBULAE

A. A. BOYARCHUK

A method to determine the temperature of stars by the ratio of intensivities of continuity of nebulae and stars has been proposed. The method has been used to determine the temperature of Be stars and the hot components of symbiotic stars.

ЛИТЕРАТУРА

1. *H. Zanstra*, Z. f. Ap., 2, 1, 1930.
2. *В. А. Амбарцумян*, Цирк. ГАО № 4, 1932.
3. *А. А. Боярчук*, Изв. КрАО, 38, (в печати).
4. *А. А. Боярчук, И. И. Проник*, Изв. КрАО, 33, 195, 1965.