

М. А. Аракелян

Кривая роста для поздних В-звезд главной последовательности

Эффективным средством исследования звездных атмосфер является метод построения и изучения кривой роста, т. е. зависимости полных поглощений в спектральных линиях определенного элемента (данной степени ионизации) от оптической глубины в центре линии. При этом удобно выражать полные поглощения в единицах длин волн, т. е. изучать зависимость:

$$\frac{W}{\lambda} = F(X_0), \quad (1)$$

где

$$X_0 = \frac{\sqrt{\pi} e^2}{m \cdot c^2} \cdot \frac{\lambda^2}{\Delta \lambda_D} N_n H f \quad (2)$$

оптическая толщина в центре линии. В уравнении (2) $\Delta \lambda_D$ — доплеровская полуширина спектральной линии, f — сила осциллятора, $N_n H$ — число атомов данного элемента над единичной площадкой фотосферы звезды, находящихся на нижнем энергетическом уровне, соответствующем данной линии. Остальные обозначения имеют общепринятый смысл. В общем случае зависимость (1) имеет довольно сложный вид и может быть вычислена только численно. Однако известен [1, 2] ряд простых приближений, имеющих практический интерес.

1. Для слабых линий ($X_0 < 1$) имеем:

$$\frac{W}{\lambda} = \sqrt{\pi} \cdot \frac{v}{c} \cdot X_0, \quad (3)$$

где

$$v = \frac{\Delta \lambda_D}{\lambda} c. \quad (4)$$

Очевидно, что в случае слабых линий имеет место схема оптически тонкого слоя и эквивалентная ширина линий растет пропорционально числу поглощающих атомов.

2. Для сильных линий ($X_0 \gg 1$; $\ln X_0 > 1$):

$$\frac{W}{\lambda} = 2 \frac{v}{c} \cdot \sqrt{\ln X_0}. \quad (5)$$

В этом случае эквивалентная ширина линии зависит от числа поглощающих атомов очень слабо.

3. Для очень сильных линий эффектом Доплера в коэффициенте поглощения можно пренебречь и приобретает большое значение расширение спектральных линий вследствие затухания:

$$\frac{W}{\lambda} = \frac{\pi^{1/2}}{2} \cdot \left(\frac{v}{c} \right)^{1/2} \left(X_0 \cdot \frac{\Gamma}{v_0} \right)^{1/2}, \quad (6)$$

где Γ — постоянная затухания.

Если, воспользовавшись формулой Больцмана, перейти от числа поглощающих атомов на данном энергетическом уровне к полному числу атомов элемента данной степени ионизации — $N_0 H$, то вместо (2) можно написать:

$$X_0 = \frac{\sqrt{\pi} \cdot e^2}{m \cdot c^2} \cdot \frac{c}{v} \cdot \frac{N_0 H}{b(T_B)} g_n \lambda f \cdot e^{-\frac{E_n}{kT_B}}, \quad (7)$$

где $g_n = 2J + 1$ — статистический вес нижнего уровня,

$b(T_B) = \sum g_n e^{-\frac{E_n}{kT_B}}$ — сумма по состояниям,
 T_B — температура возбуждения.

Величина X_0 была бы независимой от длины волны, если бы оптическая глубина в непрерывном спектре не менялась с частотой. Однако, благодаря зависимости коэффициента непрерывного поглощения от длины волны, эффективная оптическая глубина фотосферы также зависит от λ . Это приводит к зависимости числа атомов над фотосферой от длины волны. Так как непрерывное поглощение в исследуемых звездах обусловлено в основном нейтральным водородом, мы будем считать, что:

$$(N_0 H)_\lambda = (N_0 H)' \left(\frac{\lambda'}{\lambda} \right)^3, \quad (8)$$

где λ' — какая-то стандартная длина волны. Примем ее равной $5000 \text{ \AA}$. Таким образом, получим:

$$X_0 = \frac{\sqrt{\pi} \cdot e^2}{m \cdot c^2} \cdot \frac{c}{v} \cdot \frac{(N_0 H)'}{b(T_B)} \cdot \left(\frac{\lambda'}{\lambda} \right)^3 \cdot g_n \lambda f \cdot e^{-\frac{E_n}{kT_B}}, \quad (9)$$

Вместо зависимости (1) можно построить кривую роста вида:

$$\frac{W}{\lambda} = F(X'), \quad (10)$$

где

$$X' = g_n \frac{(\lambda')^3}{\lambda^2} \cdot f \cdot e^{-\frac{E_n}{kT_B}}. \quad (11)$$

Далее, передвижением полученной зависимости параллельно оси $\lg X'$ можно добиться наилучшего совпадения с одной из теоретических кривых роста, вычисленных для определенных значений $\Delta\lambda_D$ и $\Delta\lambda_N = \frac{\Gamma}{4\pi}$ и зафиксировать, таким образом, нуль-пункт кривой роста.

Из приведенных выше формул (3), (5) и (6) следует, что эквивалентная ширина линий поглощения пропорциональна оптической глубине в их центрах только в области очень слабых линий. При больших значениях оптической глубины изменениям последней соответствуют очень незначительные изменения эквивалентных ширины линий. В 1944 г. Г. А. Шайн [3] обратил внимание на тот факт, что в результате указанного явления компоненты спектральных мультиплетов могут иметь в звездных спектрах относительные интенсивности, отличные от таковых, вычисленных теоретически. Действительно, так как оптическая глубина в линиях пропорциональна их теоретическим интенсивностям, то относительные интенсивности компонент будут пропорциональны теоретическим только в области очень малых глубин. Если же компоненты мультиплета находятся на части кривой роста, соответствующей уравнению (5), то отношение их интенсивностей может быть достаточно близким к единице. Следовательно, если в числе линий, используемых для определения лучевых скоростей, имеются неразрешенные мультиплеты, то при определении их стандартных длин волн необходимо вычислять их взвешенное среднее с учетом относительных интенсивностей, обусловленных кривой роста. Как указывает Г. А. Шайн, если не принимать во внимание это явление, лучевые скорости будут искажены систематическими ошибками.

Нами была предпринята попытка оценить ошибки указанного характера в лучевых скоростях поздних В-звезд главной последовательности.

Для построения кривой роста для этих звезд мы воспользовались измерениями полных поглощений в линиях нейтрального гелия, произведенных Э. Виллиамс [4] и П. Рудником [5]. Величины X' определены с помощью сил осцилляторов, вычисленных Л. Гольдбергом [6]. В табл. 1 приведен список линий HeI , использованных при построении кривой роста.

Четвертая графа таблицы содержит потенциалы возбуждения нижних уровней соответствующих линий в электрон-вольтах.

Ранее Л. Гольдберг [7] построил кривые роста по линиям гелия для 55 звезд из списка Э. Виллиамс. Однако мы считаем более целесообразным построить среднюю кривую роста для группы звезд, так как благодаря малочисленности линий гелия индивидуальные кривые роста для отдельных звезд едва ли будут достаточно точны. В частности, для оценки эффекта кривой роста на стандартные длины волн нейтрального гелия необходимо иметь именно среднюю кривую роста для группы звезд. Кроме того, указанную работу имеет смысл повто-

Таблица 1

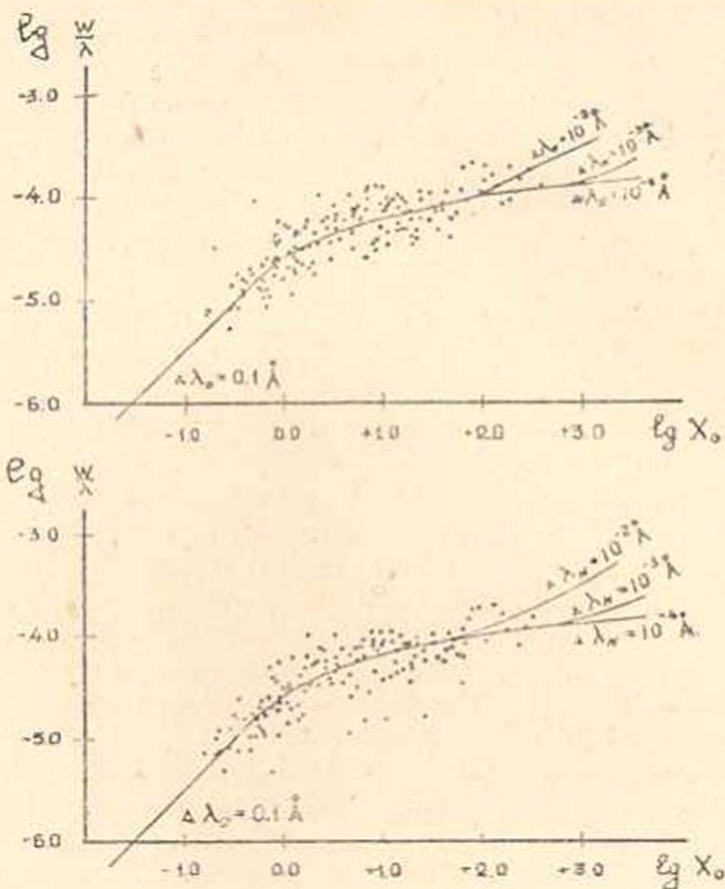
№№	λ	Термы	$E. P.$	$\lg f$	$\lg X'$
1	4471.477 .688	$2^3 P-4^3 D$	20.87	-0.889	-14.575
2	4026.189 .361	$2^3 P-5^3 D$	20.87	-1.291	-14.885
3	3819.606 .761	$2^3 P-6^3 D$	20.87	-1.585	-15.133
4	4921.921	$2^1 P-4^1 D$	21.13	-0.928	-15.303
5	4387.928	$2^1 P-5^1 D$	21.13	1.381	-15.656
6	4143.759	$2^1 P-6^1 D$	21.13	-1.701	-15.926
7	4009.270	$2^1 P-7^1 D$	21.13	-1.951	-16.128
8	3926.530	$2^1 P-8^1 D$	21.13	-2.159	-16.331
9	3871.819	$2^1 P-9^1 D$	21.13	-2.328	-16.495
10	4713.143 .373	$2^3 P-4^3 S$	20.87	-2.247	-15.977
11	4120.812 .993	$2^3 P-5^3 S$	20.87	-2.712	-16.326
12	3867.477 .631	$2^3 P-6^3 S$	20.87	-3.004	-16.562

рять, так как в настоящее время имеется более полная таблица сил осцилляторов для нейтрального гелия [6].

При вычислении X' мы приняли, что температура возбуждения исследуемых звезд равна 10000° , так как из исследования Солнца и других звезд известно [2, 8], что температуры возбуждения систематически ниже эффективных температур. Заметим, что возможная ошибка в принятой величине T_b не может заметно сказаться на построенной кривой роста, так как потенциалы возбуждения синглетной и триплетных серий гелия, как это видно из табл. 1, отличаются всего лишь на 0.26 eV .

Для построения средней кривой роста из списков Э. Вилламе и П. Рудника было выбрано 20 звезд спектральных подклассов $B7$, $B8$ и $B9$ главной последовательности. Построенные для них кривые роста были сдвинуты параллельно оси $\lg X'$ до наилучшего совпадения друг с другом. Указанная операция была произведена двумя лицами для выявления возможной субъективной ошибки. Как видно из приведенных ниже на фигуре кривых роста, ими был получен практически одинаковый результат. На этой же фигуре сплошной линией нанесена теоретическая кривая роста, вычисленная О. А. Мельниковым [2] для $\Delta\lambda_D = 0.1 \text{ \AA}$ и $\Delta\lambda_N = 10^{-2} \text{ \AA}$, $10^{-3} \text{ \AA}$ и $10^{-4} \text{ \AA}$. Как видим, она достаточно хорошо представляет кривую роста, полученную нами из наблюдений.

Была сделана попытка оценить с помощью полученной кривой роста относительные интенсивности компонент триплетов №№ 1, 2, 10 и 11 из табл. 1, рекомендованных Международным Астрономическим Союзом в качестве стандартов для измерения лучевых скоростей. Теоретическое отношение интенсивностей внутри этих триплетов, как



Фиг. 1. Средняя кривая роста для 20 звезд B7, B8 и B9 главной последовательности.

известно, равно 5:3:1. Благодаря слиянию термов 2^3P_2 и 2^3P_1 можно рассматривать их как дуплеты с отношением интенсивностей 8:1.

Для определения относительных интенсивностей компонент этих мультиплетов в звездных спектрах мы использовали средние эквивалентные ширины соответствующих линий для всей группы звезд. С их помощью из кривой роста определялись значения X_0 , соответствующие этим компонентам. Затем, снова входя в кривую роста, определяли значения $\frac{W'}{\lambda}$ и $\frac{W''}{\lambda}$.

Для указанных выше мультиплетов №№ 1, 2, 10 и 11 было получено соответственно:

$$\frac{W'}{W''} = 1.8, 1.6, 6.5, 7.2.$$

Как видим, в случае линий второй побочной серии относительные интенсивности компонент близки к теоретическим, в то время как компоненты первой побочной серии имеют почти равные эквивалентные ширины.

Спектрографы, используемые для измерения лучевых скоростей, имеют разрешающую силу, слишком малую, чтобы разделить столь близкие компоненты. Поэтому для установления стандартных длин волн необходимо брать взвешенные средние из длин волн компонент с учетом относительных интенсивностей, полученных из кривой роста. Ниже мы приводим полученные нами длины волн указанных мультиплетов и ошибку, вводимую при использовании стандартов, рекомендованных Международным Астрономическим Союзом:

λ	4471.553	4026.255	4713.174	4120.834
ΔV_r	+ 5.10 км/сек	+ 4.92 км/сек	+ 1.91 км/сек	+ 1.60 км/сек.

Необходимо отметить, что влияние кривой роста на относительную интенсивность компонент может быть направлено только в сторону усиления слабой компоненты. Следовательно, верхним пределом отношения интенсивностей (в смысле отношения сильной компоненты к слабой) является теоретическое значение последнего, а нижним — единица. Поэтому в случаях, когда эффект кривой роста неизвестен, необходимо брать для длины волны мультиплета взвешенное среднее из длин волн компонент, используя теоретическое отношение интенсивностей. Этим ошибка стандартной длины волны может быть только уменьшена. Ничем не оправдан поэтому тот факт, что в списке стандартных длин волн, рекомендованных Международным Астрономическим Союзом, приведены длины волн сильных компонент.

Если даже считать, что длины волн всех остальных компонент не искажены эффектом кривой роста и учесть, что лучевые скорости поздних *B*-звезд определяются по 10–12 линиям, то только ошибки длин волн четырех линий гелия исказят среднюю лучевую скорость этих звезд на 1.0–1.3 км/сек. Эта величина может ошибочно трактоваться как *K*-эффект исследуемой группы звезд.

Далее, по кривой роста нами были определены некоторые физические параметры поздних *B*-звезд главной последовательности. Из сравнения наблюдаемой и теоретической кривых роста была получена средняя скорость хаотического движения атомов гелия:

$$v = \frac{\Delta \lambda_D}{\lambda} c \approx 7 \frac{\text{км}}{\text{сек}}.$$

Заметим, что полученная скорость совпадает с термической скоростью, соответствующей эффективной температуре звезд типа *B8* ($T_e = 12600^\circ$)

$$v = \sqrt{\frac{2kT_e}{\mu}} \approx 7 \frac{\text{км}}{\text{сек}},$$

где k — постоянная Больцмана, а μ — атомный вес.

Известно [8], что для звезд-сверхгигантов получается систематическая разница между скоростями, полученными по кривым роста, и термическими скоростями, соответствующими их температурам. Это расхождение объясняется наличием турбулентных движений в атмос-

ферах сверхгигантов. Как видим, в атмосферах звезд главной последовательности такие движения отсутствуют.

Оценить постоянную затухания для исследуемых звезд нам, к сожалению, не удалось, так как на полученной кривой роста отсутствует область, обусловленная этим параметром.

Произведена оценка числа атомов в столбе атмосферы сечением в 1 см^2 . Из уравнений (9) и (11) имеем:

$$\lg X_0 - \lg X' = \lg \frac{V \pi e^2}{m \cdot c^2} - \lg \frac{v}{c} + \lg \frac{(N_0 H)'}{b (T_B)} \quad (12)$$

Величины $\lg X_0 - \lg X'$ и $\lg v$ нам известны из сравнения полученной кривой роста с теоретической. Таким образом, для уровней 2^1P и 2^3P из уравнения (12) и формулы Больцмана получим $\lg(N_0 H) = 14.0$ и 14.5 .

В заключение приношу свою глубокую благодарность проф. О. А. Мельникову, руководившему настоящей работой.

Бюраканская астрофизическая обсерватория
АН Армянской ССР

Поступило 5 IX 1956

Մ. Ս. Սևաթևյան

ԱՅՄԱՆ ԿՈՐԸ ԳԼԻԱՎՈՐ ՀԱՂՈՐԴԱԿԱՆՈՒՅՅԱՆ ՈՒՇ B-ԱՍՏՂԵՐԻ ՀԱՄԱՐ

Ա Մ Փ Ո Փ Ո Ւ Մ

Չեզոք հելիումի գծերի միջոցով կառուցված է աճման միջին կորը գլխավոր հաշորդականության ոչ B-աստղերի մի խմբի համար: Աստղափառված է աճման կորի՝ Գ. Ս. Շախի կողմից նշված ազդեցությունը հելիումի տրիպլանների աստղափառ ալիքային երկարությունների վրա: Յուրաքանչյուր է տրված, որ երկրորդ կողմնակի սերիայի գծերի դեպքում կոմպոնենտների հաջարկական ինտենսիվությունները մոտ են տեսականներին, մինչդեռ առաջին կողմնակի սերիայի գծերի դեպքում այդ ինտենսիվությունները զգալիորեն տարբերվում են նրանցից: Չեզոք հելիումի չորս գծերի ($4472 \text{ \AA}$, $4026 \text{ \AA}$, $4713 \text{ \AA}$, $4121 \text{ \AA}$) աստղափառ ալիքային երկարությունների ոչ ճշգրիտ լինելու պատճառով տառաջացած միջին սխալը համապատասխանում է տեսագծային արագության սխալին՝ $1.0-1.3 \text{ կմ/վրկ}$: Այդ արժեքը նույն կարգի մեծություն է, ինչ որ Կ-էֆեկտը ուսումնասիրված աստղերի համար. ուստի նրա հաշվառումը խիստ անհրաժեշտ է:

Աճման կորի միջոցով գնահատված է հելիումի քառակ շարժման միջին արագությունը հիշյալ աստղերի մթնոլորտներում: Ստացված մեծությունը ($v \approx 7 \text{ կմ/վրկ}$) համընկնում է B8 դասի աստղերի էֆեկտիվ ջերմաստիճանին համապատասխանող ջերմային արագությանը: Հետևաբար, ուսումնասիրված աստղերի մթնոլորտներում բացակայում են զազային զանգվածների տուր-

բուլինա շարժումները: Անճան կորից ստացված չեղոք հեղիումի ատոմները թիվը միջնորդի 1 ամ² հատվածք ունեցող սլան մեջ 2^1P և 2^2P մակարդակների համար համապատասխանորեն հախառար է $10^{14,2}$ և $10^{14,5}$:

ЛИТЕРАТУРА

1. Menzel D. Ap. J. **84**, 462 (1936).
2. Мельников О. А. Успехи астр. наук, **5**, 306, (1950).
3. Шайн Г. А. ДАН СССР, **45**, 57, (1944).
4. Williams E. Ap. J. **83**, 279, (1936).
5. Rudnick P. Ap. J. **83**, 439, (1936).
6. Goldberg L. Ap. J. **93**, 244, (1941).
7. Goldberg L. Ap. J. **89**, 623, (1939).
8. Мельников О. А. Уч. зап. ЛГУ, 153, 80, (1952).

