

# ENERGY DISTRIBUTION IN SPECTRA OF «METALLIC-LINE» STARS

## Summary

Energy distributions in spectra of four «metallic-line» stars 2 Mon, 14 $\tau$  UMa, 65 $\alpha$  Cnc and 113 $\alpha$  Psc in the range of 3200—7000 Å are given. Comparison of the energy curves for 15 stars showed good agreement of the data with those obtained by A. V. Kharitonov.

УДК 523.87

**A. В. Шаврина**

## СОДЕРЖАНИЕ ЛИТИЯ В АТМОСФЕРАХ ТРЕХ М-СВЕРХГИГАНТОВ

Содержание лития в атмосферах поздних гигантов и сверхгигантов, как показывают наблюдения, изменяется в широких пределах [2, 8], что свидетельствует об эволюции вещества в недрах этих звезд и конвективном перемешивании его с выносом на поверхность звезды. Однако определить содержание лития в звездных атмосферах нелегко, поскольку оно существенно зависит от температуры. Обычно определяют отношение содержания лития к содержанию кальция, так как последний показывает аналогичную температурную зависимость.

Единственная линия лития, доступная для измерения в видимой области спектра, — дублет Li I (6707.74+6707.89), блендируется атомными и молекулярными линиями, что осложняет и делает неуверенными оценки содержания лития по измерениям эквивалентной ширины. Так, в большинстве работ с применением метода кривой роста изменилась суммарная эквивалентная ширина линий Li I, Fe I 6707.44, VI 6708.10 и молекулярных линий CN и TiO.

Наиболее строго блендинование учитывается в методе синтетического спектра, при использовании которого можно учесть влияние каждой линии на суммарный профиль. Лакк [8] определил содержание лития в атмосферах 19 G- и K-гигантов, рассчитав синтетический спектр в области линии лития на основе моделей атмосфер. Содержание лития в атмосферах M-гигантов определялось в работах [1, 10] методом кривой роста и в [3] методом Уоррена (с использованием эквивалентной ширины линии). М. Е. Боярчук [1], а также Т. А. Киппер и др. [3] сделали попытку учета блендинирования линии лития молекулярными линиями TiO (спектр CN в M-звездах относительно слаб). В первой работе учитывалось так называемое непрерывное поглощение вследствие наложения многочисленных молекулярных линий окиси титана, во второй — влияние TiO оценивалось по эквивалентным ширинам соседних неблендированных линий TiO.

Мы рассчитали синтетический спектр для трех M-сверхгигантов в области  $\lambda\lambda$  6700—6715 Å, основанный на применении формулы Миннаэтра для глубины линии. В каждой длине волны  $\lambda$  при этом суммировалось поглощение во всех атомных линиях (из списка Куруча и Пейтремана [7]), которые попадают в указанный диапазон, и молекулярных линиях трех полос  $\gamma$ -системы TiO — (1,0), (4,2) и (5,3) из списка Филлипса [3]. Спектрограммы исследуемых звезд  $\delta^2$  Lyg (M4 II), R Lyg (M5 II—III) и  $\alpha$  Нег А (M5 I b — II) получены М. Я. Орловым на 2-м телескопе Шемахинской астрофизической обсерватории АН АзССР (дисперсия 6 Å/мм).

Формула Миннаэрта дает следующую зависимость глубины линии  $R_\lambda$  от оптической толщины:

$$\frac{1}{R_\lambda} = \frac{1}{R_c} + \frac{1}{\Sigma\tau_\lambda}. \quad (1)$$

Здесь  $\Sigma\tau_\lambda$  — суммарная оптическая толщина всех атомных и молекулярных линий в данной длине волн  $\lambda$  ( $\Sigma\tau_\lambda = \Sigma\tau_{\lambda \text{ат}} + \Sigma\tau_{\lambda \text{мол}}$ );  $R_c$  — предельная глубина линии (для  $\tau_\lambda \gg 1$ ). Оптическая толщина в отдельной линии

$$\tau_\lambda = N_{J''} a_\lambda, \quad (2)$$

где  $N_{J''}$  — число молекул (атомов), поглощающих в данной линии с квантовым числом нижнего уровня  $J''$ ;  $a_\lambda$  — коэффициент поглощения в линии. Было принято  $a_\lambda = a_0 H(a, v)$ , где  $H(a, v)$  — функция Фойгта;  $a$  — константа затухания;  $v = \Delta\lambda/\Delta\lambda_D$ ;  $\Delta\lambda$  — расстояние данной точки  $\lambda$  от центра линии;  $\Delta\lambda_D$  — допплеровский параметр.

Коэффициент поглощения в центре линии  $a_0$  записывается как

$$a_0 = \frac{\pi^{1/2} e^2 \lambda}{mc} f_{J' J''} \sqrt{\frac{A m_0}{kT}}. \quad (3)$$

Силы осцилляторов  $f_{J' J''}$  для атомов взяты из [7]. Для молекулярной линии можно записать

$$f_{J' J''} = \frac{8\pi^2 mc}{3he^2 \lambda \tilde{\omega}} \frac{S_{J''} q R_e^2}{(2-\delta_{0,\Lambda''}) (2S''+1) (2J''+1)}, \quad (4)$$

где  $S_{J''}$  — фактор интенсивности вращательной линии (фактор Хенля—Лондона); для переходов  ${}^3\Phi - {}^3\Delta$  ( $\gamma$ -система TiO) эти величины рассчитаны Татумом [17];  $q$  — фактор Франка—Кондона (мы воспользовались величинами  $q$  для трех названных выше полос из работы [9]);  $\tilde{\omega}$  — статистический вес уровня, учитывающий  $\Lambda$ -раздвоение,  $\tilde{\omega}=1$  для одиночной линии и  $\tilde{\omega}=2$  для неразрешенного  $\Lambda$ -дублета [16];  $R_e$  — электронный момент перехода;  $S$  — спиновый момент;  $\delta_{0,\Lambda''}$  — символ Кронекера;  $\Lambda''$  — орбитальный момент нижнего состояния (для  ${}^3\Delta$  величина  $\Lambda=2$ ).

Прайс и др. [13] измерили для трех полос  $\gamma$ -системы так называемую электронную силу осциллятора, которая определяется Шади [15] как

$$f_e = \frac{8\pi^2 mc}{3he^2 \lambda} |R_e|^2 \frac{1}{(2-\delta_{0,\Lambda''}) (2S+1)}. \quad (5)$$

Выражение (4) можно переписать, используя (5):

$$f_{J' J''} = f_e \frac{S_{J''} q}{(2J''+1) \tilde{\omega}}.$$

Следует помнить, что здесь факторы Хенля—Лондона нормированы по правилу Татума (разные авторы использовали неодинаковую нормировку факторов интенсивности).

В формулу (2) для оптической толщины линии входит  $N_{J''}$  — число атомов (молекул) на нижнем уровне данного перехода. Общее число поглощающих атомов (молекул)  $N$  рассчитывается по формулам Саха и Больцмана. Для двухатомных молекул в случае связи Гунда  $a$  (оба уровня  ${}^3\Phi$  и  ${}^3\Delta$   $\gamma$ -системы TiO относятся к этому случаю) отношение  $N_{J''}$  к  $N$  можно записать следующим образом [17]:

$$\frac{N_{J''}}{N} = \frac{2\varphi(2S+1)(2J+1) \exp\{-hc/kT[T_0+G(v)+A\Lambda\Sigma+F(J)]\}}{Q_{el}Q_{vib}Q_{rot} \sum_{\Sigma=-S}^{+S} \exp[-(hc/kT)A\Lambda\Sigma]}$$

Здесь  $\varphi=1/2$  (для гетероядерной молекулы); в экспоненте — сумма электронной, колебательной и вращательной энергии для нижнего уровня перехода; член  $A\Lambda\Sigma$  учитывает мультиплетное (в случае  $^3\Delta$  — триплетное) расщепление электронного уровня;  $\Sigma=|S-1|, |S|, |S+1|$  — квантовое число спинового момента, для трех подуровней  $^3\Delta_1, ^3\Delta_2$  и  $^3\Delta_3$  оно равно соответственно 0, 1 и 2 (нижний индекс равен  $\Lambda+\Sigma$ , верхний (мультиплетность) —  $2S+1$ ); константа триплетного расщепления  $A=YB_v$ ; значения  $Y$  для трех учитываемых полос  $\gamma$ -системы взяты из [11].

Колебательная энергия (терм) имеет вид

$$G(v) = (v+1/2)\omega_e - (v+1/2)^2\omega_e x_e + \dots,$$

где  $\omega_e$  и  $\omega_e x_e$  — колебательные постоянные для данного электронного уровня, взятые из [11].

Вращательный терм записывается следующим образом:

$$F(J) = B_v J(J+1) - D_v [J(J+1)]^2 + \dots,$$

остальными членами в разложении  $G(v)$  и  $F(J)$  можно пренебречь, вращательные постоянные для данного колебательного уровня  $B_v$  и  $D_v$  также приведены в [11]. В знаменателе записана сумма по состояниям для молекулы; для TiO она взята из [14].

После суммирования  $\tau_\lambda$  всех учитываемых в данной  $\lambda$  линий рассчитывались глубины линий  $R_i$  по формуле Миннаэрта, которые далее для сравнения с наблюдаемым спектром подвергались преобразованию Гаусса для учета инструментального контура и макротурбулентности:

$$R_e = C \sum_i R_i \exp \left[ - \left( \frac{|\lambda_i - \lambda|}{\Delta\lambda} \right)^2 \right],$$

где

$$|\Delta\lambda|^2 = |\Delta\lambda_{\text{инструм}}|^2 + |\Delta\lambda_{\text{макро}}|^2.$$

Для трех исследуемых звезд при расчете синтетического спектра приняты: температура возбуждения  $T_{\text{возб}}=2500$  К, основанная на шкале эффективных температур Джонсона; температура ионизации  $T_{\text{ион}}=T_{\text{возб}}$ ; электронное давление определено ранее [4] методом кривой роста для а Нег; для двух других звезд  $\delta^2$  Луг и R Луг, близких по спектральному классу и светимости, принята та же величина:  $\lg p_e = -5.3$ . Содержание молекулы TiO, различных атомов,  $\Delta\lambda$  (инструментальное уширение плюс макротурбулентация),  $\Delta\lambda_D$  подбирались совмещением рассчитанного спектра с наблюдаемым. Методика подбора параметров синтетического спектра описана в [5]. Точность полученных параметров составляет 0.2—0.3 в логарифме числа атомов (и молекулы TiO), 0.1—0.2 в  $\lg \Delta\lambda$ . Для относительных содержаний ошибка уменьшается до 0.1—0.2 в логарифме с учетом всех неопределенностей. Выяснилось, что солнечный химический состав [6] (за исключением лития) удовлетворительно описывает наблюдаемый спектр. Для содер-

жания лития мы получили оценки  $\lg N_{Li}$ , равные 0.5; 0.3 и 0.2 соответственно для  $\delta^2$  Lyr, R Lyr и  $\alpha$  Her A (в шкале  $\lg N_H = 12.0$ , солнечное содержание лития  $\lg N_{Li} = 0.9$  [6]).

Для сравнения наших результатов с оценками  $\lg \frac{N_{Li}}{N_{Ca}}$  М. Е. Боярчук [1] для данных звезд мы приняли то же содержание кальция,

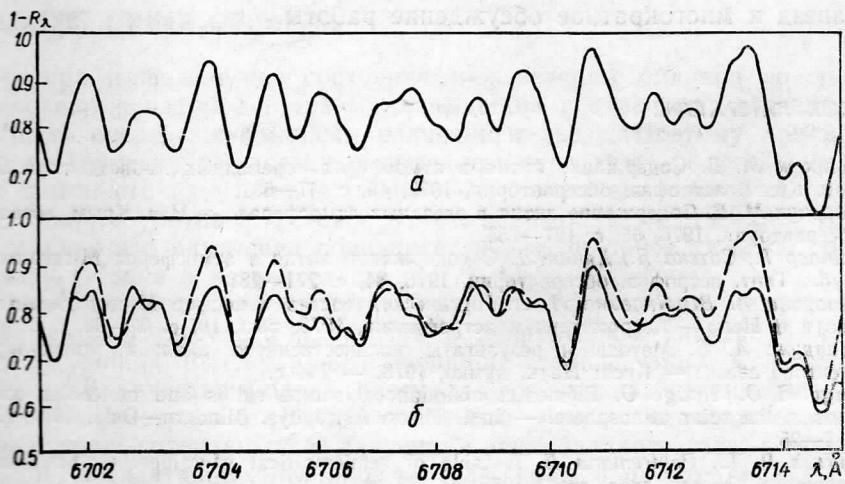
#### Содержание лития в атмосферах трех звезд

Звезда	Результаты на- стоящего иссле- дования	$\lg \frac{N_{Li}}{N_{Ca}}$		
		М. Е. Боярчук [1]	М. Е. Боярчук [1]*	Мерчант [10]*
$\delta^2$ Lyr	—5.9	—5.13	—4.96	—5.40
R Lyr	—6.1	—5.37	—5.25	—
$\alpha$ Her A	—6.2	—5.56	—5.48	—

\* Данные значения пересчитаны нами для  $T_{\text{ион}} = 2500$  К.

что и в солнечной атмосфере (линии кальция в изучаемом диапазоне спектра не наблюдаются). Полученные величины и результаты [1] приведены в таблице.

Отношение содержаний Li и Ca несколько зависит от принятой температуры ионизации, поскольку оба элемента находятся почти пол-



Сравнение рассчитанного и наблюдаемого спектра  $\delta^2$  Lyr:

$a$  — рассчитанный спектр молекулы TiO;  $b$  — синтетический спектр с учетом атомных и молекулярных (TiO) линий (штриховая линия) и наблюдаемый спектр (сплошная кривая).

ностью в ионизированном состоянии. Мы пересчитали результаты [1, 10] с принятой нами  $T_{\text{ион}} = 2500$  К. Они приведены в третьем и четвертом столбцах таблицы. (Все авторы использовали одну и ту же силу осциллятора для линии лития). Киппер и др. [3] получили для двух общих звезд  $\delta^2$  Lyr и R Lyr  $\lg \frac{N_{Li}}{N_{Ca}}$  соответственно —2.03 и —2.08. Наши значения для этого отношения составляют соответственно —0.4 и —0.6. Авторы [3] использовали формулу Уоррена

$$\lg \frac{N_{\text{Li}}^*}{N_{\odot}^*} = \lg \frac{W^*(\text{Li})}{W(\odot)(\text{Li})} - 4.93(\gamma - 1),$$

где

$$\gamma = \frac{T_{\text{eff}}^*}{T_{\odot}^*},$$

основанную на сравнении эквивалентных ширин линий в спектрах звезды и Солнца.

Из таблицы видно, что при определении содержания лития в атмосферах M-сверхгигантов необходим детальный учет влияния линий окиси титана. Приведенные оценки содержания Li в атмосферах изучаемых звезд, как и в более ранних работах, получены при допущении, что в слое образования всех включаемых в расчеты синтетического спектра линий физические параметры постоянны. Это допущение может быть справедливо в нашем случае, поскольку линия лития образуется в верхних слоях атмосферы, как и молекулярные линии TiO (их потенциалы возбуждения  $\chi_{\text{возб}} = 0.1 \div 0.3$  эВ, для дублета Li  $\lambda 6708 \chi_{\text{возб}} = 0.0$ ), вносящие основной вклад в бландирование линии лития в спектрах исследуемых звезд. Более точные результаты можно получить с помощью синтетического спектра на основе надежных моделей атмосфер, как это сделал Лакк для G- и K-гигантов [8].

На рисунке показано сравнение рассчитанного и наблюдаемого спектра  $\delta^2$  Луг.

В заключение автор благодарит М. Л. Цесиса за помощь в расчетах на ЭВМ ЕС-1022 и М. Я. Орлова за предоставление записей спектров звезд и многократное обсуждение работы.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Боярчук М. Е. Содержание лития в атмосферах переменных M-звезд типа SR. — Изв. Крым. астрофиз. обсерватории, 1972, **46**, с. 47—53.
- Боярчук М. Е. Содержание лития в звездных атмосферах. — Изв. Крым. астрофиз. обсерватории, 1976, **55**, с. 127—155.
- Киппер Т., Ситска Я., Хянни Л. О содержании лития в атмосферах M-гигантов. — Публ. Тартг. астрофиз. обсерватории, 1976, **44**, с. 271—281.
- Шаврина А. В., Яковина Л. А. Химический состав атмосфер M-сверхгигантов α Sco и α Нег. — Астрометрия и астрофизика, 1973, вып. 19, с. 87—98.
- Шаврина А. В. Методы и результаты количественного анализа молекулярных спектров звезд. — Киев: Наук. думка, 1978. — 144 с.
- Engvold O., Houge O. Elemental abundances isotope ratios and molecular compounds in the solar atmosphere. — Inst. Theor. Astrophys. Blindern—Oslo, 1974, N 39, p. 1—25.
- Kurucz R. L., Peytremann E. A table of semiempirical gf-values. — Smithsonian Astrophys. Observ. spec. rept., 1975, N 362, p. 1219.
- Luck R. Earle. The chemical composition of late-type supergiants. 2. Lithium abundances for 19 G and KIB stars. — Astrophys. J., 1977, **218**, p. 752—766.
- McCallum J. C., Jarman W. R., Nicholls R. W. Franck—Condon factors and related quantities for diatomic molecular band systems. — York Univ., Spectrosc. rept. 1970, N 1.
- Merchant Ann E. The abundance of lithium in early M-type stars. — Astrophys. J., 1967, **147**, p. 587—608.
- Phillips John G. Molecular constants of the TiO molecule. — Astrophys. J., Suppl. Ser., 1973, **26**, p. 313—332.
- Price M. L., Sulzmann K. G. P., Penner S. S. Measurements of f-numbers for  $\alpha$ - and  $\gamma$ -bands of TiO. — J. Quant. Spectrosc. and Radiat. Transfer, 1971, **11**, p. 427—442.
- Price M. L., Sulzmann K. G. P., Penner S. S. Electronic-band oscillator strength for the  $\alpha$ - and  $\gamma$ -bands of TiO. — J. Quant. Spectrosc. and Radiat. Transfer, 1974, **14**, p. 1273—1275.
- Scalo J. M., Ross J. E. Synthetic spectra of red giants. 1. Representative band head profiles of diatomic molecules. — Astron. and Astrophys., 1976, **48**, p. 219—234.

15. Schadee A. The relation between the electronic oscillator strength and the wave length for diatomic molecules. — J. Quant. Spectrosc. and Radiat. Transfer, 1967, 7, p. 169—183.
16. Tatum J. B. The interpretation of intensities in diatomic molecular spectra. — Astrophys. J., Suppl. Ser., 1967, 24, p. 21—56.
17. Tatum J. B. Honl—London factors for  $^3\Phi$ — $^3\Delta$  systems. — Month. Notic, 1968, 141, p. 459—467.

Главная астрономическая  
обсерватория АН УССР,  
Киев

Поступила в редакцию  
17.04.78

A. V. SHAVRINA

## THE ABUNDANCE OF LITHIUM IN THE ATMOSPHERES OF THREE M-SUPERGIANTS

**Summary**

The abundance of lithium is determined from the spectrograms with dispersion of 6 Å/mm for three M-supergiants ( $\delta^2$  Lyr, R Lyr,  $\alpha$  Her A). The method of synthetic spectra with Minnaert's formula involving both atomic lines and molecular lines of TiO was used. The resulting lithium abundance decreases by factor of 10 when molecular lines are taken into account.

УДК 523.152.2

**Л. Н. Аршуткин**

## ПОЛЕ УЛЬТРАФИОЛЕТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В МЕЖЗВЕЗДНЫХ ОБЛАКАХ

Структура и физическое состояние межзвездных облаков во многом определяются взаимодействием их вещества с внешним излучением и, в первую очередь, суммарным излучением звезд. Поэтому при исследовании строения межзвездных облаков важно знать спектральный состав фотонного излучения и степень его поглощения. Особый интерес представляет ультрафиолетовое излучение в области 912—2000 Å, так как именно это излучение ионизирует и диссоциирует газовую составляющую облака и нагревает его.

Ниже приводятся результаты расчета поглощения межзвездного поля ультрафиолетового излучения в непрерывном спектре и лаймановских линиях молекулярного водорода в диффузных межзвездных облаках. В качестве модели рассматриваются квазистатические, сферически симметричные облака заданной массы, поддерживающиеся в равновесии гравитацией и давлением межоблачного газа. Структуры облаков, рассчитанных по такой модели, даны в работе [1].

Ультрафиолетовое излучение в межзвездных облаках в непрерывном спектре эффективно поглощается пылевыми частицами. Незначительный вклад вносит поглощение при ионизации тяжелых элементов с потенциалом ионизации меньше 13.6 эВ. Эффективное поглощение ультрафиолетового излучения происходит также в лаймановских линиях при фотодиссоциации молекулярного водорода.

Для определения сечения поглощения пылевыми частицами излучения с длиной волны  $\lambda$ — $\sigma_{\text{п}}(\lambda)$  использованы результаты наблюдательных данных. Известно, что

$$\sigma_{\text{п}}(\lambda) = \sigma_{\text{п}}(V) \left( 1 + \frac{1}{R} \frac{E_{\lambda-V}}{E_{B-V}} \right) \text{ см}^2,$$

где  $E_{\lambda-V}$ ,  $E_{B-V}$  — избытки цвета;  $R = A_V/E_{B-V}$ ;  $A_V$  — поглощение в визуальных лучах.