

СПЕКТРОСКОПИЧЕСКОЕ ИЗУЧЕНИЕ  $\nu$  603 Aq1 (N Aq1 1918)

Э. Р. МУСТЕЛЬ, А. А. БОЯРЧУК

Поступила 30 августа 1965

На основании щелевых и бесщелевых спектрограммы была изучена „бывшая“ Новая  $\nu$  603 Aq1. Найдено, что звезда имеет температуру 30 000°K и радиус  $3 \cdot 10^{10}$  см. Она окружена оболочкой, имеющей размеры  $R_{об} = 5R_{зв}$  и массу  $M_{об} \approx 10^{22}$  г. Электронная плотность в оболочке составляет  $n_e \approx 10^{13}$  см<sup>-3</sup>. В оболочке происходят движения газов со скоростью  $\sim 300$  км/сек.

Новые звезды являются одним из наиболее интересных небесных объектов. Их изучению уделяется большое внимание. Однако подавляющее число работ по исследованию Новых посвящено изучению их вспышек. Изучению Новых в их нормальном состоянии уделяется очень мало внимания. Лишь после открытия Уокером [1] двойственности N Her 1934 интерес к „бывшим“ новым повысился. Дальнейшие исследования, выполненные главным образом Крафтом [2], показали, что двойственность Новых звезд весьма распространенное явление. Однако, физические условия в атмосферах этих звезд и в газовых оболочках, окружающих их, практически не изучались. Подобное изучение было выполнено лишь только для N Her 1934 [3, 4]. Настоящая работа является продолжением серии работ [5, 6], посвященных изучению условий в „бывшей“ Новой Aq1 1918 ( $\nu$  603 Aq1).

1. *Непрерывный спектр.* Непрерывный спектр  $\nu$  603 Aq1 изучался нами ранее [5]. В этой работе было показано, что распределение энергии в спектре  $\nu$  603 Aq1 соответствует распределению энергии в излучении абсолютно черного тела с температурой, близкой к 30 000°K. Однако, в настоящее время не известно, меняется ли распределение энергии в спектре  $\nu$  603 Aq1 со временем или нет. Поэтому нами вновь в 1964 году было проведено изучение непрерывного спектра. На бесщелевом спектрографе СП 79 [7] телескопа ЗТШ

было получено 4 спектрограммы  $\nu$  603 Aq1 и 7 спектрограмм 4 Aq1, взятой как и ранее [5], в качестве звезды сравнения. Все спектрограммы были обработаны с использованием методики, описанной в [7].

В результате обработки спектрограмм выяснилось, что распределение энергии в спектре Новой в 1964 г. практически не отличается от распределения энергии в спектре звезды в 1962 г. [5], то есть распределение энергии в непрерывном спектре  $\nu$  603 Aq1 не меняется существенно со временем.

Недавно были опубликованы результаты исследования межзвездного поглощения в области неба, расположенной очень близко к  $\nu$  603 Aq1 [8]. Принимая расстояние до  $\nu$  603 Aq1 равное 376 пс [9], получаем на основании [8] величину межзвездного поглощения  $A_{PR} = 0^m.72$ . Эта величина несколько меньше более грубой оценки  $A_{vis} = 1^m.1$ , использованной в предыдущей работе [6].

Используя найденную величину  $A_{PR}$ , мы исключили влияние межзвездного поглощения на распределение энергии в спектре звезды. Результаты представлены на рис. 1. Из этого рисунка видно, что спектрофотометрическая температура  $\nu$  603 Aq1 в 1964 г. была близкой к  $29\,000^\circ\text{K}$ . Небольшой „бугор“ в ультрафиолетовой части кривой, по-видимому, вызван эмиссией за пределом бальмеровской серии.

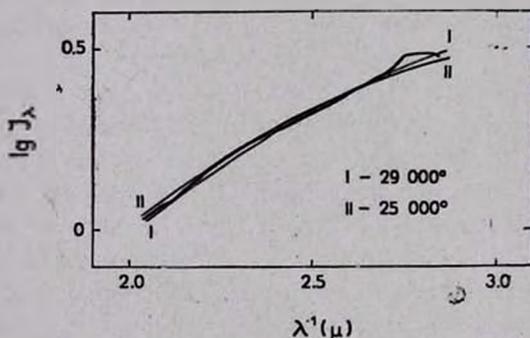


Рис. 1. Распределение энергии в непрерывном спектре  $\nu$  603 Aq1 в 1964 (жирная линия) и абсолютно черного тела (тонкая линия).

Найденное высокое значение спектрофотометрической температуры, около  $29\,000^\circ$ , не противоречит линейчатому эмиссионному спектру звезды, содержащему довольно интенсивные линии HeII, NIII и CIII.

На основании имеющихся данных мы можем определить размеры  $\nu$  603 Aq1. Принимая указанное выше расстояние до Новой, температуру излучения  $T_{изл} = 29\,000^\circ$  и видимую фотографическую вели-

чину, исправленную за межзвездное поглощение  $m_{pg} = 10^m$ . 1, по известным формулам [10], находим, что радиус фотосферы звезды  $R_{\nu 603} = \frac{1}{2} R_{\odot}$ , то есть  $R_{\nu 603} = 3 \cdot 10^{10}$  см. Как будет показано ниже, пренебрежение излучением оболочки не внесет заметной ошибки в определяемые размеры звезды.

2. *Линейчатый спектр звезды.* С целью изучения возможных изменений интенсивностей эмиссионных линий в спектре  $\nu$  603 AqI со временем мы вновь получили в течение 29 VI — 5 VIII 1964 г. пять спектрограмм на щелевом спектрографе СП 72 [11] телескопа ЗТШ с дисперсией 80 Å/мм. Использовались пластинки ПаО. Спектрограммы имеют хорошую плотность в районе 5000 — 3300 Å. Кроме того, мы имели возможность использовать три спектрограммы  $\nu$  603AqI, полученных Р. Крафтом в июле 1962 г. с помощью спектрографа кудэ (дисперсия 38 Å/мм) 200" — телескопа обсерватории Маунт Паломар и предоставленных любезно в наше распоряжение.

На основании всех этих спектрограмм были определены эквивалентные ширины эмиссионных линий. Результаты представлены в столбцах 3 (для паломарских спектров) и 5 (для спектров ЗТШ) табл. 1. В этой же таблице в столбцах 2 и 4 приведены величины эквивалентных ширин, опубликованные ранее [6, 12]. Из табл. 1 видно, что эквивалентные ширины эмиссионных линий водорода и ионизованного гелия меняются заметно со временем. Относительно других, более слабых и менее четко выраженных линий сказать что-либо определенное трудно. Эквивалентная ширина линии  $H_{\beta}$ , определенная на основании паломарских спектров, намного меньше значения  $w_{\lambda}$ , полученного на основании спектров ЗТШ. Причиной является переналожение спектров II и III порядков на спектрографе кудэ 200"-телескопа. Вследствие этого уровень континуума в районе  $H_{\beta}$  фиктивно завышается. Этот эффект быстро уменьшается с длиной волны и для  $H_{\gamma}$  он уже равен нулю.

Отмеченные выше изменения величин  $w_{\lambda}$  для водородных и гелиевых линий указывают на то, что и по истечении большого интервала времени после вспышки активность во внешних слоях  $\nu$  603 AqI продолжается. Подобное явление, по-видимому, является довольно распространенным среди бывших Новых звезд [13].

На основании измеренных эквивалентных ширин бальмеровских линий и найденного распределения энергии в непрерывном спектре  $\nu$  603 AqI был вычислен бальмеровский декремент. В столбце 6 табл. 1 приведен в качестве примера декремент, полученный по наблюдениям 1964 г. По эквивалентным ширинам видно, что в другие даты

Таблица 1

Элемент линия	$\psi_\lambda$				$F_{\lambda_i}/E_{H\beta}$
	1958 [12]	1962	1963 [6]	1964	1964
H					
3	2.8	2.4	5.0	6.7	1.00
7	3.0	3.7	3.4	4.6	1.00
6	2.4	3.9	3.0	3.8	1.00
4	2.3	2.8	2.8	3.3	0.90
8		2.5	2.8	2.8	0.91
9		1.6	2.2	2.0	0.86
10		1.5		1.2	0.63
11		1.2		1.3	0.64
12				1.1	0.55
13				0.9	0.49
14				0.7	0.42
HeI					
5015				1.0	0.13
4922				1.0	0.14
4388	0.3	0.2	0.2	0.2	0.04
4471	0.5	0.5	0.6	1.2	0.27
4026	0.7	0.7	0.4	0.6	0.16
3820		0.3		0.3	0.09
HeII					
4686	1.7	1.7	1.1	2.3	0.39
CIII, N IV					
4647	} 1.1	1.0	0.8	} 1.5	0.20
4638		0.8	1.0		
D				0.05	

наблюдений бальмеровский декремент не сильно отличался от приведенного. Отличительной особенностью наблюдаемого декремента является его необычайная пологость. Этот факт отмечался нами уже ранее [6]. Такой же характер имеет декремент и у другой бывшей Новой — DQ Her (1934) [3].

Для объяснения вида наблюдаемого декремента мы сравнили его с теоретическими декрементами, вычисленными для прозрачной среды [14], для непрозрачной неподвижной среды [15] и для непрозрачной среды, движущейся с градиентом скорости [16]. Это сравнение представлено графически на рис. 2. Лучшее согласие между наблюдаемым и теоретическим декрементами имеет место для случая среды, движущейся с градиентом скорости, при  $T_{\text{эв}} = T_e = 40\,000^\circ$ , коэффициенте диллюции  $W = 10^{-1}$  и вероятности выхода  $L_\alpha$ -кванта  $\beta_{21}^0 = 10^{-3}$ . Сравнивая отношение интенсивности линии  $H_\beta$  и континуума при  $\lambda = 3640 \text{ \AA}$ , мы можем сделать независимое определение параметров среды. Используя значение эмиссионного бальмеровского

скачка, эквивалентную ширину линии  $H_{\beta}$  и распределение энергии в спектре v 603 AqI находим, что  $\frac{I_{H_{\beta}}}{I_{3640}(\Delta\lambda - 1\text{Å})} = 25$  в то время, как это отношение при  $T_e = 30\,000^\circ$  для случая среды, прозрачной для излучения в линиях, равно 250 [17]. Таким образом, наблюдаемое и теоретическое отношение отличаются в 10 раз, то есть величина

$$K = \lg \left( \frac{I_{H_{\beta}}}{I_{\lambda - 3640}} \right)_{\text{набл.}} - \lg \left( \frac{I_{H_{\beta}}}{I_{\lambda - 3640}} \right)_{\text{теор.}} = -1. \quad (1)$$

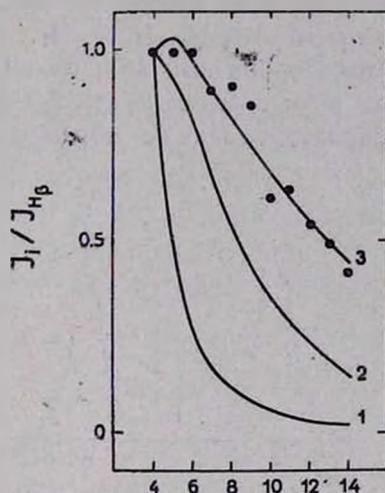


Рис. 2. Сравнение наблюдаемого и теоретических декрементов. Точки соответствуют наблюдаемым интенсивностям линий: 1 — случай  $B$  для  $T_e = 20\,000^\circ$  [14], 2 — декремент для  $\tau_{H_{\alpha}} = 250$  и  $T_e = 20\,000^\circ$  [15], 3 — декремент для движущейся среды с параметрами:  $\xi_{21}^0 = 10^{-3}$ ,  $W = 10^{-1}$ ,  $T_e = T_{зв} = 40\,000^\circ$ .

Согласно [16], этому значению величины  $K$  соответствует значение параметра  $\xi_{21}^0 = 1.5 \cdot 10^{-3}$ , при  $W = 10^{-1}$  и  $T_e = T_{зв} = 40\,000^\circ$ , что хорошо согласуется с первым определением. Следует отметить, что v 603 AqI имеет температуру  $30\,000^\circ$ , а не  $40\,000^\circ$ , которой соответствует теоретический декремент. Из [16] можно путем интерполяции найти, что при  $T_e = T_{зв} = 30\,000^\circ$  наблюдаемый и теоретический декременты будут совпадать при  $\xi_{21}^0 = 2.5 \cdot 10^{-4}$  и  $W = 10^{-1}$ . Если  $W = 10^{-2}$ , то наблюдаемый и теоретический декремент совпадут при  $\xi_{21}^0 = 5 \cdot 10^{-5}$ .

Таким образом можно считать, что оболочка в 603 AqI в настоящее время имеет сравнительно небольшие размеры  $R_{об} = (3 \div 10) R_{зв}$ . В ней имеются довольно большие движения газов, позволяющие значительной доле ( $\rho_{H}^0 \sim 10^{-4}$ )  $L_{\alpha}$ -квантов покидать ее. Линии бальмеровской серииотягощены сильным самопоглощением. Решать вопрос о наличии заметного самопоглощения в эмиссионных линиях других элементов трудно из-за их малочисленности. Все это, к сожалению, сильно затрудняет количественный анализ химического состава и условий в оболочке в 603 AqI.

Помимо интенсивностей, нами были построены по паломарским спектрам контуры бальмеровских линий. На рис. 3 в качестве примера показаны контуры линий  $H_{\gamma}$ ,  $H_{\beta}$ ,  $H_{\alpha}$  и  $H_{\epsilon}$ . Все линии довольно широкие и имеют колоколообразный вид; их полуширина составляет около 300 км/сек. При этом следует иметь в виду, что спектры получались и фотометрировались таким образом, чтобы орбитальное

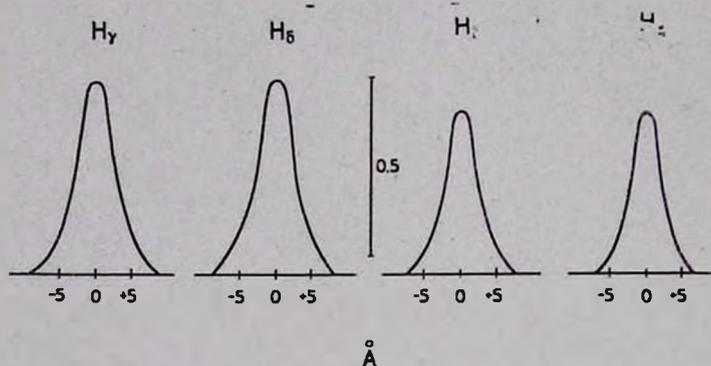


Рис. 3. Контурсы водородных линий  $H_{\gamma}$ — $H_{\epsilon}$ . По оси абсцисс отложено расстояние от центра линий в ангстремах.

движение, соответствующее лучевой скорости  $v_r = 40$  км/сек [2], не влияло бы на контуры эмиссионных линий. В связи со сравнительно малой дисперсией использованных спектрограмм ( $\sim 38 \text{ \AA}/\text{мм}$ ) и наличия самопоглощения точный количественный анализ рассматриваемых контуров связан со значительными трудностями. Однако, тот факт, что линии разных элементов имеют практически одинаковую полуширину, позволяет считать, что линии расширены в основном из-за эффекта Допплера. Если предположим, что период обращения в 603AqI вокруг своей оси равен периоду орбитального движения, что весьма вероятно для случая тесных двойных систем, то скорость вращения будет  $\sim 100$  км/сек. Но мы наблюдаем в 603 AqI под небольшим уг-

лом к оси вращения, что следует из характера выброшенной после вспышки оболочки [18], а также из того факта, что у этой системы отсутствует затмение. Поэтому расширением линий вследствие вращения можно пренебречь. Турбулентные движения в оболочке v 603 AqI и истечение вещества остаются в качестве наиболее вероятной причины расширения эмиссионных линий.

3. *Заключение.* На основании имеющихся данных мы попытаемся определить условия в оболочке v 603 AqI. Для этой цели мы воспользуемся наблюдаемым бальмеровским скачком. Величина бальмеровского скачка равна

$$D = \lg \frac{I_{\lambda 3647}^-}{I_{\lambda 3647}^+} = \lg \frac{I_{\text{зв}}}{I_{\text{зв}} + I_{06}}. \quad (2)$$

Здесь мы будем рассматривать только излучение оболочки, возникающее при рекомбинациях на второй уровень, поскольку в рассматриваемой области спектра при  $T_e = 30\,000^\circ\text{K}$  излучение, возникающее из-за рекомбинаций на более высокие уровни и при свободно-свободных переходах не превышает 30% [16]. Будем считать, что звезда излучает как абсолютно черное тело при  $T = 30\,000^\circ$ . Тогда будем иметь

$$\frac{I_{06}}{I_{\text{зв}}} = \frac{4\pi \varepsilon_2(\nu) V}{4\pi R_{\text{зв}}^2 B_\nu(T_{\text{зв}})}, \quad (3)$$

где  $V$  — объем светящегося газа,  $B_\nu(T_{\text{зв}})$  — функция Планка и коэффициент излучения при рекомбинациях на второй уровень при  $\lambda = 3647$  [19]

$$4\pi \varepsilon_2(\nu) = 2.7 \cdot 10^{-33} g_2 T_e^{-1/2} n_e^2, \quad (4)$$

где  $g_2$  — фактор Гаунта. Полагая  $g_2 = 1$ ,  $T_e = T_{\text{зв}} = 30\,000^\circ$  и  $R_{\text{зв}} = 2 \cdot 10^{11}$  см, получим

$$\frac{I_{06}}{I_{\text{зв}}} = 1.5 \cdot 10^{-59} n_e^2 V. \quad (5)$$

При наблюдаемом значении  $D = 0.045$  имеем  $I_{06}/I_{\text{зв}} = 0.10$ . Тогда

$$n_e^2 V = 6.7 \cdot 10^{58} \text{ см}^{-3} \quad (6)$$

или, если  $\mathfrak{M}_{06}$  — масса светящегося газа, имеем

$$n_e \mathfrak{M}_{06} = 1.1 \cdot 10^{35} \text{ г/см}^3. \quad (7)$$

Из формул (6) и (7), зная величину электронной плотности, мы можем определить объем и массу светящейся части оболочки. В

табл. 2 представлены результаты расчетов для некоторых значений  $n_e$ .

Таблица 2

$n_e$	$10^{11}$	$10^{12}$	$10^{13}$	$10^{14}$
$V$ см <sup>3</sup>	$6.7 \cdot 10^{26}$	$6.7 \cdot 10^{24}$	$6.7 \cdot 10^{22}$	$6.7 \cdot 10^{20}$
$R$ см	$2 \cdot 10^{12}$	$4 \cdot 10^{11}$	$9 \cdot 10^{10}$	$2 \cdot 10^{10}$
$W$	$6 \cdot 10^{-5}$	$10^{-3}$	$3 \cdot 10^{-2}$	0.7
$\Sigma z$	$10^{24}$	$10^{22}$	$10^{22}$	$10^{21}$

Здесь  $W \approx 1/4 (R_{30}/R_{00})^2$ . Раньше, сравнивая наблюдаемый и теоретический бальмеровский декремент, мы нашли, что  $W$  близко к  $10^{-2} - 10^{-1}$ . Тогда из табл. 2 следует, что  $n_e \sim 10^{13}$ . Плотность больше, чем  $10^{14}$ , приводит к значению  $W > 0.7$ , что невозможно, так как это означает, что оболочка имеет размер меньше, чем звезда.

Мы можем определить  $n_e$  другим независимым способом, используя параметр  $\beta_{21}^0$ . Согласно [20], имеем

$$\beta_{21}^0 = \frac{1}{2u\alpha_{12}} \left| \frac{\partial v}{\partial s} \right|, \quad (8)$$

где средний коэффициент поглощения

$$\alpha_{12} = \frac{n_1 B_{21} h \nu_{12}}{c \Delta \nu_{12}} \left( 1 - \frac{1}{4} \frac{n_2}{n_1} \right) \quad (9)$$

и

$$n_1 = b_1 n_e^2 \frac{h^3}{(2\pi m k T_e)^{3/2}} \cdot e^{-\frac{\chi}{k T_e}}, \quad (10)$$

$u$  — скорость теплового движения атомов и  $|\partial v/\partial s|$  — градиент скорости в оболочке. Подставляя (10) и (9) в (8) и принимая  $T_e = 30\,000^\circ$ , получим

$$n_e = 1.6 \cdot 10^{13} \sqrt{\frac{\left| \frac{\partial v}{\partial s} \right|}{b_1 \beta_{21}^0}}. \quad (11)$$

Можно предположить, что  $\partial v/\partial s = v/R_{00}$ , где скорость движения газа  $v$  определяется по ширине эмиссионных линий. Как было отмечено выше, она равна 300 км/сек. Окончательно имеем

$$n_e = 7.2 \cdot 10^{11} \sqrt{\frac{W^{1/2}}{b_1 \beta_{21}^0}}. \quad (12)$$

При найденном ранее значении  $\frac{30}{21}$  и  $b_1$ , взятом из [16], мы имеем  $n_e = 5 \cdot 10^{13}$  для  $W = 10^{-1}$  и  $n_e = 3 \cdot 10^{13}$  для  $W = 10^{-2}$ . Эти значения находятся в удовлетворительном согласии с найденными ранее.

На основании проделанного рассмотрения можно принять для  $v$  603 Aql и ее оболочки следующие значения параметров:

$$T_{зв} = 30\,000^\circ$$

$$R_{зв} = 3 \cdot 10^{10} \text{ см} = 0.5 R_\odot$$

$$R_{об} = 5 R_{зв} = 3 R_\odot$$

$$\mathfrak{M}_{об} = 10^{22} z = 10^{-11} \mathfrak{M}_\odot$$

$$n_e = 10^{13} \text{ см}^{-3}$$

В заключение авторы приносят благодарность директору обсерватории Маунт Вилсон и Паломар д-ру Бибкоку и д-ру Крафту за представленную возможность использовать паломарские спектры  $v$  603 Aql. Кроме того, авторы выражают благодарность Р. Е. Гершбергу за помощь во время наблюдений и Г. Н. Шариповой за помощь в обработке спектрограмм.

Крымская астрофизическая  
обсерватория АН СССР

Астрономический Совет  
АН СССР

## A SPECTROSCOPIC STUDY OF $v$ 603 Aql (N Aql 1918)

E. R. MUSTEL, A. A. BOYARCHUK

A study of a „former“ Nova  $v$  603 Aql is made, based on a number of slit and slitless spectrograms. The temperature of the star  $T = 30\,000^\circ$  and the radius  $3 \cdot 10^{10} \text{ cm}$  have been determined. The star is surrounded by a shell, with  $R_{shell} = 5 R_{st}$  and  $\mathfrak{M}_{shell} \approx 10^{22} \text{ gm}$ . The electron density in the shell is of the order of  $10^{13} \text{ cm}^{-3}$ . There are irregular motions of gases in the shell with velocities of the order of  $300 \text{ km/sec}$ .

### ЛИТЕРАТУРА

1. M. F. Walker, PASP, 66, 230, 1954.
2. R. P. Kraft, Ap. J., 139, 457, 1964.
3. J. L. Greenstein, R. P. Kraft, Ap. J., 130, 99, 1959.
4. R. P. Kraft, Ap. J., 130, 110, 1959.
5. Э. Р. Мустель, А. А. Боярчук, Т. М. Барташ, Изв. КрАО, 30, 19, 1963.
6. А. А. Боярчук, Э. Р. Мустель, Астрон. ж., 41, 587, 1964.
7. Т. С. Беякина, А. А. Боярчук, Р. Е. Гершберг, Изв. КрАО, 30, 25, 1963.

8. В. И. Ворошилов, Изв. ГАО АН УССР, 5, 117, 1963.
9. Д. Б. Мак-Лафлин, сб. „Звездные атмосферы“, 575, ИЛ, М., 1963.
10. Д. Я. Мартинов, Курс практической астрофизики, 454, Физматгиз, М., 1960.
11. А. А. Боярчук, Р. Е. Гершберг, Изв. КраО, 35 (в печати).
12. Дж. Гринстейн, сб. „Звездные атмосферы“, 668, ИЛ, М., 1963.
13. D. V. Mc. Langhlin, Ap. J., 117, 279, 1953.
14. M. J. Seaton, M. N., 120, 326, 1960.
15. E. R. Capriotti, Ap. J., 139, 225, 1964.
16. А. А. Боярчук, Изв. КраО, 34 (в печати).
17. А. А. Боярчук, Р. Е. Гершберг, В. И. Пролик, Изв. КраО, 29, 291, 1963.
18. Э. Р. Мустель, Астрон. ж., 33, 182, 1956.
19. С. А. Каплан, С. Б. Пикельнер, „Межзвездная среда“, 39, Физматгиз, М., 1963.
20. В. В. Соболев, Астрон. ж., 36, 753, 1959.