

On the other hand the distribution of the strength of the outflow has been considered. Counting all $\Sigma(M)$ and $\Sigma \delta_1 M$, we obtained the curve in Fig. 2, indicating a noticeable, though moderate increase with growing values of mass.

It is also of interest to estimate the absolute value of mass on the hypothesis of its outflow from the surface of the U Geminorum type stars.

To that effect we used the absolute magnitude of the star SS Cygni, which has been determined³ to be +6.5.

Using the formulae (1), (2) and (3) it is possible to evaluate the order of quantity of this mass, if we accept for A , which is defined by (a), the same normalizing conditions as those, which are considered as valid when estimating the amount of the mass outflow during the outburst of typical Novae. We suppose, as before, that the velocity of the outflow (v) is of the order of 1000 km/sec and the surface temperature of the U Geminorum type stars (in particular of SS Cygni) at maximum is about 10^4 grad.

The values of other quantities in the expression (a) being known, the value of A and, consequently, that of the mass outflow during the given outburst may be expressed numerically if a corresponding interval is chosen for the limits of integration*.

The length of the mean cycle of SS Cygni being equal to 50 days and the time during which the outflow is taking place—to 20 per cent of this cycle, i. e., 10 days, we obtain for the mass outflow the value about 2×10^{21} gr.

Farther, taking into account that the mass outflow during the outburst of typical Novae⁴ amounts to about 10^{22} gr, we derive that the stars of U Geminorum type, in particular SS Cygni, lose in about 5000 years the same quantity of the mass as any of typical Novae loses during a single outburst, considering that the outbursts of these stars occur about 10 times in the year.

The same figures are obtained for the star U Geminorum its absolute magnitude at maximum being evaluated⁵ to 5^m2.

March, 1936.

* β represents the ratio of the radiating capacity of the star to that of the Sun, i. e., $\beta = \frac{T_*^4}{T_\odot^4}$ and is supposed to be equal to $\left(\frac{5}{3}\right)^4$, R_\odot is the radius of the Sun and

$C = \frac{\delta k}{m_H T^2}$, where k is Boltzmann's constant, m_H —the mass of the hydrogen atom, T —the temperature of the star's surface equal to 10000°, while δ is a certain quantity the value of which determined by Chandrasekhar (M. N. 92, p. 186, 1932) is equal to 3.43×10^{39} .

ახალ ვარსკვლავთა ტემპერატურის საკითხისათვის

შ. გორდელაძე

როგორც ცნობილია, თანამედროვე წარმოდგენების მიხედვით, სიკაშკაშის კოლოსალური ზრდა ვარსკვლავის „ანთების“ დროს ძირითადად გამოწვეულია ვარსკვლავის მნათი ზედაპირის გადიდებით, რაც, თავის მხრივ, უზრუნველყოფილია ვარსკვლავის გარე ფენების გაფართოებით.

მეორეს მხრივ, უკანასკნელმა გამოკვლევებმა დაადასტურეს,¹ რომ ვარსკვლავი „ანთების“ პროცესში ჰკარგავს თავისი მასის ნაწილს ამ უკანასკნელის სივრცეში გამოტყორცნის ან გამოდინების სახით და, რომ საერთოდ, ვარსკვლავის „ანთების“ დროს, ვარსკვლავი გამოასხივებს ენერგიას, რომელიც დაახლოებით 10^{44} — 10^{46} erg ტოლია².

აღსანიშნავია აგრეთვე ის გარემოებაც, რომ ახალი ვარსკვლავი „ანთების“ პირველ პერიოდში ე. ი. სიკაშკაშის მაქსიმუმამდე, არ ამჟღავნებს ტემპერატურის შესამჩნევ ცვალებადობას, მიუხედავად მისი ფართეულის რამოდენიმე ასჯერ და ზოგჯერ ათასჯერ გადიდებისა, როგორც ამაში გვარწმუნებს ვარსკვლავის აბსორბციული სპექტრის ხასიათი ამ ეპოქაში.

წმინდა თერმოდინამიკული მოსაზრებების საფუძველზე მოსალოდნელი იყო, რომ ვარსკვლავი, როგორც აირწილაკთაგან შედგენილი იზოლირებული სისტემა, გაფართოების გამო დახარჯულ მუშაობას მოანდომებდა თავისი ენერგიის ნაწილს და, რომ ამის გამო ვარსკვლავის ზედაპირის ეფექტიური ტემპერატურაც შემცირდებოდა. ასეთი დასკვნა შით უფრო ალბათურია, რომ, როგორც ზევით ავღნიშნეთ, ვარსკვლავი გამოასხივებს სახით ჰკარგავს ენერგიის საგრძნობ რაოდენობას.

ვარსკვლავის ზედაპირის ეფექტიური ტემპერატურის ცვლილება იმ გარემოებაზე მიგვითითებს, რომ მისი ზედაპირის ერთეულიდან გამოსხივება უცვლელი რჩება და, რომ ამგვარად გამოსხივებული ენერგიის ინტეგრალური რაოდენობა, რომელიც გაცილებით აღემატება ენერგიის იმ რაოდენობას, რომელსაც ვარსკვლავი გამოასხივებდა „ანთებამდე“, ენერგიის ახალი წყაროებით უნდა იყოს უზრუნველყოფილი.

უკანასკნელ ხანებში გამოთქმულ იქნა მოსაზრება, რომ „ანთების“ პროცესში დახარჯული ენერგიის ანაზღაურება ვარსკვლავის შიგნით უკანასკნელის რადიუსის შემცირებით ე. ი. შეკუმშვით ხდება, და მასასადამე, გამკვრივებით. ასეთ დასკვნას საფუძველად დაედო ის ექსპერიმენტალური ფაქტი, რომ „ანთების“ უკანასკნელ ეტაპში, ე. ი. იმ დროს, როცა ვარსკვლავი იძენს Wolf-Rayet-ს

ტიპის ვარსკვლავთა დამახასიათებელ თვისებებს, ვარსკვლავის ტემპერატურის სიდიდისათვის ლებულობენ მნიშვნელობას, რომელიც დაახლოებით 60.000°-70.000°-ის ტოლია, ხოლო ვარსკვლავი იმავე ვარსკვლავიერი სიდიდის რჩება, როგორც იყო „ანთებამდე“. სწორედ ამის გამო აუცილებელია დასკვნა, რომ ვარსკვლავის რადიუსი შემცირდა, ე. ი. ვარსკვლავი შეიკუმშა, რადგან წინააღმდეგ შემთხვევაში, თუ ვარსკვლავის ზედაპირული ფართი დარჩებოდა იგივე, როგორც „ანთებამდე“, მაშინ ვარსკვლავის ინტეგრალური სიკაშკაშე უნდა ყოფილიყო გაცილებით უფრო მეტი, ვიდრე „ანთებამდე“, რაკი ტემპერატურა მოიმატებდა. ამრიგად, ვარსკვლავის ანთების პროცესში წარმოშობილ მოვლენათა შორის ერთობ აქტუალურად უნდა ჩაითვალოს ორი საკითხი: ერთი, რომელიც მდგომარეობს იმ გარემოების ახსნაში, თუ რა გზით ხდება ენერგიის ასეთი დიდი რაოდენობით გამოსხივების უზრუნველყოფა და მეორე, მართლაც აქვს ადგილი თუ არა ვარსკვლავის შეკუმშვას, ე. ი. ვარსკვლავის გამკვრივებას. უკანასკნელი საკითხი ერთობ მნიშვნელოვანია კოსმოგონური თვალსაზრისით და მისი შესწავლა ერთგვარ შუქს მოფენს ვარსკვლავთმცოდნეობის პრობლემებს.

პირველად ყოვლისა უნდა ავღნიშნოთ ერთი შეუსაბამობა, რომელსაც ამ საკითხების დღემდე არსებული განმარტებანი შეიცავენ და რომელიც მდგომარეობს იმაში, რომ „ანთების“ პროცესში დახარჯული ენერგიის მარაგს მხოლოდ ვარსკვლავის შეკუმშვაში ეძებენ. თუ ასეთ შეკუმშვას მართლაც აქვს ადგილი სინამდვილეში, მაშინ ერთი რამ მაინც არის ცხადი, სახელდობრ ის, რომ ასეთ შეკუმშვას მხოლოდ სიკაშკაშის მაქსიმუმის შემდეგ უნდა დაურჩეს ადგილი, ე. ი. როცა ვარსკვლავი იწყებს თავის პირვანდელ მდგომარეობაში ნელ-მაგრამ თანმიმდევრობით დაბრუნებას; მართლაც, წინააღმდეგ შემთხვევაში იძულებული ვიქნებოდით დავკვსოთ, რომ ადგილი აქვს ერთ და იმავე დროს, როგორც ვარსკვლავის გაფართოებას ისე შეკუმშვას. ამრიგად, ამ წინააღმდეგობის დაძლევა მხოლოდ მაშინ არის მოსახერხებელი, როცა შეკუმშვის შესაძლებლობას დაუშვებთ მხოლოდ და მხოლოდ სიკაშკაშის მაქსიმუმის შემდეგ; ასე, რომ ვარსკვლავის შეკუმშვით განთავისუფლებული ენერგია მხოლოდ ამ მაქსიმუმის შემდეგ შეიძლება ჩაითვალოს იმ ენერგიის წყაროდ, რომელსაც ვარსკვლავი აბნევს სივრცეში „ანთების“ პირველ ხანებში სიკაშკაშის მაქსიმუმამდე.

მეორეს მხრივ, როგორც ეს უკვე ავღნიშნეთ, ამ ეპოქაში ვარსკვლავს აუცილებლად ესაჭიროება ენერგიის უფრო ინტენსიური წყაროები ვიდრე ეს მას გააჩნდა „ანთებამდე“, რათა უზრუნველყოფილ იქნას ენერგიის იმავე რაოდენობით გამოსხივება ზედაპირის ერთეულიდან, როგორც „ანთებამდე“. მართლაც, თუ ვარსკვლავის მიერ გამოსხივებული ინტეგრალური ენერგიის რაოდენობა და მისი წყაროები არ შეიცვლებოდა, მაშინ, ცხადია, რომ ვარსკვლავის გაფართოებული ზედაპირის ერთეულიდან უნდა გამოსხივებულიყო გაცილებით უფრო მეტი ენერგია ვიდრე „ანთების“ დაწყებამდე. მაგრამ რაკი ასეთ გარემოებას ადგილი არა აქვს და ვარსკვლავი ინარჩუნებს ზედაპირის ერთეულიდან გამოსხივების რაოდენობით უნარს, ამიტომ ეს გარემოება მხოლოდ იმაზე

გვითითებს, რომ ვარსკვლავის გარე ფენების გამოსხივების უნარი ფაქტიურად გაიზარდა, ე. ი. ვარსკვლავის შიგა ფენებიდან გარე ფენებისაკენ და ამ უკანასკნელიდან, სივრცეში ენერგიის გაბნევა უფრო ინტენსიური გახდა. ყველა ამის გამო შეიძლება დავასკვნათ, რომ ვარსკვლავს „ანთებისათვის“ საჭირო ენერგიის მარაგი ან, უფრო უკეთ რომ ვთქვათ, ენერგიის უფრო ინტენსიური წყარო ესაჭიროება იმ მომენტამდე სანამ წარმოსადგენია ვარსკვლავის შეკუმშვის შესაძლებლობა და, ჩვენის აზრით, პრობლემის შინაარსი იმაში მდგომარეობს, რომ სწორედ ეს წყარო მოიძებნოს.

თუ დაუშვებთ, რომ ვარსკვლავის შეკუმშვას მაინც აქვს ადგილი, მაშინ თავის მხრივ მოსალოდნელი იყო ამ შეკუმშვის ეფექტის ენერგეტიკული გამოვლინება, ე. ი. გამოსხივებული ენერგიის გადიდება სიკაშკაშის დაცემის პერიოდში. ჩვენ არ გვაქვს არავითარი ექსპერიმენტალური საბუთი ასეთი დასკვნისათვის, პირიქით, თვით სიკაშკაშის დაცემის ფაქტი მთავარი მაქსიმუმის შემდეგ იმას მოწმობს, რომ ვარსკვლავის ენერგეტიკული წყარო ამ ეპოქაში გაცილებით უფრო ნაკლებია და უფრო დაბალი რიგისა არის, ვიდრე მაქსიმუმის პერიოდში.

ყველა ზემოდაღნიშნულს უნდა დაემატოს ის გარემოება, რომ ყოფილ ახალ ვარსკვლავთა ტემპერატურას „ანთების“ საბოლოო ფაზაში აფასებენ Zanstra-ს მეთოდით, რომლის გამოყენების სამართლიანობა ამ ტიპის ვარსკვლავთა მიმართ საკმარისად საეჭვოდ არის მიჩნეული. ამიტომ არ შეგვიძლია დარწმუნებული ვიყოთ, რომ ყოფილ ახალ ვარსკვლავებს „ანთების“ საბოლოო ფაზაში მართლაც ასეთი მაღალი ტემპერატურა აქვთ; პირიქით არსებობს ბევრი საბუთი იმისა, რომ ვიფიქროთ, რომ Zanstra-ს მეთოდით მიღებული განსაზღვრა ერთობ ადვილდება ვარსკვლავის ქეშმარიტ ტემპერატურის სიდიდეს და, რომ სინამდვილეში „ანთების“ საბოლოო ფაზაში ვარსკვლავთა ტემპერატურა დიდად არ განსხვავდება იმ ტემპერატურისაგან, რომელიც ვარსკვლავს ჰქონდა „ანთებამდე“. ვარსკვლავის ტემპერატურა ამ ეპოქაში მაღალიც რომ იყოს, შედარებით იმ ტემპერატურასთან, რომელიც ვარსკვლავს „ანთებამდე“ აქვს, ეს მაინც არ გვაძლევს საბუთს დავასკვნათ, რომ ტემპერატურის გაზრდა შეკუმშვით ხარჯზე მოხდა, რადგან ამ მოვლენის ასახსნელად შესაძლებელია გაცილებით უფრო ბუნებრივი თვალსაზრისის განვითარება. ჩვენ მხედველობაში გვაქვს ის გარემოება, რომ „ანთების“ პროცესში, დაახლოებით მთავარი მაქსიმუმის ეპოქაში, ადგილი აქვს ვარსკვლავიდან გარე ფენების ჩამოცლას და სივრცეში გაბნევას.

მეორეს მხრივ, ვარსკვლავთა შინაგანი აღნაგობის ელემენტარული თეორია კი გვარწმუნებს იმაში, რომ ვარსკვლავის შიგა ფენებში ტემპერატურა მატულობს წინეისთან ერთად. გარე ფენათა ჩამოცლის შემდეგ ტიტვდება ვარსკვლავის უფრო შიგა ფენები, რომელთა ტემპერატურა გაცილებით უფრო მაღალია ვიდრე ვარსკვლავის ზედაპირული ფენების და, რომელთაც გაცილებით უფრო მეტი ენერგიის გამოსხივების უნარი აქვთ, ვიდრე ამ უკანასკნელთ. ამრიგად სიკაშკაშის მაქსიმუმის პერიოდში, როცა გარე ფენები ფაქტიურად ამოიცილებოდა, გამოსხივება უნდა ხდებოდა სწორედ ამ გატიტვებული უკვე ჩამოცლილია, გამოსხივება უნდა ხდებოდა სწორედ ამ გატიტვებული

ფენების ხარჯზე; ამასთანავე, რადგან ეს ჩამოცლილი გარე ფენები მეტად გაიშვითებულია, სხივოსნური ენერჯიის გადატანა უფრო ინტენსიური იქნება. ჩვენ შეგვიძლია დაახლოებით შევაფასოთ ის ტემპერატურა, რომელიც ამ გატიტვლებულ ფენებს ექნებათ.

გარე ფენების მასა, რომელიც ვარსკვლავს სცილდება და სივრცეში იბნევა ავლნიწნოთ M -ით; მაშინ შეგვიძლია დავწეროთ:

$$M = 4\pi r^2 \int \rho dr. \quad (1)$$

სადაც r ვარსკვლავის რადიუსია, ხოლო ρ — სიმკვრივე. მეორეს მხრივ, ვარსკვლავი „ანთებამდე“ იმყოფება ჰიდროსტატიურ წონასწორობაში. რასაკვირველია, ეს წონასწორობა შეიძლება არამდგრადი იყოს, მაგრამ ამ გარემოებას არ ექნება მნიშვნელობა, ვიდრე ფაქტურად არ დაიწყება „ანთების“ პროცესი, რა დრომდეც ჩვენ საუბრით სამართლიანად შეგვიძლია ვარსკვლავის მიმართ ჰიდროსტატიური წონასწორობის თეორია გამოვიყენოთ და დავწეროთ

$$dp = -g\rho dr, \quad (2)$$

სადაც p აირწნევა, g — სიმძიმის ძალის დაძაბულობა, ხოლო ρ — სიმკვრივეა.

(1) და (2) განტოლებანი გვაძლევინ:

$$M = 4\pi r^2 \frac{p}{g}. \quad (2)$$

თუ ჩვენ ახლა შევეცდებით ამ უკანასკნელ განტოლებაში შევიტანოთ აირწნევის ისეთი გამოსახულება, რომელიც საშუალებას მოგვცემს (3) გამოსახულება რიტყვებამდე დავიჯანოთ, მაშინ აღვიღოთ იქნება ტემპერატურის შეფასება.

ამ ამოცანის შესასრულებლად ჩვენ გამოვიყენებთ Chandrasekhar-ის მიერ განვითარებულ თეორიას ჩვენი მზის მიმართ, რომლითაც მან მზის შიგნით ფენებისათვის ტემპერატურული გრადიენტის გამოთვლა შესძლო. ამ თეორიის მიხედვით:

$$\left. \begin{aligned} p &= \mu p'_0 \left(1 - \frac{u^2}{\beta^2}\right)^{-1/2} \cdot 2^{-2/3} \\ \left(1 - \frac{u^2}{\beta^2}\right) &= \left(\frac{T_0}{T}\right)^{3/2} \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

სადაც p აირწნევა აღებულ ფენაში, p'_0 — სხივოსნური წნევა ვარსკვლავის ზედაპირზე, T — აღებული ფენის ტემპერატურა, T_0 — ზედაპირის ეფექტიური ტემპერატურა, ხოლო u და β ნებისმიერი ფუნქციები, რომელთა დამოკიდებულება მარტივად არის მოცემული (4)-ში, რადგან ფაქტორის $2^{-2/3}$ მნიშვნელობა შეტად ახლოა 1-თან, ამიტომ შემდეგი გამოთვლების დროს შეგვიძლია ის უგუვადოთ; ანასთანავე, რადგან $\frac{T_0}{T}$ აუცილებლად ნაკლებია ერთზე, მით

უფრო გაცილებით ნაკლები იქნება ერთზე $\left(\frac{T_0}{T}\right)^{3/2}$. ამიტომ იმავე (4) განტოლებიდან ჩანს, რომ $\mu \approx \beta$.

ამრიგად (3) განტოლება საბოლოოდ გადაიწერება შემდეგი სახით:

$$M = 4\pi r^2 \frac{\beta}{g} \left(\frac{T}{T_0}\right)^{3/2} p'_0 \quad (5)$$

თუ ახლა ამ განტოლებაში შემაჯალ სიდიდეების მნიშვნელობათათვის ავიღებთ მონაცემებს ჩვენი მზის შესახებ ე. ი., თუ ჩვენ მიერ დასმულ ამოცანას გადავწყვეტთ ჩვენი მზის ზომის ტოლი ვარსკვლავის მიმართ, მაშინ მივიღებთ საბოლოოდ:

$$\log \frac{T}{T_0} = \frac{4}{19} \log M - 4.3, \quad (6)$$

საიდანაც უშუალოდ შეგვიძლია განვსაზღვროთ $\frac{T}{T_0}$, თუ ცნობილია M , ე. ი.

ვარსკვლავის გარე ფენების მასა. მეორეს მხრივ, ამ მასის რაოდენობა, როგორც ვიცით, შეფასებულია სხვადასხვა შემთხვევისათვის სხვადასხვა სიდიდით ახალი ვარსკვლავის აბსოლუტური ვარსკვლავიერი სიდიდის მიხედვით სიკაშკაშის მთავარი მაქსიმუმის დროს, და დაახლოებით იმყოფება შუალედში $10^{27} - 10^{28}$ gr. ამრიგად (6) ტოლობიდან ჩვენ შეგვიძლია ერთგვარი მრუდი ავაგოთ, რომლის

ორდინატზე გადავზომავთ $\frac{T}{T_0}$ შეფარდების სიდიდეს, ხოლო აბსცისა კი იქნება ვარსკვლავიდან ჩამოცლილი გარე ფენების მასა. აქ ჩვენ მოგვყავს ამ მრუდის ელემენტები ცხრილის სახით.

ცხრილი I TABLE

M	$\frac{T}{T_0}$	M	$\frac{T}{T_0}$
10^{25} gr	10	10^{27} gr	25
10^{26}	15	10^{28}	40

მოყვანილი ცხრილი გვიჩვენებს, რომ გატიტვლებული შიგნით ფენების ტემპერატურა შესაძლებელია აღწევდეს 250.000° -ს (როცა $M = 10^{27}$ gr), თუ მივიღებთ მხედველობაში, რომ „ანთებამდე“ ვარსკვლავის ეფექტიური ტემპერატურა დაახლოებით 10000° -ის ტოლია; სხვაგვარად რომ ესთქვათ, ამ გატიტვლებული ფენების ტემპერატურა დაახლოებით 25 -ჯერ აღემატება ვარსკვლავის ზედაპირის ეფექტურ ტემპერატურას და მაშასადამე მისი გამოსხივების უნარი 25^4 -ჯერ მეტია, ვიდრე ამ უკანასკნელის გამოსხივების უნარი. ამრიგად ამ ფენების

ნებს შეუძლიათ უზრუნველყონ 4×10^4 -ჯერ მეტი ენერგიის გამოსხივება ვიდრე ვარსკვლავის პირვანდელ ზედაპირს. თუ ახლა მხედველობაში მივიღებთ იმ ვარსკვლავს, რომ ახალი ვარსკვლავის რადიუსი თავისი მთავარი მაქსიმუმის დროს დაახლოებით 500-ჯერ ღიდავდა იმ რადიუსთან შედარებით, რომელიც მას „ანთებამდე“ ჰქონდა, მაშინ ნათელია, რომ გამოსხივების უნარის ასეთ ზრდას საესებით შეუძლია უზრუნველყოს ვარსკვლავის მნათი ზედაპირის გადიდების დროს პირვანდელი გამოსხივების უნარის შენარჩუნება, რადგან ზედაპირული ფართი მხოლოდ 500²-ჯერ გადიდდება. არ უნდა ვიფიქროთ, რომ ეს გატიტვლებული ფენები ასეთ ტემპერატურას დიდხანს შეინარჩუნებენ; მართლაც, ვიდრე ეს ფენები გატიტვლებოდნენ ენერგიის ხარჯი მათ მიერ გაცილებით ნაკლები იყო და ის მდგომარეობდა მხოლოდ მიმდევარი ფენებისადმი სხივოსნური ენერგიის გადაცემაში; ამასთანავე უნდა ვიფიქროთ, რომ ვიდრე წონასწორობა არსებობდა ეს გადაცემული ენერგია სწორედ იმ ენერგიის ტოლი იყო, რომელსაც ეს ფენები ღებულდნენ უფრო დრმა ფენებისაგან; მაგრამ მას შემდეგ რაც ეს ფენები გატიტვლდნენ, სხივოსნური ენერგიის ხარჯვა გაცილებით გაიზარდა იმ ენერგიასთან შედარებით, რომელსაც ის მიმდებარე ფენებს აწვდიდა, ხოლო იმ ენერგიის რაოდენობა კი, რომელსაც ის შიგა ფენებიდან ღებულდნენ — უცვლელი დარჩა. აქედან ცხადია, რომ ამ ფენების მიერ ენერგიის ხარჯვა გატიტვლების შემდეგ გაცილებით უფრო ინტენსიურად ხდება, ვიდრე ამ დანახარჯის აღდგენა, რასაც ბუნებრივია შედეგად უნდა მოყვეს ამ ფენების ტემპერატურის დაცემა. რასაკვირველია, ერთობ მნიშვნელოვანია იმ კანონის გამოყენება, რომლის მიხედვითაც ეს დაცემა უნდა მოხდეს. ამ საკითხის შემდგომი შესწავლა მოითხოვს უფრო მკაცრი ხასიათის რაოდენობით ანალიზს, რომელიც „ანთების“ სხვა მოვლენათა ზედმიწევნით შესწავლის შემდეგ შეიძლება იქნეს განხორციელებული.

ამრიგად, როგორც ზევით დავინახეთ, სრულად არ არის აუცილებელი ვარსკვლავის შეკუმშვისა და მისი გამკვრივების დაშვება იმ შემთხვევაშიაც კი, „ანთების“ საბოლოო ფაზაში ვარსკვლავს მაღალი ტემპერატურა რომ ჰქონოდა; საესებით უფრო ბუნებრივია ვიფიქროთ, რომ ეს ტემპერატურა უზრუნველყოფილია ამ შიგა ფენების გატიტვლებით და მათი იმ ტემპერატურული გრადიენტით, რომელიც მათ აქვთ ვარსკვლავის ზედაპირული ფენების მიმართ.

ოქტომბერი, 1937.

ლიტერატურა: Literature:

1. Zs. f. Aph. 13, p. 215, 1937.
2. Bull. Abast. Obs. 2, p. 99, 1938.
3. Проф. Воронцов-Вельяминов, «Новые звезды и галактические туманности», 1934.
4. P. D. A. O. Vict. VI, 15, 1932.
5. P. D. A. O. Vict. IV, 15, 1931.
6. Bull. Abast. Obs. 2, p. 69, 1938.
7. Handb. d. Aph. III.
8. M. N. 92, p. 186, 1932.
9. Bull. Abast. Obs. 1, p. 55, 1937.

ON THE TEMPERATURE OF NOVAE

SH. G. GORDELADSE

(Summary)

It is known that in the first phase of the outburst the former Novae show a large value of temperature, while the absolute magnitude of the star remains the same as it was before the outburst.

This fact is being interpreted by some authors as the result of the condensation of the star.

On the other hand, it may be considered as certain that the effective temperature of the star remains unchanged till to the maximum.

At the same time, owing to the enormous growth of the luminous surface of the star, its integral radiation augments correspondingly, the radiating capacity remaining apparently unchanged.

These circumstances suggest that the source of energy which secures the constancy of the radiating capacity of the star during such a great growth of its luminous surface must be much more powerful and intensive than that, which is necessary to maintain the radiation before the outburst.

Evidently, the condensation of the star, if this phenomenon were to take place during the outburst of Nova, would be possible only after the main maximum, because before it the expansion of the outer layers of the star is alone surmized. Therefore, the energy of contraction can not be considered as the above source of energy.

We suppose that the inner layers of the star, which are being denuded in consequence of the separation of the outer ones and have, therefore, a higher temperature, may serve as such a source.

We made an attempt to estimate approximately the order of the temperature of those denuded layers.

Expressing the mass (M) of the outer layers which are separated later, by means of equation (1) and taking into account the condition (2) of the hydrostatic equilibrium we get for the value of the mass detached (M) expression (3), where r is the radius of the star, P —the gas pressure and G —the intensity of gravity.

Farther, using the expression (4) given for P by Chandrasekhar⁸ we obtain equation (5), where T is the temperature of denuded layers, T_0 —that of the star's surface, P_0 —the radiation pressure and β —the quantity, the value of which is determined by Chandrasekhar.

If we make calculation for a star similar to our sun we get equation (6) from which the ratio $\frac{T}{T_0}$ may be directly derived if the value of the mass detached (M) is known,

Taking into account that the value of this mass (M) lies in the interval 10^{25} — 10^{28} *gr* in conformance to the absolute stellar magnitudes of Novae at maximum we may form a table or draw a curve which will show that for instance, if $M \approx 10$ *gr* then $\frac{T}{T_0} = 25$, i. e. that the radiating capacity of denuded layers is 25 times as great as that of the surface layers; it corresponds approximately to the quantity of energy needed to maintain the constancy of the radiating capacity of the star during the expansion of its luminous surface, if we assume that during the outburst the radius of the star grows about 500 times.

Farther, if we consider that in the final phase of the outburst the temperature of Novae is being determined by Zanstra's⁵ method, giving under certain conditions exaggerated values of temperature⁶, it becomes evident that accepting the point of view developed by the author there is no necessity to suppose that the increase of temperature during the outburst is due to the condensation of the star.

We must suppose, on the contrary, that the denuded layers of the star cannot maintain a high temperature for a long time, because the inflow of energy from the inner layers must apparently remain the same as it was before the outburst, while the radiation is greatly increased in consequence of denudation.

Thus, it being impossible to compensate the energy radiated by those denuded layers these last must gradually grow cooler.

It would be of interest to derive the law, according to which this cooling is to take course.

October, 1937.

ХРОМАТИЧЕСКИЕ КРИВЫЕ 8" ОБЪЕКТИВОВ КАМЕР 16" РЕФРАКТОРА

Е. К. ХАРАДЗЕ и М. А. ВАШАКИДЗЕ

В настоящей заметке приведены результаты исследования хроматической аберрации 8" объективов камер 16" рефрактора Абастуманской Обсерватории.

После того, как было закончено исследование сферической аберрации и астигматизма упомянутых объективов¹ на Обсерваторию поступили фильтры Schott'a, что дало нам возможность произвести определение хроматической аберрации. Однако, имея лишь два фильтра, мы были вынуждены ограничиться исследованием в двух участках спектра.

Использованные нами фильтры Schott'a известны под названиями BG₃ и GG₁₁. Область пропускания фильтра BG₃ лежит приблизительно в пределах λ 2800— λ 5000 с максимумом пропускания около λ 3600 и с пропусканием больше 50% в области λ 3000— λ 4500.

Для фильтра GG₁₁ область пропускания начинается около λ 4700, причем вблизи λ 5000 кривая пропускания резко поднимается до единицы и так проходит далее всю визуальную область спектра. Синий фильтр BG₃ был использован нами в комбинации с пластинками Ilford Monarch, желтый GG₁₁—с пластинками Imperial Panchromatic «400».

Определение хроматической аберрации производилось известным способом Hartmann'a, причем были использованы те же диафрагмы и обработка велась тем же способом, как и при исследовании сферической аберрации².

Для каждой камеры получено 8 снимков звезды вблизи оптического центра. Отступление пластинки от фокуса равнялось 20 и 30 *mm* в обе стороны от него в случае фильтра BG₃ и 25 и 30 *mm* в случае фильтра GG₁₁. Экспозиции брались в пределах от 3 до 8 минут.