

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР
АСТРОФИЗИКА

ТОМ 3

АВГУСТ, 1967

ВЫПУСК 3

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЯ F-ЗВЕЗД. II.
АТМОСФЕРЫ 41 Cyg и ν Her

Т. А. КИППЕР

Поступила 7 апреля 1967

Исправлена 15 июня 1967

В работе оцениваются некоторые параметры атмосфер двух F-звезд (41 Cyg и ν Her). Для анализа используется метод кривых роста на основании теоретической кривой роста Унзольда.

Найдено, что температура возбуждения зависит от потенциала возбуждения, но микротурбулентная скорость остается константной.

Определены температуры ионизации и электронные давления.

Определено относительное содержание элементов. Содержание элементов не отличается от солнечного.

К настоящему времени имеется весьма мало работ по F-звездам, выполненных с высокой дисперсией. В этом спектральном классе физическое блендирование линий еще не так серьезно как в звездах класса G и позже, поэтому с высокой дисперсией удастся разрешить большое количество бленд. Настоящая статья основана на спектрограммах со сравнительно высокой дисперсией (4 и 8 Å/мм). В статье [1] опубликованы эквивалентные ширины более 2000 линий двух звезд — 41 Cyg (F2—4 I_b) и ν Her (F2 II—III). Наблюдения покрывают область λ 3700—4900. В настоящей статье проведен анализ их атмосфер методом кривых роста.

1. *Кривые роста.* В литературе предложено довольно много различных вариантов кривых роста. Все они сравнительно мало отличаются друг от друга. Некоторые авторы считают, что для разных спектральных типов звезд надо выбрать разные типы кривых роста. Однако о преимуществе одной кривой перед другими можно строго су-

доть лишь на основании моделей атмосфер, но тогда отпадает вообще потребность в употреблении такого грубого метода. Бóльшее влияние на результаты, чем выбор типа кривой роста, имеют ошибки в определении сил осцилляторов и эквивалентных ширин. Интересно, что Хуан [2] получил из общих принципов усреднения физических условий в атмосферах звезд, что элементарные кривые роста Унзольда и Мензеля являются одними из лучших среди предложенных.

В настоящей статье использовалась кривая роста Унзольда [3], которая основывается на интерполяционной формуле Миннаэрта

$$R_v = \left(\frac{1}{\tau_v} + \frac{1}{R_c} \right)^{-1}. \quad (1)$$

Абсциссой кривой роста Унзольда служит величина

$$\lg D = \lg \frac{c}{2 R_c v_0} + \lg \frac{2 \sqrt{\pi} e^2}{m_e c^3} + \lg gf \lambda - \theta_B \varepsilon_1 + \lg \frac{N_r H}{u_r}, \quad (2)$$

а ординатой

$$\lg \frac{W_\lambda}{2 R_c \Delta \lambda_D} = \lg \frac{W_\lambda}{\lambda} + \lg \frac{c}{2 R_c v_0}. \quad (3)$$

Эмпирическую кривую роста удобно построить в координатах

$$\lg X = \lg gf \lambda - \theta_B \varepsilon_1 \quad (4)$$

и

$$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda}.$$

При этом надо в первом приближении принимать разумную температуру возбуждения θ_B . Это можно легко сделать по спектральному классу звезды. В данном случае предварительная температура возбуждения выбрана $\theta_B = 0.95$.

Вертикальные смещения, необходимые для согласования наблюдаемой кривой с теоретической, дают параметр v_0 , которое отождествляется с микротурбулентной скоростью. В выражение ординаты (2) входит предельная глубина линий R_c , которая меняется примерно от единицы в случае Солнца до половины в ранних В-звездах. Поэтому ясно, что от этой величины сильно зависит полученная турбулентная скорость. По самым сильным металлическим линиям взята для 41 Cyg $R_c = 0.90$ и для ν Her $R_c = 0.70$.

Горизонтальные смещения наблюдаемой кривой от теоретической дают содержание элементов в атмосфере звезды. Если для построения

эмпирической кривой роста в формуле (3) взять λ в ангстремах, то получим

$$\lg \frac{N_r H}{u_r} = (\lg D - \lg X) - \lg \frac{c}{2 R_c v_0} + 20. \quad (5)$$

Здесь, выражение в скобках и есть горизонтальный сдвиг, а второй член в правой части — сдвиг в вертикальном направлении.

Кривые роста построены отдельно для всех элементов, у которых наблюдаются неблендированные линии или бленды, которые удастся разрешить. Если число линий невелико, то кривые роста для таких элементов построены при условии, что вертикальный сдвиг $\lg c/2 R_c v_0$ у них не отличается от среднего по другим элементам. На рис. 1—6 приведены некоторые примеры полученных кривых роста.

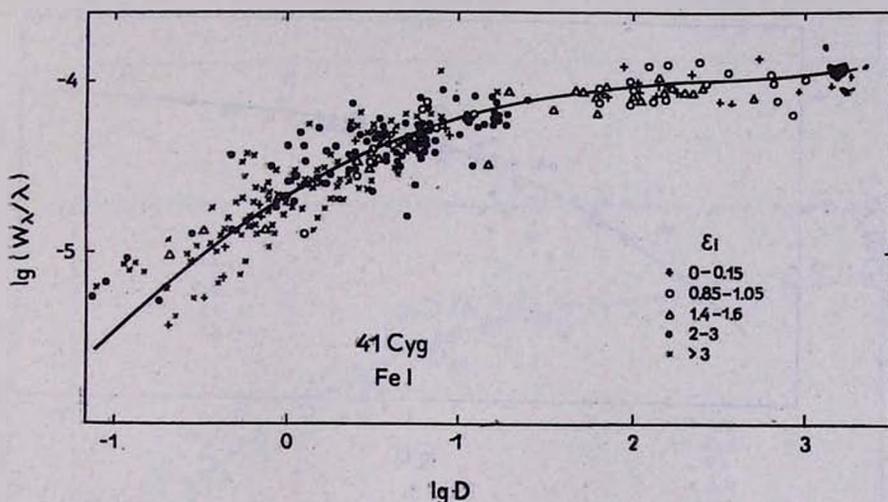


Рис. 1.

При построении кривых роста в большинстве случаев применялись экспериментальные силы осцилляторов Корлисса и Бозмана [4]. В остальных случаях, если это оказалось возможным, силы осцилляторов приведены в их систему.

2. Температура возбуждения. Если в первом приближении согласование теоретической и наблюдаемой кривой роста произведено, то можно уточнить температуру возбуждения θ_B . Для этого на график с предварительной кривой роста вместо $\lg X$ нанесем $\lg gf\lambda$ и найдем отклонения по оси абсцисс от принятой кривой роста. Если

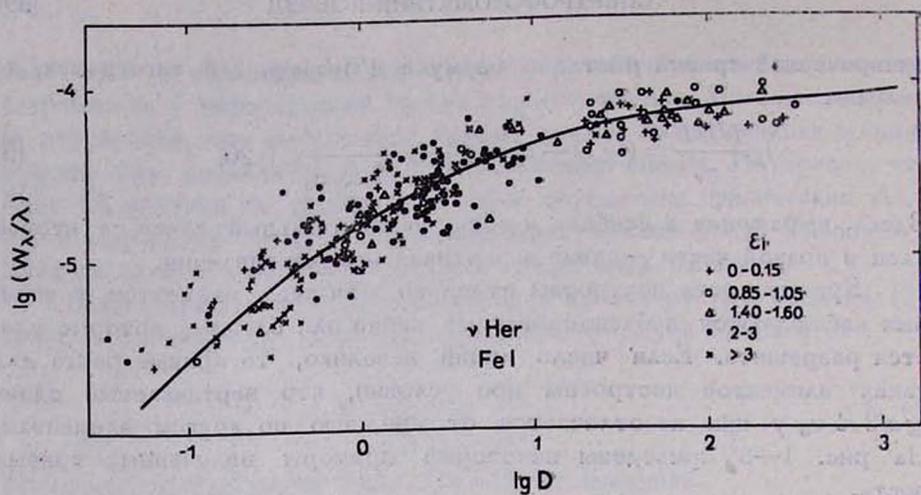


Рис. 2.

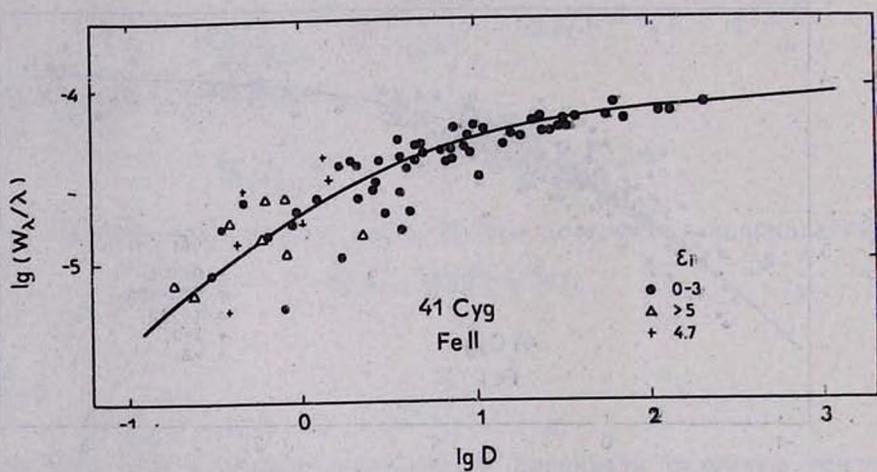


Рис. 3.

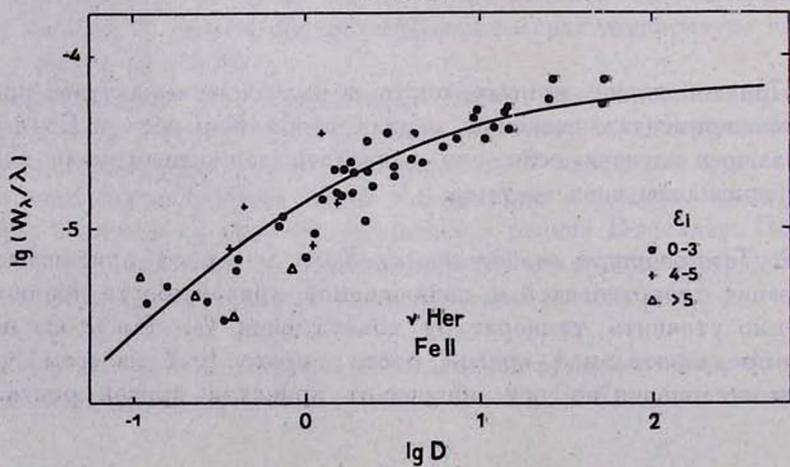


Рис. 4.

предположение о больцмановском распределении атомов по состояниям справедливо, то связь между найденными отклонениями и потенциалом возбуждения ϵ_1 должна быть линейной с коэффициентом θ_B .

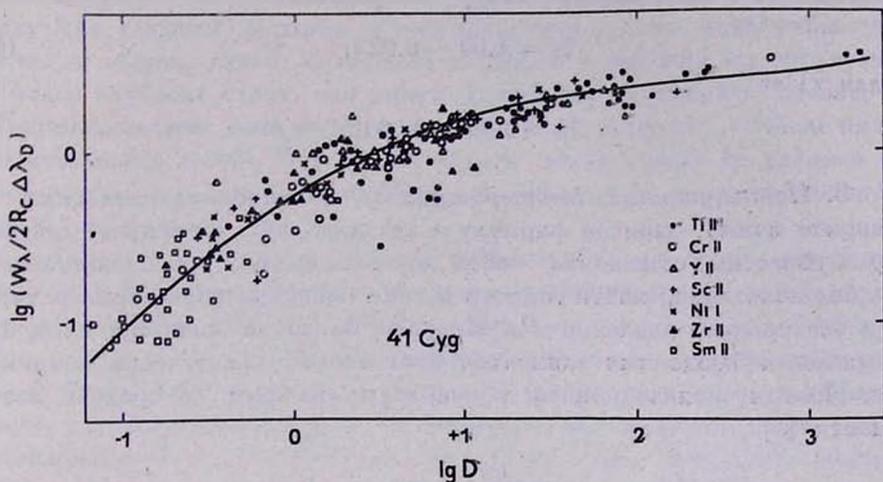


Рис. 5.

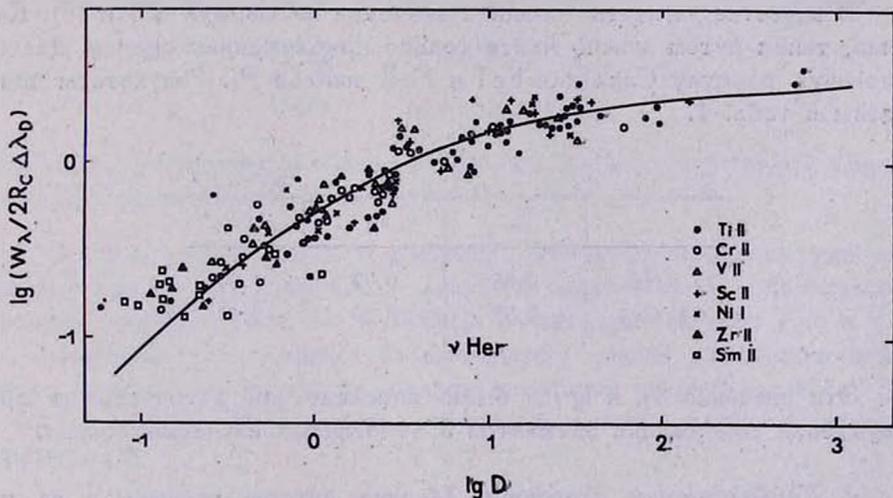


Рис. 6.

Определенная таким образом θ_B оказывается зависимым от ϵ_1 . С одной стороны зависимость θ_B от ϵ_1 отражает зависимость θ_B от глубины в атмосфере, но с другой стороны она отражает зависимость θ_B от интенсивности линии, так как в среднем, линии с низкими ϵ_1 более интенсивны, чем с высокими ϵ_1 . Полученная при помощи кривой роста

температура возбуждения является некоторым средним параметром и не обязательно должно быть действительной температурой возбуждения в звездной атмосфере. В среднем, в интервале потенциалов возбуждения от 0 до 8 эв, для 41 Cyg получается

$$\theta_B = 1.00 - 0.02 \epsilon_1 \quad (6)$$

и для ν Her

$$\theta_B = 0.95 - 0.03 \epsilon_1. \quad (7)$$

3. *Ионизационная температура и электронное давление.* В принципе можно, написав формулу Саха для двух элементов, для которых известны отношения чисел атомов в двух последовательных стадиях ионизации, найти одновременно ионизационную температуру $\theta_{и}$ и электронное давление P_e . Но из-за близости ионизационных потенциалов наблюдаемых элементов этот способ практически неприменим. Поэтому ионизационная температура найдена по средней зависимости [5]

$$\frac{\theta_{и}}{\theta_B} = 0.91. \quad (8)$$

В качестве θ_B взяты средние значения из формул (5) и (6). Конечно, таким путем можно найти только приближенные оценки. Далее, используя формулу Саха для Fe I и Fe II найден P_e . Результаты приведены в табл. 1.

Таблица 1

	$\bar{\theta}_B$	$\theta_{и}$	$\lg P_e$
ν Her	0.85	0.77	1.20
41 Cyg	0.95	0.86	-0.15

Эти значения $\theta_{и}$ и $\lg P_e$ были впоследствии использованы при нахождении содержания элементов в атмосферах изучаемых звезд.

4. *Турбулентные скорости.* Многие авторы указывают на то обстоятельство, что турбулентные скорости в атмосферах сверхгигантов зависят от потенциала возбуждения нижнего уровня линий, по которым они определены. Для исследования этого явления все линии Fe I и Fe II были разбиты на группы в зависимости от ϵ_1 и кривые роста построены отдельно для каждой из таких групп. Это было сделано уже после того, как в первом приближении было определено θ_B .

Нам не удалось обнаружить различий в v_0 в зависимости от ϵ_1 . До некоторой степени полученный результат можно объяснить. Турбулентная скорость определяется точнее всего по сильным линиям распадающимся на пологом участке кривой роста. Но эти линии образуются главным образом в поверхностных слоях атмосферы. Конечно, в общем, линия возникшая с уровня с высоким ϵ_1 , образуется в более глубоких слоях, чем линия возникшая с низкого уровня, но в использованном нами интервале ϵ_1 (0—5 эв) большое значение имеет интенсивность линий. Вследствие малого числа линий не удалось использовать для этой цели Mg II, у наблюдаемых линий которого $\epsilon_1 \approx 9$ эв.

То, что не обнаруживается зависимость v_0 от ϵ_1 , отражают рис. 1—4. На этих рисунках на оси ординат нанесены наблюдаемые значения $\lg w_\lambda/\lambda$. Никаких вертикальных сдвигов не произведено. На этих рисунках видно, что наблюдается тенденция ослабления линий с ростом ϵ_1 . Поэтому, если принять более крутой градиент температуры, чем полученный в п. 3, то турбулентные скорости оказываются зависимыми от ϵ_1 , они уменьшились бы с ростом потенциала возбуждения. Отсюда ясно, что вопрос о турбулентных скоростях тесно связан с проблемой температур возбуждения.

Турбулентные скорости для рассмотренных звезд получаются:

$$41 \text{ Cyg} \quad v_0 = 6.6 \text{ км/сек},$$

$$\nu \text{ Her} \quad v_0 = 5.4 \text{ км/сек}.$$

Эти скорости включают в себя и тепловое движение, которое, однако, мало при температурах F-звезд.

5. *Водородные линии.* В работе [1] получены эквивалентные ширины и контуры бальмеровских линий и линий H и K ионизованного кальция. Контуры H_γ и H_δ и 3933 Ca II приведены на рис. 7, 8 и 9.

Эквивалентные ширины бальмеровских линий позволяют найти число водородных атомов на втором квантовом уровне над 1 см² фотосферы $\lg N_2H$. При условии оптически тонкого слоя справедлива формула [5]

$$W_\lambda = \frac{\pi e^2 \lambda^2}{m_e c^3} f_{2n} N_2 H. \quad (9)$$

В последовательных бальмеровских линиях оптическая толща убывает с ростом главного квантового числа верхнего уровня. Поэтому начиная с некоторой линии реализуется случай тонкого слоя. Макси-

мум величин N_2H , вычисленных по формуле (7), и даст нам искомое значение N_2H . Таким путем получены

$$\nu \text{ Her } \lg N_2H = 16.11,$$

$$41 \text{ Cyg } \lg N_2H = 16.15.$$

Формула Больцмана для данного случая имеет вид

$$\lg N_2 - \lg N_1 = 0.6 - 10.15 \theta. \quad (10)$$

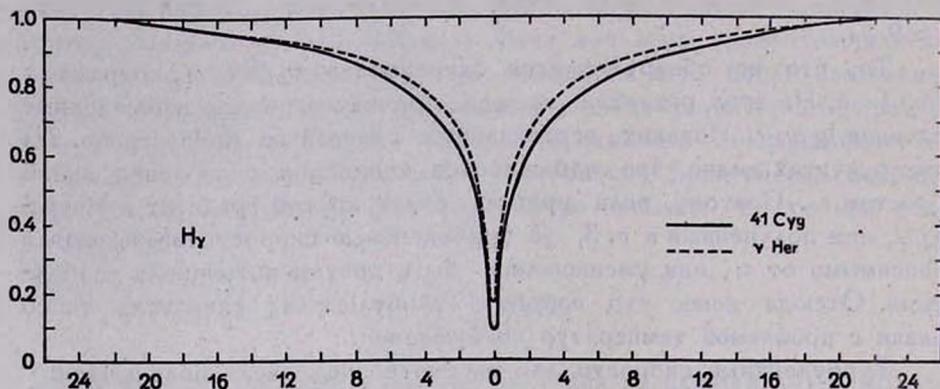


Рис. 7.

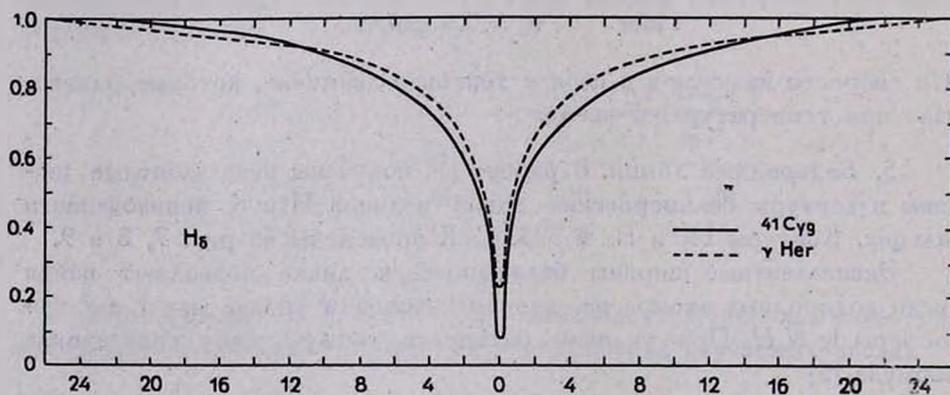


Рис. 8

Если использовать в качестве температуры найденную по кривым роста среднюю температуру возбуждения, то получаются следующие числа водородных атомов в основном состоянии, которые почти не отличаются от полного их числа

$$\nu \text{ Her } \lg N_1 H = 23.11,$$

$$41 \text{ Cyg } \lg N_1 H = 25.15.$$

Эти значения могут иметь большую ошибку из-за неопределенности температур.

По эквивалентным ширинам бальмеровских линий можно определить среднюю электронную концентрацию n_e по формуле [5]

$$W_{\lambda}^2 = k N_2 H n_e \left(\frac{R_c}{0.45} \right)^{3/2}. \quad (11)$$

Эта приближенная формула выводится на основании интерполяционной формулы Миннаерта и выражения штарковского расширения для крыльев линий. Учитывая ранее полученные значения $N_2 H$, по формуле (11) получены значения n_e , которые значительно превышают полученные по формуле Саха. С таким явлением встречались и другие авторы, причем различия между двумя способами определения столь велики, что их нельзя объяснить ошибками наблюдений. В табл. 2 даны результаты определений $\lg n_e$ по линиям H_β , H_γ , H_δ .

Таблица 2

	H_β	H_γ	H_δ
$\nu \text{ Her}$	14.18	14.52	14.73
41 Cyg	14.05	14.58	14.64

Контуры водородных линий практически совпадают и различия, которые видны в крыльях линий, скорее всего обусловлены ошибками наблюдений. Это подтверждается различным поведением крыльев у H_γ и H_δ (рис. 7 и 8). Но остаточные интенсивности у $\nu \text{ Her}$ систематически больше, чем у 41 Cyg, особенно у далеких членов бальмеровской серии. Это результат большей прозрачности атмосферы 41 Cyg. Это подтверждается также тем, что у нее металлические линии значительно сильнее и полученные значения $\lg NH$ больше, чем у $\nu \text{ Her}$.

Влияние разности в непрерывном поглощении сказывается сильнее на линиях H и K ионизованного кальция. Для иллюстрации на основании однородной модели Милна-Эддингтона вычислены контуры линии $\lambda 3933 \text{ Ca II}$. Для случая чистого рассеивания контур дается формулой [6]

$$R = \frac{L^{1/2}}{\frac{1}{3} + \frac{1}{2} \frac{B^0}{B^1}} \left(\alpha_2 + \frac{B^0}{B^1} \frac{\alpha_1}{L} + \frac{1-L}{2} \sqrt{L} \alpha_1^2 \right). \quad (12)$$

Здесь коэффициенты поглощения входят в величину L :

$$L = \frac{1}{1 + \frac{\alpha_\lambda}{\kappa_\lambda}}. \quad (13)$$

Коэффициент поглощения в линии взят в виде

$$\alpha_\lambda = N \cdot 16.5 \cdot 10^{-26} \cdot f \cdot \frac{\Gamma}{\gamma_{cl}} \cdot \frac{\lambda_0^2}{\Delta\lambda^2}. \quad (14)$$

Условия выбраны следующие: $N = 0.7 \cdot 10^{18}$, $B^0/B^1 = 2/3$, $\Gamma = \Gamma_{rad}$, $\lg \kappa_\lambda = -0.90$ для ν Her и $\lg \kappa_\lambda = -1.60$ для 41 Cyg. Последние значения выбраны по таблицам Л. Х. Аллера [7] по температурам и электронным давлениям из табл. 1.

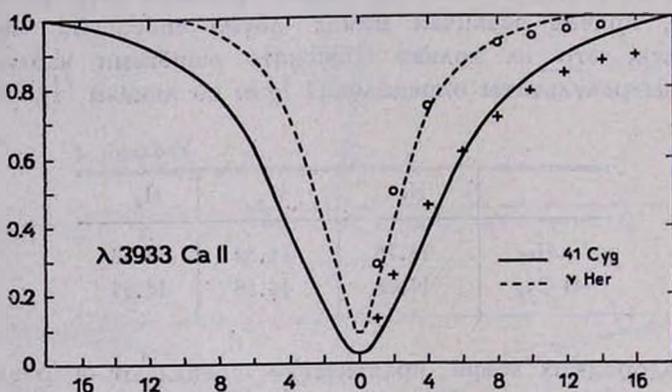


Рис. 9.

Полученные контуры нанесены из рис. 9, кружками отмечены результаты для ν Her, крестиками для 41 Cyg. Соответствие с наблюдаемыми контурами не очень хорошее, что указывает на неприменимость модели Милна-Эддингтона, особенно в случае 41 Cyg. Но с другой стороны, ясно видно, что главным образом различия в контурах обусловлены различиями коэффициентов непрерывного поглощения.

6. *Содержание элементов.* Горизонтальный сдвиг эмпирической кривой роста до совпадения с теоретической дает в случае кривой роста Унзоляда величину $\lg(N_r H / u_r)$, где $N_r H$ число поглощающих атомов в данном состоянии ионизации над 1 см^2 фотосферы, а u_r — сумма по состояниям. При нахождении содержания элементов использовались суммы по состояниям Корлисса и Бозмана [4]. Температура

Таблица 3

Элемент	$\lg N_{rH}$		Источник $\lg gf^{\lambda}$
	ν Her	41 Cyg	
C I	20.27	21.17	11
C II	19.77	20.91	
Mg I	15.66	16.01	4;9
Mg II	19.30	20.36	9
Al I	15.17	15.37	4
Al II	18.00	18.85	
Si I	17.48	17.38	4
Si II	19.19	19.56	
Ca I	14.58	14.84	4.9
Ca II	18.34	19.15	
Sc II	15.47	15.81	4
Ti II	16.61	17.35	4;9
V I	12.9	13.4	4
V II	15.71	16.41	4
Cr I	14.89	14.93	4
Cr II	16.86	17.76	9
Mn I	14.61	14.87	4
Mn II	17.24	18.15	9
Fe I	16.24	16.86	8;41
Fe II	18.51	19.68	10
Co I	14.5	14.7	4
Co II	16.6	17.4	4
Ni I	15.96	16.24	4
Ni II	17.84	18.66	9
Sr II	12.24	15.44	4
Sr III	14.69	15.09	
Y II	14.71	15.29	4
Zr II	14.79	15.37	4
Ba II	14.73	15.03	4
Ba III	14.60	15.10	
La II	14.28	14.73	4
Ce II	14.48	14.84	4
Pr II		14.14	4
Nd II	14.34	14.74	4
Sm II	14.20	14.16	4
Eu II	13.20	13.70	4
Gd I		12.81	4
Gd II		14.59	4
Hf II		14.49	4

при их вычислении была взята близкая к нашему случаю. Результаты определений $\lg N_r H$ приведены в табл. 3. Там же приведены литературные источники, откуда взяты силы осцилляторов.

Если из кривых роста удалось определить только содержание нейтральных атомов, то число ионизованных атомов найдено по формуле Саха.

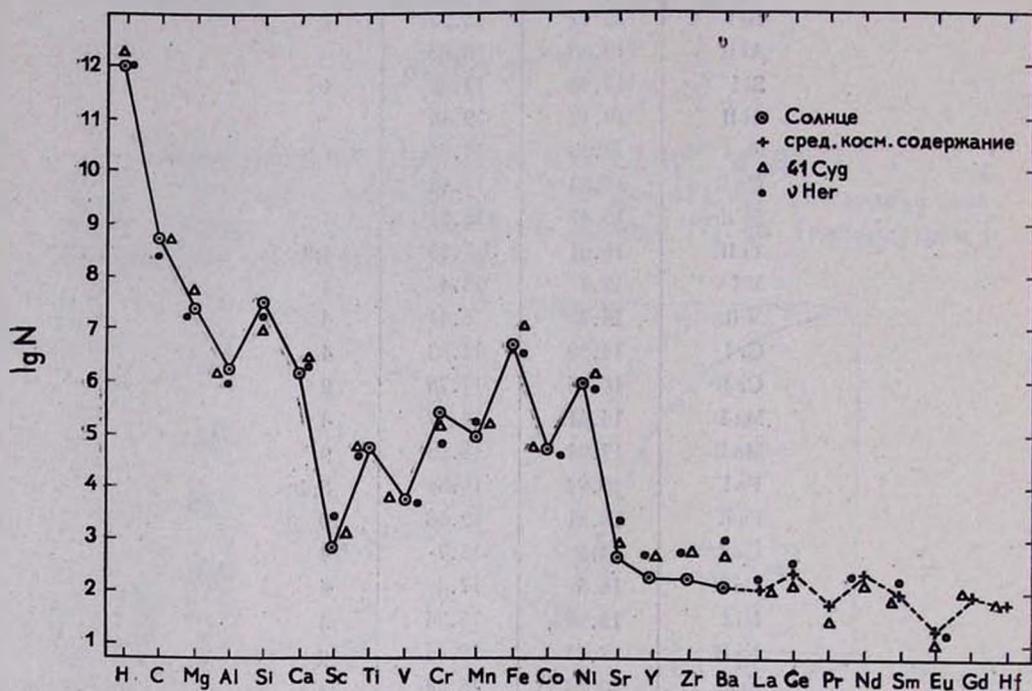


Рис. 10.

Полученные после нормировки относительные содержания элементов приведены вместе с солнечными данными [11] на рис. 10. Для более тяжелых элементов ввиду отсутствия их в работе [11] приведено сравнение со средним космическим содержанием [12]. В общем содержание элементов в обеих звездах не отличается от солнечного.

Здесь уместны некоторые замечания по отдельным элементам. Содержание водорода определено весьма неуверенно из-за неточности температуры. Только по одной линии определено содержание углерода и кремния. Содержание алюминия определено по двум сильным резонансным линиям, которые располагаются на пологом участке кривой роста. Содержание стронция определено также только по двум сильным линиям. Для Sc II взяты экспериментальные силы осцилляторов [4]; данные М. Е. и А. А. Боярчук [9], меньше эксперименталь-

ных $\lg gf \lambda$ на 0.35. Содержание хрома определялось по $\lg gf \lambda$ из работы [9]; хотя совпадающих линий мало, кажется, что $\lg gf \lambda$ больше экспериментальных на 0.44. Для определения содержания бария применялись экспериментальные $\lg gf \lambda$ [4], которые меньше значений из работы [9] на 0.6. Солнечное содержание определено на основании таблиц Бейтса—Дамгарда, которые дают хорошее согласие с данными работы [9]. По-видимому, содержание Y и Zr несколько больше, чем в атмосфере Солнца.

В заключение выражаю благодарность астрономам Крымской астрофизической обсерватории АН СССР за предоставление возможности получить наблюдательный материал. Благодарен А. А. Боярчуку за ценные обсуждения в ходе работы.

Институт физики и астрономии
АН Эстонской ССР

SPECTROPHOTOMETRY OF THE F-STARS. II. ATMOSPHERES OF 41 Cyg AND ν Her

T. A. KIPPER

Some atmospheric parameters of two F-stars (41 Cyg and ν Her) are estimated. For analysis the curve-of-growth technique based on the theoretical curve of growth calculated by Unsöld is used.

It is found that the excitation temperature depends on the excitation potential, but the microturbulent velocity is found to be constant. The ionisation temperature and the electron pressure are determined.

The relative abundances of elements are found and compared with those of the Sun. The abundances are nearly the same as in the Sun.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Т. А. Киппер, Публ. Тарт. АО (в печати).
2. S. S. Huang, Ap. J., 115, 529, 1952.
3. А. Унзольд, Физика звездных атмосфер, М., 1949.
4. С. Н. Corliss, R. W. Vozman, NBS Monograph 53, U. S. Government Printing Office, Washington 25, D. C., 1962.
5. Э. Р. Мустель, Звездные атмосферы, М., 1960.
6. С. Чандраскар, Перенос лучистой энергии, М., 1953.
7. Л. Х. Аллер, сб., „Звездные атмосферы“, под ред., Дж. Л. Гринстейна, М., 1963.
8. К. К. Прокофьев, Е. И. Никонова, Ц. Ф. Груздев, М. С. Фриш, Изв. КрАО, 31, 281, 1964.
9. М. Е. Боярчук, А. А. Боярчук, Изв. КрАО, 22, 234, 1960.
10. В. Warner, Comm. from the University of London obs., № 70, 1966.
11. L. Golberg, E. A. Müller, L. H. Aller, Ap. J. Suppl. ser., 5, № 45, 1960.
12. К. У. Аллен, Астрофизические величины, М., 1960.