

РАСЧЕТ ИНТЕНСИВНОСТИ ПОЛОС ПОГЛОЩЕНИЯ
МОЛЕКУЛ СО В ХОЛОДНЫХ ГИГАНТАХ

Рассчитана интенсивность полос поглощения молекул СО на $\lambda = 2.4$ мкм в спектрах холодных гигантов. Получена зависимость интенсивности этой полосы от количества поглощающих молекул в основу расчета после критического рассмотрения некоторых статистических моделей положена модель Шлаеса и Годсона.

Наблюдения холодных звезд, выполненные как в видимом, так и в инфракрасном диапазонах спектра, показали, что молекулы H_2 , H_2O , СО, C_2 , С и другие играют важную роль в формировании спектров, влияют на величину непрозрачности звездного вещества и, следовательно, на строение атмосфер этих звезд. Таким образом, знание содержания молекул в атмосферах холодных звезд необходимо для расчета строения их атмосфер, а также для определения их химического состава, температуры, ускорения силы тяжести.

Основным источником информации о содержании молекул в атмосферах холодных звезд, являются, естественно, их спектры поглощения. В последние годы появилось значительное число работ, посвященных наблюдениям этих спектров. Особенно много данных о молекулярных полосах поглощения в атмосферах холодных звезд получено в ближнем инфракрасном диапазоне спектра [1-5]. Эти наблюдения дают представления о сравнительной интенсивности полос поглощения таких молекул, как, например, СО и H_2O в звездах различных спектральных классов. Установлено, в частности, что интенсивность полос поглощения молекул увеличивается с увеличением светимости звезды. Это обстоятельство дало возможность выполнить анализ состава звездного населения в звездных системах: галактиках и шаровых скоплениях, используя наблюдения инфракрасных полос поглощения молекул СО в интегральном излучении этих звездных систем [6,7].

Важной, не решенной до сих пор проблемой является определение содержания молекул в атмосферах холодных звезд. Наблюдаемые обычно в ближнем ИК диапазоне колебательно-вращательные полосы поглощения молекул состоят из огромного числа линий. Поэтому детальный анализ молекулярных спектров требует привлечения самых мощных, быстродействующих ЭВМ. В то же время невысокая точность определения спектроскопических молекулярных параметров и значительные неопределенности в знании физических условий в звездных атмосферах, делают целесообразным применение трудоемких методов счета от линии к линии. Для построения «молекулярной кривой роста» целесообразно применение более простых методов, развитых для расчета непрозрачности земной атмосферы. Суть этих методов заключается в том, что реальная структура молекулярного спектра заменяется некоторым распределением линий по интенсивности и частоте. В частности, в модели Эльзассера [8] предполагается, что спектр поглощения молекул состоит из равноудаленных друг от друга линий

равной интенсивности, имеющих синусоидальный профиль. В модели Гуди [9] предполагается, что линии равноудалены друг от друга, однако их интенсивность не одинакова, а описывается показательной функцией распределения. Наконец, в модели Пласса [10] и Годсона [11] все линии полагают имеющими одинаковую интенсивность и равноудаленными друг от друга, однако, в отличие от модели Эльзассера, профили линий не имеют синусоидального вида. Все перечисленные выше методы были успешно использованы при решении задач, связанных с переносом излучения в земной атмосфере. При этом рассматривалось, исходя из физических условий в земной атмосфере, лишь истинное поглощение и не учитывалось собственное излучение атмосферы. В применении к звездным атмосферам эти допущения неприменимы. Поэтому, поставив задачу исследования молекулярных спектров холодных звезд, мы используем лишь основные идеи перечисленных выше методов, дополнив их приближенным расчетом переноса излучения.

Характер переноса излучения в атмосферах звезд, в частности, относительный вклад таких процессов, как рассеяние и истинное поглощение, зависит от физических условий в этих атмосферах. Нас интересуют, главным образом, холодные гиганты. В атмосферах этих звезд важную роль играет чистое рассеяние. Исходя из этого, мы будем рассматривать в качестве механизма ослабления излучения в молекулярных полосах лишь чистое рассеяние. Далее, известно, что профиль линии, образовавшийся в атмосфере звезды в результате чистого рассеяния, определяется приближенной формулой:

$$r_\nu = \frac{1}{1 + \frac{3}{4} k_\nu N_0}, \quad (1)$$

где k_ν — коэффициент поглощения, (в нашем случае — рассеяния), N_0 — количество рассеивающих молекул в обрабатываемом слое, рассчитанное на единицу поверхности звезды.

Зная профиль линии, можно определить и ее эквивалентную ширину:

$$W = \int (1 - r_\nu) d\nu. \quad (2)$$

Наконец, зная среднее расстояние d между линиями спектра поглощения данной молекулы, можно найти ослабление излучения в спектре, обусловленное данными молекулами и выраженное в звездных величинах:

$$m = -2.5 \lg \left(1 - \frac{W}{d} \right). \quad (3)$$

Перейдем теперь к расчету m в рамках трех перечисленных выше статистических моделей:

1. Модель Эльзассера. В этой модели коэффициент поглощения молекул принимается в виде:

$$k_\nu = \frac{S_0 \text{sh}^2 \beta}{d} \frac{1}{\text{ch}^2 \beta - \cos t}, \quad (4)$$

где $t = \frac{2\pi\nu}{d}$, $\beta = \frac{2\pi\gamma}{d}$, γ — полуширина линии, S_0 — сила линии

Подставляя (4) в (1—3) и интегрируя, получаем:

$$m = -2.5 \lg \left(1 - \frac{1}{\sqrt{1 - 2b \operatorname{ch}^2 \frac{z}{d} - b^2 \operatorname{sh}^2 \frac{z}{d}}} \right), \quad (5)$$

где

$$b = \frac{4d}{3N_0 S_0 \operatorname{sh}^2 \frac{z}{d}}.$$

2. Модель Пласса и Годсона. В этой модели профиль линии может быть произвольным. Рассмотрим, в частности, профиль, обусловленный доплеровским уширением:

$$k_\nu = \frac{S_0}{\sqrt{\pi} \gamma} \exp \left(- \left(\frac{\nu - \nu_0}{\gamma} \right)^2 \right). \quad (6)$$

В этом случае получается:

$$m = -2.5 \lg \left(1 - \frac{1}{d} \int_0^{\frac{d}{2}} \frac{dz}{\frac{1}{2\sqrt{\pi}} \frac{e^{-z^2/d^2}}{e^{z^2/d^2}} + \frac{3S_0 N_0}{2\gamma}} \right). \quad (7)$$

3. Модель Гуди. В этой модели, как отмечалось выше, применяется следующее распределение линий по интенсивностям:

$$Q(S) = \frac{1}{S_0} \exp \left(- \frac{S}{S_0} \right). \quad (8)$$

Полагая, как и выше, профиль доплеровский, получаем:

$$m = -2.5 \lg \left(1 - \frac{\gamma}{d} \int_0^{\frac{d}{2}} \frac{(1 + ue^{2E} E (1-u)) |du|}{u \sqrt{\ln u - \ln c}} \right). \quad (9)$$

где $c = \frac{4}{3} \frac{\sqrt{\pi} \gamma}{S_0 N_0}$.

Таким образом, формулы (5), (7) и (9) дают зависимость интенсивности молекулярной полосы m от $S_0 N_0$ и d , естественно, считаясь известными). С целью сопоставления этих формул с наблюдательными данными, рассмотрим колебательно-вращательную полосу молекулы CO ($\lambda \approx 2,4$ мкм). Для этой полосы среднее расстояние между линиями составляет $\sim 7 \text{ \AA}$. Профиль линий в интересующих нас холодных гигантах обусловлен, в основном, доплеровским уширением вследствие турбулентного движения газа в обращающемся слое. Средняя скорость турбулентности составляет 2—3 км/сек, поэтому $\gamma \approx 0,03$ — $0,04 \text{ см}^{-1}$. Соответствующие зависимости m от $S_0 N_0$, построенные согласно (5)—(m_1), (7)—(m_2) и (9)—(m_3) приводятся в табл. 1 (для $\gamma = 0,04 \text{ см}^{-1}$).

Для сопоставления этих зависимостей с наблюдательными данными, необходимо иметь значения $S_0 N_0$ для различных звезд. Так как S_0 в звездных атмосферах меняется с глубиной, то под $S_0 N_0$ мы будем

Таблица 1

$\lg S_0 N$	m_1	m_2	m_3
0.00	0.25	0.20	0.09
0.20	0.30	0.22	0.10
0.40	0.37	0.24	0.11
0.60	0.43	0.26	0.12
0.80	0.49	0.27	0.13
1.00	0.55	0.28	0.14
1.20	0.61	0.30	0.14
1.40	0.65	0.31	0.15
1.60	0.68	0.32	0.16
1.80	0.70	0.33	0.16
2.00	0.72	0.34	0.17

понимать $\int_0^{N_0} S_0(\tau) dN$. Характер зависимости $S_0(\tau)$ зависит от распределения температуры в атмосфере звезды, то есть от модели атмосферы. Модели атмосферы холодных гигантов приводятся в [13, 14]. Используя эти модели, мы рассчитали $\int S_0(\tau) dN$ для ряда моделей, характеризующихся эффективными температурами и ускорением силы тяжести. Средняя интенсивность S_0 принималась равной [12]:

$$S_0(T) = \frac{\pi h e^3}{4 k m c B} J_0 d \frac{|\nu - \nu_0|}{T} \exp \left[-\frac{hc(\nu - \nu_0)^2}{4 k T B} \right] \times \left[1 - \exp \left(-\frac{hc\omega_1}{kT} \right) \right]^{-1} \left[1 - \exp \left(-\frac{2hc\omega_1}{kT} \right) \right], \quad (10)$$

где T — температура, B — постоянная вращательной структуры, принятая равной $1,9228 \text{ см}^{-1}$, $\omega_0 = 4260 \text{ см}^{-1}$, $\omega_1 = 2156,75 \text{ см}^{-1}$, $f_0 = 8,0 \cdot 10^{-8} \text{ см}^{-1}$.

При расчетах интеграл $\int_0^{N_0} S_0(\tau) dN$ преобразовывался к виду

$$\int S_0(\tau) \frac{dN}{dN_H} dN_H = \int S_0(\tau) \frac{n_{CO}}{n_H} \frac{d\tau}{k}, \quad \text{где } n_{CO} \text{ и } n_H -$$

концентрации молекул CO и атомов водорода, соответственно, k — непрозрачность звездного вещества для $\lambda = 1 \text{ мкм}$, рассчитанная на 1 атом водорода. Отношение n_{CO}/n_H определяется расчетами химического состава, на которых мы останавливаться не будем, так как они описаны в [15]. Непрозрачность k вычислялась с учетом поглощения отрицательным ионом водорода, рассеяния атомами водорода, а также поглощения молекулами H_2O . Коэффициент поглощения молекулами H_2O , при $\lambda \approx 1 \text{ мкм}$ определялся по формуле [12]:

$$K(H_2O) = \frac{\pi e^3}{m c^3} \sum f_0^{n_1 n_2 n_3} z(\nu, T) \Phi_{n_1 n_2 n_3}(T), \quad (11)$$

где

$$z(\nu, T) = \frac{hc|\nu - \nu_0|}{4kTB} \exp \left[-\frac{hc(\nu - \nu_0)^2}{4kTB} \right],$$

$$\Phi_{\text{trans}}(T) = \left\{ \frac{1}{\tau} \left| 1 - \exp\left(\frac{hc\nu}{\Lambda T}\right) \right|^{-1} \right\} \left\{ 1 - \exp\left[\frac{hc}{kT} (\nu_1\nu_2 + \nu_1\nu_3 + \nu_2\nu_3)\right] \right\}$$

в суммирование производится по следующим комбинациям квантовых чисел l :

$$\begin{aligned} f_0^{111} &= 5.1 \cdot 10^{-6} & \nu_0 &= 8807 \text{ см}^{-1} \\ f_0^{021} &= 1.7 \cdot 10^{-6} & \nu_0 &= 8358 \text{ см}^{-1} \\ f_0^{122} &= 2.9 \cdot 10^{-6} & \nu_0 &= 2248 \text{ см}^{-1} \\ f_0^{020} &= 8.4 \cdot 10^{-10} & \nu_0 &= 7570 \text{ см}^{-1} \\ f_0^{212} &= 4.2 \cdot 10^{-6} & \nu_0 &= 8766 \text{ см}^{-1} \\ f_0^{012} &= 6.3 \cdot 10^{-6} & \nu_0 &= 8974 \text{ см}^{-1} \end{aligned} \quad (12)$$

Собственные частоты колебаний молекулы приняты равными: $\nu_1 = 3657 \text{ см}^{-1}$, $\nu_2 = 1595 \text{ см}^{-1}$, и $\nu_3 = 3756 \text{ см}^{-1}$. Пределы интегрирования в интеграле определяются границами обрабатываемого слоя. Нижний предел, естественно, равен нулю, а верхний предел приемем равным тому значению τ , при котором оптическая толщина в континууме в диапазоне интересующей нас полосы CO, т. е. при $\lambda \approx 2,3 \text{ мкм}$, равна 0.6. Конечно, это определение границы обрабатываемого слоя весьма произвольно; впрочем, это обстоятельство не влияет существенно на результаты расчетов. Очень важно, однако, учитывать при этом поглощение молекулами H_2O : в диапазоне 2,3 мкм роль этих молекул весьма значительна. Коэффициент поглощения молекул H_2O на 2,3 мкм учитывался по формуле (11) для следующего набора квантовых чисел (12):

$$\begin{aligned} f_0^{001} &= 7.6 \cdot 10^{-6} & \nu_0 &= 3756 \text{ см}^{-1} \\ f_0^{100} &= 7.6 \cdot 10^{-6} & \nu_0 &= 3650 \text{ см}^{-1} \\ f_0^{000} &= 8.4 \cdot 10^{-6} & \nu_0 &= 3151 \text{ см}^{-1} \end{aligned} \quad (13)$$

Результаты расчетов $S_0 N$ для ряда моделей атмосфер представлены в табл. 2. Пользуясь табл. 2, можно найти значение $S_0 N$ для гигантов различных спектральных классов, эффективные температуры и ускорения силы тяжести которых приводятся, например, в [16]. Соответствующие значения $S_0 N$, полученные путем интерполирования по данным табл. 1, приведены в табл. 3. В этой же таблице указаны также принятые значения T_e и g .

Таблица 2

T_e lgK	2750	3000	3200	3400	3500	3600	38(4)	1000
0.0	—	0.95	1.97	1.95	1.89	1.85	1.72	1.57
0.5	-0.83	0.45	1.52	1.75	1.76	1.67	1.56	—
1.0	-1.04	-0.11	0.91	1.31	—	1.48	1.38	—
1.5	-1.11	-0.59	0.34	1.25	—	1.28	1.21	—
2.0	-1.11	-1.00	-0.17	0.76	—	1.08	1.03	0.93

Таблица 3

Sp	$\lg T_e$	$\lg g$	$\lg S_0 N_0$	m^*	$\nu(\text{CO})$	[CO]	σ_m
K5	3.602	1.93	0.94	0.25	0.07	0.18	0.026
M0	3.591	1.63	1.09	0.27	0.07	0.20	0.020
M1	3.580	1.41	1.25	0.28	0.07	0.21	0.025
M2	3.574	1.31	1.32	0.31	0.08	0.23	0.018
M3	3.562	1.12	1.43	0.33	0.08	0.25	0.029
M4	3.550	0.98	1.52	0.34	0.08	0.26	0.026
M5	3.531	0.76	1.65	0.38	0.09	0.29	0.015

Теперь у нас есть возможность сопоставить результаты расчетов с данными наблюдений. Интенсивности полосы поглощения СО для большого количества холодных гигантов приводятся, например, в [17]. Дополнив приведенный в [17] список СО-индексов данными о спектральных классах этих звезд [18], мы рассчитали средние значения СО-индексов для спектральных классов К5 III—М5 III включительно. Эти значения со своими дисперсиями приведены в табл. 3 (столбцы 7, 8). Так как СО-индексы из работы [17] представляют собой разность звездных величин на 2.40 и 2.17 мкм (калиброванных относительно α Lyr), то для перевода этих индексов в определенные выше величины

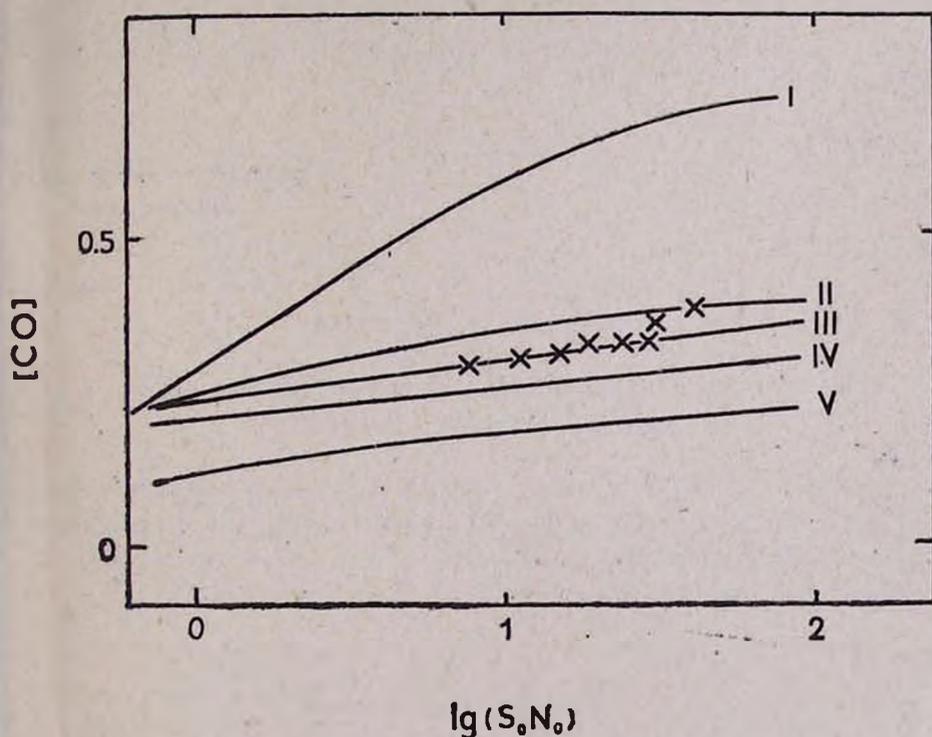


Рис. 1. Зависимость $m(\text{CO})$ от $\lg(S_0 N)$ I — модель Эльзассера; II, III, IV — модель Пласса и Годсона ($v=2.0, 2.5, 3.0$ км/сек, соответственно); V — модель Гуди ($v=3.0$ км/сек). Наблюдательные данные обозначены крестиком

և անհրաժեշտ է ուշադրություն դարձնել նաև այն իրադրությանը, որ ընդհանուր առմամբ չկա համընկնում միջև m^* և $\delta(\text{CO})$ ցուցանիշների մասին: Այսպիսով, m^* և $\delta(\text{CO})$ ցուցանիշները կարող են լինել փոփոխական, և դրանք կարող են ունենալ տարբեր արժեքներ: Այսպիսով, m^* և $\delta(\text{CO})$ ցուցանիշները կարող են լինել փոփոխական, և դրանք կարող են ունենալ տարբեր արժեքներ: Այսպիսով, m^* և $\delta(\text{CO})$ ցուցանիշները կարող են լինել փոփոխական, և դրանք կարող են ունենալ տարբեր արժեքներ:

1. Մոդելը Զելսսերի կարող է կարծադրել բարձրացված արժեքներ m^* (CO):

2. Մոդելը Գուդի կարող է ցածրացված արժեքներ m^* (CO):

3. Մոդելը Սլասթերի և Գոդսոնի բավարարիչ կերպով բացատրում է ինտենսիվությունը դիտարկվող սպեկտրի գծերում CO-ի: Բացարձակապես ճիշտ է, եթե արագ տուրբուլենտ շարժումը ընդունվի որպես 2,5 կմ/վրկ:

Գործնական: Մոդելը Սլասթերի և Գոդսոնի, հիմնված ընդհանուր ընդհանուր դիտարկումների վրա, կարող է կարծադրել բարձրացված արժեքներ m^* (CO):

30 մարտի 1988 թ.

Երևանի աստրոֆիզիկական
ոբսերվատորիա

ՅՒ. Կ. ՄԵԼԻԿ-ԱԼԱՎԵՐԴԻԱՆ

ՄԱՍԻՔԻ ԶՈՒՄԻ ԱՍՏՐՈՖԻԿԱԿԱՆ ՍՊԵԿՏՐԱԿԱՆ ՆԵՐՏՐՈՒՄԻ
ԻՆՏԵՆՍԻՎՈՒՄԻ ԵՎ ԳՐԱՎԻՏԱԿԱՆ ԶՆՆՈՒՄԻ

Հաշվարկված է CO մոլեկուլի 2.4 մկմ վրա գտնվող կոոլոնտների շերտի ինտենսիվությունը: Ստացված է այդ շերտի ինտենսիվության կախումը կլանող մոլեկուլների քանակից, Վեյսկոֆերի մոդելների բնութագրից հետո, որպես հաշվարկվող հիմք ընդունվել է Պլանկ-Բոլցմանի մեթոդը:

ՅՒ. Կ. ՄԵԼԻԿ-ԱԼԱՎԵՐԴԻԱՆ

CALCULATIONS OF INTENSITIES OF CO ABSORPTION BANDS IN
COOL GIANT STARS

The Intensities of CO absorption bands at 2.4 μ in cool giant stars

are calculated. It is shown that Plass-Godson's statistical model is useful for calculations of CO absorption bands.

ЛИТЕРАТУРА

1. N. J. Woolf, M. Schwarzschild, W. K. Rose, *Astrophys. J.*, 140, 833, 1964.
2. D. Mc. Cammon, G. Münch, G. Neugebauer, *Astrophys. J.*, 147, 475, 1967.
3. R. I. Thompson, H. W. Schnopper, *Astrophys. J.* 158, 155, 1969.
4. R. I. Thompson, H. W. Schnopper, R. I. Mitchell, H. L. Johnson, *Astrophys. J.* 158, L117, 1969.
5. K. M. Merrill, W. A. Stein, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, 88, 283, 1976.
6. M. Haronson, et al, *Astrophys. J.* 223, 824, 1978.
7. J. H. Frogel, et al, *Astrophys. J.*, 220, 75, 1978.
8. W. M. Elsasser, „Heat Transfer by Infrared Radiation in the Atmosphere“, Harvard, 1942.
9. R. M. Goody, *Quart. Journ. Roy. Met. Soc.*, 78, 336, 1952.
10. G. N. Plass, *Journ. Opt. Soc. Am.*, 48, 690, 1953.
11. W. L. Godson, *Journ. Meteorol.*, 12, 3, 1955.
12. T. Tsuji, *Publ. Astron. Soc. Japan*, 1², 127, 1966.
13. H. R. Johnson, A. P. Bernat, B. Krupp, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 42, 501, 1980
14. H. R. Johnson, *Astrophys. J.*, 260, 254, 1982.
15. А. А. Аюпян, Ю. К. Мелик-Аливердян, *Сообщ. Еurekaнской обл.*, (в печати).
16. V. Stralys, G. Kurtlere, *Astrophys. Space Sci.* 80, 353, 1984.
17. A. Mc. William, D. L. Lambert, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, 96, 882, 1984.
18. M. Jashek, *Cos. Inf. Bull.*, 15, 121, 1978.