

Астрометрия и Астрофизика

8
1969

АКАДЕМИЯ НАУК УКРАИНСКОЙ ССР
ГЛАВНАЯ АСТРОНОМИЧЕСКАЯ ОБСЕРВАТОРИЯ

Астрометрия и Астрофизика

РЕСПУБЛИКАНСКИЙ МЕЖВЕДОМСТВЕННЫЙ СБОРНИК

8



ФИЗИКА СОЛНЦА
И ЗВЕЗД

В сборнике помещены работы, посвященные физике Солнца и звезд, строению Галактики, а также статья, в которой приводится описание нового горизонтального солнечного телескопа. Работы выполнены в Главной астрономической обсерватории АН УССР и астрономических обсерваториях Львовского и Одесского университетов.

Сборник рассчитан на научных работников, аспирантов и студентов, специализирующихся в области астрофизики.

Редакционная коллегия:

Е. П. Федоров (председатель), З. Н. Аксентьева, Н. П. Барабашов, А. Ф. Богородский (зам. председателя), А. А. Горыня (отв. секретарь), И. К. Коваль, И. Г. Колчинский, В. П. Цесевич, А. А. Яковкин.

Редактор выпуска

В. И. ВОРОШИЛОВ.

Астрометрия и астрофизика. 8. Физика солнца и звезд. Ред. коллегия: Е. П. Федоров (пред.) и др.

К., «Наук. думка», 1969.

96 с. с илл. (Акад. наук Укр. ССР. Глав. астрон. обсерватория. Респ. межвед. сборник, 8). Библиогр. в конце статей.
1000 экз. 85 к.

В сборнике помещены работы, посвященные физике Солнца и звезд, строению Галактики, а также статья, в которой приводится описание нового горизонтального солнечного телескопа. Работы выполнены в Главной астрономической обсерватории АН УССР и астрономических обсерваториях Львовского и Одесского университетов. Рассчитан на научных работников аспирантов и студентов, специализирующихся в области астрофизики.

52×524

Держ. респ. б-ка
УРСР ім. КПРС

Астрометрия и астрофизика, 8

Печатается по постановлению ученого совета Главной астрономической обсерватории АН УССР и редакционной коллегии

Редактор Р. И. Бычкова

Художественный редактор Р. К. Пахолюк

Технический редактор Н. П. Рахлина

Корректор Л. Н. Регета

БФ 35621. Зак. 1521. Изд. № 170. Тираж 1000. Бумага № 2, 70×108^{1/16}. Печ. физ. листов 6,25. Усл. печ. листов 8,75. Учетно-изд. листов 8,5. Подписано к печати 20. XI 1969 г. Цена 85 коп.

Издательство «Наукова думка», Киев, Репина, 3.

Областная книжная типография Львовского областного управления по печати, Львов, Стефаника, 11.

К ВОПРОСУ О ТЕПЛОВОМ ВЗРЫВЕ В ВЫРОЖДЕННОМ ГАЗЕ.

II. ГОРЕНIE ВОДОРОДА В СЛОЕВОМ ИСТОЧНИКЕ

В. В. Порфириев, Ю. Н. Редкобородый

(Главная астрономическая обсерватория АН УССР)

В предыдущей работе * нами было показано, что при наличии потока водорода внутрь белого карлика вблизи границы вырожденного ядра образуется весьма тонкий слоевой источник энергии.

Появление бесконечно узкого источника энергии на поверхности вырожденного ядра приведет к нагреву вещества. Интересно рассмотр-

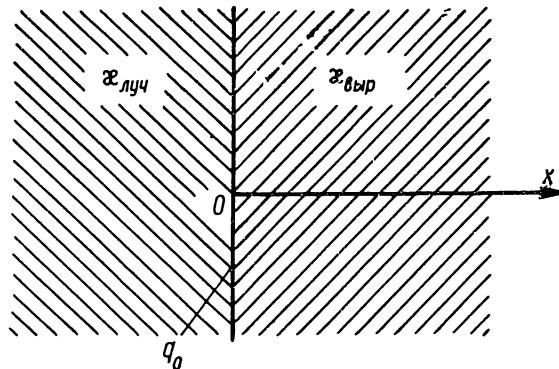


Рис. 1.

реть вопрос о ходе температуры во времени вблизи поверхности вырожденного ядра. Очевидно, что при повышении температуры до нескольких миллиардов градусов начнутся реакции с участием легких элементов, которые могут привести к быстрому подъему температуры и тепловому взрыву. Такой взрыв было бы нетрудно сопоставить со вспышкой Новой.

Решение полной задачи о тепловом взрыве очень сложно. Поэтому интересно рассмотреть некоторую весьма упрощенную задачу, с тем чтобы можно было сначала обсудить возможные подходы к решению проблемы.

Рассмотрим следующую задачу. Пусть на границе раздела вырожденного и невырожденного вещества (рис. 1) образуется бесконечно узкий слоевой источник энергии с поверхностной плотностью мощности q_0 . В этом случае рост температуры определяется решением уравнения теплопроводности

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\kappa}{c\rho} \cdot \frac{\partial T}{\partial x} \right) + q(x) \quad (1)$$

с граничными условиями:

$$T_{\text{выр}}(x, 0) = T_{\text{луч}}(x, 0) = T_0; \quad T_{\text{выр}}(0, t) = T_{\text{луч}}(0, t);$$

$$\frac{\partial T_{\text{выр}}(+\infty, t)}{\partial x} = \frac{\partial T_{\text{луч}}(-\infty, t)}{\partial x} = 0;$$

$$\chi_{\text{выр}} \frac{\partial T_{\text{выр}}(0, t)}{\partial x} = \chi_{\text{луч}} \frac{\partial T_{\text{луч}}(0, t)}{\partial x} q(x) \quad \text{и} \quad q(x) = \lim_{p \rightarrow \infty} \{q_0 e^{-px}\}. \quad (2)$$

* Порфириев В. В., Редкобородый Ю. Н. — В кн.: Астрометрия и астрофизика, «Наукова думка», К., 1968.

В первом приближении можно принять, что теплопроводность вырожденного газа намного больше лучистой теплопроводности в невырожденной области. Тогда вообще можно считать, что тепло отводится только в глубь вырожденной зоны. Для упрощения расчетов было принято, что теплопроводность вырожденного газа не зависит от температуры. В дальнейшем следует помнить, что это условие заведомо

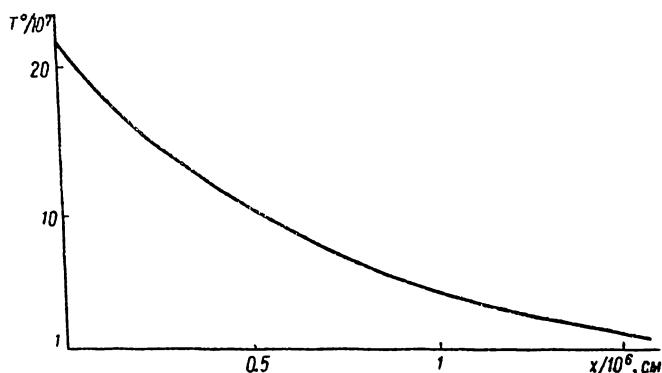


Рис. 2.

облегчает возникновение теплового взрыва. Поскольку перенос тепла в невырожденную зону отсутствует, подъем температуры не приводит к изменению структуры звезды (давление вырожденного газа не зависит от температуры).

При этих предположениях решение уравнения теплопроводности имеет вид

$$T_{\text{выр}}(x, t) = T_0 + \frac{2q_0 V \sqrt{t}}{\sqrt{(x c \rho)_{\text{выр}}}} \operatorname{erf} \left(\frac{x}{2 \sqrt{\left(\frac{x}{c \rho}\right)_{\text{выр}} t}} \right). \quad (3)$$

Для численного расчета были приняты следующие значения параметров:

$$T_0 = 10^7; \rho = 10^5; c = \frac{3k}{2Am_{\text{H}}} = 3 \cdot 10^7; z = 2.4 \cdot 10^3 \frac{A}{z^2} \rho T_0 = 2.4 \cdot 10^{15};$$

$$\rho v = 0.01; q_0 = \rho v \cdot E_{pp}^* = 6 \cdot 10^{16}.$$

На рис. 2 приведено распределение температуры вблизи границы ядра в момент времени $t = 2000$ лет. Видно, что существенное повышение температуры имеет место в достаточно узком слое вблизи границы раздела.

На рис. 3 представлен график хода температуры в зависимости от времени для границы раздела вырожденного и невырожденного вещества. При принятых значениях параметров температура порядка $2 \cdot 10^8$ (температура снятия вырождения) достигается за время порядка $t = 2000$ лет.

При достижении температуры порядка 10^8 град включается дополнительный источник энергии, обусловленный горением гелия. Это должно привести к резкому подъему температуры, который, по-видимому, может вызвать взрыв звезды.

Таким образом, весьма грубое рассмотрение вопроса не приводит к противоречию с идеей, выдвинутой Местелом. Для окончательного

решения вопроса необходимо, однако, провести более строгое решение уравнения теплопроводности.

Интересно рассмотреть причины, вызывающие проникновение водорода в вырожденную зону. В качестве одной из таких причин можно назвать циркуляцию, возникающую при нарушении закона вращения. Более строгого исследования требуют вопросы, связанные с послед-

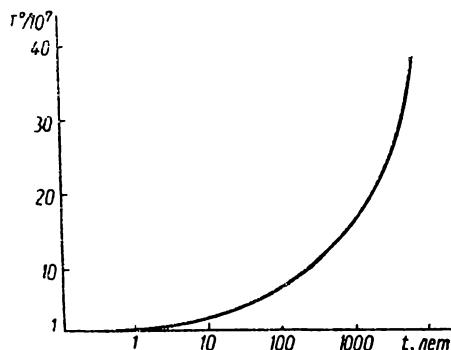


Рис. 3.

ствиями снятия вырождения на границе раздела и с внезапным включением новых источников энергии. Эти вопросы обсуждены в следующей работе.

ON THE PROBLEM OF THERMAL EXPLOSION IN DEGENERATE GAS. II. HYDROGEN COMBUSTION IN A LAYER SOURCE

V. V. PORFIRYEV, Yu. N. REDKOBORODY

Summary

The process of heating of degenerate gas at the presence of a layer source near the surface was analysed. The Mestel hypothesis is shown not to contradict the explosion of Nova.

К ВОПРОСУ О ТЕПЛОВОМ ВЗРЫВЕ В ВЫРОЖДЕННОМ ГАЗЕ.

III. ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОЕ ЭКРАНИРОВАНИЕ

КУЛОНовСКОГО ПОЛЯ ЯДЕР ПРИ ТЕРМОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЯХ

В. В. Порфириев, Ю. Н. Редкобородый

(Главная астрономическая обсерватория АН УССР)

В [1] рассмотрен вопрос о горении водорода при проникновении его в вырожденную зону белого карлика. При расчете использовались приближенные формулы для учета электростатического экранирования ядер, годные только для малых плотностей. В настоящей работе излагается более точная теория экранировки, применимая при любых плотностях.

Введение

При расчете скорости ядерных реакций в среде высокой плотности необходимо учитывать изменение эффективного кулоновского взаимодействия реагирующих ядер вследствие электростатического экраниро-

вания электронами, которое приводит к ослаблению отталкивания ядер и тем самым облегчает прохождение через потенциальный барьер. Иска-
жение кулоновского поля ядер обусловливает уменьшение как высоты, так и ширины потенциального барьера, в результате чего скорость реакции должна возрасти.

Исследованию этого эффекта посвящены работы [2—5]. Однако результаты, полученные авторами этих работ, относятся только к случаю плотностей не выше $\rho = 10^3 \text{ г/см}^3$. Кроме того, статистические методы, используемые в указанных работах для расчета экранированного потенциала (метод Томаса—Ферми в случае вырожденного газа электронов и метод Дебая—Хюкеля при отсутствии вырождения) не позволяют получить величину эффективного потенциала на малых расстояниях от ядра, где нарушается лежащее в основе этих методов условие квазиклассичности поступательного движения электронов. Эта же причина, по-видимому, ограничивает применимость указанных методов и при более высоких плотностях, когда средние расстояния между ядрами уже сами по себе становятся весьма малыми.

И наконец, при расчетах подобного рода обычно исходят из рассмотрения поля одиночного, изолированного ядра, пренебрегая влиянием на распределение экранирующего заряда (а следовательно, и на эффективный потенциал) второго из участвующих в реакции ядер.

При точном расчете эффективного потенциала электростатического взаимодействия двух ядер удобно использовать метод самосогласованного поля, предложенный в [6], который позволяет получить выражение для экранированного потенциала при любых расстояниях между ядрами, а также учесть влияние как одного, так и другого ядра на изменение эффективного потенциала.

Дизелектрическая проницаемость в приближении самосогласованного поля

Приближение самосогласованного поля, используемое в физике твердого тела для вычисления свойств электронного газа, состоит в том, что электрон рассматривается как свободная частица, движущаяся в поле, описываемом некоторым усредненным потенциалом. Таким образом, можно ввести одночастичный гамильтониан для отдельного электрона [7]:

$$H = H_0 + V(\vec{r}, t),$$

где $H_0 = \frac{p^2}{2m_e}$, $V(\vec{r}, t)$ — самосогласованный потенциал, описывающий

взаимодействие электрона со всеми прочими частицами системы. Если $|m\rangle$ — решение одночастичного уравнения Хартри—Фока [7], то при помощи собственных функций $|\vec{k}\rangle$ оператора H_0 это решение можно представить в виде

$$|m\rangle = \sum_{\vec{k}} |\vec{k}\rangle \langle \vec{k}|m\rangle. \quad (1)$$

Введем матрицу плотности в энергетическом представлении:

$$\langle \vec{k}' | \rho | \vec{k} \rangle \equiv \sum_m \langle \vec{k}' | m \rangle P_m \langle m | \vec{k} \rangle, \quad (2)$$

где P_m — средняя по ансамблю вероятность того, что состояние $|m\rangle$ занято. Равновесная матрица плотности ρ_0 для невозмущенной ($V=0$) системы обладает следующим свойством:

$$\rho_0 |\vec{k}\rangle = P_{\vec{k}} |\vec{k}\rangle,$$

где

$$P_{\vec{k}} = \frac{\bar{n}_{\vec{k}}}{N} = \frac{(2\pi)^3}{N} f_0(\epsilon_{\vec{k}}); \quad (3)$$

$\bar{n}_{\vec{k}}$ — среднее число заполнения состояния $|k\rangle$; N — полное число электронов в системе; $f_0(\epsilon_{\vec{k}})$ — равновесная функция распределения (здесь и ниже используется система единиц с $\hbar \equiv 1$)

Уравнение движения для возмущенной матрицы плотности $\rho = \rho_0 + \delta\rho$ имеет вид [7]:

$$i \frac{\partial \rho}{\partial t} = [\mathbf{H}, \rho]. \quad (4)$$

Линеаризуя уравнение [4] и пренебрегая членами порядка $\nabla \delta\rho$, получим:

$$i \dot{\delta\rho} \approx [\mathbf{H}_0, \delta\rho] + [\mathbf{V}, \rho_0]. \quad (5)$$

Следовательно,

$$\begin{aligned} i \frac{\partial}{\partial t} \langle \vec{k} | \delta\rho | \vec{k} + \vec{q} \rangle &= \langle \vec{k} | [\mathbf{H}_0, \delta\rho] | \vec{k} + \vec{q} \rangle + \langle \vec{k} | [\mathbf{V}, \rho_0] | \vec{k} + \vec{q} \rangle = \\ &= \left(\frac{\vec{k}^2}{2m_e} - \frac{(\vec{k} + \vec{q})^2}{2m_e} \right) \langle \vec{k} | \delta\rho | \vec{k} + \vec{q} \rangle + (P_{\vec{k+q}} - P_{\vec{k}}) \cdot V_{\vec{q}}(t), \end{aligned} \quad (6)$$

где

$$V_{\vec{q}}(t) = \langle \vec{k} | V(\vec{r}, t) | \vec{k} + \vec{q} \rangle = \int d^3x V(\vec{r}, t) \cdot e^{i\vec{q}\cdot\vec{r}}$$

фурье-компоненты потенциала $V(\vec{r}, t)$.

Потенциал V состоит из потенциала внешнего поля V^0 и экранирующего потенциала V^s , связанного с индуцированным изменением электронной плотности δn , т. е. V^0 может быть, например, потенциалом налетающего ядра, а V^s — потенциалом экранирующих зарядов в электронном газе, индуцированным потенциалом V^0 :

$$V_{\vec{q}} = V_{\vec{q}}^0 + V_{\vec{q}}^s.$$

Индукционное изменение электронной плотности

$$\begin{aligned} \delta n(\vec{r}) &= N \sum_m \langle m | \delta P_m | m \rangle = N \sum_m \sum_{\vec{k}, \vec{k}'} |\vec{k}'\rangle \langle \vec{k}' | m \rangle \delta P_m \langle m | \vec{k} \rangle \langle \vec{k} | = \\ &= \sum_{\vec{k}, \vec{k}'} |\vec{k}'\rangle \langle \vec{k} | \langle \vec{k}' | N \delta \rho | \vec{k} \rangle = \sum_{\vec{q}} e^{-i\vec{q}\cdot\vec{r}} \cdot \delta n_{\vec{q}}, \end{aligned} \quad (7)$$

где

$$\delta n_{\vec{q}} = \sum_{\vec{k}} \langle \vec{k} | N \delta \rho | \vec{k} + \vec{q} \rangle. \quad (8)$$

Свойства электронного газа удобно выражать через продольную диэлектрическую проницаемость $\epsilon(\omega, \vec{q})$, которую можно определить следующим образом [7]:

$$\vec{E}_q + 4\pi\vec{P}_q = \epsilon(\omega, \vec{q}) \cdot \vec{E}_q = \vec{D}_q, \quad (9)$$

где \vec{E}_q , \vec{D}_q , \vec{P}_q — фурье-компоненты соответственно продольного электрического поля, индукции и поляризации; ω — частота, связанная с \vec{V}_q . Поскольку

$$\vec{P}_q = -\frac{\vec{E}_q^s}{4\pi},$$

где \vec{E}_q^s соответствует экранирующему потенциалу \vec{V}_q^s , то (9) дает

$$\vec{V}_q - \vec{V}_q^s = \vec{V}_q^0 = \epsilon(\omega, \vec{q}) \cdot \vec{V}_q.$$

Таким образом, диэлектрическая проницаемость равна отношению внешнего потенциала к эффективному

$$\epsilon(\omega, \vec{q}) = \frac{\vec{V}_q^0}{\vec{V}_q}. \quad (10)$$

Так как

$$\operatorname{div} \vec{P} = e\delta n, -iq\vec{P}_q = e\delta n_q, e\vec{E}_q = -iq\vec{V}_q,$$

то

$$\epsilon(\omega, \vec{q}) = 1 + 4\pi \frac{\vec{P}_q}{\vec{E}_q} = 1 - 4\pi \frac{e^2 \delta n_q}{q^2 \cdot \vec{V}_q}. \quad (11)$$

Рассматривая $\vec{V}_q(t)$ в уравнении (6) как зависящую от времени силу, определяющую поведение системы, получим

$$\langle \vec{k} | \delta p | \vec{k} + \vec{q} \rangle = \lim_{s \rightarrow +0} \frac{\frac{\vec{P}_{k+q} - \vec{P}_k}{\vec{k} + \vec{q}}}{\frac{(\vec{k} + \vec{q})^2}{2m_e} - \frac{\vec{k}^2}{2m_e} + \omega + is} \vec{V}_q,$$

откуда, используя (3) и (8), найдем:

$$\delta n_q = \lim_{s \rightarrow +0} \sum_{\vec{k}} \frac{\frac{\vec{n}_{k+q} - \vec{n}_k}{\vec{k} + \vec{q}}}{\frac{(\vec{k} + \vec{q})^2}{2m_e} - \frac{\vec{k}^2}{2m_e} + \omega + is} \vec{V}_q.$$

Подставляя это в (11), приходим к общему выражению для диэлектрической проницаемости в приближении самосогласованного поля:

$$\epsilon(\omega, \vec{q}) = 1 - \lim_{s \rightarrow +0} \frac{4\pi e^2}{q^2} \sum_{\vec{k}} \frac{\frac{\vec{n}_{k+q} - \vec{n}_k}{\vec{k} + \vec{q}}}{\frac{(\vec{k} + \vec{q})^2}{2m_e} - \frac{\vec{k}^2}{2m_e} + \omega + is}. \quad (12)$$

Экранированный потенциал статического поля

Для вычисления экранированного потенциала воспользуемся соотношением (10) и выведенным выражением (12) для $\varepsilon(\omega, \vec{q})$. Очевидно, заряды ядер можно считать неподвижными, а распределение экранирующего заряда — стационарным при

$$v_e \gg v, \quad (13)$$

где v_e, v — средние скорости электронов и ядер соответственно.

При термоядерной реакции основной вклад вносят ядра со скоростью [8]:

$$v_m = \sqrt[3]{\beta \frac{k_b T}{\mu}},$$

где $\beta = \frac{2\pi Z_1 Z_2 e^2}{\hbar}$, μ — приведенная масса реагирующих ядер. Если газ электронов не вырожден, то

$$v_e = \sqrt{\frac{3k_b T}{m_e}}$$

и условие (13) примет вид:

$$\frac{v_m}{v_e} = \left(\frac{\beta^2 \cdot m_e^3}{27 \mu^2 \cdot k_b} \right)^{1/6} \cdot \frac{1}{T^{1/6}} \ll 1. \quad (14)$$

При заметном вырождении электронного газа

$$v_e \sim v_F \gg \sqrt{\frac{3k_b T}{m_e}},$$

где v_F — скорость электрона с энергией Ферми ϵ_F , и неравенство (14) выполняется еще лучше. Для протон-протонного и углеродного циклов и температур от $T=10^6$ К и выше условие стационарности распределения экранирующего заряда (14) выполняется достаточно хорошо, т. е. можно ограничиться случаем статического поля и принять $\omega=0$ в выражении (12) для $\varepsilon(\omega, \vec{q})$. Поскольку мнимая часть $\varepsilon(0, \vec{q})$ равна нулю, то можно положить $s=0$ и опустить знак предела.

Пусть ядро с зарядом $Z_1 e$ расположено в начале координат, а ядро с зарядом $Z_2 e$ — в точке \vec{r} . Тогда потенциал внешнего поля в некоторой точке $\vec{\xi}$

$$V^0(\vec{\xi}) = \frac{Z_1 e}{|\vec{\xi}|} + \frac{Z_2 e}{|\vec{\xi} - \vec{r}|} = \frac{Z_1 e}{(2\pi)^3} \int d^3 q \frac{4\pi}{q^2} e^{iq \vec{\xi}} + \frac{Z_2 e}{(2\pi)^3} \int d^3 q \frac{4\pi e^{iq(\vec{\xi} - \vec{r})}}{q^2}.$$

Предполагая реакцию среди линейной [7], экранированный потенциал можно получить с помощью (10), т. е. путем деления фурье-компонент потенциала внешнего поля на $\varepsilon(0, \vec{q})$:

$$V(\vec{\xi}) = \frac{Z_1 e}{(2\pi)^3} \int d^3 q \frac{4\pi}{q^2 \varepsilon(0, \vec{q})} e^{iq \vec{\xi}} + \frac{Z_2 e}{(2\pi)^3} \int d^3 q \frac{4\pi}{q^2 \varepsilon(0, \vec{q})} e^{iq(\vec{\xi} - \vec{r})}. \quad (15)$$

Эффективный потенциал взаимодействия ядер $Z_1 e$ и $Z_2 e$ равен, очевидно, потенциальному зарядом $Z_1 e$ и экранирующими зарядами в

точке нахождения заряда Z_2e . Следовательно, из (15) надо вычесть собственное поле заряда Z_2e :

$$\frac{Z_2 e}{|\vec{\xi} - \vec{r}|} = \frac{Z_2 e}{(2\pi)^3} \int d^3 q \frac{4\pi}{q^2} e^{iq(\vec{\xi} - \vec{r})}$$

и затем перейти к пределу при $\vec{\xi} \rightarrow \vec{r}$. Таким образом, получаем:

$$V_{\text{эфф}}(\vec{r}) = \frac{Z_1 e}{(2\pi)^3} \int \frac{d^3 q \ 4\pi}{q^2 \in (0, q)} e^{iq\vec{r}} + \lim_{\vec{\xi} \rightarrow \vec{r}} \frac{Z_2 e}{(2\pi)^3} \int d^3 q \frac{4\pi}{q^2} \left(\frac{1}{\varepsilon(0, q)} - 1 \right) e^{iq(\vec{\xi} - \vec{r})}, \quad (16)$$

где $\varepsilon(0, q)$ определяется выражением (12) при $\omega = s = 0$:

$$\varepsilon(0, \vec{q}) = 1 - \frac{4\pi e^2}{q^2} \cdot \frac{2}{(2\pi)^3} \int d^3 k \frac{\vec{n}_k + \vec{q} - \vec{n}_k}{\frac{(k + q)^2}{2m_e} - \frac{\vec{k}^2}{2m_e}} \quad (17)$$

(интеграл понимается в смысле главного значения).

Второе слагаемое в (16) появляется вследствие деформации полем заряда Z_2e облака экранирующих зарядов вокруг заряда Z_1e .

Поскольку электроны подчиняются статистике Ферми, то в общем случае [9]:

$$\bar{n}_k = \frac{1}{\exp \left\{ \frac{\vec{k}^2}{2m_e k_B T} - \frac{\mu}{k_B T} \right\} + 1}, \quad (18)$$

где k_B — постоянная Больцмана; μ — химический потенциал газа электронов.

Рассмотрим отдельно два наиболее интересных предельных случая: полностью вырожденный и полностью невырожденный электронный газ.

1. Полностью вырожденный газ электронов ($T = 0$)

В этом случае распределение Ферми имеет вид:

$$\bar{n}_k = \begin{cases} 1 & \text{при } |\vec{k}| < k_F \\ 0 & \text{при } |\vec{k}| > k_F, \end{cases}$$

где k_F — импульс на границе Ферми.

Выполняя в (17) интегрирование по сфере Ферми, получим для диэлектрической проницаемости полностью вырожденного нерелятивистского газа электронов:

$$\varepsilon(0, q) = 1 + \frac{k_F^2}{2q^2} \left[1 + \frac{k_F}{q} \left(1 - \frac{q^2}{4k_F^2} \right) \ln \left| \frac{q + 2k_F}{q - 2k_F} \right| \right], \quad (19)$$

где

$$k_F \left(\frac{6\pi n e^2}{\varepsilon_F} \right)^{1/2} = 2 \left(\frac{3}{\pi} \right)^{1/2} \cdot (e^2 \cdot m_e \cdot n^{1/3})^{1/2}.$$

Соотношения (16) и (19) определяют форму экранированного потенциала в случае, когда выполнено условие полного вырождения электронного газа. Для больших расстояний между ядрами

$$r \gg \frac{1}{k_F} = (3\pi^2 n)^{-1/3};$$

в первом интеграле выражения (16) главную роль играют малые q

$$q \ll k_F$$

и выражение (19) с хорошей точностью можно заменить на

$$\varepsilon(0, q) \cong 1 + \frac{k_s^2}{q^2}. \quad (20)$$

В случае малых расстояний

$$r \ll \frac{1}{k_F} = (3\pi^2 n)^{-1/3}$$

можно считать $q \gg k_F$, поэтому, отбрасывая в (19) члены порядка $\frac{1}{q^6}$

и выше, имеем

$$\varepsilon(0, q) \cong 1 + \frac{4}{3} \cdot \frac{k_F^2 \cdot k_s^2}{q^4} = 1 + \frac{16\pi m_e n e^2}{q^4}. \quad (21)$$

Поскольку во втором слагаемом в (16) совершается предельный переход при $|\vec{\xi} - \vec{r}| \rightarrow 0$, то, очевидно, при любых расстояниях r между ядрами во втором интеграле в (16) можно пользоваться для $\varepsilon(0, q)$ аппроксимацией (21).

Подставляя (20), (21) в (16) и выполняя интегрирование, получим асимптотические выражения для $V_{\text{эфф}}(r)$:

$$V_{\text{эфф}}(r) \cong \frac{Z_1 e}{r} e^{-k_s r} - 2\alpha Z_2 e \text{ при } r \gg (3\pi^2 n)^{-1/3}; \quad (22)$$

$$V_{\text{эфф}}(r) \cong \frac{Z_1 e}{r} e^{-\alpha r} \cdot \cos \alpha r - 2\alpha Z_2 e \text{ при } r \ll (3\pi^2 n)^{-1/3}, \quad (23)$$

где (в гауссовых единицах)

$$k_s = 2 \left(\frac{3}{\pi} \right)^{1/6} \sqrt{\frac{m_e n^{1/3} \cdot e^2}{\hbar^2}}; \quad \alpha = \sqrt{2} \left(\frac{\pi m_e n e^2}{\hbar^2} \right)^{1/4}.$$

2. Полностью невырожденный газ электронов

При отсутствии заметного вырождения электроны подчиняются статистике Больцмана, так что [9]

$$\bar{n}_{\vec{k}} = e^{\frac{\mu - \varepsilon_{\vec{k}}}{k_B T}}, \quad (24)$$

где

$$\varepsilon_{\vec{k}} = \frac{k^2}{2m_e}.$$

Выполняя интегрирование по углам в (17), можно в этом случае привести выражение для $\varepsilon(0, q)$ к виду:

$$\varepsilon(0, q) = 1 + \frac{16\pi^2 \cdot e^2 \cdot m_e \cdot e^{\frac{\mu}{k_B T}}}{q^3} \cdot \frac{2}{(2\pi)^2} \int_0^\infty k \cdot e^{-\frac{k^2}{2m_e k_B T}} \cdot \ln \left| \frac{q + 2k}{q - 2k} \right| dk, \quad (25)$$

что в совокупности с (16) описывает эффективный потенциал взаимодействия двух ядер в случае большинства газа электронов.

В этом случае большие расстояния определяются условием

$$r \gg (m_e k_B T)^{-1/2},$$

так что в первом интеграле в (16):

$$q \ll (m_e k_B T)^{1/2}.$$

Разлагая в (25) логарифм под интегралом по степеням $\frac{q}{k}$, получим

$$\ln \left| \frac{q + 2k}{q - 2k} \right| \approx \frac{q}{k}.$$

Тогда с учетом того, что [9]

$$e^{\frac{q}{k_B T}} = \frac{8\pi^3 n}{2(2\pi m_e k_B T)^{1/2}},$$

находим:

$$\varepsilon(0, q) \approx 1 + \frac{k_D^2}{q^2}, \quad (26)$$

где

$$k_D = \left(\frac{4\pi n e^2}{k_B T} \right)^{1/2}. \quad (27)$$

Для малых расстояний

$$r \ll (m_e k_B T)^{-1/2}$$

и, оставляя в разложении

$$\ln \left| \frac{q + 2k}{q - 2k} \right| = \frac{4k}{q} + \frac{2}{3} \cdot \frac{8k^3}{q^3} + \dots$$

только первый член, получим, согласно (25):

$$\varepsilon(0, q) = 1 + \frac{16\pi m_e n e^2}{q^4}. \quad (28)$$

Используя (26) и (28), с помощью (16) найдем асимптотические выражения для эффективного потенциала (в гауссовых единицах):

$$V_{\text{эфф}}(r) = \frac{Z_1 e}{r} e^{-k_D r} - 2\alpha Z_2 e \text{ при } r \gg \frac{\hbar}{(m_e k_B T)^{1/2}}; \quad (29)$$

$$V_{\text{эфф}}(r) = \frac{Z_1 e}{r} e^{-\alpha r} \cdot \cos \alpha r - 2\alpha Z_2 e \text{ при } r \ll \frac{\hbar}{(m_e k_B T)^{1/2}}, \quad (30)$$

где k_D определяется по (27); $\alpha = \sqrt{\frac{\pi m_e n e^2}{\hbar^2}}$.

Во втором интеграле в (16) необходимо, как и в пункте 1, использовать при любых r выражение (28) для $\varepsilon(0, q)$.

Отличие полученных выражений от формы потенциала уединенного заряда с учетом экранирования объясняется учетом влияния второго заряда. Это обстоятельство может играть большую роль при расчете скорости ядерных реакций, поскольку оно увеличивает эффект экранировки.

Подобный расчет скорости ядерных реакций с учетом экранирования ядер свободными электронами опубликован в следующей статье.

ЛИТЕРАТУРА

1. Порфириев В. В., Редкобородый Ю. Н. — В кн.: Вопросы астрофизики, «Наукова думка», 1968.
2. Keller G. — Ap. J., 118, 142, 1953.
3. Keller and Meyerott. — Argonne National Laboratory Report, 4771 and 1856, 1952.
4. Salpeter E. E. — Astrial. J. Sci., 7, 373, 1954.
5. Schatzmann E. — J. Phys. et Radium, 9, 46, 1948; Astrophys. J., 119, 464, 1954.
6. Ehgelreich H., Cohen M. N. —Phys. Rev., 115, 786, 1959.
7. Киттель Ч. Квантовая теория твердых тел. «Наука», 1967.
8. Франк-Каменецкий Д. А. Физические процессы внутри звезд. Изд-во физ.-мат. лит., 1959.
9. Ландау Л. Д., Либшиц Е. М. Статистическая физика. «Наука», 1964.

ON THE PROBLEM OF HEAT EXPLOSION IN DEGENERATE MATTER

III. THE ELECTROSTATIC SCREENING OF NUCLEI COULOMB'S FIELD AT THERMONUCLEAR ENERGY GENERATION

V. V. PORFIRYEV, Yu. N. REDKOBORODY

Summary

The effect of the electron screening on thermonuclear fusion is considered. The energy yield is shown to increase. The effective potential of electrostatic interaction is derived by means of the self-concerted field method. The results are suitable for any distance between the nuclei. The influence of both nuclei on distribution of the screening space charge of electrons is taken into consideration.

СИНТЕЗ ПАРАМЕТРОВ КРИВОЙ БЛЕСКА НЕПРАВИЛЬНОЙ ПЕРЕМЕННОЙ ЗВЕЗДЫ

Л. М. Шульман

(Главная астрономическая обсерватория АН УССР)

Анализ наблюдений блеска неправильных переменных звезд, выполненный в последние годы [1, 2], показал, что блеск неправильных и полуправильных переменных подчиняется определенным статистическим закономерностям, а именно: каждой переменной свойственна некоторая функция распределения и автокорреляционная функция кривой блеска. Так как время наблюдения звезд значительно меньше характерного времени звездной эволюции, то можно рассматривать кривую блеска как стационарную случайную кривую с не зависящей от времени функцией распределения $W(I)$, понимаемой как плотность вероятности того, что интенсивность излучения звезды находится в интервале $(I, I+dI)$, и автокорреляционной функцией

$$K(\tau) = \overline{(I(t+\tau) - \bar{I})(I(t) - \bar{I})}, \quad (1)$$

где черта означает усреднение по времени.

Функции $W_{\Delta t}$ и $K_m(\tau)$ для ряда звезд определены из наблюдений Ф. И. Лукацкой с сотрудниками [2]. Эти функции сами по себе не позволяют однозначно установить природу и механизм переменности. Их польза и назначение в другом. Постулировав какой-либо механизм переменности, мы можем сравнивать его с наблюдениями не только по предсказываемым спектральным и цветовым характеристикам, но и по предсказываемым статистическим свойствам кривой блеска.

Чтобы реализовать эту возможность, необходимо располагать решением задачи о синтезе статистических характеристик кривой блеска.

Постановка задачи различна в зависимости от того, считаем ли мы неправильную переменность блеска глобальным явлением или суперпозицией большого числа локальных вспышек.

В первом случае можно предположить, что переменность блеска вызвана колебаниями звезды как целого или периодическим выходом на поверхность центрально симметричной ударной волны, а неправильность — следствием низкой добротности звезды как колебательной системы, что при случайных воздействиях приводит к неустойчивости глобальных периодических процессов. С большой натяжкой можно рассматривать звезду как колебательную систему с одной степенью свободы и описывать колебания блеска с помощью фазовой плоскости. В такой интерпретации неправильность проявляется как дрейф изображающей точки в некоторой области фазовой плоскости, включающей в себя устойчивый предельный цикл. В этом стиле рассматривали цикличность солнечной активности Л. И. Гудзенко и В. Е. Чертопруд [3].

Может оказаться, что такой подход будет справедливым для полуправильных переменных, хотя и в этом случае существует альтернатива — полуправильная переменная может оказаться пульсирующей звездой с высокой вспышечной активностью. Что же касается полностью неправильных переменных, то здесь второе предположение подкрепляется, например, тем, что в спектрах звезд типа Т Тави наблюдаются линии, характерные для вспышек на Солнце.

В дальнейшем рассматривается только вторая возможность, т. е. принято, что суммарный блеск звезды слагается из некоторого «фона» и блеска случайных вспышек, наблюдающихся в каждый момент времени. Мы не рассматриваем конкретных механизмов вспышки и считаем зависимость интенсивности излучения вспышки от времени заданной.

В общей постановке задача выглядит так. Яркость индивидуальной вспышки задана в виде функции времени

$$F(t, x_1, x_2, x_3, \dots), \quad (2)$$

зависящей, кроме того, от ряда случайных параметров x_1, x_2, x_3, \dots . Требуется найти автокорреляционную функцию $K(\tau)$ и функцию распределения $W(I)$. Подобные задачи неоднократно рассматривались в радиотехнической литературе [4]. Применительно к переменным звездам задача решена Граттоном при ограничивающем предположении о тождественности вспышек по форме. Настоящая работа — обобщение результатов Граттона [8] на случайный процесс, состоящий из нетождественных вспышек.

Исходные предположения

Предположим, что индивидуальная вспышка затрагивает столь малую часть звезды, что никаких изменений, влияющих на строение звезды, не происходит, а последействием за счет физических изменений в месте появления вспышки можно пренебречь. Тогда целесообразно считать, что процесс появления вспышек — стационарный эргодический случайный процесс, и вероятность того, что за время T произошло n вспышек, дается распределением Пуассона

$$P(n, T) = \frac{(kT)^n}{n!} e^{-kT}, \quad (3)$$

содержащим единственный параметр k — среднюю частоту вспышек.

Кроме того, будем считать, что все вспышки вызваны одним и тем же механизмом, и поэтому их индивидуальные кривые блеска описыва-

ются одной и той же функцией (2), но с разными значениями случайных параметров, число которых мы ограничим до четырех. Выберем в качестве этих четырех параметров значение интенсивности в максимуме (амплитуду вспышки) a , момент появления вспышки t_v , характерные времена нарастания интенсивности до максимума Θ_h и спада ее после максимума Θ_c . Функции нарастания и спада блеска возьмем различные. При этих ограничениях индивидуальная кривая блеска v -й вспышки имеет вид

$$\Delta I = a_v \left\{ F_1 \left(\frac{t - t_v}{\Theta_{hv}} \right) [1 - H(t - t_v)] + F_2 \left(\frac{t - t_v}{\Theta_{cv}} \right) H(t - t_v) \right\}, \quad (4)$$

где F_1 и F_2 — соответственно функции нарастания и спада блеска, а

$$H(x) = \begin{cases} 1 & \text{при } x > 0 \\ 0 & \text{при } x \leq 0 \end{cases}$$

— ступенчатая функция Хевисайда. Очевидно, что

$$F_1(0) = F_2(0) = 1. \quad (5)$$

Пусть за время T произошло n вспышек; тогда конкретная реализация рассматриваемого участка кривой блеска имеет вид:

$$I_{n,T} = I_0 + \sum_{v=1}^n a_v \left\{ F_1 \left(\frac{t - t_v}{\Theta_{hv}} \right) [1 - H(t - t_v)] + F_2 \left(\frac{t - t_v}{\Theta_{cv}} \right) H(t - t_v) \right\}, \quad (6)$$

где I_0 — постоянная составляющая блеска, не связанная со вспышками.

Для определения статистических характеристик кривой блеска, реализации которых выглядят подобным образом, необходимо и достаточно задать вероятностные распределения вспышек по амплитудам, длительностям нарастания и спада. Пусть вероятность того, что амплитуда вспышек лежит в интервале $(a, a+da)$, есть

$$w_a(a) da. \quad (7)$$

Условную вероятность того, что длительность нарастания заключена в пределах $(\Theta_h, \Theta_h + d\Theta_h)$ для вспышки с амплитудой a обозначим через

$$w_h(\Theta_h | a) d\Theta_h, \quad (8)$$

а условную вероятность того, что длительность спада при заданных амплитуде и длительности нарастания находится в пределах $(\Theta_c, \Theta_c + d\Theta_c)$, через

$$w_c(\Theta_c | a, \Theta_h) d\Theta_c. \quad (9)$$

Вероятности, определяемые соотношениями (6)–(8), нормированы на единицу, т. е.

$$\int_0^\infty w_a(a) da = 1, \quad (10)$$

$$\int_0^\infty w_h(\Theta_h | a) d\Theta_h = 1, \quad (11)$$

$$\int_0^\infty w_c(\Theta_c | a, \Theta_h) d\Theta_c = 1. \quad (12)$$

В предельном случае, когда случайные величины a , Θ_n , Θ_c статистически независимы, справедливо соотношение

$$\frac{\partial w_n}{\partial a} = \frac{\partial w_c}{\partial a} = \frac{\partial w_c}{\partial \Theta_n} = 0. \quad (13)$$

В противоположном предельном случае, когда длительность нарастания связана с амплитудой вспышки функциональной зависимостью

$$\Theta_n = \Phi_n(a), \quad (14)$$

можно написать:

$$w_n = \delta[\Theta_n - \Phi_n(a)], \quad (15)$$

где $\delta(x)$ — дельта-функция Дирака

Аналогично, если

$$\Theta_c = \Phi_c(a), \quad (16)$$

то

$$w_c = \delta[\Theta_c - \Phi_c(a)]. \quad (17)$$

Наконец, если Θ_c и Θ_n связаны функциональной зависимостью

$$\Theta_c = \Phi_{cn}(\Theta_n),$$

но статистически не зависят от амплитуды, то

$$\frac{\partial w_n}{\partial a} = 0,$$

$$w_c = \delta[\Theta_c - \Phi_{cn}(\Theta_n)]. \quad (18)$$

В дальнейшем вероятностные распределения (7)–(9) будут предполагаться известными.

Определение автокорреляционной функции

Для вычисления усредненных характеристик блеска воспользуемся процедурой, описанной в монографии [4], где приводится решение аналогичной задачи о случайном импульсном процессе. Эргодичность и стационарность обеспечивают перестановочность операций усреднения по времени и по ансамблю реализаций; поэтому для вычисления средней интенсивности излучения звезды (при условии, что за время T произошло n вспышек)

$$\langle I_n, t \rangle = \left\langle I_0 + \sum_{v=1}^n a_v \left\{ F_1 \left(\frac{t - t_v}{\Theta_{nv}} \right) [1 - H(t - t_v)] + F_2 \left(\frac{t - t_v}{\Theta_{cv}} \right) H(t - t_v) \right\} \right\rangle \quad (19)$$

достаточно усреднить каждый импульс по времени, затем по ансамблю наборов a , Θ_n и Θ_c и умножить результат такого усреднения на n . Средняя интенсивность излучения звезды определится после усреднения величины, вычисленной соотношением (19), по распределению Гуасона и предельного перехода к $T \rightarrow \infty$:

$$\langle I \rangle = \lim_{T \rightarrow \infty} \sum_{n=0}^{\infty} P(n, T) \langle I_n, T \rangle. \quad (20)$$

Выполняя перечисленные операции, получим

$$\langle I \rangle = I_0 + \lim_{T \rightarrow \infty} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{n}{T} \frac{(kT)^n}{n!} e^{-kT} \int_0^{\infty} w_a da \int_0^{\infty} w_h d\Theta_h \int_0^{\infty} w_c d\Theta_c \times \\ \times \int_{-\frac{T}{2}}^{+\frac{T}{2}} \left\{ F_1 \left(\frac{t - t_v}{\Theta_{hv}} \right) [1 - H(t - t_v)] + F_2 \left(\frac{t - t_v}{\Theta_{cv}} \right) H(t - t_v) \right\} dt. \quad (21)$$

Очевидно, что

$$\sum_{n=0}^{\infty} \frac{n}{T} \frac{(kT)^n}{n!} e^{-kT} = k; \quad (22)$$

поэтому после суммирования и предельного перехода в выражении (21) получим

$$\langle I \rangle = I_0 + k \int_0^{\infty} w_a da \int_0^{\infty} w_h d\Theta_h \int_0^{\infty} w_c d\Theta_c \times \\ \times \int_{-\infty}^{+\infty} \left\{ F_1 \left(\frac{t}{\Theta_h} \right) [1 - H(t)] + F_2 \left(\frac{t}{\Theta_c} \right) H(t) \right\} dt. \quad (23)$$

Простая замена переменных и использование свойств ступенчатой функции дают:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \left\{ F_1 \left(\frac{t}{\Theta_h} \right) [1 - H(t)] + F_2 \left(\frac{t}{\Theta_c} \right) H(t) \right\} dt = \\ = \Theta_h \int_0^{\infty} F_1(-x) dx + \Theta_c \int_0^{\infty} F_2(x) dx. \quad (24)$$

Определим среднее значение времени нарастания импульсов амплитуды a

$$\bar{\Theta}_h(a) = \int \Theta_h w_h d\Theta_h$$

и среднее время спада

$$\bar{\Theta}_c(a) = \int_0^{\infty} w_h d(\Theta_h) \int \Theta_c w_c d\Theta_c.$$

Окончательное выражение для средней интенсивности излучения примет вид

$$\langle I \rangle = I_0 + k \int_0^{\infty} w_a da \left[\bar{\Theta}_h(a) \int_0^{\infty} F_1(-x) dx + \bar{\Theta}_c(a) \int F_2(x) dx \right]. \quad (25)$$

Если Θ_h и Θ_c статистически не зависят от a , то $\bar{\Theta}_h$ и $\bar{\Theta}_c$ — константы и результат упрощается:

$$\langle I \rangle = I_0 + k\bar{a} \left[\bar{\Theta}_h \int_0^{\infty} F_1(-x) dx + \bar{\Theta}_c \int_0^{\infty} F_2(x) dx \right], \quad (26)$$

где

$$\bar{a} = \int_0^{\infty} w_a a da \quad (27)$$

— средняя амплитуда вспышки.

Найдем теперь автокорреляционную функцию:

$$K(\tau) = \langle I(t+\tau) I(t) \rangle - \langle I \rangle^2 \quad (28)$$

и нормированную автокорреляционную функцию:

$$\rho(\tau) = \frac{K(\tau)}{\langle I^2 \rangle}. \quad (29)$$

Для этого сначала вычислим первый член в выражении (28). По аналогии с вычислением среднего имеем:

$$\langle I(t+\tau) I(t) \rangle = \lim_{T \rightarrow \infty} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{k T^n}{n!} e^{-kT} \langle I_{n,T}(t+\tau) I_{n,T}(t) \rangle. \quad (30)$$

Составим произведение

$$\begin{aligned} I_{n,T}(t+\tau) I_{n,T}(t) &= I_0^2 + I_0 \left\{ \sum_{v=1}^n a_v \left\{ F_1 \left(\frac{t-t_v+\tau}{\Theta_{hv}} \right) [1 - H(t-t_v+\tau)] + \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + F_2 \left(\frac{t-t_v+\tau}{\Theta_{cv}} \right) H(t-t_v+\tau) \right\} + \sum_{\mu=1}^n a_\mu \left\{ F_1 \left(\frac{t-t_\mu}{\Theta_{hp}} \right) [1 - H(t-t_\mu)] + \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + F_2 \left(\frac{t-t_\mu}{\Theta_{cp}} \right) H(t-t_\mu) \right\} \right\} + \sum_{v=1}^n \sum_{\mu=1}^n a_\mu a_v \left\{ F_1 \left(\frac{t-t_v+\tau}{\Theta_{hv}} \right) [1 - H(t-t_v+\tau)] + \right. \\ &\quad \left. \left. + F_2 \left(\frac{t-t_v+\tau}{\Theta_{cv}} \right) H(t-t_v+\tau) \right\} \times \right. \\ &\quad \left. \times \left\{ F_1 \left(\frac{t-t_\mu}{\Theta_{hp}} \right) [1 - H(t-t_\mu)] + F_2 \left(\frac{t-t_\mu}{\Theta_{cp}} \right) H(t-t_\mu) \right\}. \quad (31) \right. \end{aligned}$$

В этом выражении преобразуем двойную сумму

$$\begin{aligned} &\sum_{v=1}^n \sum_{\mu=1}^n a_\mu a_v \{ F_{1v} [1 - H(t-t_v+\tau)] + F_{2v} H(t-t_v+\tau) \} \times \\ &\times \{ F_{1\mu} [1 - H(t-t_\mu)] + F_{2\mu} H(t-t_\mu) \} = \sum_{v=1}^n a_v^2 \left\{ F_1 \left(\frac{t-t_v+\tau}{\Theta_{hv}} \right) \times \right. \\ &\times [1 - H(t-t_v+\tau)] + F_2 \left(\frac{t-t_v+\tau}{\Theta_{cv}} \right) H(t-t_v+\tau) \} \times \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \times \left\{ F_1 \left(\frac{t - t_v}{\Theta_{hv}} \right) [1 - H(t - t_v)] + F_2 \left(\frac{t - t_v}{\Theta_{cv}} \right) H(t - t_v) \right\} + \\
& + \sum_{\mu=1}^n \sum_{\substack{v=1 \\ \mu=v}}^n a_\mu a_v \left\{ F_1 \left(\frac{t - t_v + \tau}{\Theta_{hv}} \right) [1 - H(t - t_v + \tau)] + \right. \\
& + F_2 \left(\frac{t - t_v + \tau}{\Theta_{cv}} \right) H(t - t_v + \tau) \Big\} \left\{ F_1 \left(\frac{t - t_\mu}{\Theta_{hu}} \right) [1 - H(t - t_\mu)] + \right. \\
& \quad \left. \left. + F_2 \left(\frac{t - t_\mu}{\Theta_{cu}} \right) H(t - t_\mu) \right\}. \right. \tag{32}
\end{aligned}$$

Однократная сумма в правой части выражения (32) содержит n , а двойная — $n(n-1)$ членов, причем последняя представляет собой сумму произведений независимых случайных величин. Принимая это во внимание, легко увидеть, что последний член в выражении (32) и первые два члена в выражении (31) после подстановки в (30), усреднения и предельного перехода к $T \rightarrow \infty$ дадут квадрат средней интенсивности, определенной соотношением (25). Так как эта величина вычитается из $\langle I(t+\tau)I(t) \rangle$ при получении автокорреляционной функции, то в последнюю дает вклад только первое слагаемое в выражении (32).

Имеем:

$$\begin{aligned}
K(\tau) &= \lim_{T \rightarrow \infty} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{n (kT)^n}{n!} e^{-kT} \int_0^{\infty} a^2 w_a da \int_0^{\infty} w_u d\Theta_u \int_0^{\infty} w_c d\Theta_c \times \\
&\quad \times \int_{-\frac{T}{2}}^{+\frac{T}{2}} \left\{ F_1 \left(\frac{t + \tau}{\Theta_u} \right) [1 - H(t + \tau)] + F_2 \left(\frac{t + \tau}{\Theta_c} \right) H(t + \tau) \right\} \times \\
&\quad \times \left\{ F_1 \left(\frac{t}{\Theta_u} \right) [1 - H(t)] + F_2 \left(\frac{t}{\Theta_c} \right) H(t) \right\} dt = k \int_0^{\infty} a^2 w_a da \int_0^{\infty} w_u d\Theta_u \int_0^{\infty} w_c d\Theta_c \times \\
&\quad \times \int_{-\infty}^{+\infty} \left\{ F_1 \left(\frac{t + \tau}{\Theta_u} \right) F_1 \left(\frac{t}{\Theta_u} \right) [1 - H(t + \tau)] [1 - H(t)] + \right. \\
&\quad \quad \left. + F_1 \left(\frac{t + \tau}{\Theta_u} \right) F_2 \left(\frac{t}{\Theta_c} \right) [1 - H(t + \tau)] H(t) + \right. \\
&\quad \quad \left. + F_1 \left(\frac{t}{\Theta_u} \right) F_2 \left(\frac{t + \tau}{\Theta_c} \right) [1 - H(t)] H(t + \tau) + \right. \\
&\quad \quad \left. + F_2 \left(\frac{t + \tau}{\Theta_u} \right) F_2 \left(\frac{t}{\Theta_c} \right) H(t + \tau) H(t) \right\} dt. \tag{33}
\end{aligned}$$

В силу четности автокорреляционной функции дальнейшие преобразования достаточно выполнить для $\tau > 0$. На основании свойств ступенчатой функции

$$K(\tau) = k \int_0^{\infty} a^2 w_a da \int_0^{\infty} w_u d\Theta_u \int_0^{\infty} w_c d\Theta_c \left\{ \Theta_u \int_0^{\infty} F_1(-x) F_1 \left(-x - \frac{\tau}{\Theta_u} \right) dx + \right.$$

$$+ \int_0^{\tau} F_1 \left(\frac{t}{\Theta_h} \right) F_2 \left(\frac{\tau - t}{\Theta_c} \right) dt + \Theta_c \int_0^{\infty} F_2(x) F_2 \left(x + \frac{\tau}{\Theta_c} \right) dx \Big\}. \quad (34)$$

Здесь использована та же замена переменных, что и при вычислении средней интенсивности. Можно заметить, что, если яркость во вспышке нарастает значительно быстрее, чем убывает ($\Theta_h \ll \Theta_c$), то первый и второй члены в фигурных скобках в выражении (34) становятся малыми по сравнению с третьим, и корреляционная функция определяется в основном законом уменьшения яркости вспышки. Таким образом, учитывать вклад F_1 в автокорреляционную функцию целесообразно только при соизмеримых временах нарастания и спада блеска каждой индивидуальной вспышки.

Для получения нормированной автокорреляционной функции необходимо выражение (34) разделить на дисперсию блеска

$$\langle I^2 \rangle = \sigma^2 = K(0) = k \int_0^{\infty} a^2 w_a da \int_0^{\infty} w_h d\Theta_h \int_0^{\infty} w_c d\Theta_c \times \\ \times \left\{ \Theta_h \int_0^{\infty} F_1^2(-x) dx + \Theta_c \int_0^{\infty} F_2^2(x) dx \right\}. \quad (35)$$

Характеристическая функция и функция распределения

Для сравнения с наблюдениями важно синтезировать еще одну характеристику неправильной переменности — функцию распределения. Проще всего искать непосредственно не функцию распределения, а ее Фурье-образ — характеристическую функцию:

$$\psi_I(u) = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{iuI} W(I) dI, \quad (36)$$

а затем найти функцию распределения обратным преобразованием Фурье

$$W(I) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-iuI} \psi_1(u) du. \quad (37)$$

Так как характеристическая функция суммы независимых случайных величин — произведение характеристических функций каждой из величин, то

$$\psi_1(u) = \lim_{T \rightarrow \infty} \sum_{n=0}^{\infty} P(n, T) \psi_{I_0}(u) \prod_{v=1}^n \psi_v^{(1)}(u), \quad (38)$$

где $\psi_v^{(1)}(u)$ — характеристическая функция случайного слагаемого в сумме (6), а $\psi_{I_0}(u)$ — характеристическая функция фона. Очевидно,

$$\psi_{I_0}(u) = \int_{-\infty}^{+\infty} \delta(I - I_0) e^{iuI} dI = e^{iuI_0}. \quad (39)$$

Статистическая эквивалентность всех вспышек позволяет написать

$$\psi_I(u) = \lim_{T \rightarrow \infty} \sum_{n=0}^{\infty} P(n, T) e^{iuI_0} [\psi^{(1)}(u)]^n. \quad (40)$$

Характеристическая функция отдельной вспышки может быть найдена непосредственно по определению

$$\psi^{(1)}(u) = \langle e^{iu\Delta I} \rangle, \quad (41)$$

где усреднение ведется по времени и ансамблю a , Θ_h , Θ_c , а ΔI определено выражением (4). Имеем

$$\begin{aligned} \psi^{(1)}(u) &= \frac{1}{T} \int_0^T w_a da \int_0^\infty w_h d\Theta_h \int_0^\infty w_c d\Theta_c \times \\ &\times \int_{-\frac{T}{2}}^{+\frac{T}{2}} \exp \left\{ iua \left\{ F_1 \left(\frac{t}{\Theta_h} \right) [1 - H(t)] + F_2 \left(\frac{t}{\Theta_c} \right) H(t) \right\} \right\} dt. \end{aligned} \quad (42)$$

Для сокращения записи введем обозначение для функции распределения по амплитудам и длительностям

$$\Phi(a, \Theta_h, \Theta_c) d\Omega = w_a(a) w_h(\Theta_h | a) w_c(\Theta_c | a, \Theta_h) da d\Theta_h d\Theta_c. \quad (43)$$

Тогда вместо (42) можно написать:

$$\psi^{(1)}(u) = \frac{1}{T} \int_{\Omega} \Phi d\Omega \int_0^{\frac{T}{2}} [e^{iuaF_1\left(-\frac{t}{\Theta_h}\right)} + e^{iuaF_2\left(\frac{t}{\Theta_c}\right)}] dt. \quad (44)$$

Подстановка этого выражения в (40) дает

$$\begin{aligned} \psi_I(u) &= \lim_{T \rightarrow \infty} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{kT^n}{T^n n!} e^{-kT + iuI_0} \times \\ &\times \left\{ \int_{\Omega} \Phi d\Omega \int_0^{\frac{T}{2}} [e^{iuaF_1\left(-\frac{t}{\Theta_h}\right)} + e^{iuaF_2\left(\frac{t}{\Theta_c}\right)}] dt \right\}^n. \end{aligned} \quad (45)$$

Выполняя предельный переход и суммирование, получим окончательное выражение для характеристической функции

$$\psi_I(u) = \exp \left\{ iuI_0 + k \int_{\Omega} \Phi d\Omega \int_0^{\infty} [e^{iuaF_1\left(-\frac{t}{\Theta_h}\right)} + e^{iuaF_2\left(\frac{t}{\Theta_c}\right)} - 2] dt \right\}. \quad (46)$$

Функция распределения получается после подстановки этого выражения в (37):

$$\begin{aligned} W(I) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp \left\{ -iu(I - I_0) + k \left\{ \int_{\Omega} \Phi d\Omega \int_0^{\infty} [e^{iuaF_1\left(-\frac{t}{\Theta_h}\right)} + \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + e^{iuaF_2\left(\frac{t}{\Theta_c}\right)} - 2] dt \right\} \right\} du. \end{aligned} \quad (47)$$

Разложим в степенной ряд выражение, стоящее под интегралом по времени в показателе характеристической функции и выполним интегрирование. Для логарифма характеристической функции получается соотношение:

$$\ln \psi_I(u) = iu I_0 + k \sum_{n=1}^{\infty} M_n \frac{(iu)^n}{n!}, \quad (48)$$

где

$$M_n = \int_0^\infty a^n \Phi d\Omega \left[\Theta_h \int_0^\infty F_1^n(-x) dx + \Theta_c \int_0^\infty F_2^n(x) dx \right]. \quad (49)$$

Коэффициенты при $\frac{(iu)^n}{n!}$ разложения логарифма характеристической функции в ряд по степеням iu — семиинварианты распределения:

$$\lambda_1 = I_0 + kM_1 = \langle I \rangle, \quad (50)$$

$$\lambda_2 = kM_2 = \langle I - \langle I \rangle \rangle^2 = \sigma^2, \quad (51)$$

$$\lambda_3 = kM_3 = \langle (I - \langle I \rangle)^3 \rangle, \quad (52)$$

$$\lambda_4 = kM_4 = \langle (I - \langle I \rangle)^4 \rangle - 3 \langle (I - \langle I \rangle)^2 \rangle^2. \quad (53)$$

Удобными характеристиками для сравнения с наблюдениями являются величины, характеризующие отклонение закона распределения от нормального, — коэффициенты асимметрии и эксцесса:

$$A = \frac{\lambda_3}{\lambda_2^{3/2}} = \frac{1}{V^k} \frac{M_3}{M_2^{3/2}}, \quad (54)$$

$$\Theta = \frac{\lambda_4}{\lambda_2^2} = \frac{1}{k} \cdot \frac{M_4}{M_2^2}. \quad (55)$$

Распределение, мало отличающееся от нормального, удобно представлять в виде разложения в ряд по ортогональным полиномам [5]. В частности, разложение по полиномам Эрмита $H_n(x)$ имеет вид

$$WI = \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(I-\langle I \rangle)^2}{2\sigma^2}} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{n!} \frac{b_n}{\sigma^n} H_n\left(\frac{I-\langle I \rangle}{\sigma}\right). \quad (56)$$

Коэффициенты разложения, так называемые квазимоменты, определяются соотношением

$$\frac{b_n}{\sigma^n} = \int_{-\infty}^{+\infty} W(I) H_n\left(\frac{I-\langle I \rangle}{\sigma}\right) dI, \quad (57)$$

или непосредственно из выражения функции распределения через семиинварианты

$$W(I) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} du \cdot e^{-iu(I-\langle I \rangle) - \frac{u^2}{2} kM_2 + \sum_{n=3}^{\infty} \lambda_n \frac{(iu)^n}{n!}} \quad (58)$$

Для этого необходимо разложить в степенной ряд выражение

$$\exp \left\{ \sum_{n=3}^{\infty} \frac{\lambda_n}{n!} (iu)^n \right\},$$

стоящее под знаком интеграла, а затем выполнить почлененное интегрирование и сгруппировать надлежащим образом слагаемые. Ограничиваясь учетом только асимметрии и эксцесса, получим приближенное представление функции распределения:

$$W(I) \approx \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(I - \langle I \rangle)^2}{2\sigma^2}} \left| 1 + \frac{A}{6} H_3 \left(\frac{I - \langle I \rangle}{\sigma} \right) + \frac{\Theta}{24} H_4 \left(\frac{I - \langle I \rangle}{\sigma} \right) \right|. \quad (59)$$

Нетрудно увидеть, что при повышении частоты вспышек распределение блеска стремится к нормальному независимо от формы индивидуальной кривой блеска отдельной вспышки.

Обсуждение и выводы

Для конкретного сопоставления предсказываемых характеристик случайной кривой блеска с наблюдаемыми характеристиками для отдельных типов неправильных переменных необходимо знать механизм вспышки и определяемую этим механизмом функцию $F(t, \Theta_n, \Theta_c)$. Кроме того, необходимо знать коллективные свойства вспышек, проявляющиеся в форме распределения по амплитудам и длительностям нарастания и спада.

Предложенные до настоящего момента механизмы вспышек неправильных переменных либо недостаточно разработаны в количественном отношении, либо встречаются с определенными трудностями уже при объяснении спектральных и динамических характеристик вспышки [6, 7]. Что же касается коллективных свойств, свойств вспышечной активности в целом, то этот вопрос полностью относится к неразработанным. Поэтому в настоящем разделе мы ограничимся обсуждением вопросов, не связанных с конкретизацией механизма вспышки. Нас будет интересовать, во-первых, можно ли пренебречь коллективными характеристиками вспышечной активности и считать все вспышки тождественными, и, во-вторых, в классе каких функций находится функция распределения блеска, если справедливы предположения, принятые в настоящей работе.

Из соотношения (49) видно, что разброс вспышек по параметрам a , Θ_n и Θ_c качественно не сказывается на форме функции распределения. Действительно, выполняя в (49) интегрирование по времени нарастания и времени спада, получим выражение

$$M_n = \overline{a_1^n} \Theta_n \int_0^\infty F_1^n(-x) dx + \overline{a_2^n} \Theta_c \int_0^\infty F_2^n(x) dx, \quad (60)$$

которое показывает, что нарастающие и спадающие части кривой блеска отдельной вспышки можно рассматривать как самостоятельные вспышки с разными средними длительностями и статистическими моментами амплитуд, т. е. последовательность вспышек заменена эквивалентной последовательностью вспышек различной амплитуды, но одинаковой длительности. Доказано, что возможна и более общая замена [9], а именно: любую последовательность случайных импульсов вида $F(t, a_i)$ можно заменить последовательностью тождественных импульсов $F_{\text{экв}}(t)$, имеющих ту же самую функцию распределения.

Выясним теперь, как влияет нетождественность импульсов (вспышек) на вид автокорреляционной функции. Если все вспышки тождественны, то

$$w_a(a) = \delta(a - a_0), \quad (61)$$

$$w_n \delta(\Theta_n - \Theta_{n0}), \quad (62)$$

$$w_c = \delta(\Theta_c - \Theta_{c0}). \quad (63)$$

Автокорреляционная функция приводится в этом случае к виду

$$K(\tau) = ka_0^2 \left\{ \Theta_{h0} \int_0^\infty F_1(-x) F_1 \left(-x - \frac{\tau}{\Theta_{h0}} \right) dx + \right. \\ \left. + \int_0^\infty F_1 \left(-\frac{t}{\Theta_{h0}} \right) F_2 \left(\frac{\tau-t}{\Theta_{c0}} \right) dt + \Theta_{c0} \int_0^\infty F_2(x) F_2 \left(x + \frac{\tau}{\Theta_{c0}} \right) dx \right\}. \quad (64)$$

Очевидно, что если выполнены только соотношения (62) и (63), то автокорреляционная функция по-прежнему определяется соотношением (64), в котором квадрат амплитуды следует заменить средним квадратом амплитуды. Это означает, что разброс вспышек по амплитудам никак не влияет на вид нормированной автокорреляционной функции.

Влияние разброса вспышек по длительностям удобно проиллюстрировать на примере, когда $\Theta_h = 0$. Для автокорреляционной функции получается выражение

$$K(\tau) = k \bar{a}^2 \int_0^\infty \Theta w(\Theta) K_\Theta \left(\frac{\tau}{\Theta} \right) d\Theta, \quad (65)$$

где

$$K_\Theta \left(\frac{\tau}{\Theta} \right) = \int_0^\infty F_2(x) F_2 \left(x + \frac{\tau}{\Theta} \right) dx \quad (66)$$

— автокорреляционная функция импульсов с характерным временем спада Θ , а средний квадрат амплитуды и средняя функция распределения по длительностям определяются соотношениями

$$\bar{a}^2 \bar{w}(\Theta) = \int_0^\infty a^2 w_a(a) w_c(\Theta | a) da, \quad (67)$$

$$\int_0^\infty \bar{w}(\Theta) d\Theta = 1. \quad (68)$$

Таким образом, в рассмотренном примере автокорреляционная функция блеска — средневзвешенная автокорреляционная функция подпоследовательностей импульсов с различным временем спада. Отсюда ясно, что определив из наблюдений $K(\tau)$, мы очень мало можем сказать о виде функции $F(x)$, если отсутствует информация о виде функции $w(\Theta)$ или если заранее неизвестно, что разброс длительностей вспышек невелик и величину $\Theta \cdot K_\Theta \left(\frac{\tau}{\Theta} \right)$ можно вынести из-под знака интеграла в выражении (65) на основании теоремы о среднем.

Рассмотрим теперь один класс преобразований, оставляющих неизменной автокорреляционную функцию случайной кривой блеска несколько более общего вида, чем рассмотренная выше:

$$I = I_0 + \sum_{v=1}^n a_v F(t - t_v, \Theta_{1v}, \Theta_{2v}). \quad (69)$$

Повторяя уже проводившиеся выкладки, придем к выражению:

$$K(\tau) = k \int a^2 \Phi(a, \Theta_1, \Theta_2) F(t + \tau, \Theta_1, \Theta_2) F(t, \Theta_1, \Theta_2) d\Omega dt, \quad (70)$$

которому можно придать симметричную форму

$$K(\tau) = k \int \delta(a - a') \delta(\Theta_1 - \Theta'_1) \delta(\Theta'_2 - \Theta_2') \times \\ \times a \sqrt{\Phi(a, \Theta_1, \Theta_2)} F(t + \tau, \Theta_1, \Theta_2) a' \sqrt{\Phi(a'_1, \Theta'_1, \Theta'_2)} F(t, \Theta'_1, \Theta'_2) d\Omega d\Omega' dt.$$

Заменяя δ -функции в этом выражении их Фурье-образами:

$$\delta(a - a') = \exp[2\pi i p(a - a')] dp, \quad (72)$$

$$\delta(\Theta_1 - \Theta'_1) = \int_{-\infty}^{+\infty} \exp[2\pi i q(\Theta'_1 - \Theta_1)] dq, \quad (73)$$

$$\delta(\Theta_2 - \Theta'_2) = \int_{-\infty}^{+\infty} \exp[2\pi i r(\Theta_2 - \Theta'_2)] dr, \quad (74)$$

имеем $K(\tau) = k \int \tilde{F}(t + \tau, p, q, r) \tilde{F}^*(t, p, q, r) dp dq dr dt, \quad (75)$

где форма эквивалентной вспышки определяется выражением

$$\tilde{F}(t, p, q, r) = \int a \sqrt{\Phi(a, \Theta_1, \Theta_2)} F(t, \Theta_1, \Theta_2) e^{2\pi i(p a + q \Theta_1 + r \Theta_2)} da d\Theta_1 d\Theta_2. \quad (76)$$

Это означает, что, если только существуют входящие в эти выражения интегралы, последовательность нетождественных вспышек с определенным распределением по случайным параметрам можно заменить эквивалентной последовательностью вспышек (интенсивность при этом становится комплексной величиной), зависящей от такого же числа случайных параметров, но равномерно распределенных в области своего задания. Если бы оказалось, что эта процедура выполнима при

$$\Phi(a, \Theta_1, \Theta_2) = \delta(a - a_0) \delta(\Theta_1 - \Theta_{10}) \delta(\Theta_2 - \Theta_{20}), \quad (77)$$

т. е. над последовательностью тождественных вспышек, то можно было бы утверждать, что последовательность вспышек с произвольным разбросом по амплитудам и длительностям может быть заменена последовательностью тождественных вспышек, имеющих ту же самую автокорреляционную функцию. Однако на самом деле, если функция распределения по амплитудам и длительностям определяется соотношением (77), то интеграл (76) теряет смысл. Из сказанного следует, что нетождественность вспышек оказывает существенное влияние на вид автокорреляционной функции. Коллективными характеристиками вспышечной активности пренебрегать, таким образом, нельзя.

Остается выяснить, какие ограничения накладывают принятые исходные предположения о независимости отдельных вспышек и их пуссоновской статистике. Эти ограничения следуют из того, что при вспышках, т. е. при

$$F(t, \Theta_a, \Theta_c) \geq 0,$$

все семиинварианты распределения положительны. Отсюда следует, что вспышки, распределенные во времени по Пуассону, дают распределения интенсивности только с положительными эксцессом и асимметрией.

Последний вывод интересен в связи с тем, что обнаружены [2] многочисленные переменные с отрицательной асимметрией функции распределения блеска. К таким звездам относятся, например, все звезды типа U Gem, для которых $A \leq 0$. Между тем, согласно (54), всегда $A \geq 0$, причем $A \rightarrow 0$ при $k \rightarrow \infty$.

Ясно, что отрицательная асимметрия может наблюдаться в одном из двух случаев: либо $F(t, \Theta_n, \Theta_c) < 0$, т. е. на поверхности звезды происходят «вспышки наоборот», звезда иррегулярно уменьшает на короткое время блеск аналогично звездам типа R CrB, либо следует отказаться от предположения о пуассоновском распределении вспышек во времени.

Условие независимости вспышек можно записать в виде

$$k\bar{\Theta} \ll \frac{S}{s}, \quad (78)$$

где \bar{s} — поверхность, занятая вспышкой, S — поверхность звезды, $\bar{\Theta}$ — средняя длительность вспышки, $k\bar{\Theta}$ — среднее число вспышек, одновременно наблюдающихся на обращенной к Земле полусфере звезды. Очевидно, что при

$$1 \ll k\bar{\Theta} \ll \frac{S}{s} \quad (79)$$

распределение блеска нормальное. Если левое неравенство в (79) не выполняется, то функция распределения приобретает положительную асимметрию. Если же несправедливо неравенство $S \gg s$, то коэффициент асимметрии существенно зависит от функции F и может стать отрицательным. По-видимому, такая ситуация и имеет место в звездах типа U Gem.

ЛИТЕРАТУРА

1. Лукацкая Ф. И. — ПЗ, 15, 451, 1965.
2. Лукацкая Ф. И. и Полищук Г. А. — Астрофизика, 2, 345, 1966.
3. Гудзенко Л. И. и Чертопруд В. Е. — АЖ, 43, 113, 1966.
4. Рытов С. М. — Введение в статистическую радиофизику. «Наука», М., 1966.
5. Тихонов В. И. Статистическая радиотехника. «Сов. радио», М., 1966.
6. Колесник И. Г. Автореф. дисс. К., 1965.
7. Климишин И. А. — См. наст. сб., 30.
8. Gratton L. — Atti conv. astr. Milano—Merate, 1962, Pavia, 1963.
9. Gilbert E. N., Pollak H. O. — Bell Syst. Techn. Journ., 39, 333, 1960.

THE SYNTHESIS OF LIGHT CURVE PARAMETERS OF AN IRREGULAR VARIABLE STAR

L. M. SHULMAN

Summary

The autocorrelation function and brightness distribution function of an irregular variable star are obtained for the case of arbitrary distribution of single flares by amplitudes, increments and decrements. It is shown that all the stars, their irregularity being due to superposition of independent random flares, must be characterized by the unnegative asymmetry of the brightness distribution function only.

The hypothesis proposed to explain the observed unpositive asymmetry for U Gem stars is that the significant part of the star surface is occupied by one flare and so the Poisson statistics is not realizable for the flares.

МОДЕЛЬ ОБОЛОЧКИ FU ОРИОНА

Б. Е. Жиляев

(Главная астрономическая обсерватория АН УССР)

В 1936 г. в темном облаке В 35 Ориона была открыта уникальная переменная FU Ori. В течение примерно 120^д она увеличила свой блеск с $m_{pg} \sim 15^m.6$ до $9^m.8$ и до настоящего времени остается неправильной переменной со средним значением m_{pg} около 10^m . Чтобы быть медленной Новой, она должна бы иметь M_{pg} на 4—5 величин меньше. С другой стороны, FU Ori имеет все свойства типичной Т Тори-звезды: отношение Li/Ca больше примерно в 80 раз по сравнению с солнечным, она обнаруживает сильно расширенные микротурбулентностью линии, нерегулярную эмиссию в H_α и в ультрафиолетовой части спектра. Подробный обзор спектральных работ по FU Ori можно найти у Хербига [1]. Наблюдения дают для FU Ori $R/R_\odot = 20—25$, T_e близко к 6800° [1]. В системе типичных Т Тори-звезд FU Ori тоже занимает особое место: у нее аномально большой радиус (у типичных Т Тори-звезд $R/R_\odot \sim 5—11$) и едва ли не самый большой ультрафиолетовый избыток [2].

В такой ситуации может оказаться полезным построение модели внешней оболочки FU Ori. В работе [5] были рассмотрены модели конвективных оболочек ряда типичных неправильных переменных типа Т Тори: L_KH_α120, GW Ori, Т Тори на основе уравнения турбулентной конвекции [3]. Было показано, что из-за малых ускорений силы тяжести в оболочках эти звезды обладают аномально большим основным масштабом турбулентности ($\nabla \ln p$)⁻¹ = $\frac{RT(1+\alpha)}{g}$ и что внутренняя энергия

турбулентных молей (гранул) может быть сравнима и даже превосходить дебит излучения звезды в целом. В результате случайного характера появления гранул на поверхности звезды и их высвечивания функция светимости тоже является случайной функцией времени. Для получения статистических характеристик блеска звезды использовалась модель дробового шума в диоде — высвечивание гранулы описывалось калиброванным прямоугольным импульсом, появляющимся с вероятностью пуассоновского случайного процесса. При этом получилось, что у Т Тори относительное уклонение блеска должно составлять 0.13, а у Солнца 0.002. В настоящей работе приводятся результаты аналогичного расчета модели оболочки FU Ori.

При выборе граничных условий для интегрирования системы уравнений турбулентной конвекции необходимо знать значение удельной энтропии в достаточно глубоких слоях фотосферы, где водород практически полностью ионизирован. Из [5] следует

$$\frac{S}{R} = \ln M_* + 3 \ln R_* - 2 \ln E + \text{const.}$$

Здесь $\frac{S}{R}$ — безразмерная удельная энтропия, M_* , R_* — масса и радиус звезды, const < 0 — аддитивная постоянная, E — параметр теории внутреннего строения звезд, определяющий притяженность конвективной оболочки по сравнению с лучистым ядром. Для полностью конвективных моделей $E = 45,49$ и уменьшается по мере роста лучистого ядра.

В наших вычислениях принято:

$$E = 45,49,$$

что соответствует состоянию звезды в полностью конвективной стадии

Структура конвективной оболочки определялась путем численного интегрирования уравнений турбулентной конвекции, полученных автором совместно с И. Г. Колесником [5] для плоской водородной атмосферы. В дальнейшем α -степень ионизации водорода, $\Phi(z)$ — функция, описывающая отклонение оболочки от изэнтропы,

$$\nabla_\eta \alpha = -\alpha(1-\alpha) \frac{R(1+\alpha)}{2c_p} \left[A^2 + \left(\frac{5}{2} + A \right) \nabla_\eta \Phi \right],$$

$$\nabla_\eta \Phi = \frac{D}{1+\alpha} \left[\frac{c_p}{R(1+\alpha)} \right]^{\frac{1}{1-\alpha}} A^3 [(1-\alpha) e^{-\alpha \left(\frac{5}{2} + A \right) - \Phi}]^{\frac{1}{1-\alpha}},$$

где

$$A(\alpha, S) = \frac{2 \ln \frac{1-\alpha}{\alpha} - \frac{5}{2}(1+\alpha) - \ln \frac{a'}{C} + \frac{S}{R}}{1+\alpha} = \frac{I}{kT},$$

$$c_p = R(1+\alpha) \left[\frac{5}{2} + \frac{\alpha(1-\alpha)}{2} \left(\frac{5}{2} + A \right)^2 \right],$$

$$\frac{S}{R} = \frac{S_0}{R} - \Phi(z),$$

$$D = \frac{2}{R} \left(\frac{k}{I} \right)^2 \left[\frac{R}{a} \pi F \operatorname{cova} e^{S_0/R} \right]^{\frac{1}{1-\alpha}},$$

где константы a , a' — аддитивные постоянные в выражении для удельной энтропии, C — константа из уравнения Саха.

Результаты численного интегрирования

Для интегрирования взяты такие значения основных параметров для FU Ori [1]: $\frac{R}{R_\odot} = 23$, $\frac{L}{L_\odot} = 10^3$, $T_e = 6800^\circ$, $\lg g = 1,72$. За неимением оценок массы M/M_\odot было принято равным единице. В таблице приведены данные для термодинамических параметров оболочки FU Ori в зависи-

η	α	$\frac{S}{R}$	$T^e \cdot 10^{-3}$	$\lg P$	$\lg \rho$	$\lg P_e$	$\lg E$	$H_p(\eta)$
0.000	0.106	25.66	11.48	5.649	-6.368	4.631	37.64	0.081
0.005	0.118	25.84	11.68	5.676	-6.353	4.700	37.72	0.083
0.105	0.164	26.46	12.37	5.776	-6.296	4.925	38.00	0.091
0.205	0.206	26.97	12.95	5.869	-6.238	5.101	38.24	0.099
0.405	0.278	27.75	13.91	6.031	-6.131	5.370	38.61	0.113
0.705	0.366	28.55	15.11	6.246	-5.981	5.674	39.06	0.131
1.005	0.436	29.06	16.16	6.433	-5.845	5.916	39.41	0.146
1.305	0.665	30.05	20.91	7.152	-5.303	6.753	40.66	0.220
1.905	0.897	30.34	32.09	8.045	-4.652	7.720	42.21	0.385
2.405	0.965	30.38	45.14	8.513	-4.347	8.205	43.10	0.562
5.905	0.997	30.40	154.21	9.879	-3.522	5.577	45.88	1.949
9.905	0.998	30.40	277.37	10.517	-3.140	10.216	47.23	3.508

ности от безразмерной координаты $\eta = \frac{gk}{R^2}$, где g — ускорение силы тяжести, R — удельная газовая постоянная, I — потенциал ионизации водорода, z — линейная координата, p , ρ , P_e — соответственно давление, плотность и электронное давление, H_p — размер конвективного элемен-

та (гранулы), E — его внутренняя энергия. Верхняя граница $\eta=0.000$ соответствует оптической толще $\tau=10$.

На рисунке приведена зависимость E от безразмерной глубины. Для сравнения приведена аналогичная кривая для Солнца [5]. Из рисунка видно, что конвективный элемент в непосредственной близости от поверхности FU Ori содержит внутреннюю энергию, на порядок превосходящую полную светимость звезды. На Солнце это отношение меньше примерно в миллион раз.

Данные таблицы позволяют оценить число Маха M для турбулентной конвекции на уровне, соответствующем $\tau=10$. M определяется согласно [5]:

$$M^2 = \frac{\gamma - 1}{2\gamma^2} \frac{kT}{I} \left| \nabla_\eta \frac{S}{R} \right|,$$

где γ — показатель адиабаты. Оценка дает для M значение $M=0.56$, что соответствует турбулентной скорости 6.8 км/сек . Микротурбулентные скорости, наблюдаемые из кривой роста, — порядка 5.3 км/сек . Нужно помнить, что эти значения относятся к уровням фотосферы с τ , соответственно равным 10 и ~ 1 , т. е. к макро- и микрошкале турбулентности.

В рамках упомянутой модели, когда общее излучение звезды складывается из высвечивания отдельных гранул, можно оценить функцию распределения и дисперсию светимости звезды. Для импульсного пуассоновского процесса относительное уклонение светимости d от ее среднего значения $\overline{L(t)}$ имеет вид [5]:

$$d = \frac{\sqrt{D[L(t)]}}{L(t)} = \frac{1}{\sqrt{n_1 \Delta \tau}},$$

где $D[L(t)]$ — дисперсия светимости, $n_1 = \frac{L(t)}{E}$ — средняя частота появления гранул на поверхности звезды, $\Delta \tau = \frac{H_p}{c_0 M} = \frac{c_0}{\gamma g M}$ — время высвечивания гранулы, c_0 — скорость звука на уровне $\tau=10$. Функция распределения для импульсного пуассоновского процесса $p(L)$ является гауссовой [4], если выполняется условие (1),

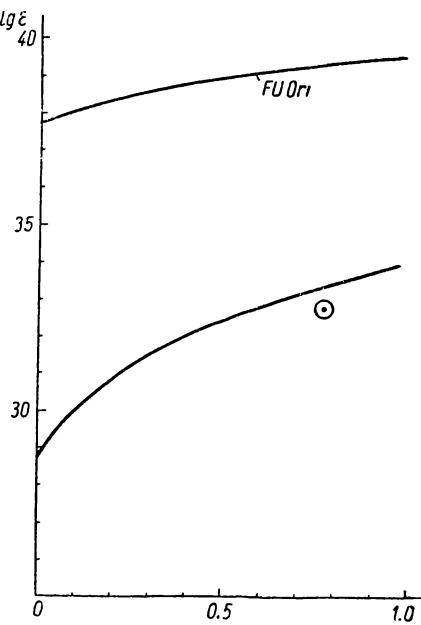
$$n_1 \Delta \tau \gg 1, \quad (1)$$

$$p(L) = \frac{1}{\sqrt{2\pi D[L(t)]}} e^{-\frac{x^2}{2}},$$

где

$$x = \frac{L - \overline{L(t)}}{D[L(t)]}. \quad (2)$$

Взяв необходимые величины из таблицы, находим, что условие (1) выполняется, и получаем для d значение, равное 0.05. Это соответствует



относительному уклонению светимости в звездных величинах $\approx 0^m.05$. Ф. И. Лукацкая [6] из обработки наблюдений FU Ori за 3000^d нашла, что относительное уклонение светимости составляет $0^m.15$, а функция распределения имеет вид (2). Данные таблицы получены в предположении, что путь перемешивания, а следовательно, и размер гранул, равен шкале H_p . Если пересчитать данные модели для пути перемешивания l , равного $l=aH_p$, при $a=3$, то мы получим полное совпадение теоретических и наблюдательных оценок для дисперсии и функции распределения блеска FU Ori.

В заключение отметим, что коэффициент пропорциональности a в формуле, связывающей длину пути перемешивания со шкалой высот, является эмпирической константой, подгоняемой под результаты наблюдений. Подобная процедура естественная во всех полуэмпирических теориях турбулентности, в том числе и в теории Бем-Витензе. Например, из наблюдений конвекции на Солнце следует, что эмпирическая константа заключена в пределах 1—2.

ЛИТЕРАТУРА

1. Hegbig G. H. — Contrib. from the Lick Observatory, 178, 1966.
2. Kuhl L. V. — PASP, 78, 464, 1966.
3. Ягер К. де. Строение и динамика атмосферы Солнца, ИЛ, М., 1962.
4. Рытов С. М. Введение в статистическую радиофизику. «Наука», М., 1966, 52.
5. Жиляев Б. Е., Колесник И. Г. — АЖ, 45, 1, 1968.
6. Лукацкая Ф. И. — Переменные звезды, 15, № 5 (119), 1965.

MODEL ENVELOPE OF FU ORIONIS

В. Е. ZHILYAEV

Summary

A model convective envelope of FU Ori was computed. This star has a greater turbulence scale comparing with the main sequence stars. Internal energy of convective elements for it is 10^6 times as high as that for the Sun. This fact may account for flare activity of the star. Dispersion and distribution function of the star brightness are calculated on the basis of a simplified model. The results are in a satisfactory agreement with the observation.

О ВОЗМОЖНОМ ИСТОЧНИКЕ ЭНЕРГИИ ВСПЫШЕК ЗВЕЗД ПОЗДНИХ СПЕКТРАЛЬНЫХ КЛАССОВ

И. А. Климишин

(Астрономическая обсерватория Львовского гос. ун-та)

Для интерпретации явлений вспышек звезд типа Т Тельца и UV Кита в различное время был выдвинут ряд гипотез: гипотеза горячего пятна, акреции, выноса в фотосферные слои дозвездного вещества, синхротронного излучения, обратного комптон-эффекта и др. Однако каждый из предложенных механизмов выделения энергии при вспышке встречается с определенными трудностями. В последнее время для объяснения свечения звезд типа UV Кита подробно обсуждалась модель «холодная звезда + горячий газ» [1—3]. В этой модели, в частности, последовательное изменение блеска звезды определяется расширением выброшенного звездой горячего облака и рекомбинациями ионизованного водорода, электронная температура которого предполагается равной 20 000—30 000° К. На основании данных о вспышках звезды EV Ященко

рицы по характерному времени изменения блеска звезды $\tau=200$ сек и полному количеству выделяющейся при вспышке энергии в [1] находятся средняя концентрация электронов n_e в облаке и размер его в

максимуме блеска $n_e = \frac{1}{\tau C} \approx 3 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ ($C \approx 10^{-13}$ — коэффициент ре-

комбинации, сопровождающейся излучением), $R_{\text{обл}} \approx 8 \cdot 10^{10} \text{ см}$. Скорость дальнейшего расширения облака предполагается порядка 1000 км/сек.

Анализ данных о трех вспышках этой же звезды [4], проведенный И. Г. Колесником [5] на основании представлений о высвечивании неравновесной плазмы, приводит к значениям $n_e \approx 10^9 \text{ см}^{-3}$, $R_{\text{обл}} = 10^{12} \text{ см}$ при температуре газа в момент максимума блеска $T = 6000^\circ \text{ К}$.

Обращают на себя внимание большие размеры излучающих сгустков газа. Так, если принять, что радиус звезды составляет $R = 10^{10} \text{ см}$, то оказывается, что размер сгустка в максимуме блеска в 10—100 раз больше радиуса звезды. Далее, из наблюдений следует, что время возгорания вспышки — порядка 30 сек. Отсюда следует, что расширение сгустка до отмеченных размеров возможно только в случае, если его передний фронт движется со скоростью порядка или даже превышающей скорость света: $(10^{11}—10^{12}) 30 \text{ см/сек}$. Это, на наш взгляд, является наиболее серьезным возражением против модели «холодная звезда + горячий газ» в предлагаемом в [1] виде, хотя во многом она позволяет объяснить ряд наблюдаемых характеристик вспышек.

Уже давно было замечено [4], что изменение блеска звезды после вспышки трудно представить одной экспонентой, но вполне хорошо можно представить двумя, причем вторая значительно более пологая (рисунок). Это обстоятельство, на наш взгляд, служит серьезным доказательством того, что высвечивание вспышки обусловлено действием не одного, а двух факторов.

В связи с отмеченными выше трудностями модели [1] и особенностями кривых блеска вспыхивающих звезд более естественной представляется модель «холодная звезда + холодный газ». Другими словами, можно предположить, что температура выброшенного за атмосферу звезды сгустка неравновесной плазмы низкая — порядка $4000—5000^\circ$, т. е. температура подфотосферных слоев звезды. Сам выброс (единичный или представляющий собою группу отдельных сгустков) может быть результатом бурных конвективных движений в атмосфере звезды или возмущений, вызываемых вторичным компонентом системы. Известно, что большинство звезд типа UV Кита двойные [6].

В поисках возможного объяснения природы источников энергии вспыхивающих звезд поздних спектральных классов уместно рассмотреть следующую гипотезу. Можно предположить, что при охлаждении выброшенного сгустка неравновесной плазмы происходят как процессы рекомбинации электронов с протонами (этому соответствовала бы крутая экспонента кривой блеска звезды), так и молизация атомарного водорода, т. е. образование молекулы H_2 (пологая экспонента). При этом, в зависимости от начальных параметров облака, главную роль в выделении энергии может играть то один, то другой процесс.

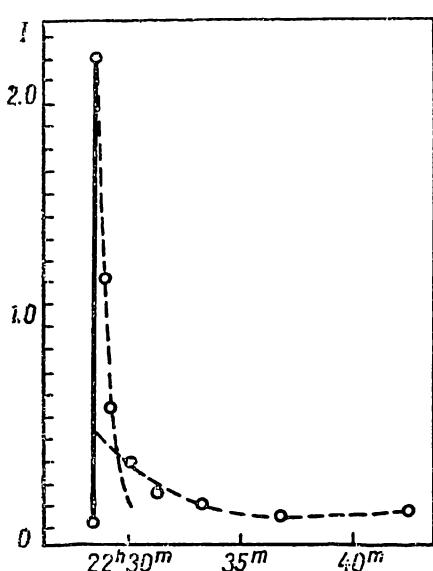
Известно, что потенциал диссоциации молекулы H_2 равен 4.477 eV , т. е. всего в три раза меньше энергии ионизации атомарного водорода. Таким образом, при превращении 1 г водорода в молекулярное состояние выделяется энергия порядка $2 \cdot 10^{12} \text{ эрг}$. Недавно Цвики отметил [7], что переходы вещества в молекулярное и твердое состояние могут играть важную роль в астрофизических процессах. Он обратил внимание на то, что при молизации массы нейтрального водорода порядка солнечной освобождается энергия $4 \cdot 210^{45} \text{ эрг}$, т. е. порядка энергии,

излучаемой при вспышке Новой. Большой энергетический выход, обилие водорода и низкие поверхностные температуры звезд поздних спектральных классов допускают предположение о возможной роли процессов молизации водорода как источника энергии вспышек этих звезд.

Известно, что молекула H_2 не может образовываться при радиационном захвате, так как соответствующий ему переход сильно запрещен правилами интеркомбинации. Можно указать два вероятных пути образования молекулы H_2 : реакцию $H^- + H \rightarrow H_2 + e^-$ [8] либо абсорбцию атомарного водорода на поверхности пылевых частиц [9]. Предполагая в первом случае, что рекомбинации происходят в результате тройных столкновений, время рекомбинационной релаксации молекулярного водорода можно оценить выражением [10]:

$$\tau_{H_2} = \frac{1}{k_r N_H^2}, \quad (1)$$

где $k_r = \beta \bar{v} \sigma \frac{4\pi r_{H_2}^3}{3}$ — коэффициент



Зависимость интенсивности вспышки EV Ящерицы — звезды типа UV Кита — от времени [4].

Кривая блеска в постлемаксимальный период может быть представлена двумя экспонентами, первая из которых соответствовала бы рекомбинациям электронов, вторая — молизации водорода в молекулу H_2 .

водорода увеличивается в e раз (считаем, что оно определяется более пологой экспонентой кривой блеска), находим плотность атомарного водорода:

$$N_H = \frac{1}{\sqrt{\tau_{H_2} k_r}}. \quad (2)$$

При температуре $T=3000^\circ$ и $\beta \approx 1$ $k_r = 1.4 \cdot 10^{-34}$. Отсюда получаем, что если время высвечивания сгустка $\tau \approx 10^3$ сек, то $N_H \approx 10^{16}$, т. е. плотность сгустка оказывается порядка фотосферной. Если же молекула H_2 образуется в результате абсорбции атомарного водорода на поверхности пылевых частиц, то число молекул H_2 , образующихся за 1 сек в единице объема, равно $2 \cdot 10^{-18} \sqrt{T} N_H N_H^0$, где T — температура, N_H — число атомов водорода в свободном состоянии, $N_H^0 = N_H + 2N_{H_2}$ [9]. Здесь принято, что число абсорбирующих частиц $N_g \approx 10^{-14} N_H$.

Можно, вероятно, предположить, что механизм выделения энергии при молизации атомарного водорода на пылевых частицах играет определенную роль в колебаниях блеска молодых, формирующихся звезд, окруженных достаточно плотной газопылевой средой.

Если предположить, что с поверхности такой звезды выбрасывается облако атомарного водорода, диффундирующее в межзвездную пылевую среду, то время высвечивания облака при молизации в этом случае $\tau \approx \frac{1}{2 \cdot 10^{-18} \sqrt{T} N_H^0}$. Предполагая $T=1000^\circ$ К, находим, что времени $\tau \approx$

$\approx 10^3$ сек, которым характеризуются колебания блеска звезд типа Тельца, соответствуют также вполне приемлемые значения плотности облака

$$N_H^0 = 10^{14} \text{ см}^{-3}.$$

Принимая плотность сгустка $N \approx 10^{16} \text{ см}^{-3}$, оценим теперь степень диссоциации α , степень ионизации x и концентрацию электронов n_e для ряда конечных температур сгустка. Степень диссоциации водорода определяется по формуле Саха [10]:

$$\frac{\alpha^2}{1 - \alpha} = \frac{1}{16N_{H_2}} \frac{m_H v}{I} \sqrt{\frac{m_H}{\pi k T}} \cdot \frac{g_H^2}{g_{H_2}} e^{-\frac{U}{kT}}, \quad (3)$$

где N_{H_2} — число исходных молекул водорода в единице объема, I — момент инерции молекулы H_2 : $I = m_H r_{H_2}^2 = 0,467 \cdot 10^{-40}$, $r_{H_2} = 0,75 \cdot 10^{-8}$ — радиус молекулы водорода, v — собственная основная частота колебаний гармонического осциллятора, $v = 1,23 \cdot 10^{14} \text{ сек}^{-1}$, $g_H = g_{H_2} = 2$ — статистические веса основных состояний; остальные обозначения общеприняты. Результаты расчетов приведены в таблице, из которой следует,

$T, \text{ }^{\circ}\text{K}$	α	x	n_e
4000	0,993	$7,4 \cdot 10^{-7}$	$7,4 \cdot 10^9$
3000	0,75	10^{-9}	10^7
2500	0,27	10^{-11}	10^5

что при охлаждении сгустка до температуры порядка 3000° (соответствующей спектральному классу M4) около 25% водорода перейдет в молекулярное состояние и на каждый грамм вещества будет выделена энергия порядка $5 \cdot 10^{11}$ эрг. Если при этом начальная температура сгустка была порядка 4000° , то число свободных электронов в единице объема ($n_e \approx 10^{10} \text{ см}^{-3}$) совершенно достаточно для того, чтобы обеспечить наличие крутой экспоненты на кривой блеска. При этом в результате рекомбинаций электронов в спектре звезды могут наблюдаться заметный бальмеровский скачок и эмиссионные линии водорода, тогда как цветовые характеристики вспышки, вероятно, определяются более длительными процессами моллизации водорода.

Проведем расчет этих характеристик. Известно [11], что молекула H_2 в испускании в видимой части спектра образует не только многолинейчатый спектр (в его красной части), но и интенсивный сплошной спектр, начинающийся около 4800 \AA и простирающийся в далекий ультрафиолет примерно до 1700 \AA . Распределение энергии в непрерывном спектре молекулярного водорода рассчитывалось теоретически в работе Винанса и Штеккельберга [12], экспериментальная проверка дана в работе Аданьева А. и Шишловского А. [13, 14]. Пользуясь расчетами [12], находим отношения интенсивностей в длинах волн, соответствующих центрам полос системы UBV :

$$\frac{I(3500 \text{ \AA})}{I(4000 \text{ \AA})} \approx 2,60; \quad \frac{I(4000 \text{ \AA})}{I(4750 \text{ \AA})} \approx 1,50. \quad (4)$$

Отсюда цветовые характеристики высвечивающегося облака молекулярного водорода будут: $(U-B)_0 = -1^m.0$, $(B-V)_0 = -0^m.50$. Цветовые характеристики возможностей системы звезда + облако при заданной амплитуде вспышки находятся из соотношений, полученных Р. Е. Герш-

бергом [2]. Видно, что расчетные цветовые характеристики вспыхивающих звезд при максимуме блеска при принятой модели вспышки оказываются близкими к наблюдаемым.

Итак, если при вспышке выделяется энергия $\sim 10^{33}$ эрг, обусловленная молизацией 25% водорода сгустка, то при плотности его $2 \cdot 10^{-8} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ размер сгустка $R_{\text{ср}} = 4,6 \cdot 10^9 \text{ см}$, т. е. на порядок меньше [1] и на два порядка меньше [5]. В результате скорость расширения сгустка тоже может быть вполне приемлемой — несколько сотен километров за 1 сек.

Процесс высвечивания молекулярного водорода можно представить следующим образом: при рекомбинациях атомов водорода в результате тройных столкновений образовавшаяся молекула H_2 оказывается в возбужденном состоянии, поэтому сразу же следует радиационный переход на низший энергетический уровень. Одновременно третья частица, участвовавшая в процессе рекомбинации и получившая при этом избыток энергии, очень быстро теряет его при соударениях с молекулами H_2 , так что в конечном итоге эта энергия также высвечивается (при принятой выше плотности время релаксации пренебрежимо малое [10]).

И наконец, очень важный вопрос о прозрачности сгустка. Если число свободных электронов вначале высвечивания достаточно велико ($n_e \approx 10^{10} \text{ см}^{-3}$), то характерное время их рекомбинации на 2—3 порядка меньше времени молизации водорода. Поэтому кванты, образованные при фоторекомбинациях электронов на все уровни, кроме основного, свободно выйдут из него, так как оптическая толщина сгустка в бальмеровском континууме $\tau_{6\text{K}} \approx 10^{-4} \ll 1$ (при $T = 4000^\circ$ отношение $n_2/n_1 = 10^{-12}$), а число молекул, принимающих участие в поглощении, еще незначительно. Процесс высвечивания квантов, рожденных при процессах молизации, определяется временем их диффузии из сгустка. Принимая, что эффективное сечение поглощения в расчете на одну молекулу имеет порядок $\sigma \approx 10^{-21} \text{ см}^2$, находим оптическую толщину сгустка $\tau \approx 5 \cdot 10^4$ и время диффузии кванта через облако $t = \frac{R_{\text{ср}} \tau}{2c} \approx 4 \cdot 10^3 \text{ сек.}$

Таким образом, время диффузии квантов в облаке может быть одного порядка с продолжительностью процессов молизации. Однако этот вопрос требует более подробного анализа, так как речь идет о резко неравновесных процессах, для которых использованные соотношения Саха и Больцмана неприменимы.

В заключение отметим, что в процессах выделения энергии при вспышках определенную роль могут играть и процессы образования иона H_2^+ по схеме $\text{H} + \text{H}^+ \rightarrow \text{H}_2^+ + h\nu$. Скорости этой реакции и коэффициент поглощения в зависимости от температуры рассчитаны Бейтсом [15]. В частности, при температуре $T = 4000^\circ$ в единице объема за единицу времени при принятой выше плотности образуется $\gamma n(\text{H})n(\text{H}^+) = 6,2 \cdot 10^{-17} \cdot 10^{32} = 6,2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3} \text{ сек}^{-1}$ ионов H_2^+ . Средняя выделяемая в расчете на один ион энергия равна $1,2 \text{ eV}$. Эта энергия, как и скорость образования иона, возрастает с ростом температуры сгустка. Поэтому такие процессы могут быть существенными для нестационарных звезд спектральных классов K и более ранних.

Не исключено, что предлагаемая здесь модель при ближайшем и более строгом анализе встретится с серьезными трудностями. В частности, еще раз напомним, что здесь при расчетах не учитывались возможные существенные отклонения от термодинамического равновесия. Однако большой энергетический выход процессов молизации наиболее распространенного химического элемента и наличие в околосозвездной среде физических условий, допускающих такие процессы, приводят к выводу, что наряду с другими этот механизм должен быть анализирован

при интерпретации явлений вспышек звезд поздних спектральных классов.

Выражаем искреннюю благодарность Р. Е. Гершбергу, В. Г. Горбачкову и С. А. Каплану, высказавшим ряд существенных замечаний.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гершберг Р. Е. — Изв. Кр. АО, 32, 133, 1964.
2. Гершберг Р. Е. — Изв. Кр. АО, 33, 206, 1965.
3. Гершберг Р. Е. — Астрофизика, 3, 1, 127, 1967.
4. Чугайнов П. Ф. — Изв. Кр. АО, 29, 150, 1962.
5. Колесник И. Г. Автореф. канд. дисс. ГАИШ, 1966.
6. Джой А. — В кн.: Звездные атмосферы, ИЛ, 1962.
7. Zwicky F. — Kleine Veroff. Remeis—Sternwarte, Bamberg, 4, № 40, 169, 1965.
8. Raczyński B. — Post. Astron., 13, № 4, Warszawa, 1965.
9. Каплан С. А., Пикельнер С. Б. Межзвездная среда, Физматгиз, М., 1963.
10. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений, Физматгиз, М., 1963.
11. Герцберг Т. Спектры и строение двухатомных молекул, ИЛ, М., 1949.
12. Winans J. G., Stueckelberg E. C. G. — Proc. Nat. Acad. Sci., 14, 867, 1928.
13. Chalong D. — Ann. Phys., 1, 169, 1934.
14. Ананьев А., Шишловский А. — ДАН, 17, 183, 1937.
15. Bates D. R. — M. N. 112, 40, 1952; 111, 303, 1951.

ON A POSSIBLE SOURCE OF THE ENERGY OF THE FLARES OF THE LATE-TYPE STARS

I. A. KLIMISHIN

Summary

It is noted that if the flares of the late-type stars can be connected with the ejection of comparatively cold hydrogen clouds into overphotospheric layers, then an essential part of the flare energy can release as a result of transition of hydrogen into a molecular state. When the time of the flare fading is 10^3 sec and its energy is about 10^{33} erg, then the density of the cloud is 10^{16} cm^{-3} , and its sizes are $5 \cdot 10^9 \text{ cm}$, i. e. 1–2 orders less than for the model «the cold star + hot gas». The colour characteristics of such cloud are $(U-B)_0 = -1^m.0$, $(B-V) = -0^m.50$.

МОДЕЛИ АТМОСФЕР И ОБОЛОЧЕК ЗВЕЗД В СПЕКТРАЛЬНОМ ИНТЕРВАЛЕ АО — G5

В. И. Голинько, Н. С. Комаров, Г. С. Краснова

(Астрономическая обсерватория Одесского гос. ун-та)

Введение

Для интерпретации наблюдательных данных (распределения энергии в спектрах звезд, контуров линий поглощения, эмиссионных линий и т. д.) необходима сетка однородных моделей атмосфер и оболочек звезд. Структура «нормальных» звезд определяется заданием химического состава $\{A_i\}$, геометрическим g или эффективным g_e ускорением силы тяжести, поверхностной T_0 или эффективной температурой T_e . Химический состав звезд определяет непрозрачность их атмосфер. Для большого интервала спектральных классов и светимостей имеется сетка моделей атмосфер де Ягера и Невена [1], рассчитанных в сером приближении и при простейшем усреднении интенсивности излучения по направлениям. Для звезд спектрального класса А Осава

[2] рассчитал несерые модели атмосфер. Температурные распределения исправляли методом Суайхарта [3], разработанным в предположении постоянства потока лучистой энергии на различных оптических глубинах. Этот метод применим в случае малых отклонений от серого приближения. Для рассмотрения вопроса о влиянии металлов, как источников непрозрачности, на структуру атмосфер были рассчитаны модели атмосфер звезд с $T_e = 11\,000$ и $8100^\circ K$ [4] в сером приближении, но при чандрасекхаровском усреднении интенсивности по направлению. Все модели вычислены при одинаковом обилии водорода по отношению к металлам A и гелию по отношению к водороду B . Это дало возможность провести сравнение моделей атмосфер, соответствующих звезде одного и того же спектрального класса A7 главной последовательности, но рассчитанных при различных предположениях. На малых оптических глубинах до $\tau = 0,5$ температурные распределения

в различных моделях различные, причем наибольший градиент $\left| \frac{dt}{dh} \right|_{луч}$ у несерой модели Осава [2].

Это обстоятельство существенно для излучения, выходящего на поверхность звезды, в тех длинах волн, для которых монохроматическое непрерывное поглощение велико, например, для излучения за бальмеровским скачком. В этом случае наибольший вклад в монохроматическую интенсивность, выходящую на поверхность звезды,

$$I_\lambda(0) = \frac{1}{2} \int_0^{\infty} B_\lambda(T) E_{l_\lambda}(\tau_\lambda) d\tau_\lambda, \quad (1)$$

вносит излучение верхних слоев атмосферы звезды. Исправление температурного распределения методом Суайхарта привело к лучшему согласию теоретического распределения энергии в спектре с наблюдаемым в интервале длин волн от 1900 до 3646 Å. В моделях де Ягера и Невена температура верхних слоев атмосферы звезды значительно завышена. Однако в последнее время ими рассчитаны модели атмосфер для несерого случая [5], температурные распределения которых лучше согласуются с данными работы [4]. Газовые давления, полученные в различных моделях, хорошо согласуются между собой даже на малых оптических глубинах. Газовые давления определяются в результате численного интегрирования уравнения гидростатического равновесия. Поэтому отношение g/k должно слабо зависеть от изменения температуры. Это дает возможность достаточно точно рассчитать структуру атмосферы звезды при принятии температурного распределения, полученного в сером приближении. Однако для вычисления монохроматических потоков необходимо брать точное распределение температуры с оптической глубиной.

Для детального изучения изменения структуры звезды с изменением химического состава в настоящей работе была рассчитана сетка моделей атмосфер и оболочек с $T_e = 9000, 8000, 7000, 6000^\circ K$ и с $\log g = 4,0$ и $3,0$. Для исследования движения волн сжатия от зоны двукратной критической ионизации гелия наружу в пульсирующих звездах были рассчитаны модели атмосфер и оболочек звезд с T_e и ускорением силы тяжести, взятых из работ [6—10]. Модели звезд с такими характеристиками, как показано в приведенных работах, пульсационно неустойчивы. Вычисления моделей атмосфер и оболочек были произведены для двух химических составов, которые близко соответствуют химическому составу звезд 1- и 2-го типов населения.

Модели атмосфер

При расчетах моделей атмосфер было использовано температурное распределение, полученное в сером приближении при чандрасекхаровском усреднении интенсивности излучения по направлению, которое задается выражением:

$$T^4 = \frac{3}{4} T_e^4 [\tau + q(\tau)], \quad (2)$$

где $q(\tau)$ — функция Хопфа. Распределение газового давления с глубиной получается при численном интегрировании уравнения гидростатического уравнения:

$$dP_g = \frac{g_e}{k} d\tau, \quad (3)$$

где P_g — газовое давление, k — средний коэффициент поглощения, g_e — эффективное ускорение силы тяжести, τ — оптическая глубина. Для численного интегрирования уравнения гидростатического равновесия условие $P=0$ при $\tau=0$ не годится, так как при этом правая часть уравнения обращается в бесконечность. При решении уравнения гидростатического равновесия мы пользовались таблицами из работы [11], в которых даны зависимости: $P_g(P_e, T)$, $\mu(P_e, T)$ и $k(P_e, T)$ для различных химических составов. По таблицам $P_g(P_e, T)$ для данной модели выбираем минимальное значение газового давления P_g^* . Это минимальное значение достигается на оптической глубине τ^* , которая нам не известна. Считая, что при $\tau \leq \tau^*$ величина g_e/k постоянная, получим:

$$P_g^* = \frac{g_e}{k^*} \tau^*. \quad (4)$$

Решая это уравнение совместно с уравнением (2) методом итераций, определим величины T^* , τ^* и k^* . Эти значения принимались за начальные условия при интегрировании уравнения гидростатического равновесия для атмосферы. Плотность находилась из уравнения состояния для идеального газа:

$$P_g = \frac{R_g}{\mu} \rho T. \quad (5)$$

Линейная глубина h получена при помощи численного интегрирования из уравнения:

$$d\tau = R \rho dh. \quad (6)$$

При расчетах моделей атмосфер принималось $g_e=g$. Влиянием давления излучения и турбулентности мы пренебрегали, так как они не являются важными для рассматриваемых моделей. При этом условии газовое давление определяется только кинетической температурой, в качестве которой нами принималась локальная температура. Расчет моделей атмосфер был произведен на ЭВМ «Урал-2». Общая схема вычислений показана на рис. 1. На рис. 1, *a* изображена схема расчета начальных условий T^* и τ^* , которые были использованы для расчетов моделей атмосфер. Пунктирные прямые показывают те операции, которые производились один раз. На рис. 1, *b* показано, как был произведен расчет моделей атмосфер до $\tau=10$. При этом значения плотности, давления и температуры для $\tau=2/3$ заносились в таблицы. В дальнейшем они были использованы в качестве начальных значений для интегрирования уравнений, описывающих модель оболочки. Внизу на рис. 1

Таблица 1

 $1/A = 0.002012; \quad 1/B = 0.125000$

τ	T	P	P_e	ρ
--------	-----	-----	-------	--------

 $T_e = 9000^\circ; \log g = 4$

0.001	0.7301 +04	0.381 +02	0.100 -01	0.259 -13
0.005	0.7319 +04	0.196 +03	0.857 +01	0.331 -09
0.010	0.7340 +04	0.356 +03	0.130 +02	0.681 -09
0.030	0.7388 +04	0.869 +03	0.198 +02	0.134 -08
0.050	0.7472 +04	0.123 +04	0.293 +02	0.217 -08
0.070	0.7551 +04	0.151 +04	0.376 +02	0.278 -08
0.100	0.7662 +04	0.184 +04	0.500 +02	0.345 -08
0.200	0.7699 +04	0.279 +04	0.542 +02	0.262 -08
0.400	0.8283 +04	0.368 +04	0.167 +03	0.613 -08
0.600	0.8722 +04	0.418 +04	0.277 +03	0.659 -08
0.800	0.9089 +04	0.449 +04	0.398 +03	0.653 -08
1.000	0.9410 +04	0.470 +04	0.549 +03	0.642 -08
2.000	0.9557 +04	0.552 +04	0.640 +03	0.637 -08
3.000	0.1074 +05	0.596 +04	0.139 +04	0.509 -08
4.000	0.1162 +05	0.636 +04	0.188 +04	0.546 -08
5.000	0.1234 +05	0.667 +04	0.253 +04	0.495 -08

 $T_e = 9000^\circ; \log g = 3$

0.001	0.7301 +04	0.381 +01	0.100 -01	0.253 -13
0.005	0.7319 +04	0.217 +02	0.238 +01	0.323 -10
0.010	0.7340 +04	0.436 +02	0.398 +01	0.768 -10
0.030	0.7388 +04	0.120 +03	0.644 +01	0.166 -09
0.050	0.7472 +04	0.179 +03	0.991 +01	0.294 -09
0.070	0.7551 +04	0.226 +03	0.129 +02	0.389 -09
0.100	0.7663 +04	0.282 +03	0.172 +02	0.491 -09
0.200	0.7699 +04	0.438 +03	0.187 +02	0.579 -09
0.400	0.8283 +04	0.574 +03	0.589 +02	0.882 -09
0.600	0.8722 +04	0.652 +03	0.919 +02	0.950 -09
0.800	0.9089 +04	0.709 +03	0.122 +03	0.938 -09
1.000	0.9410 +04	0.750 +03	0.158 +03	0.913 -09
2.000	0.9557 +04	0.916 +03	0.179 +03	0.898 -09
3.000	0.1074 +05	0.102 +04	0.349 +03	0.863 -09
4.000	0.1162 +05	0.114 +04	0.420 +03	0.839 -09
5.000	0.1234 +05	0.127 +04	0.511 +03	0.837 -09

 $T_e = 8000^\circ; \log g = 4$

0.001	0.6461 +04	0.443 +02	0.323 -02	0.109 -13
0.005	0.6505 +04	0.633 +03	0.390 +01	0.128 -08
0.010	0.6525 +04	0.111 +04	0.574 +01	0.252 -08
0.030	0.6567 +04	0.259 +04	0.871 +01	0.479 -08
0.050	0.6642 +04	0.361 +04	0.130 +02	0.766 -08
0.070	0.6712 +04	0.441 +04	0.169 +02	0.975 -08
0.100	0.6811 +04	0.538 +04	0.230 +02	0.121 -07
0.200	0.6843 +04	0.818 +04	0.251 +02	0.128 -07
0.400	0.7361 +04	0.109 +05	0.805 +02	0.215 -07
0.600	0.7753 +04	0.121 +05	0.158 +03	0.237 -07
0.800	0.8079 +04	0.129 +05	0.260 +03	0.245 -07
1.000	0.8364 +04	0.134 +05	0.388 +03	0.250 -07
2.000	0.8495 +04	0.154 +05	0.445 +03	0.246 -07
3.000	0.9547 +04	0.161 +05	0.133 +04	0.226 -07
4.000	0.1033 +05	0.164 +05	0.249 +04	0.211 -07
5.000	0.1097 +05	0.167 +05	0.321 +04	0.186 -07

 $T_e = 8000^\circ; \log g = 3$

0.001	0.6461 +04	0.443 +01	0.324 -02	0.109 -13
0.005	0.6505 +04	0.856 +02	0.133 +01	0.160 -09
0.010	0.6525 +04	0.165 +03	0.211 +01	0.363 -09
0.030	0.6567 +04	0.422 +03	0.338 +01	0.746 -09

τ	T	P	P_e	ρ
0.050	0.6642 +04	0.599 +03	0.507 +01	0.124 -08
0.070	0.6712 +04	0.740 +03	0.660 +01	0.160 -08
0.100	0.6811 +04	0.911 +03	0.913 +01	0.202 -08
0.200	0.6843 +04	0.141 +04	0.100 +02	0.214 -08
0.400	0.7361 +04	0.189 +04	0.323 +02	0.365 -08
0.600	0.7753 +04	0.209 +04	0.614 +02	0.392 -08
0.800	0.8079 +04	0.220 +04	0.102 +03	0.404 -08
1.000	0.8364 +04	0.228 +04	0.152 +03	0.407 -08
2.000	0.8495 +04	0.260 +04	0.170 +03	0.400 -08
3.000	0.9547 +04	0.270 +04	0.429 +03	0.338 -08
4.000	0.1033 +05	0.276 +04	0.760 +03	0.305 -08
5.000	0.1097 +05	0.282 +04	0.881 +03	0.275 -08
$T_e = 7000^\circ; \log g = 4$				
0.001	0.5678 +04	0.246 +03	0.350 -02	0.787 -13
0.005	0.5689 +04	0.234 +04	0.128 +01	0.571 -08
0.010	0.5709 +04	0.382 +04	0.188 +01	0.102 -07
0.030	0.5746 +04	0.823 +04	0.280 +01	0.182 -07
0.050	0.5811 +04	0.111 +05	0.425 +01	0.276 -07
0.070	0.5873 +04	0.133 +05	0.563 +01	0.342 -07
0.100	0.5959 +04	0.159 +05	0.769 +01	0.416 -07
0.200	0.5988 +04	0.234 +05	0.839 +01	0.435 -07
0.400	0.6441 +04	0.309 +05	0.270 +02	0.712 -07
0.600	0.6764 +04	0.344 +05	0.581 +02	0.795 -07
0.800	0.7069 +04	0.367 +05	0.986 +02	0.827 -07
1.000	0.7319 +04	0.383 +05	0.150 +03	0.836 -07
2.000	0.7433 +04	0.441 +05	0.182 +03	0.834 -07
3.000	0.8354 +04	0.460 +05	0.714 +03	0.852 -07
4.000	0.9039 +04	0.467 +05	0.149 +04	0.763 -07
5.000	0.9596 +04	0.472 +05	0.266 +04	0.720 -07
$T_e = 7000^\circ; \log g = 3$				
0.001	0.5678 +04	0.246 +02	0.350 -02	0.787 -13
0.005	0.5689 +04	0.418 +03	0.508 00	0.994 -09
0.010	0.5709 +04	0.716 +03	0.746 00	0.190 -08
0.030	0.5746 +04	0.163 +04	0.115 +01	0.354 -08
0.050	0.5811 +04	0.222 +04	0.174 +01	0.550 -08
0.070	0.5873 +04	0.268 +04	0.229 +01	0.688 -08
0.100	0.5959 +04	0.323 +04	0.326 +01	0.844 -08
0.200	0.5988 +04	0.482 +04	0.348 +01	0.887 -08
0.400	0.6441 +04	0.630 +04	0.118 +02	0.145 -07
0.600	0.6764 +04	0.697 +04	0.252 +02	0.160 -07
0.800	0.7069 +04	0.737 +04	0.433 +02	0.166 -07
1.000	0.7319 +04	0.765 +04	0.656 +02	0.165 -07
2.000	0.7433 +04	0.865 +04	0.787 +02	0.164 -07
3.000	0.8354 +04	0.892 +04	0.308 +03	0.164 -07
4.000	0.9039 +04	0.905 +04	0.583 +03	0.140 -07
5.000	0.9596 +04	0.911 +04	0.102 +04	0.127 -07
$T_e = 6000^\circ; \log g = 4$				
0.001	0.4867 +04	0.956 +04	0.287 -02	0.554 -11
0.005	0.4879 +04	0.114 +05	0.751 00	0.371 -07
0.010	0.4894 +04	0.135 +05	0.872 00	0.441 -07
0.030	0.4925 +04	0.205 +05	0.111 +01	0.580 -07
0.050	0.4981 +04	0.257 +05	0.148 +01	0.769 -07
0.070	0.5034 +04	0.301 +05	0.181 +01	0.916 -07
0.100	0.5108 +04	0.354 +05	0.246 +01	0.109 -06
0.200	0.5132 +04	0.507 +05	0.267 +01	0.114 -06
0.400	0.5521 +04	0.683 +05	0.679 +01	0.180 -06
0.600	0.5815 +04	0.786 +05	0.145 +02	0.210 -06
0.800	0.6059 +04	0.850 +05	0.247 +02	0.223 -06

τ	T	P	P_e	P
1.000	0.6273 +04	0.900 +05	0.353 +02	0.230 —06
2.000	0.6371 +04	0.110 +06	0.437 +02	0.232 —06
3.000	0.7170 +04	0.116 +06	0.202 +03	0.252 —06
4.000	0.7748 +04	0.118 +06	0.519 +03	0.243 —06
5.000	0.8224 +04	0.120 +06	0.101 +04	0.235 —06

 $T_e = 6000^\circ; \log g = 3$

0.001	0.4867 +04	0.956 +03	0.287 —02	0.554 —11
0.005	0.4879 +04	0.175 +04	0.180 00	0.532 —08
0.010	0.4894 +04	0.247 +04	0.241 00	0.785 —08
0.030	0.4925 +04	0.469 +04	0.424 00	0.125 —07
0.050	0.4981 +04	0.620 +04	0.491 00	0.181 —07
0.070	0.5034 +04	0.743 +04	0.610 00	0.224 —07
0.100	0.5108 +04	0.888 +04	0.872 00	0.272 —07
0.200	0.5132 +04	0.129 +05	0.961 00	0.285 —07
0.400	0.5521 +04	0.170 +05	0.282 +01	0.453 —07
0.600	0.5815 +04	0.193 +05	0.620 +01	0.518 —07
0.800	0.6059 +04	0.206 +05	0.110 +02	0.542 —07
1.000	0.6273 +04	0.215 +05	0.166 +02	0.553 —07
2.000	0.6371 +04	0.253 +05	0.204 +02	0.555 —07
3.000	0.7170 +04	0.264 +05	0.955 +02	0.580 —07
4.000	0.7748 +04	0.268 +05	0.241 +03	0.546 —07
5.000	0.8224 +04	0.271 +05	0.469 +03	0.523 —07

 $T_e = 6989^\circ; \log g = 2.9543$

0.001	0.5673 +04	0.225 +02	0.117 00	0.644 —10
0.005	0.5687 +04	0.395 +03	0.537 00	0.114 —08
0.010	0.5704 +04	0.677 +03	0.744 00	0.195 —08
0.030	0.5770 +04	0.154 +04	0.137 +01	0.437 —08
0.050	0.5834 +04	0.210 +04	0.191 +01	0.589 —08
0.070	0.5893 +04	0.253 +04	0.244 +01	0.704 —08
0.100	0.5978 +04	0.305 +04	0.326 +01	0.837 —08
0.200	0.6224 +04	0.454 +04	0.679 +01	0.120 —07
0.400	0.6611 +04	0.593 +04	0.170 +02	0.146 —07
0.600	0.6921 +04	0.655 +04	0.320 +02	0.154 —07
0.800	0.7186 +04	0.693 +04	0.514 +02	0.157 —07
1.000	0.7422 +04	0.719 +04	0.749 +02	0.154 —07
2.000	0.8341 +04	0.813 +04	0.293 +03	0.154 —07
3.000	0.9025 +04	0.838 +04	0.555 +03	0.131 —07
4.000	0.9580 +04	0.850 +04	0.967 +03	0.119 —07
5.000	0.1005 +05	0.855 +04	0.151 +04	0.113 —07

 $T_e = 6500^\circ; \log g = 2.6345$

0.001	0.5276 +04	0.442 +02	0.580 —01	0.134 —09
0.005	0.5289 +04	0.421 +03	0.210 00	0.131 —08
0.010	0.5305 +04	0.715 +03	0.297 00	0.222 —08
0.030	0.5366 +04	0.160 +04	0.562 00	0.489 —08
0.050	0.5426 +04	0.216 +04	0.763 00	0.656 —08
0.070	0.5481 +04	0.262 +04	0.943 00	0.787 —08
0.100	0.5560 +04	0.319 +04	0.121 +01	0.945 —08
0.200	0.5789 +04	0.487 +04	0.270 +01	0.138 —07
0.400	0.6149 +04	0.623 +04	0.696 +01	0.166 —07
0.600	0.6437 +04	0.694 +04	0.129 +02	0.176 —07
0.800	0.6684 +04	0.733 +04	0.218 +02	0.179 —07
1.000	0.6902 +04	0.759 +04	0.334 +02	0.179 —07
2.000	0.7757 +04	0.858 +04	0.135 +03	0.174 —07
3.000	0.8393 +04	0.882 +04	0.327 +03	0.166 —07
4.000	0.8910 +04	0.893 +04	0.518 +03	0.144 —07
5.000	0.9349 +04	0.900 +04	0.792 +03	0.132 —07

τ	T	P	P_e	ρ
$T_e = 6457^\circ; \log g = 1.7900$				
0.001	0.5241 +04	0.703 +01	0.197 -01	0.219 -10
0.005	0.5254 +04	0.906 +02	0.798 -01	0.283 -09
0.010	0.5269 +04	0.172 +03	0.119 00	0.535 -09
0.030	0.5331 +04	0.416 +03	0.234 00	0.128 -08
0.050	0.5390 +04	0.579 +03	0.328 00	0.176 -08
0.070	0.5445 +04	0.710 +03	0.421 00	0.214 -08
0.100	0.5523 +04	0.868 +03	0.556 00	0.258 -08
0.200	0.5750 +04	0.132 +04	0.120 +01	0.378 -08
0.400	0.6108 +04	0.170 +04	0.320 +01	0.456 -08
0.600	0.6394 +04	0.188 +04	0.604 +01	0.480 -08
0.800	0.6639 +04	0.198 +04	0.102 +02	0.484 -08
1.000	0.6856 +04	0.204 +04	0.156 +02	0.482 -08
2.000	0.7707 +04	0.228 +04	0.615 +02	0.450 -08
3.000	0.8338 +04	0.233 +04	0.149 +03	0.424 -08
4.000	0.8851 +04	0.236 +04	0.225 +03	0.369 -08
5.000	0.9287 +04	0.237 +04	0.325 +03	0.327 -08
$T_e = 5500^\circ; \log g = 1.0569$				
0.001	0.4454 +04	0.393 +02	0.532 -02	0.145 -09
0.005	0.4476 +04	0.131 +03	0.127 -01	0.481 -09
0.010	0.4489 +04	0.205 +03	0.183 -01	0.751 -09
0.030	0.4541 +04	0.424 +03	0.335 -01	0.154 -08
0.050	0.4591 +04	0.571 +03	0.459 -01	0.205 -08
0.070	0.4638 +04	0.684 +03	0.610 -01	0.243 -08
0.100	0.4705 +04	0.812 +03	0.820 -01	0.284 -08
0.200	0.4898 +04	0.118 +04	0.151 00	0.396 -08
0.400	0.5203 +04	0.158 +04	0.364 00	0.500 -08
0.600	0.5447 +04	0.178 +04	0.710 00	0.537 -08
0.800	0.5655 +04	0.190 +04	0.113 +01	0.552 -08
1.000	0.5840 +04	0.198 +04	0.188 +01	0.557 -08
2.000	0.6564 +04	0.227 +04	0.939 +01	0.562 -08
3.000	0.7102 +04	0.234 +04	0.257 +02	0.535 -08
4.000	0.7539 +04	0.237 +04	0.495 +02	0.486 -08
5.000	0.7911 +04	0.239 +04	0.848 +02	0.458 -08
$T_e = 5390^\circ; \log g = 1.6860$				
0.001	0.4375 +04	0.202 +03	0.160 -01	0.758 -09
0.005	0.4386 +04	0.394 +03	0.278 -01	0.148 -08
0.010	0.4398 +04	0.561 +03	0.377 -01	0.210 -08
0.030	0.4450 +04	0.106 +04	0.668 -01	0.390 -08
0.050	0.4499 +04	0.138 +04	0.875 -01	0.505 -08
0.070	0.4545 +04	0.165 +04	0.106 00	0.596 -08
0.100	0.4611 +04	0.198 +04	0.136 00	0.707 -08
0.200	0.4800 +04	0.294 +04	0.253 00	0.101 -07
0.400	0.5099 +04	0.400 +04	0.499 00	0.129 -07
0.600	0.5338 +04	0.461 +04	0.997 00	0.142 -07
0.800	0.5542 +04	0.498 +04	0.152 +01	0.148 -07
1.000	0.5724 +04	0.526 +04	0.236 +01	0.151 -07
2.000	0.6432 +04	0.630 +04	0.121 +02	0.160 -07
3.000	0.6960 +04	0.657 +04	0.343 +02	0.154 -07
4.000	0.7388 +04	0.668 +04	0.684 +02	0.144 -07
5.000	0.7753 +04	0.673 +04	0.113 +03	0.136 -07

$1/A = 0.000201; \quad 1/B = 0.125000$

τ	T	P	P_e	ρ
--------	-----	-----	-------	--------

 $T_e = 9000^\circ; \quad \log g = 4$

0.001	0.7301 +04	0.374 +02	0.100 -01	0.254 -13
0.005	0.7319 +04	0.193 +03	0.827 +01	0.319 -09
0.010	0.7340 +04	0.351 +03	0.128 +02	0.658 -09
0.030	0.7388 +04	0.857 +03	0.196 +02	0.129 -08
0.050	0.7472 +04	0.121 +04	0.289 +02	0.210 -08
0.070	0.7551 +04	0.149 +04	0.371 +02	0.269 -08
0.100	0.7662 +04	0.182 +04	0.493 +02	0.334 -08
0.200	0.7699 +04	0.275 +04	0.535 +02	0.352 -08
0.400	0.8281 +04	0.363 +04	0.166 +03	0.594 -08
0.600	0.8722 +04	0.412 +04	0.274 +03	0.638 -08
0.800	0.9089 +04	0.443 +04	0.394 +03	0.632 -08
1.000	0.9410 +04	0.464 +04	0.544 +03	0.621 -08
2.000	0.9557 +04	0.544 +04	0.633 +03	0.616 -08
3.000	0.1074 +05	0.588 +04	0.137 +04	0.589 -08
4.000	0.1162 +05	0.627 +04	0.186 +04	0.528 -08
5.000	0.1234 +05	0.658 +04	0.250 +04	0.480 -08

 $T_e = 9000^\circ; \quad \log g = 3$

0.001	0.7301 +04	0.374 +01	0.100 -01	0.254 -13
0.005	0.7319 +04	0.213 +02	0.235 +01	0.311 -10
0.010	0.7340 +04	0.428 +02	0.393 +01	0.740 -10
0.030	0.7388 +04	0.118 +03	0.636 +01	0.161 -09
0.050	0.7472 +04	0.176 +03	0.979 +01	0.284 -09
0.070	0.7551 +04	0.223 +03	0.127 +02	0.375 -09
0.100	0.7662 +04	0.278 +03	0.170 +02	0.475 -09
0.200	0.7699 +04	0.432 +03	0.184 +02	0.501 -09
0.400	0.8281 +04	0.565 +03	0.583 +02	0.854 -09
0.600	0.8722 +04	0.643 +03	0.909 +02	0.918 -09
0.800	0.9089 +04	0.698 +03	0.120 +03	0.907 -09
1.000	0.9410 +04	0.740 +03	0.156 +03	0.882 -09
2.000	0.9557 +04	0.903 +03	0.177 +03	0.868 -09
3.000	0.1074 +05	0.101 +04	0.345 +03	0.834 -09
4.000	0.1162 +05	0.113 +04	0.416 +03	0.812 -09
5.000	0.1234 +05	0.125 +04	0.505 +03	0.810 -09

 $T_e = 8000^\circ; \quad \log g = 4$

0.001	0.6490 +04	0.434 +02	0.323 -02	0.107 -13
0.005	0.6503 +04	0.627 +03	0.381 +01	0.125 -08
0.010	0.6525 +04	0.110 +04	0.559 +01	0.245 -08
0.030	0.6567 +04	0.257 +04	0.847 +01	0.467 -08
0.050	0.6642 +04	0.359 +04	0.126 +02	0.749 -08
0.070	0.6712 +04	0.440 +04	0.163 +02	0.954 -08
0.100	0.6811 +04	0.537 +04	0.222 +02	0.119 -07
0.200	0.6843 +04	0.817 +04	0.243 +02	0.125 -07
0.400	0.7361 +04	0.109 +05	0.794 +02	0.211 -07
0.600	0.7753 +04	0.121 +05	0.155 +03	0.231 -07
0.800	0.8079 +04	0.128 +05	0.257 +03	0.239 -07
1.000	0.8364 +04	0.133 +05	0.385 +03	0.244 -07
2.000	0.8495 +04	0.154 +05	0.442 +03	0.240 -07
3.000	0.9547 +04	0.160 +05	0.132 +04	0.221 -07
4.000	0.1033 +05	0.163 +05	0.248 +04	0.205 -07
5.000	0.1097 +05	0.166 +05	0.319 +04	0.181 -07

 $T_e = 8000^\circ; \quad \log g = 3$

0.001	0.6490 +04	0.434 +01	0.323 -02	0.109 -13
0.005	0.6503 +04	0.842 +02	0.130 +01	0.155 -09
0.010	0.6525 +04	0.163 +03	0.207 +01	0.351 -09
0.030	0.6567 +04	0.418 +03	0.329 +01	0.723 -09

τ	T	P	P_e	p
0.050	0.6642 +04	0.593 +03	0.496 +01	0.120 -08
0.070	0.6712 +04	0.732 +03	0.651 +01	0.155 -08
0.100	0.6811 +04	0.902 +03	0.894 +01	0.196 -08
0.200	0.6843 +04	0.140 +04	0.981 +01	0.208 -08
0.400	0.7361 +04	0.187 +04	0.319 +02	0.354 -08
0.600	0.7753 +04	0.207 +04	0.606 +02	0.380 -08
0.800	0.8079 +04	0.218 +04	0.101 +03	0.392 -08
1.000	0.8364 +04	0.226 +04	0.150 +03	0.395 -08
2.000	0.8495 +04	0.257 +04	0.169 +03	0.388 -08
3.000	0.9547 +04	0.267 +04	0.425 +03	0.328 -08
4.000	0.1033 +05	0.273 +04	0.753 +03	0.296 -08
5.000	0.1097 +05	0.278 +04	0.872 +03	0.266 -08
$T_e = 7000^\circ; \log g = 4$				
0.001	0.5678 +04	0.242 +03	0.344 -02	0.775 -13
0.005	0.5692 +04	0.240 +04	0.117 +01	0.573 -08
0.010	0.5709 +04	0.397 +04	0.166 +01	0.104 -07
0.030	0.5746 +04	0.868 +04	0.247 +01	0.188 -07
0.050	0.5811 +04	0.142 +05	0.483 +01	0.360 -07
0.070	0.5873 +04	0.155 +05	0.567 +01	0.388 -07
0.100	0.5960 +04	0.171 +05	0.667 +01	0.440 -07
0.200	0.5988 +04	0.253 +05	0.732 +01	0.461 -07
0.400	0.6441 +04	0.329 +05	0.262 +02	0.749 -07
0.600	0.6784 +04	0.365 +05	0.561 +02	0.829 -07
0.800	0.7069 +04	0.387 +05	0.978 +02	0.858 -07
1.000	0.7319 +04	0.403 +05	0.151 +03	0.864 -07
2.000	0.7433 +04	0.460 +05	0.183 +03	0.864 -07
3.000	0.8354 +04	0.477 +05	0.724 +03	0.869 -07
4.000	0.9039 +04	0.485 +05	0.151 +04	0.779 -07
5.000	0.9595 +04	0.489 +05	0.270 +04	0.735 -07
$T_e = 7000^\circ; \log g = 3$				
0.001	0.5678 +04	0.242 +02	0.350 -02	0.775 -13
0.005	0.5692 +04	0.421 +03	0.482 00	0.982 -09
0.010	0.5704 +04	0.725 +03	0.701 00	0.189 -08
0.030	0.5746 +04	0.166 +04	0.106 +01	0.353 -08
0.050	0.5811 +04	0.228 +04	0.159 +01	0.553 -08
0.070	0.5873 +04	0.276 +04	0.209 +01	0.695 -08
0.100	0.5960 +04	0.334 +04	0.290 +01	0.854 -08
0.200	0.5988 +04	0.500 +04	0.319 +01	0.898 -08
0.400	0.6441 +04	0.648 +04	0.116 +02	0.147 -07
0.600	0.6784 +04	0.714 +04	0.246 +02	0.161 -07
0.800	0.7069 +04	0.754 +04	0.429 +02	0.167 -07
1.000	0.7319 +04	0.782 +04	0.656 +02	0.166 -07
2.000	0.7433 +04	0.880 +04	0.787 +02	0.164 -07
3.000	0.8354 +04	0.907 +04	0.310 +03	0.163 -07
4.000	0.9039 +04	0.918 +04	0.587 +03	0.140 -07
5.000	0.9595 +04	0.925 +04	0.103 +04	0.127 -07
$T_e = 6000^\circ; \log g = 4$				
0.001	0.4867 +04	0.102 +05	0.295 -02	0.688 -11
0.005	0.4879 +04	0.143 +05	0.334 00	0.442 -07
0.010	0.4894 +04	0.184 +05	0.410 00	0.584 -07
0.030	0.4925 +04	0.319 +05	0.554 00	0.853 -07
0.050	0.4981 +04	0.415 +05	0.759 00	0.120 -06
0.070	0.5034 +04	0.494 +05	0.936 00	0.146 -06
0.100	0.5108 +04	0.586 +05	0.135 +01	0.177 -06
0.200	0.5132 +04	0.840 +05	0.151 +01	0.185 -06
0.400	0.5521 +04	0.106 +06	0.564 +01	0.286 -06
0.600	0.5815 +04	0.118 +06	0.127 +02	0.314 -06
0.800	0.6059 +04	0.124 +06	0.237 +02	0.324 -06
1.000	0.6273 +04	0.129 +06	0.381 +02	0.326 -06

τ	T	P	P_e	ρ
2.000	0.6371 +04	0.147 +06	0.473 +02	0.327 -06
3.000	0.7160 +04	0.152 +06	0.226 +03	0.331 -06
4.000	0.7748 +04	0.155 +06	0.580 +03	0.314 --06
5.000	0.8224 +04	0.156 +06	0.114 +04	0.300 -06

 $T_e = 6000^\circ; \log g = 3$

0.001	0.4867 +04	0.102 +04	0.295 -02	0.688 -11
0.005	0.4879 +04	0.221 +04	0.111 00	0.648 -08
0.010	0.4894 +04	0.328 +04	0.150 00	0.102 -07
0.030	0.4925 +04	0.656 +04	0.218 00	0.169 -07
0.050	0.4981 +04	0.879 +04	0.311 00	0.251 -07
0.070	0.5034 +04	0.106 +05	0.396 00	0.312 -07
0.100	0.5108 +04	0.126 +05	0.570 00	0.381 -07
0.200	0.5132 +04	0.183 +05	0.634 00	0.398 -07
0.400	0.5521 +04	0.231 +05	0.252 +01	0.621 -07
0.600	0.5815 +04	0.254 +05	0.575 +01	0.680 -07
0.800	0.6059 +04	0.268 +05	0.108 +02	0.697 -07
1.000	0.6273 +04	0.277 +05	0.175 +02	0.702 -07
2.000	0.6371 +04	0.312 +05	0.218 +02	0.701 -07
3.000	0.7160 +04	0.322 +05	0.104 +03	0.701 -07
4.000	0.7748 +04	0.326 +05	0.262 +03	0.654 -07
5.000	0.8224 +04	0.328 +05	0.153 +03	0.624 -07

 $T_e = 6989^\circ; \log g = 2.9543$

0.001	0.5673 +04	0.222 +02	0.113 00	0.623 -10
0.005	0.5687 +04	0.398 +03	0.508 00	0.113 -08
0.010	0.5704 +04	0.685 +03	0.699 00	0.193 -08
0.030	0.5770 +04	0.157 +04	0.126 +01	0.438 -08
0.050	0.5834 +04	0.215 +04	0.175 +01	0.594 -08
0.070	0.5893 +04	0.260 +04	0.223 +01	0.711 -08
0.100	0.5978 +04	0.314 +04	0.302 +01	0.847 -08
0.200	0.6224 +04	0.470 +04	0.650 +01	0.122 -07
0.400	0.6611 +04	0.609 +04	0.166 +02	0.147 -07
0.600	0.6921 +04	0.671 +04	0.314 +02	0.155 -07
0.800	0.7186 +04	0.708 +04	0.514 +02	0.158 -07
1.000	0.7422 +04	0.734 +04	0.748 +02	0.155 -07
2.000	0.8341 +04	0.826 +04	0.294 +03	0.153 -07
3.000	0.9025 +04	0.851 +04	0.558 +03	0.131 -07
4.000	0.9580 +04	0.862 +04	0.974 +03	0.119 -07
5.000	0.1005 +05	0.867 +04	0.152 +04	0.113 -07

 $T_e = 6500^\circ; \log g = 2.6345$

0.001	0.5276 +04	0.441 +02	0.527 -01	0.135 -09
0.005	0.5289 +04	0.446 +03	0.178 00	0.136 -08
0.010	0.5305 +04	0.771 +03	0.241 00	0.235 -08
0.030	0.5366 +04	0.177 +04	0.450 00	0.533 -08
0.050	0.5426 +04	0.243 +04	0.636 00	0.723 -08
0.070	0.5481 +04	0.294 +04	0.815 00	0.867 -08
0.100	0.5560 +04	0.356 +04	0.110 +01	0.103 -07
0.200	0.5789 +04	0.533 +04	0.246 +01	0.149 -07
0.400	0.6149 +04	0.676 +04	0.662 +01	0.177 -07
0.600	0.6437 +04	0.747 +04	0.129 +02	0.186 -07
0.800	0.6684 +04	0.785 +04	0.217 +02	0.188 -07
1.000	0.6902 +04	0.810 +04	0.334 +02	0.188 -07
2.000	0.7757 +04	0.907 +04	0.138 +03	0.180 -07
3.000	0.8393 +04	0.930 +04	0.335 +03	0.172 -07
4.000	0.8910 +04	0.941 +04	0.532 +03	0.150 -07
5.000	0.9349 +04	0.947 +04	0.810 +03	0.137 -07

τ	T	P	P_e	ρ
$T_e = 6457^\circ; \log g = 1.7900$				
0.001	0.5241 +04	0.703 +01	0.186 -01	0.215 -10
0.005	0.5254 +04	0.922 +02	0.715 -01	0.283 -09
0.010	0.5269 +04	0.176 +03	0.104 00	0.539 -09
0.030	0.5331 +04	0.441 +03	0.200 00	0.133 -08
0.050	0.5390 +04	0.618 +03	0.283 00	0.185 -08
0.070	0.5445 +04	0.761 +03	0.368 00	0.226 -08
0.100	0.5523 +04	0.931 +03	0.508 00	0.272 -08
0.200	0.5750 +04	0.141 +04	0.113 +01	0.395 -08
0.400	0.6108 +04	0.179 +04	0.308 +01	0.472 -08
0.600	0.6394 +04	0.198 +04	0.603 +01	0.495 -08
0.800	0.6639 +04	0.207 +04	0.102 +02	0.497 -08
1.000	0.6856 +04	0.214 +04	0.156 +02	0.494 -08
2.000	0.7707 +04	0.236 +04	0.622 +02	0.459 -08
3.000	0.8338 +04	0.242 +04	0.152 +03	0.432 -08
4.000	0.8851 +04	0.244 +04	0.229 +03	0.376 -08
5.000	0.9287 +04	0.245 +04	0.331 +03	0.333 -08
$T_e = 5500^\circ; \log g = 1.0569$				
0.001	0.4464 +04	0.494 +02	0.345 -02	0.179 -09
0.005	0.4476 +04	0.179 +03	0.742 -02	0.647 -09
0.010	0.4489 +04	0.296 +03	0.102 -01	0.107 -08
0.030	0.4541 +04	0.655 +03	0.185 -01	0.233 -08
0.050	0.4591 +04	0.893 +03	0.250 -01	0.314 -08
0.070	0.4638 +04	0.108 +04	0.335 -01	0.376 -08
0.100	0.4705 +04	0.129 +04	0.488 -01	0.442 -08
0.200	0.4898 +04	0.185 +04	0.114 00	0.609 -08
0.400	0.5203 +04	0.232 +04	0.318 00	0.720 -08
0.600	0.5447 +04	0.253 +04	0.688 00	0.750 -08
0.800	0.5655 +04	0.265 +04	0.122 +01	0.756 -08
1.000	0.5840 +04	0.272 +04	0.200 +01	0.752 -08
2.000	0.6564 +04	0.299 +04	0.105 +02	0.728 -08
3.000	0.7102 +04	0.306 +04	0.291 +02	0.687 -08
4.000	0.7539 +04	0.308 +04	0.564 +02	0.624 -08
5.000	0.7911 +04	0.310 +04	0.976 +02	0.589 -08
$T_e = 5390^\circ; \log g = 1.6860$				
0.001	0.4375 +04	0.258 +03	0.665 -02	0.952 -09
0.005	0.4386 +04	0.652 +03	0.123 -01	0.240 -08
0.010	0.4398 +04	0.987 +03	0.168 -01	0.363 -08
0.030	0.4450 +04	0.199 +04	0.290 -01	0.722 -08
0.050	0.4499 +04	0.266 +04	0.396 -01	0.955 -08
0.070	0.4545 +04	0.319 +04	0.484 -01	0.113 -07
0.100	0.4611 +04	0.384 +04	0.653 -01	0.135 -07
0.200	0.4800 +04	0.566 +04	0.163 00	0.191 -07
0.400	0.5099 +04	0.708 +04	0.413 00	0.224 -07
0.600	0.5338 +04	0.777 +04	0.911 00	0.235 -07
0.800	0.5542 +04	0.814 +04	0.161 +01	0.237 -07
1.000	0.5724 +04	0.840 +04	0.262 +01	0.237 -07
2.000	0.6432 +04	0.933 +04	0.143 +02	0.233 -07
3.000	0.6960 +04	0.956 +04	0.404 +02	0.220 -07
4.000	0.7388 +04	0.966 +04	0.820 +02	0.206 -07
5.000	0.7753 +04	0.970 +04	0.142 +03	0.193 -07

показана нумерация таблиц, использованных для расчетов моделей атмосфер и оболочек.

Результаты расчетов параметров моделей атмосфер приведены в табл. 1 для химического состава, соответствующего химическому составу звезд 1-го типа населения, и в табл. 2 для химического состава, соответствующего химическому составу звезд 2-го типа населения.

Анализ показал, что при увеличении содержания металлов для звезд спектрального класса А уменьшается средний коэффициент непрерывного поглощения. Параметры звезд спектрального класса F мало чувствительны к изменению в содержании тяжелых элементов.

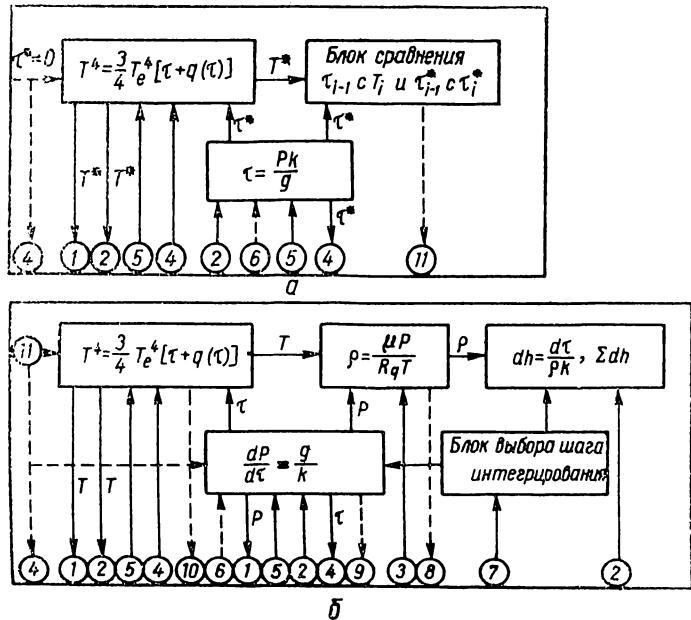


Рис. 1. Общая схема вычислений.

1 — $P(P_e, T)$; 2 — $k(P_e, T)$; 3 — $\mu(P_e, T)$; 4 — $q(\tau)$; 5 — q, T_e, M, L, R ; 6 — P^* ; 7 — $\Delta\tau$; 8 — $\rho_{\tau=2/3}$; 9 — $P_{\tau=2/3}$; 10 — $T_{\tau=2/3}$; 11 — τ^* .

Модели оболочек

Под оболочкой звезды обычно подразумевают ту часть звезды, где можно пренебречь выделением энергии в результате термоядерных реакций. Поэтому при расчете модели оболочки используются следующие уравнения:

$$\begin{aligned} \frac{dM_r}{dr} &= 4\pi r^2 \rho, \\ \frac{dP}{dr} &= \frac{GM_r}{r^2} \rho, \\ \frac{dT}{dr} &= -\frac{3k\rho}{ac} \frac{L}{4\pi r^2}, \end{aligned} \quad (7)$$

где M_r — масса внутри сферы радиуса r , L — светимость звезды. Для удобства интегрирования на ЭВМ «Урал-2» перепишем эти уравнения в следующем виде:

$$\begin{aligned} \frac{dT}{dP} &= \frac{3L}{16\pi acG} \cdot \frac{k}{M_r T^3}, \\ \frac{dr}{dP} &= -\frac{r^2}{G\rho M_r}, \\ \frac{dM_r}{dP} &= -\frac{4\pi r^4}{GM_r}, \end{aligned} \quad (8)$$

где давление является независимой переменной. Полагая, что на глубине $\tau = 2/3$ выполняются условия $r=R$ и $M_r=M$, мы выбираем их в качестве начальных значений для интегрирования системы уравнений (8), причем начальное значение R определяется из уравнения

$$g = \frac{GM}{R^2}, \quad (9)$$

где M задается из физических соображений. Необходимо также задать значения T и P на глубине $\tau = 2/3$. Значение L , которое входит как по-

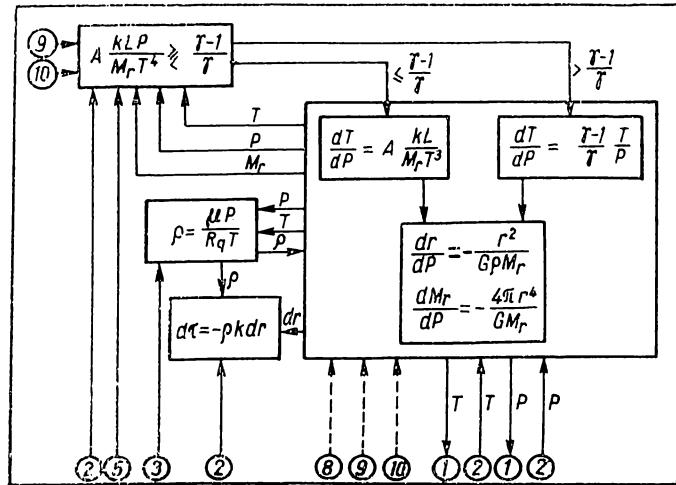


Рис. 2. Общая схема решения уравнения для оболочки.
Условные обозначения см. на рис. 1.

стоянный параметр в первое уравнение системы (8), вычисляется из уравнения

$$L = 4\pi R^2 \sigma T_e^4. \quad (10)$$

Таким путем мы сшиваем модель оболочки с моделью атмосферы. Плотность в оболочке можно определять из уравнения состояния:

$$\rho = \frac{\mu}{R_g} \frac{P}{T}. \quad (11)$$

Для тех слоев оболочки звезды, где нарушается условие лучевого равновесия, вместо первого уравнения в системе (8) использовалось уравнение для конвективного переноса энергии, которое имеет вид:

$$\frac{dT}{dP} = \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{T}{P}. \quad (12)$$

В качестве критерия для использования уравнения (12) вместо первого уравнения системы (8) служит неравенство:

$$\left| \frac{d \ln T}{d \ln P} \right|_{луч} > \frac{\gamma - 1}{\gamma}. \quad (13)$$

Общая схема решения уравнений для оболочки приведена на рис. 2, где

$$A = \frac{3}{16\pi acG}. \quad (14)$$

Таблица 3

 $1/A = 0.002012; \quad 1/B = 0.125\ 000$

T	P	ρ	r/R
$T_e = 6989^\circ; \quad \log g = 2.9543; \quad M = 1.25 \times M_\odot$			
6989	0.669 +04	0.156 -07	0.1000 +01
8000	0.935 +04	0.179 -07	0.9996 00
11000	0.207 +05	0.234 -07	0.9981 00
14000	0.377 +05	0.268 -07	0.9963 00
17000	0.613 +05	0.317 -07	0.9941 00
20000	0.920 +05	0.392 -07	0.9918 00
23000	0.130 +06	0.473 -07	0.9895 00
26000	0.177 +06	0.557 -07	0.9871 00
29000	0.233 +06	0.651 -07	0.9847 00
32000	0.298 +06	0.747 -07	0.9824 00
35000	0.372 +06	0.850 -07	0.9800 00
38000	0.457 +06	0.956 -07	0.9777 00
41000	0.553 +06	0.107 -06	0.9753 00
44000	0.660 +06	0.118 -06	0.9730 00
47000	0.778 +06	0.130 -06	0.9706 00
50000	0.908 +06	0.142 -06	0.9683 00
$T_e = 6500^\circ; \quad \log g = 2.6345; \quad M = 0.378 \times M_\odot$			
6500	0.710 +04	0.178 -07	0.1000 +01
8000	0.119 +05	0.232 -07	0.9983 00
11000	0.307 +05	0.302 -07	0.9935 00
14000	0.481 +05	0.347 -07	0.9897 00
17000	0.778 +05	0.404 -07	0.9844 00
20000	0.117 +06	0.502 -07	0.9785 00
23000	0.166 +06	0.603 -07	0.9726 00
26000	0.225 +06	0.710 -07	0.9668 00
29000	0.296 +06	0.828 -07	0.9608 00
32000	0.378 +06	0.953 -07	0.9550 00
35000	0.473 +06	0.108 -06	0.9492 00
38000	0.581 +06	0.122 -06	0.9435 00
41000	0.701 +06	0.136 -06	0.9378 00
44000	0.838 +06	0.151 -06	0.9320 00
47000	0.989 +06	0.166 -06	0.9265 00
50000	0.115 +07	0.182 -06	0.9210 00
$T_e = 6457^\circ; \quad \log g = 1.7900; \quad M = 7.0 \times M_\odot$			
6457	0.192 +04	0.482 -08	0.1000 +01
8000	0.328 +04	0.615 -08	0.9988 00
11000	0.724 +04	0.761 -08	0.9963 00
14000	0.133 +05	0.869 -08	0.9931 00
17000	0.215 +05	0.108 -07	0.9894 00
20000	0.336 +05	0.138 -07	0.9851 00
23000	0.457 +05	0.163 -07	0.9816 00
26000	0.619 +05	0.192 -07	0.9778 00
29000	0.818 +05	0.223 -07	0.9738 00
32000	0.104 +06	0.256 -07	0.9700 00
35000	0.130 +06	0.290 -07	0.9661 00
38000	0.160 +06	0.324 -07	0.9623 00
41000	0.193 +06	0.360 -07	0.9584 00
44000	0.231 +06	0.398 -07	0.9544 00
47000	0.272 +06	0.437 -07	0.9508 00
50000	0.317 +06	0.475 -07	0.9470 00
$T_e = 5500^\circ; \quad \log g = 1.0569; \quad M = 0.88 \times M_\odot$			
5500	0.182 +04	0.543 -08	0.1000 +01
8000	0.462 +04	0.890 -08	0.9886 00
11000	0.103 +05	0.110 -07	0.9730 00
14000	0.188 +05	0.126 -07	0.9538 00

<i>T</i>	<i>P</i>	<i>ρ</i>	<i>r/R</i>	
17000	0.304 +05	0.154 -07	0.9321	00
20000	0.468 +05	0.194 -07	0.9089	00
23000	0.648 +05	0.232 -07	0.8890	00
26000	0.878 +05	0.273 -07	0.8690	00
29000	0.115 +06	0.318 -07	0.8498	00
32000	0.147 +06	0.365 -07	0.8310	00
35000	0.185 +06	0.415 -07	0.8128	00
38000	0.225 +06	0.465 -07	0.7956	00
41000	0.274 +06	0.518 -07	0.7791	00
44000	0.327 +06	0.572 -07	0.7630	00
47000	0.385 +06	0.628 -07	0.7475	00
50000	0.450 +06	0.686 -07	0.7327	00

$$T_e = 5390^\circ; \log g = 1.6860; M = 11.5 \times M_\odot$$

5390	0.474 +04	0.144 -07	0.1000 +01	
8000	0.127 +05	0.251 -07	0.9984	00
11000	0.280 +05	0.320 -07	0.9964	00
14000	0.517 +05	0.374 -07	0.9937	00
17000	0.831 +05	0.433 -07	0.9908	00
20000	0.125 +06	0.535 -07	0.9876	00
23000	0.177 +06	0.644 -07	0.9844	00
26000	0.240 +06	0.758 -07	0.9812	00
29000	0.317 +06	0.887 -07	0.9778	00
32000	0.404 +06	0.102 -06	0.9745	00
35000	0.505 +06	0.116 -06	0.9713	00
38000	0.621 +06	0.130 -06	0.9680	00
41000	0.750 +06	0.146 -06	0.9648	00
44000	0.897 +06	0.162 -06	0.9615	00
47000	0.106 +07	0.178 -06	0.9583	00
50000	0.123 +07	0.195 -06	0.9551	00

Таблица 4

$$1/A = 0.000201; 1/B = 0.125000$$

<i>T</i>	<i>P</i>	<i>ρ</i>	<i>r/R</i>	
----------	----------	----------	------------	--

$$T_e = 6989^\circ; \log g = 2.9543; M = 1.25 \times M_\odot$$

6989	0.685 +04	0.156 -07	0.1000 +01	
8000	0.965 +04	0.181 -07	0.9995	00
11000	0.216 +05	0.236 -07	0.9980	00
14000	0.385 +05	0.270 -07	0.9962	00
17000	0.628 +05	0.318 -07	0.9940	00
20000	0.939 +05	0.395 -07	0.9917	00
23000	0.133 +06	0.475 -07	0.9893	00
26000	0.181 +06	0.560 -07	0.9869	00
29000	0.238 +06	0.653 -07	0.9846	00
32000	0.305 +06	0.752 -07	0.9821	00
35000	0.381 +06	0.854 -07	0.9797	00
38000	0.468 +06	0.961 -07	0.9773	00
41000	0.565 +06	0.107 -06	0.9750	00
44000	0.675 +06	0.119 -06	0.9725	00
47000	0.795 +06	0.131 -06	0.9702	00
50000	0.929 +06	0.143 -06	0.9677	00

<i>T</i>	<i>P</i>	<i>ρ</i>	<i>r/R</i>
$T_e = 6500^\circ; \log g = 2.6345; M = 0.378 \times M_\odot$			
6500	0.762 +04	0.187 -07	0.1000 +01
8000	0.128 +05	0.249 -07	0.9982 00
11000	0.309 +05	0.319 -07	0.9938 00
14000	0.516 +05	0.369 -07	0.9896 00
17000	0.836 +05	0.425 -07	0.9842 00
20000	0.126 +06	0.529 -07	0.9783 00
23000	0.178 +06	0.635 -07	0.9723 00
26000	0.242 +06	0.748 -07	0.9663 00
29000	0.318 +06	0.874 -07	0.9603 00
32000	0.406 +06	0.100 -06	0.9542 00
35000	0.508 +06	0.114 -06	0.9485 00
38000	0.623 +06	0.129 -06	0.9426 00
41000	0.755 +06	0.143 -06	0.9369 00
44000	0.900 +06	0.159 -06	0.9311 00
47000	0.106 +07	0.176 -06	0.9254 00
50000	0.124 +07	0.192 -06	0.9197 00
$T_e = 6457^\circ; \log g = 1.7900; M = 7.0 \times M_\odot$			
6457	0.202 +04	0.496 -08	0.1000 +01
8000	0.344 +04	0.638 -08	0.9989 00
11000	0.732 +04	0.785 -08	0.9964 00
14000	0.141 +05	0.902 -08	0.9930 00
17000	0.206 +05	0.107 -07	0.9901 00
20000	0.345 +05	0.130 -07	0.9853 00
23000	0.480 +05	0.168 -07	0.9814 00
26000	0.650 +05	0.198 -07	0.9775 00
29000	0.854 +05	0.230 -07	0.9735 00
32000	0.109 +06	0.264 -07	0.9696 00
35000	0.137 +06	0.299 -07	0.9656 00
38000	0.168 +06	0.335 -07	0.9618 00
41000	0.203 +06	0.372 -07	0.9573 00
44000	0.242 +06	0.411 -07	0.9540 00
47000	0.285 +06	0.450 -07	0.9502 00
50000	0.333 +06	0.491 -07	0.9463 00
$T_e = 5500^\circ; \log g = 1.0569; M = 0.88 \times M_\odot$			
5500	0.257 +04	0.754 -08	0.1000 +01
8000	0.658 +04	0.125 -07	0.9882 00
11000	0.146 +05	0.157 -07	0.9727 00
14000	0.266 +05	0.179 -07	0.9835 00
17000	0.410 +05	0.215 -07	0.9322 00
20000	0.646 +05	0.269 -07	0.9101 00
23000	0.916 +05	0.324 -07	0.8892 00
26000	0.125 +06	0.388 -07	0.8688 00
29000	0.163 +06	0.443 -07	0.8496 00
32000	0.209 +06	0.510 -07	0.8307 00
35000	0.261 +06	0.581 -07	0.8127 00
38000	0.320 +06	0.649 -07	0.7955 00
41000	0.387 +06	0.727 -07	0.7786 00
44000	0.462 +06	0.804 -07	0.7625 00
47000	0.545 +06	0.884 -07	0.7471 00
50000	0.636 +06	0.966 -07	0.7321 00
$T_e = 5390^\circ; \log g = 1.6860; M = 11.5 \times M_\odot$			
5390	0.791 +04	0.236 -07	0.1000 +01
8000	0.212 +05	0.415 -07	0.9983 00
11000	0.469 +05	0.542 -07	0.9963 00
14000	0.849 +05	0.637 -07	0.9939 00

T	P	p	r/R	
17000	0.139 +06	0.717 -07	0.9910	00
20000	0.208 +06	0.885 -07	0.9878	00
23000	0.295 +06	0.106 -06	0.9846	00
26000	0.400 +06	0.125 -06	0.9813	00
29000	0.517 +06	0.145 -06	0.9780	00
32000	0.674 +06	0.168 -06	0.9746	00
35000	0.843 +06	0.191 -06	0.9713	00
38000	0.103 +07	0.216 -06	0.9680	00
41000	0.125 +07	0.241 -06	0.9647	00
44000	0.149 +07	0.267 -06	0.9615	00
47000	0.176 +07	0.295 -06	0.9583	00
50000	0.205 +07	0.323 -06	0.9552	00

Результаты расчетов параметров моделей оболочек для отдельных звезд приведены в табл. 3 для звезд, относящихся к 1-му типу населения, и в табл. 4 для звезд, относящихся ко 2-му типу населения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Jager C. de and Neven L. — Res. Astr. Utrecht, 13 part 4, 1957.
2. Osava K. — Ap. J., 123, 513, 1956.
3. Swihart T. — Ap. J., 123, 139, 1956.
4. Комаров Н. С., Мискин Н. А. — В кн.: Физика звезд и межзвездной среды, «Наукова думка», К., 1966.
5. Jager C. de and Neven L. — Ann. Obs. Belgique, IX, 2.
6. Baker N. and Kippenhahn R. — Z. Astrophys., 54, 114, 1962.
7. Cox J. P. — Ap. J., 138, 487, 1963.
8. Baker N. and Kippenhahn R. — Ap. J., 142, 868, 1965.
9. Christy R. F. — Ap. J., 144, 108, 1966.
10. Christy R. F. — Ap. J., 145, 337, 1966.
11. Vardya M. S. — Ap. J., Suppl., VIII, 8, 277, 1964.

MODEL ATMOSPHERES AND ENVELOPES OF AO-G5 STARS

V. I. GOLINKO, N. S. KOMAROV, G. S. KRASNOVA

Summary

The models of stellar atmospheres and envelopes were calculated for different chemical compositions.

ДВУХЦВЕТНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ VX Cas

А. Ф. Пугач

(Главная астрономическая обсерватория АН УССР)

Блеск переменной определялся по 235 пластинкам, снятым на двухкамерном астрографе ГАО АН УССР с августа 1952 г. по ноябрь 1964 г. Снимки производились одновременно в двух участках спектра. Применение эмульсии Agfa Panchrom с оранжевым фильтром и учет коэффициента цветового уравнения, равного $C=0^m.24$, позволили привязать наши оценки к системе V. Стандартом служили фотоэлектрические величины звезд в NGC 129.

Наблюдение переменной в синих лучах велось на пластинках Agfa-Astro без фильтра. Привязать эти оценки к системе B помогло лишь то обстоятельство, что VX Cas является белой звездой со спектром АО [1] и около нее были найдены белые звезды сравнения (табл. 1). B — величины этих звезд определялись по белым стандартным звездам скопления NGC 129. Не так благополучно обстояло дело с более слабыми звездами d и e . Они не относятся к числу белых, и оказалось невозможным выразить их звездные величины в системе B . Поэтому блеск переменной определялся в системе B' ,

Таблица 1

Звезда	$m_{V'}$	$m_{B'}$
<i>a</i>	11.12	11.41
<i>b</i>	10.94	11.46
<i>c</i>	—	11.77
<i>d</i>	—	12.41
<i>e</i>	11.84	12.72
<i>f</i>	11.51	11.70
<i>g</i>	12.44	—

которая совпадала с системой B лишь для звездных величин, меньших $12^m.0$. Значения более слабого

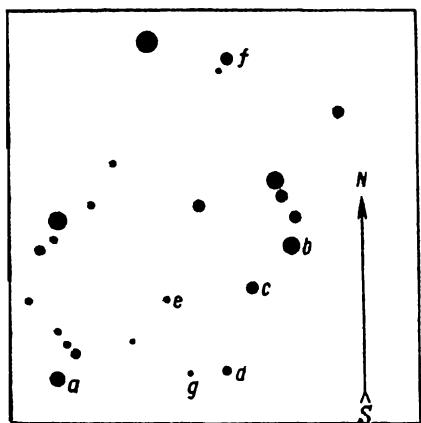


Рис. 1.

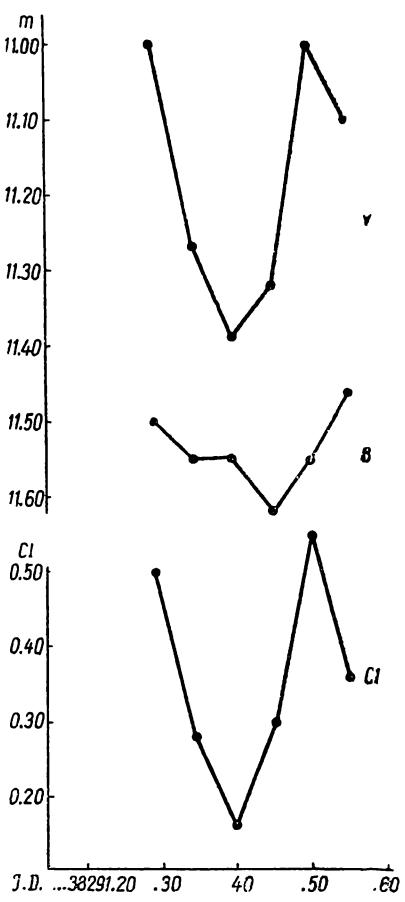


Рис. 2.

блеска уже не соответствовали системе B . Поправочные коэффициенты для перевода этих значений блеска в систему B будут в дальнейшем опубликованы.

Положения переменной и звезд сравнения указаны на рис. 1.

По нашим наблюдениям амплитуды в желтых и синих лучах отличались незначительно и составляли соответственно $0^m.97$ и $1^m.16$. Такое поведение звезды в разных цветах свидетельствует о том, что ее излучение, очевидно, тепловое. Полученные значения блеска в системе $B'V$ приведены в табл. 2.

В некоторых случаях в излучении VX Cas наблюдались быстрые колебания. Так, например, шесть фотографий, снятых в J. D. 2438291, показали, что в обоих цветах звезда испытывала кратковременное ослабление блеска (рис. 2). О факте быстрой переменности у VX Cas указывалось также в работах [2], [3]. На рис. 2 показано изменение блеска в системах B' и V и соответствующее изменение показателя цвета. Видно, что большее падение блеска произошло в желтых лучах

Таблица 2

<i>I. D.</i>	$m_{B'}$	m_V	<i>I. D.</i>	$m_{B'}$	m_V
2434	236.49	—	11.62	2437	379.41
	236.53	—	11.33		379.47
	236.54	—	11.24		379.52
	236.56	—	11.12		379.59
	248.32	—	11.35		381.52
	248.33	—	11.25		381.57
	336.27	—	11.56		400.46
	336.29	—	11.56		404.36
	336.33	—	11.16		404.50
	336.32	—	11.07		410.53
	336.34	—	11.35		458.44
	337.26	—	11.35		462.44
	337.27	—	11.28		462.47
	337.29	—	11.58		466.43
	337.31	—	11.14		466.46
	337.35	—	11.60		468.39
	366.27	—	11.39		466.40
	367.24	—	11.51		468.42
	367.27	—	11.40		468.45
	367.28	—	11.53		488.44
	367.30	—	11.10		498.43
2435	245.53	11.38	—		498.48
	366.43	11.36	—		501.44
	542.34	—	11.09		518.44
	607.41	—	11.42		521.47
	626.42	—	11.36		522.37
	631.35	—	11.26		526.45
	636.37	—	11.40		526.50
	668.36	—	11.79		526.54
	690.48	—	11.52		528.40
	696.40	—	11.74		546.40
	870.36	—	11.46		548.30
	890.24	—	11.45		549.27
	890.30	—	11.33		549.30
	917.30	11.93	—		551.35
	928.32	11.66	—		551.37
	931.29	—	11.51		551.38
	993.37	11.71	—		551.39
2436	018.40	11.56	—		551.41
	022.41	11.63	—		551.43
	040.37	—	11.51		551.44
	040.42	—	11.52		551.45
	051.48	11.60	—		553.52
	084.51	12.36	11.93		553.54
	105.43	11.56	—		553.55
	190.25	12.24	—		553.56
	190.35	12.15	—		555.36
	248.41	11.54	—		555.39
	345.45	11.58	—		555.40
	422.33	11.50	—		555.44
	455.42	11.63	—		555.48
	465.43	11.41	—		556.43
	488.39	11.58	—		556.45
	490.40	11.55	—		562.47
	518.31	11.50	—		562.51
	576.29	11.49	—		581.25
	628.33	11.30	—		581.30
	645.60	11.69	—		581.35
	793.45	11.68	—		581.46
2437	871.37	11.60	11.33		584.24
	345.47	11.80	11.28		584.27
	365.26	12.32	—		584.30
	373.34	11.60	11.10		584.33
	379.36	11.80	—		584.35

<i>I.D.</i>	$m_{B'}$	m_V		<i>I.D.</i>	$m_{B'}$	m_V
2437	584.39	11.44	11.14	2438	235.43	11.74
	584.43	11.48	11.35		235.47	11.69
	584.48	11.44	11.14		237.38	12.11
2438	584.53	11.41	11.17		237.43	12.00
	607.29	11.64	11.35		237.48	—
	607.32	11.80	11.39		238.48	—
	674.35	11.68	—		239.37	—
	733.33	11.66	11.36		239.41	—
	733.37	11.56	11.37		239.46	—
	733.42	11.47	—		262.36	11.53
	733.58	—	11.30		291.29	11.50
	733.61	11.56	11.17		291.34	11.55
	734.41	11.46	11.16		291.40	11.55
	734.47	11.55	—		291.45	11.62
	734.51	11.86	11.53		291.50	11.55
	734.58	—	11.24		291.55	11.46
	757.44	11.62	11.23		292.39	11.41
	757.47	11.60	11.36		292.44	11.53
	757.51	11.46	—		292.49	11.57
	759.45	11.58	—		295.35	11.65
	764.56	11.55	11.11		295.40	11.65
	765.46	11.58	—		295.46	11.72
	780.34	—	11.10		295.50	11.64
	780.37	11.47	11.15		295.54	11.68
	781.30	11.45	—		296.28	—
	796.53	11.54	—		296.34	—
	811.62	11.62	11.50		296.40	—
	811.67	11.72	11.48		296.45	—
	811.70	12.09	—		296.51	11.62
	827.48	—	11.06		298.38	11.56
	871.32	11.43	—		300.51	11.68
	872.34	11.59	11.24		301.45	11.78
	873.39	11.49	11.00		301.49	11.74
	904.31	11.51	11.08		301.55	—
	904.37	11.54	11.22		322.30	12.05
	904.41	11.55	11.37		329.43	11.66
	911.38	11.20	—		344.24	11.75
	911.42	11.56	—		349.30	11.55
	911.44	11.56	—		349.41	11.50
	912.38	11.75	11.32		353.41	11.52
	912.45	11.63	11.16		374.19	11.64
	913.42	11.51	11.29		374.27	11.62
	941.43	11.52	—		374.35	11.63
	943.88	11.84	11.63		378.26	11.79
	943.45	11.87	11.71		378.31	11.71
	206.45	11.78	—		378.41	11.74
	208.44	11.63	—		530.52	—
	209.47	—	11.40		653.37	11.55
	227.43	11.81	11.57		685.49	11.50
	230.48	11.68	11.29		685.53	11.55
	230.51	11.73	11.34		697.34	11.43
	235.28	11.79	11.25		710.33	11.51

и что с ослаблением яркости звезда голубеет. Диаграмма $V - (B' - V)$, построенная по 97 одновременным наблюдениям, подтверждает это наблюдение. Из рис. 3 следует, что с возрастанием величины V цветовая температура переменной увеличивается. Кроме того, в изменении цвета звезды большую роль играет изменение блеска в желтых лучах.

Для полученных величин B' и V были построены функции распределения (рис. 4). Согласно классификации, разработанной Ф. И. Лукац-

кой [4], VX Cas относится к типу *a*, т. е. более яркое состояние звезды преобладает, но встречаются глубокие алголеподобные ослабления блеска. В более ранней работе [5] также подчеркивалось то, что звезда большей частью яркая.

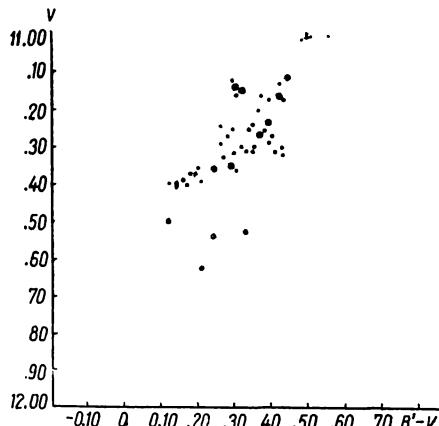


Рис. 3.

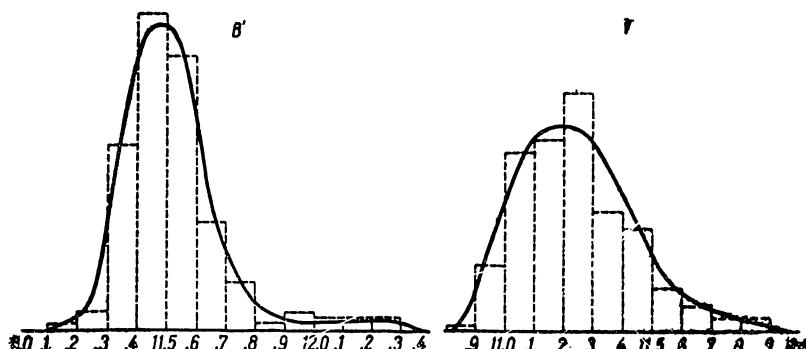


Рис. 4.

ЛИТЕРАТУРА

1. Vyssotsky A. N. — PASP, 54, 160, 1942.
2. Zinner E. — AN, 255, 94, 1935.
3. Hoffmeister C.—AN, 278, 24, 1949.
4. Лукацкая Ф. И. — ПЗ, 14, 4, 309, 1963.
5. Hoffmeister C. — KVBB, 28, 1943.

THE TWO-COLOUR OBSERVATIONS OF VX CAS

A. F. PUGACH

Summary

The diagram $V-(B'-V)$ for VX Cas is plotted using photographic observations. Brightness distribution functions for the two colours are obtained. The observations detected a rapid brightness fading accompanied by increase of colour temperature.

НОВАЯ ПЕРЕМЕННАЯ В КАССИОПЕЕ

А. Ф. Пугач

(Главная астрономическая обсерватория АН УССР)

При обработке снимков VX Cas оказалось, что одна из выбранных звезд сравнения меняет свой блеск. Координаты новой переменной: $\alpha_{1900} = -00^{\text{h}}25^{\text{m}}35^{\text{s}}$, $\delta_{1900} = +61^{\circ}25'4$. На рис. 1 показано положение этой звезды. При определении яркости новой переменной использовались те же звезды сравнения, что и при оценке VX Cas. Характеристики фотометрической системы см. в статье «Двухцветные наблюдения VX Cas».

Значения блеска переменной приводятся в таблице.

Оказалось, что звездная величина переменной мало меняется в синих лучах, но происходят значительные изменения в желтых. Отношение амплитуды блеска в желтых лучах к амплитуде в фотографических лучах составляет $\frac{A_V}{A_B} = 2.0$. Если из всего ряда оценок блеска взять только такие, которые определялись одновременно и в желтых и в синих лучах, то отношение амплитуд превысит три единицы.

Средневзвешенный показатель цвета для обнаруженной переменной составляет $0^{\text{m}}.23$, т. е. она принадлежит к белым звездам.

На рис. 2 дана диаграмма $V - (B' - V)$, из которой следует, что изменение цвета звезды обусловлено изменением блеска в желтой части спектра. Быстрых изменений в течение ночи не обнаружено.

У звезды, возможно, намечается период около 30 дней.

<i>I. D.</i>		$m_{B'}$	m_V		<i>I. D.</i>	$m_{B'}$	m_V	
2436	084.50	12.42	12.15		2437	528.40	12.27	12.18
	105.43	12.27	—			551.39	—	11.42
	190.25	12.36	—			551.45	12.31	—
	422.33	12.15	—			553.52	12.23	—
	488.39	12.35	—			553.55	12.07	—
	490.40	12.13	—			555.44	12.44	—
	518.31	12.30	—			555.48	12.33	—
	628.33	12.05	—			581.25	12.32	—
	645.60	12.15	—			581.30	12.01	—
	793.45	12.26	—			581.35	12.31	—
2437	345.47	12.52	—			581.46	12.31	—
	365.26	12.10	—			584.24	12.12	—
	373.34	12.30	—			584.27	12.30	—
	379.41	12.19	—			584.30	12.20	—
	379.52	12.06	—			584.33	11.95	—
	379.59	12.30	—			584.35	12.12	—
	381.52	12.18	—			584.39	12.39	—
	381.37	12.06	—			584.43	12.10	—
	404.36	12.18	—			584.48	12.09	—
	410.53	12.25	—			584.53	12.01	—
	458.44	12.22	—			674.31	12.34	—
	458.47	12.21	12.20			674.35	12.24	—
	462.44	12.61	—			733.33	12.26	—
	466.40	—	12.04			733.37	12.15	—
	466.43	12.17	—			733.42	11.92	—
	468.45	12.06	—			733.58	—	11.90
	498.43	12.27	—			734.41	12.39	11.74
	498.48	12.24	—			811.67	12.33	—
	516.35	12.06	—			811.70	12.26	—
	518.44	12.27	—			871.32	12.13	—
	521.47	12.15	—			872.34	12.41	—
	526.51	12.25	—			873.39	12.40	—
	526.54	12.26	—			904.31	12.31	11.96
	546.40	12.00	—			904.37	12.30	11.97

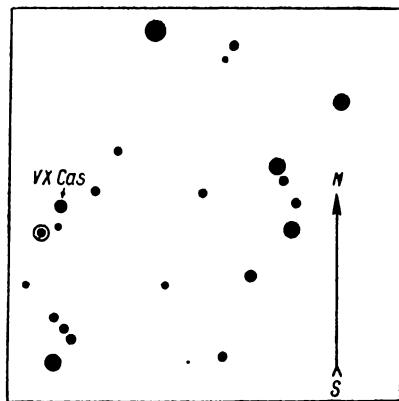


FIG. 1.

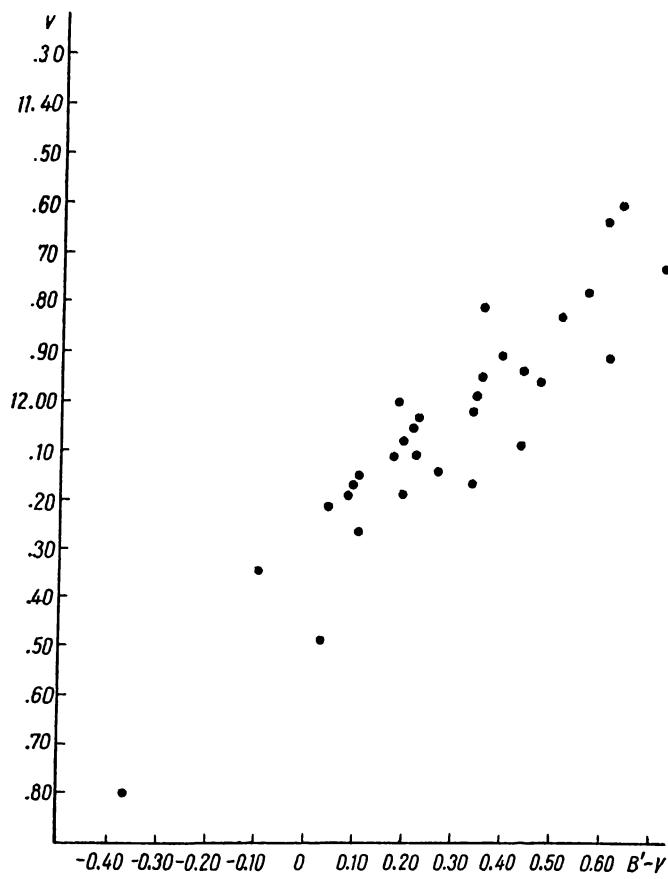


FIG. 2.

<i>I. D.</i>	$m_{B'}$	m_V		<i>I. D.</i>	$m_{B'}$	m_V
2437	904.41	12.27	12.05	2438	292.49	12.28
	911.38	12.12	—		295.35	12.20
	911.44	12.41	—		295.40	12.34
	912.38	12.58	—		295.45	12.29
	912.45	12.58	—		295.50	12.37
	913.42	12.35	11.79		295.54	12.28
	941.33	12.36	—		296.28	—
	943.38	12.49	—		296.50	12.46
	943.50	12.34	—		298.38	12.33
2438	206.45	12.48	—		301.45	12.51
	208.44	12.26	—		301.40	12.34
	227.43	12.52	—		301.55	12.52
	230.48	12.53	—		322.30	12.38
	230.51	12.52	12.49		319.43	12.24
	236.28	12.26	12.22		344.24	12.43
	235.43	12.24	—		349.30	12.37
	235.47	12.17	11.82		349.41	12.45
	237.38	12.49	—		353.41	12.51
	237.43	12.53	12.10		374.19	12.34
	238.48	12.37	—		374.27	12.35
	239.37	—	12.34		374.35	12.36
	239.41	—	12.15		378.26	12.25
	239.46	12.23	—		378.31	12.31
	291.29	12.27	12.06		378.41	12.33
	291.34	12.12	—		653.37	12.31
	291.45	12.25	11.65		685.49	12.36
	291.55	12.25	12.35		685.53	12.50
	292.39	12.26	12.16		697.34	12.38
	292.39	12.26	12.16		710.25	—
	292.44	12.19	12.01		710.33	12.26

A NEW VARIABLE IN CASSIOPEIA

A. F. PUGACH

Summary

A new variable star is found, the variations in the brightness of which occur mainly in the visual region of the spectrum. Two colour diagram $V-(B'-V)$ is given. The type of variability is not determined.

СТРОЕНИЕ ЗВЕЗДНОГО ПОЛЯ В НАПРАВЛЕНИИ СКОПЛЕНИЯ NGC 6913

I. Межзвездное поглощение**Н. Б. Каландадзе, Л. Н. Колесник**(Абастуманская астрофизическая обсерватория,
Главная астрономическая обсерватория АН УССР)

Настоящая работа является частью плана дальнейшего развития исследований строения Галактики, выполняемого ГАО АН УССР совместно с Абастуманской астрофизической обсерваторией [1]. План предусматривает изучение фотометрических и спектральных характеристик звезд в семи площадках, расположенных в галактической плоскости в созвездиях Орла, Лебедя, Кассиопеи и Ориона. Для изучения пространственного распределения звезд необходимы данные о величине межзвездного поглощения в изучаемом направлении.

Основой для изучения распределения поглощающего вещества в направлении скопления NGC 6913 послужило фотометрическое и спектральное исследование звезд в площадке диаметром около 1° вокруг скопления. Фотометрическая часть работы выполнена в ГАО АН УССР, спектральная — в Абастумани. Избранная площадка представляет особый интерес, поскольку она находится в направлении на спиральную ветвь Киля—Лебедя и поэтому богата звездами ранних спектральных классов. Координаты центра площадки:

$$\begin{aligned} a &= 20^h 22^m.7 & \delta &= +38^\circ 23' \\ l^{\text{II}} &= 76^\circ.9 & b^{\text{II}} &= +0^\circ.6. \quad (1960) \end{aligned}$$

Снимки для двухцветной фотометрии были получены Л. Н. Колесник в прямом фокусе 70-сантиметрового рефлектора АЗТ-2 с коррекционной системой в 1964—1966 гг. В качестве стандарта использованы фотоэлектрические определения величин звезд в системе UBV из [2]. Для определения величин V применялись пластинки Kodak OaD или ORWO NP-22 с фильтром ЖС-12 (5мм), для величин B использованы пластинки ORWO ZU-2 с фильтром ЖС-4 (3 мм). Полученную цветовую систему можно считать достаточно близкой к BV [3]. Поскольку ошибка поля в пределах изучаемой площадки не превышает ошибок определения звездных величин [9], не было необходимости исправлять величины звезд за расстояние от центра пластиинки.

Пластинки измерялись на микрофотометре МФ-2. Определены величины B и V 1337 звезд. Предельная звездная величина каталога в системе V — $15^m.4$, в системе B — $16^m.0$. Средняя квадратическая ошибка определения каталожных величин $\pm 0^m.04$. Каталог величин звезд во всех семи площадках будет опубликован отдельным изданием.

Спектральный наблюдательный материал был получен Н. Б. Ка-ланадзе на 70-сантиметровом мениковом телескопе Абастуманской обсерватории с 8- и 4-градусными предобъективными призмами (дисперсия около Н, составляет 166 и 666 $\text{\AA}/\text{мм}$ соответственно). Критерий двумерной спектральной классификации были выработаны Н. Б. Ка-ланадзе для спектров, использованных в настоящей работе, на основе системы Моргана, Кинана, Келлман и близки к критериям классификации абастуманской системы, описанной в [10]. Спектральные классы оценены для 338 звезд до 13^m — 14^m (V). Классы светимости определены для половины звезд (до 12^m), для остальных звезд они определялись приближенно по показателям цвета. Точность определений спектральных классов с 8-градусной призмой — 0,1 класса, для абсолютных величин — до одного класса светимости. Для спектров малой дисперсии точность определений несколько меньше, особенно для слабых звезд, где ошибка определения достигает 0,2—0,3 класса.

Для изучения межзвездного поглощения методом избытоков цвета мы воспользовались нормальными цветами и абсолютными величинами звезд из [4]. Предварительные исследования показали, что площадка может быть разделена на два примерно равных по размеру участка с одинаковым поглощением: западный (a) и восточный (b). На рис. 1 приведены кривые зависимости избытоков цвета E_{B-V} от неисправленных за поглощение модулей расстояния $m-M(V)$, на рис. 2 — кривые зависимости полного поглощения A_V от истинного расстояния r .

Поглощение в исследованном направлении оказалось значительным — от $1^m.4$ до $2^m.2$ на 1-й килопарсек. Это находится в неплохом согласии с данными из работы [5] (участок № 28, рис. 2). В участке a поглощающие свет облака начинаются с расстояния 400 pc , в участке b — уже с расстояния около 280 pc . Протяженность ближайших облаков — около 40 pc , поглощение в них $0^m.1$ — $0^m.2$. Основная масса погло-

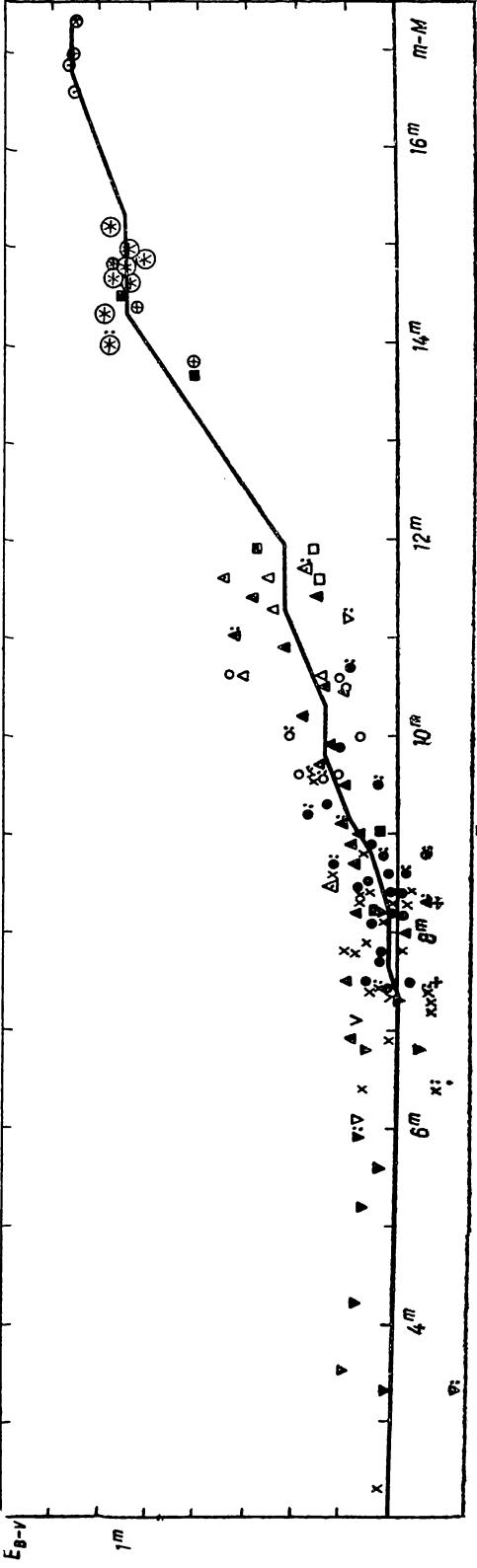
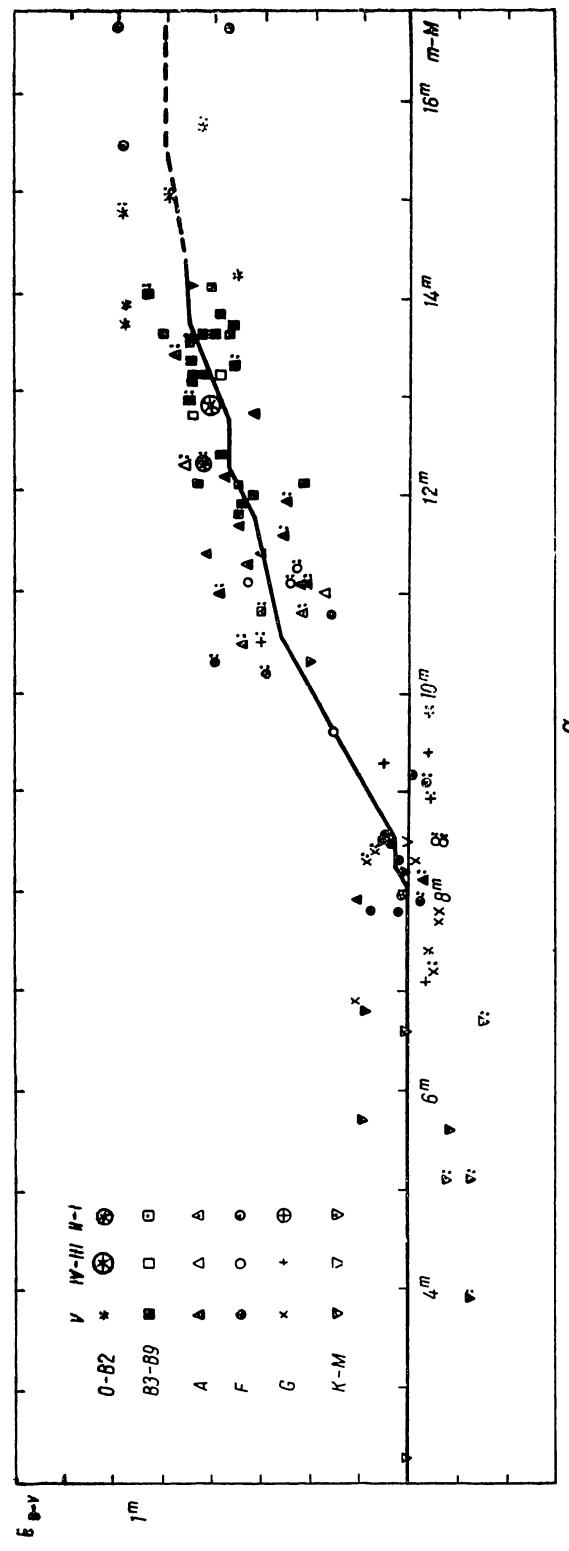


Рис. 1. Кривая избытков цвета: а — западный участок, б — восточный участок.

щающей материи в площадке расположена, как видно из рисунков, на расстояниях 400—1600 pc. На больших расстояниях поглощающего вещества по нашим данным практически нет. Однако этот вывод нельзя считать окончательным из-за малого количества звезд, по которым строились удаленные части кривых поглощения. Вполне возможно также, что сказывается эффект селекции, выражавшийся в том, что мы наблюдаем далекие звезды, расположенные в наиболее прозрачных на-

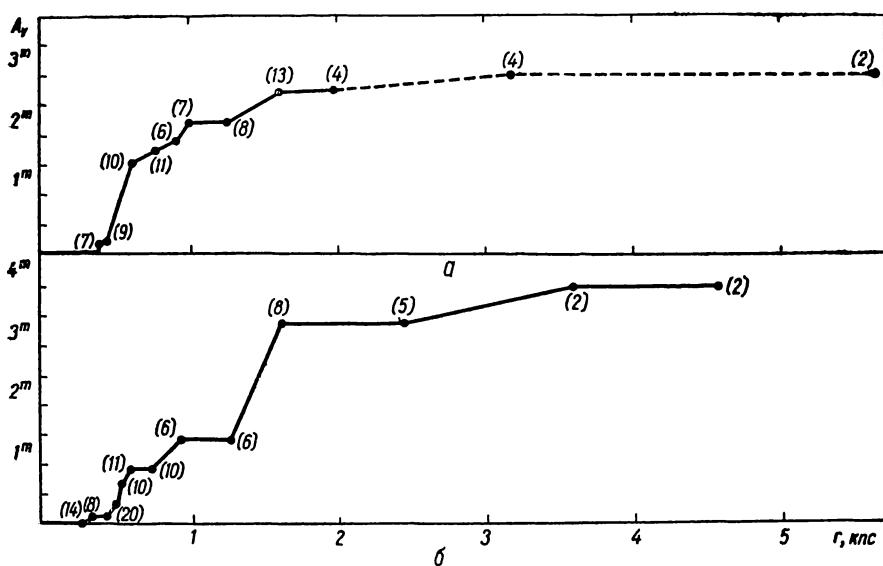


Рис. 2. Кривая межзвездного поглощения:
а — западный участок, б — восточный участок.
Цифры указывают количество звезд, по которым произведено среднение.

правлениях, тогда как звезды, находящиеся за плотными поглощающими облаками, недоступны нашим наблюдениям.

Сделана попытка определить расстояние до скопления NGC 6913. Наиболее вероятные члены скопления отбирались согласно данным [2]. Средний избыток цвета для звезд скопления оказался равным $1^m.1$, модуль расстояния, исправленный за поглощение, — $11^m.4$. Это хорошо согласуется с данными из работы [6], определенными спектрографическим методом, но превышает значения, полученные в [7] и [8].

ЛИТЕРАТУРА

- Комиссия по звездной астрономии Астроном. совета АН СССР. Информ. сообщ. № 2.
- Noag A. A. et al. — Publ. of the US Naval Obs., Sec. Ser., 17, Part VII, Washington, 1961.
- Колесник Л. Н. и Полящук Э. П. — ДАН УССР, 9, 1965, 1154.
- Landolt-Börgnstein, Zahlenwerte und Funktionen aus Wissenschaft und Technik, Springer Verlag, Berlin, 1965, 297.
- Neckel T. Landessternwarte Heidelberg-Königstuhl, Veröffentlichungen, 19, 1967, 10.
- Noag A. A., Applequist N. L. — Ap. J., Suppl. Ser., № 107, 1965, 234.
- Johnson H. L. et al. — Lowell Obs. Bull., 5, 1961, 133.
- Becker W. — Zeitschrift für Astrophys., 57, 1963, 117.
- Ворошилов В. И., Колесник Л. Н. и Полящук Э. П. Физика звезд и межзвездной среды. «Наукова думка», К., 1966, 112.
- Харадзе Е. К. и Бартая Р. А. — Бюлл. Абаст. обс., 25, 1960, 139.

THE STRUCTURE OF THE STELLAR FIELD
IN THE DIRECTION OF THE CLUSTER NGC 6913
I. INTERSTELLAR ABSORPTION

N. B. KALANDADZE, L. N. KOLESNIK
Summary

Investigation of interstellar absorption was undertaken in the Milky Way field around NGC 6913. By means of *BV*-photometry and spectral classification the spatial distribution of absorbing matter was derived. Absorbing matter sets in at the distance of 300—400 pc and shows maximum between 400 and 1600 pc. For distances larger than 1600 pc the interstellar absorption is very small. The distance modulus of the open cluster NGC 6913 based on *BV*-photometry and spectra is found to be $11^m.4$.

**МЕЖЗВЕЗДНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ В НАПРАВЛЕНИИ
НА СКОПЛЕНИЕ NGC 6823**

Г. Л. Федорченко

(Главная астрономическая обсерватория АН УССР)

Исследовалась площадка диаметром около градуса с открытым скоплением NGC 6823 ($l^{II}=59^{\circ}.4$, $b^{II}=0^{\circ}.1$) в центре.

Межзвездное поглощение определялось методом избыток цвета.

Спектральная классификация звезд приблизительно до $12^m.8$ (*B*) выполнена по двум снимкам, которые были получены с 8-градусной --объективной призмой на 70-сантиметровом менисковом телескопе Абастуманской обсерватории. Дисперсия спектров у *H*, составляет 165 \AA/mm . При классификации применялись абастуманские критерии. Точность

№ звезды на карте	<i>B</i>	<i>V</i>	Sp	№ звезды на карте	<i>B</i>	<i>V</i>	Sp
1	12.34	11.60	B 8 V	24	11.08	10.27	B 3 V
2	11.86	11.06	A 8 III	25	12.42	11.73	B 8 V
3	10.80:	10.32	A 5 V	26	12.91	11.95	B 8 V
4	11.65	10.84	F 5 V	27	13.18	12.62:	A 0:
5	12.08:	11.09	F 8 III	28	12.23:	11.46	B 9:
6*	11.77	10.86	B 5 I	29	12.62	11.72	B 5:
7	11.87	11.19:	F 2 V	30*	9.43	8.81	G 2 V
8	12.07	11.25	F 5 V	31	11.38	10.70	F 0 V
9*	9.62	8.75	B 0.5 I b	32	12.96	12.26	A 2 V
10	10.99	10.37	B 1 III	33	12.26:	11.52	B 8 V
11	12.84	12.08	F 0:	34	12.90	12.15	A 0:
12	11.33	10.70	B 3 V	35	11.80	11.05:	B 8 V
13	11.56	10.97	B 3 V	36	12.06	11.24	G 0 V
14	13.00	12.32	B 5 V	37	12.47	11.86	A 5:
15*	10.19	9.44	G 2 V	38	12.19	11.46	F 2 V
16*	12.19	11.61	B 2 III	39	12.71	11.94	B 8 V
17*	12.64	12.12	B 5:	40	11.29	10.30	G 2 V
18*	12.63	12.06	B 2:	41	12.16:	11.55	A 2 V
19*	9.93	9.35	O 7	42	12.10	11.55	B 9 V
20*	10.20	9.75	B 0 IV	43	12.30	11.66	F 0:
21*	12.36	11.60	B 0.5 V	44	12.52	11.74:	B 8 V
22*	10.68	10.22	F 2 V	45	12.53	11.97	B 9 V
23	12.53	12.06	B 8 V				

спектральных оценок — 1—2 подкласса. Имевшиеся снимки позволяли оценить классы светимости только для ярких звезд; для остальных звезд это сделано по показателям цвета.

Звездные величины B и V определены по снимкам, полученным в первичном фокусе 70-сантиметрового рефлектора ГАО АН УССР (АЗТ-2, $f=3.15$ м). При этом использовались следующие комбинации эмульсий и светофильтров: для системы B — пластиинки ORWO ZU-2 со светофильтром ЖС-4, для системы V — пластиинки ORWO NP-22 со светофильтром ЖС-12. Стандартом при фотометрии служили фотоэлек-

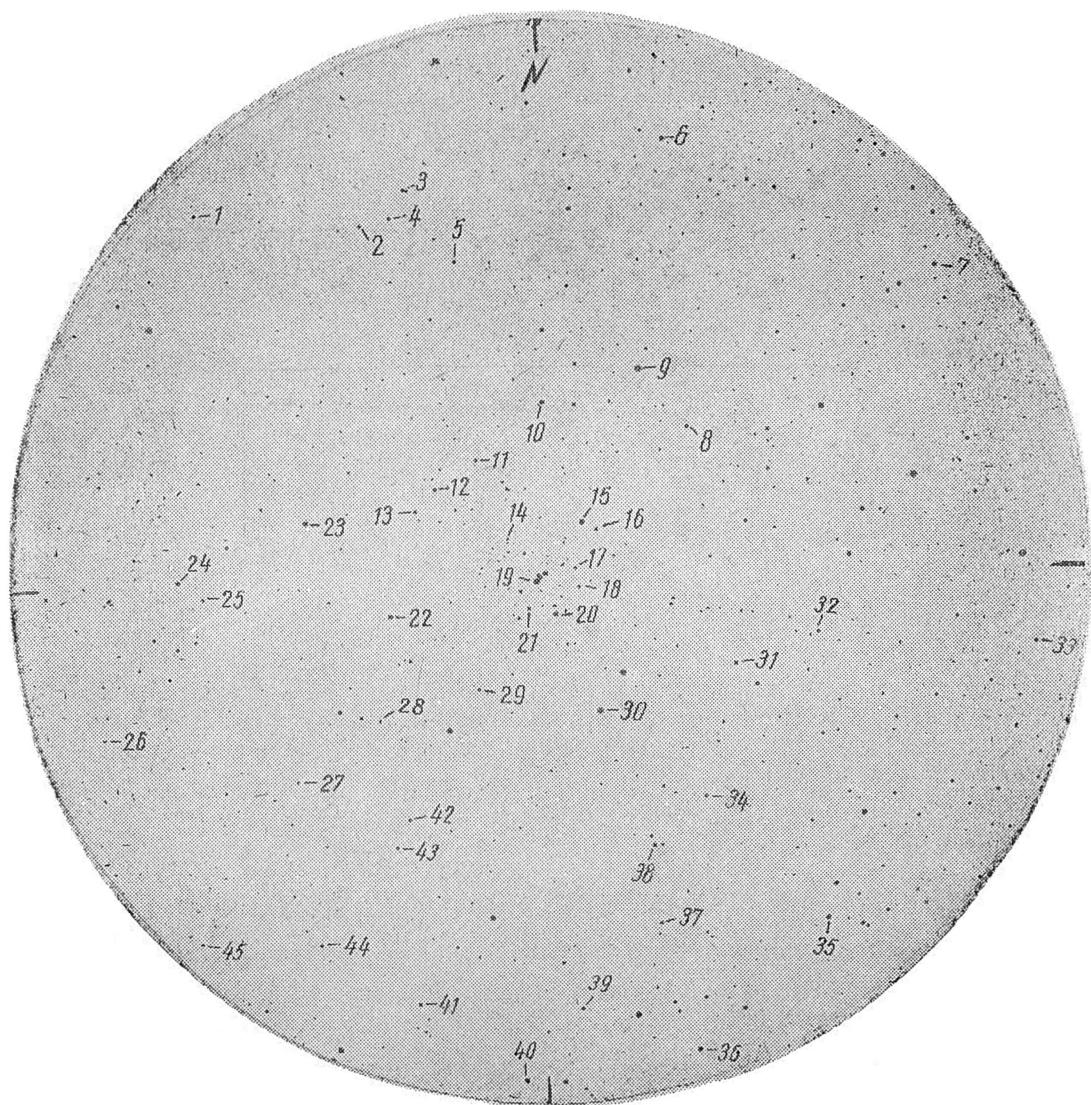


Рис. 1.

трические величины звезд скопления, опубликованные Вашингтонской морской обсерваторией [1]. Средняя квадратическая ошибка звездных величин не превышает $\pm 0^m.04$.

Карта площадки с номерами звезд дана на рис. 1.

Звездные величины и спектры этих звезд содержатся в таблице. В ней значком * отмечены те звезды, для которых взяты более точные данные о спектрах или величинах из работ [1] и [2].

Межзвездное поглощение вычислялось с абсолютными величинами и нормальными показателями цвета, принятыми для систем B и V [3].

Отношение полного поглощения A_V к избирательному считалось равным 3.

На рис. 2 приведена получившаяся зависимость избытков цвета от не исправленного за поглощение модуля расстояния. На рис. 3 дана кривая поглощения.

Рассматривая полученные результаты, можно заключить, что в изучаемом направлении пылевая материя сосредоточена в основном в

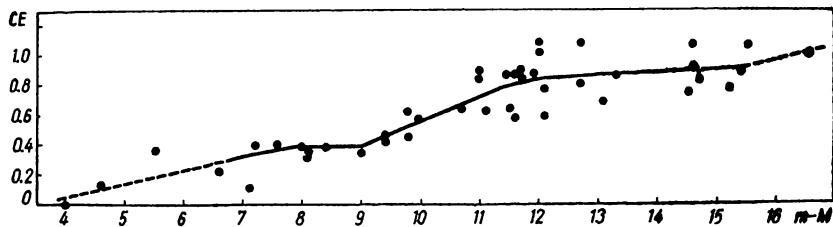


Рис. 2.

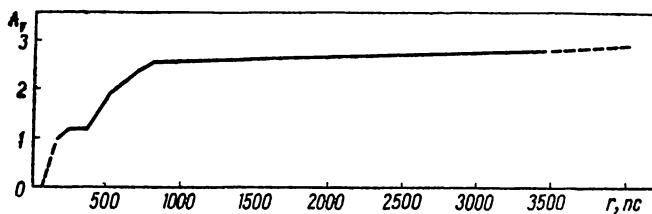


Рис. 3.

пределах первого килопарсека, где обусловливает поглощение A_V , достигающее $2^m.5$. На больших расстояниях, по крайней мере до 3.5 кпс, пространство почти совсем прозрачно: средний коэффициент поглощения меньше, чем $0^m.1$ на 1 кпс.

ЛИТЕРАТУРА

1. Hoag A. A. et al. — Publ. of the US Naval Observatory, Second Series, XVII, Part VII.
2. Hoag A. A. and L. N. Applequist. Ap. J., Suppl'ement Series, № 107, 215, 1965.
3. Landolt-Börnstein, Numerical data and function relationships in science and technology, Berlin, 1965.

INTERSTELLAR ABSORPTION IN THE DIRECTION OF THE STAR CLUSTER NGC 6823

G. L. FEDORCHENKO

Summary

Interstellar absorption is investigated by the colour-excess method in the region around the open cluster NGC 6823. The area studied is about one square degree.

Interstellar matter appears to concentrate up to the distance of 1 kpc, where it causes the absorption of $2^m.5$ (A_V). At larger distances (up to 3.5 kpc) the absorption coefficient is less than $0^m.1$ per kiloparsec.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОГЛОЩЕНИЯ В ОБЛАСТИ РАССЕЯННОГО СКОПЛЕНИЯ NGC 7086 И ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАССТОЯНИЯ ДО СКОПЛЕНИЯ

Э. П. Полищук

(Главная астрономическая обсерватория АН УССР)

Исследование поглощения

Настоящее исследование — часть общей работы, которая проводится в Голосеево и Абастумани. Распределение поглощения изучается для области в 1 кв. градус, в центре которой лежит рассеянное звездное скопление NGC 7086 с координатами: $\alpha = 21^h 29^m 4$, $\delta = +51^\circ 27'$ (1960 г.); $l^\mathrm{II} = 94^\circ 4$, $b^\mathrm{II} = +0^\circ 2$. Фотоэлектрические данные для этого скопления [1] использованы в качестве стандартов для получения величин B , V в системе UBV Джонсона—Моргана.

Весь фотометрический материал получен в Голосеево на 70-сантиметровом рефлекторе в первичном фокусе с коррекционной системой.

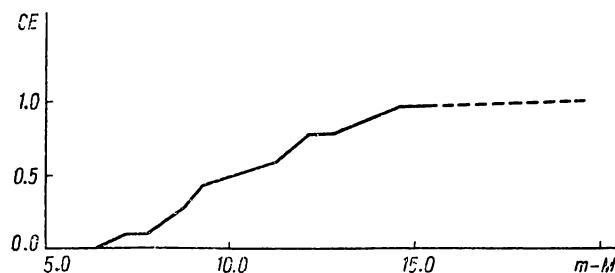


Рис. 1.

Ошибка поля этой системы, для поля в 1 кв. градус не превышает ошибок измерения величин [2].

Полученная система величин B , V практически совпадает с системой UBV [3].

Поглощение в данной области исследовано по 118 звездам ярче $13^m 5$. Спектральный материал получен в Абастумани С. П. Априамаш-

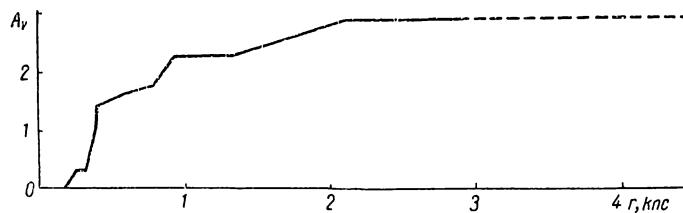


Рис. 2.

вили на 70-сантиметровом мениковом телескопе с 8-градусной объективной призмой на пластинках Kodak OaO при 40-минутной экспозиции. Спектральная классификация произведена нами по критериям, разработанным Харадзе и Бартая для абастуманских снимков [4].

Нормальные цвета звезд и их абсолютные величины взяты из работы [5].

Результаты исследования помещены в табл. 1, которая содержит величины V , показатели цвета $B-V$, спектральные классы и избытки цвета E_{B-V} .

Таблица I

<i>V</i>	<i>B — V</i>	Спектр	<i>E_{B-V}</i>	<i>V</i>	<i>B — V</i>	Спектр	<i>E_{B-V}</i>
9.87	1.01	G 8 III	0.10	12.06	0.60	B 8	0.72
10.26	0.45	B 9		11.20	0.52	F 7	0.03
12.03	1.09	F 1 III	0.79	10.71	0.43	F 8	-0.09
12.71	0.46	B 5	0.64	12.87	0.63	B 8	0.75
9.22	1.00	A 5 III	0.87	12.19	0.61	F 7	0.12
10.78	1.66	G 7 III	0.79	11.45	1.45	G 8:	0.50
9.90	0.80	B 8	0.92	11.57	0.62	F 7	0.13
10.07	1.72	G 8:	0.77	11.42	0.82	B 8	0.94
10.12	2.01	K 5 III	0.51	11.68	0.72	A 0	0.74
10.40	0.51	F 1	0.19	11.71	0.72	B 8 III	0.84
11.89	0.56	B 8	0.68	12.00	1.64	G 8 III	0.73
12.15	0.82	G 0	0.24	9.43	0.90	G 0 III	0.24
12.78	0.56	B 7	0.70	13.25	0.75	B 8	0.87
11.71	0.71	B 0	1.01	11.88	1.16	K 5	0.01
12.59	0.55	B 6	0.71	12.45	0.54	B 8	0.66
12.26	0.66	F 8	0.14	13.45	0.77	A 2 III	0.75
13.03	0.64	B 9	0.72	11.27	0.50	G 4	-0.14
11.28	1.36	B 8	1.38	12.75	0.95	G 8	0.22
12.06	0.54	F 8	0.02	11.83	0.45	B 8	0.57
10.68	0.48	F 0	0.19	10.69	0.34	B 9	0.42
10.66	0.31	A 7	0.12	10.55	0.45	A 1	0.44
11.71	0.61	A 6	0.44	13.28	0.69	B 5	0.87
11.55	0.45	B 8	0.57	12.72	0.48	B 8	0.60
10.25	0.61	F 7	0.12	13.15	0.62	A 7	0.43
11.68	0.47	A 0	0.49	9.34	1.10	G 0 III	0.44
12.41	0.77	B 8	0.89	12.45	0.75	A 4:	0.63
12.60	0.62	B 8	0.74	9.54	0.80	G 8	0.07
10.87	0.39	A 5	0.24	11.98	0.65	A 0	0.67
12.86	1.46	G 8 III	0.55	10.52	1.99	K 5 III	0.49
11.14	1.58	K 7	0.21	12.35	1.06	G 8	0.33
12.34	2.02	G 8:	0.82	12.54	0.86	B 8	0.92
11.81	0.48	A 2	0.43	12.15	2.11	G 8:	0.91
9.98	0.66	G 2	0.04	9.46	0.86	G 0 III	0.20
12.76	0.70	A 8	0.48	9.32	0.97	K 0 III	-0.02
12.26	0.34	A 0	0.36	10.56	0.52	F 8	0.00
12.71	1.30	G 8 III	0.39	11.64	0.71	A 5	0.56
10.95	0.41	A 9	0.14	12.11	0.63	A 2	0.58
12.07	0.51	B 8	0.63	11.92	0.70	B 9	0.78
12.74	0.40	B 8	0.52	13.28	0.74	B 8	0.86
12.13	0.48	B 9	0.56	11.90	0.65	G 2	0.03
9.96	1.14	K 0 III	0.15	12.88	0.86	A 2	0.81
11.51	0.51	B 8	0.63	11.03	1.31	K 0 III	0.32
10.51	1.91	G 5:	0.91	10.97	1.69	K 3 III	0.41
12.44	0.30	B 8	0.42	12.89	0.96	A 7	0.77
12.36	1.43	G 0 III	0.77	13.36	0.79	B 9	0.86
12.21	0.54	A 0	0.56	12.22	0.62	B 8	0.74
12.73	0.43	G 0	-0.15	11.03	0.60	A 8	0.36
10.35	0.44	A 1	0.43	10.79	2.11	K 5	0.61
12.66	0.74	B 8	0.86	13.46	0.87	B 8	0.99
12.26	0.74	B 9	0.82	11.98	0.73	G 2	0.11
12.17	0.77	F 0	0.46	9.92	0.54	A 0 III	0.56
12.61	0.36	G 3	-0.01	12.22	1.77	K 0 III	0.70
12.64	0.42	B 8	0.54	12.86	0.80	B 0	1.10
12.91	0.57	A 0	0.59	12.48	0.84	B 9	0.92
12.08	0.69	G 1	0.09	10.83	0.66	G 0	0.08
12.50	0.62	G 2	0.00	11.66	0.95	F 8 III	0.39
10.82	0.32	F 2	-0.03	10.38	1.58	K 0 III	0.59
11.29	0.53	B 8	0.65	12.90	0.92	K 2	0.03
11.58	0.55	A 9	0.31	13.30	1.74	G 0 III	1.08

По данным табл. 1 построена зависимость избытка цвета от не исправленного за поглощение модуля расстояния (рис. 1). Для перехода от избирательного поглощения к общему A_V принято, что коэффициент

$\gamma=3.0$. На рис. 2 дана зависимость общего поглощения A_V от истинного, исправленного за поглощение, расстояния.

В исследуемом участке поглощении равномерно по области и начинается с расстояния 170 pc от Солнца. На 1-м килопарсеке оно обусловлено четырьмя облаками разной толщины и плотности. Данные о протяженности облаков по лучу зрения и их плотности приведены в табл. 2.

Таблица 2

Протяженность облаков по лучу зрения, pc	Плотность, звездная велич./1 кпс
---	--

170—240	4.6
240—320	0.0
320—400	14.4
400—780	0.9
780—940	3.0
940—1400	0.0
1400—2100	0.8
2100—5000	0.0

Начиная с расстояния 2100 pc поглощение практически не нарастает, несмотря на то, что кривая прослеживается до 5 кпс. Одной из возможных причин этого может быть селективность используемого материала.

Определение расстояния до скопления

Расстояние и поглощение до скопления NGC 7086 определялось

Q-методом, разработанным Джонсоном и Морганом в работе [6] и усовершенствованным Джонсоном в работе [7]. Этот метод заключается в том, что по величине $Q = (U-B) - (E_{U-B}/E_{B-V})(B-V)$ можно определить спектральный класс звезды и показатель цвета $(B-V)_0 = -0.337Q - 0.009$.

Для проверки надежности Q-метода привлечены скопления NGC 6913, 6709, 6531, модули расстояния и поглощения до которых определены этим и другими методами. Перечисленные скопления имеют значительное количество ярких звезд с известными спектральными классами и классами светимости в системе МКК [8]. На рис. 3 дано сравнение спектральных классов, найденных в системе МКК, со спектральными классами тех же звезд, полученными по величине Q. Различие между оценками спектральных классов в среднем около 0.1 класса. Оценить светимость по Q практически невозможно.

Модуль расстояния скопления NGC 7086, определенный Q-методом по кривой эволюционных различий [9], оказался равным $10^{m.6} \pm 0^{m.4}$, а избыток цвета этого скопления $E_{B-V} = 0^{m.86}$. Эффект аномального покраснения для исследуемого скопления равен нулю [10], так как, согласно Q-спектрам, в нем не обнаружено звезд более ранних, чем B7. Модуль расстояния, определенный с использованием Q-спектров, как среднее модулей всех звезд, являющихся вероятными членами скопления, равен $10^{m.9} \pm 0^{m.4}$, а избыток цвета $E_{B-V} = 0^{m.89}$. Если учесть только наиболее вероятные члены скопления, определенные Хассаном [11], и находить модуль расстояния скопления NGC 7086 по диаграмме $B-V$, V , то он получается равным $13^{m.3}$, а избыток цвета, соответствующий этому модулю (рис. 1), — $0^{m.83}$. Исправленный за поглощение модуль расстояния равен $10^{m.7} \pm 0^{m.4}$.

Результаты определения модулей расстояния и избытков цвета скоплений NGC 7086, 6913, 6709, 6531, полученные различными авторами и разными методами, приведены в табл. 3. Из таблицы видно, что оценки избытков цвета для всех скоплений, полученные различными авторами, вполне сопоставимы. Это говорит о том, что определение

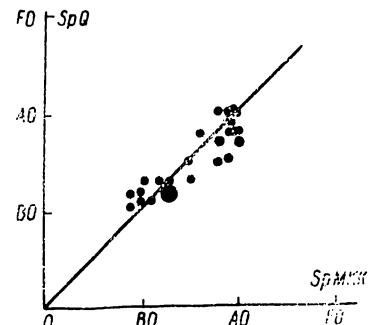


Рис. 3.

избытков цвета Q -методом производится достаточно надежно. Модули же расстояния скоплений, полученные по кривой эволюционных различий, как правило, ниже спектрографических. Одна из причин этого — неучет наличия звезд высокой светимости, которые в отдельных скоплениях обнаруживаются в значительном количестве. Кроме того, сама кривая эволюционных различий дает заниженный результат, что может

Таблица 3

Метод	NGC 7086		NGC 6913		6709		6531		Автор	Примечания
	$(m-M)_0$	E_{B-V}	$(m-M)_0$	E_{B-V}	$(m-M)_0$	E_{B-V}	$(m-M)_0$	E_{B-V}		
Q-метод	10.6	0.86	10.3	1.04	10.0	0.34	10.6	0.27	Полищук	По кривой эволюционных различий
Q-спектры	10.9	0.89	10.8	0.95	10.3	0.38	10.8	0.34	„	
Диаграмма $B-V, V$	10.7	0.83	—	—	—	—	—	—	„	
Q-метод	10.7	0.72	10.3	1.02	9.8	0.30	10.5	0.27	Джонсон	[12]
Метод наложения	10.4	0.70	10.5	0.97	9.8	0.34	10.6	0.30	Беккер	[13]
Q-метод	10.6	—	10.3	—	10.0	—	10.6	—	Хоаг и Апплеквист	[10]
$H\gamma$	—	—	9.4	—	9.8	—	10.0	—	Те же	[10]
Спектрографический	—	—	11.5	1.13	10.2	0.26	10.8	0.27	„	[10]
Метод наложения	10.33	0.69	—	—	—	—	—	—	Хассан	[11]
Спектрографический	—	—	11.4	1.10	—	—	—	—	Колесник	[14]

быть следствием неточного определения возрастов звезд. Если учесть, что примерно 22% звезд скопления относится к звездам I—III классов светимостей, и определять модуль расстояния, как среднее модулей всех звезд, являющихся вероятными членами скопления, то использование Q -метода приведет к удовлетворительному результату.

ЛИТЕРАТУРА

1. Hoag A. A. a. oth. — Publ. of the US Naval obs., Second Series, v. XVII, p. VII, 1961.
2. Ворошилов В. И., Колесник Л. Н., Полищук Э. П. Физика звезд II межзвездной среды. «Наукова думка», К., 1966.
3. Колесник Л. Н., Полищук Э. П. — ДАН УССР, 9, 1965.
4. Харадзе Е. К., Бартая Р. А. — Абаст. бюлл., 25, 1960.
5. Landolt-Bornstein. Numerical data and functional relationships in science and technology, Berlin, 1965.
6. Johnson H. L. and Morgan W. W. — Ap. J., 177, 1953.
7. Johnson H. L. — Lowell Bull., 90, 1958.
8. Hoag A. A. and Applequist N. L. — US Naval obs., герг. 64.
9. Johnson H. L. — Lower Bull., 107, 17, 1960.
10. Разник Р. М. — Изв. Кр. АО, т. 33, 1965.
11. Hassan S. M. — ZsAP., 66, 1967.
12. Johnson H. L. — Lowell Bull., 113, 1961.
13. Becker W. — ZsAp., 57, 1963.
14. Каландадзе Т. Б., Колесник Л. Н. — Наст. сб., с. 56.

INVESTIGATION OF ABSORBTION IN THE REGION OF THE OPEN CLUSTER NGC 7086 AND DETERMINATION OF THE CLUSTER DISTANCE

E. P. POLISHCHUK

С у м м а г у

The distribution of absorbtion was investigated from photometric observations and spectral classifications of 118 stars brighter than 3.5 magnitude of the open cluster NGC 7086. The densities and extents of the absorbtion clouds are determined. A distance modulus for the cluster is found to be equal $10^m.9 \pm 0^m.4$ and excess $E_{B-V} = 0^m.89$.

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ДИФФУЗНОЙ МАТЕРИИ В СЕВЕРНОЙ ЧАСТИ МЛЕНЧНОГО ПУТИ

Э. П. Полищук

(Главная астрономическая обсерватория АН УССР)

К настоящему времени накоплено достаточное количество данных по изучению поглощения в различных направлениях, которые позволяют исследовать распределение диффузной материи в Галактике.

Один из основных методов изучения распределения поглощения по лучу зрения — метод цветовых избытоков. Однако различие фотометрических систем, используемых наблюдателями, затрудняет обобщение существующих данных.

В настоящей работе использовались данные, полученные в системе UBV Джонсона—Моргана, в интернациональной системе и в системе RGU Беккера.

Для приведения интернациональной системы к системе UBV использованы соотношения соответственно из [1] и [2]:

$$V = IP_V + 0.000 + 0.002(B-V), \quad (1)$$
$$\pm 0.006 \pm 0.005$$

$$B-V = +0.161 + 0.917 CI. \quad (2)$$

В (2) CI означает показатель цвета в интернациональной системе.

Уравнение (1) показывает, что величины IP_V практически совпадают с величинами в системе UBV .

Величины RG в системе RGU Беккера приведены нами к системе UBV с помощью уравнений, полученных методом наименьших квадратов по 71 звезде:

$$V = G - 0.08 - 0.64(G-R) \quad (3)$$
$$\pm 0.03 \pm 0.05$$

$$B-V = 0.27 + 0.55(G-R) \quad (4)$$
$$\pm 0.01 \pm 0.02.$$

Показатели цвета цефеид определены по формуле [3]:

$$C = 0.161 + 0.507 \lg P, \quad (5)$$

где C — показатель цвета, близкий к интернациональному, а P — период изменения блеска цефеиды.

Нуль-пункт для цефеид принят равным $-1^m.04$ [3]. Поглощение до них определялось упомянутым выше методом.

Распределение диффузной материи в галактических долготах от $b^{\text{II}} = 0^\circ$ до $b^{\text{II}} = 180^\circ$ исследовали по 80 избранным площадкам Каптейна, 90 участкам разных размеров, 190 скоплениям, 800 звездам высокой светимости и 167 цефеидам.

Полное поглощение A_V определялось по формуле

$$A_V = 3.0 \cdot CE. \quad (6)$$

Затем был построен ход поглощения с галактической долготой через 200—300 pc для трех зон по галактической широте: $b^{\text{II}} = \pm 5^\circ$, $+5^\circ <$

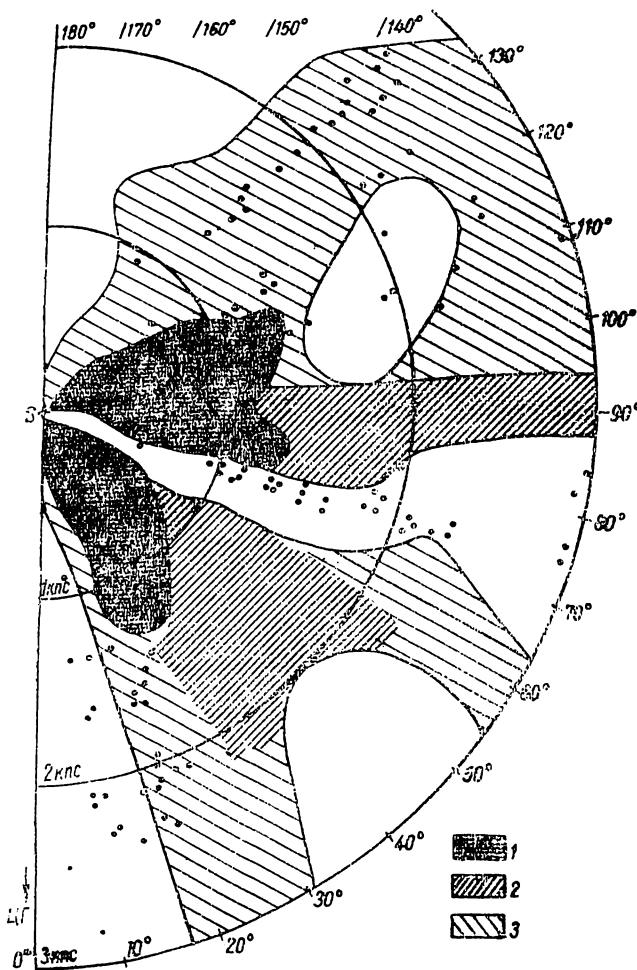


Рис. 1. Распределение поглощающей материи.
1 — $A_V \geq 2.0$; 2 — $1.0 \leq A_V \leq 1.7$; 3 — $0.6 \leq A_V \leq 1.0$.

$-b^{\text{II}} \leq +10^\circ$, $-10^\circ \leq b^{\text{II}} < -5^\circ$. Собранный материал позволяет исследовать распределение поглощающей материи до расстояния порядка 3 кпс от Солнца. Полученные усредненные кривые хода поглощения с долготой дают возможность определить средние плотности поглощающей материи в звездных величинах на 1 кпс на различных расстояниях от Солнца. По этим данным построено распределение поглощающей материи в проекции на галактическую плоскость для зоны $b^{\text{II}} = \pm 5^\circ$ (рис. 1). Из рисунка видно, что в окрестности Солнца расположены два плотных образования в направлении галактических долгот 0—60°

и $80-120^\circ$, которые прослеживаются до расстояния около 1 кпс. В направлениях долгот 30—60° довольно плотная поглощающая материя наблюдается до расстояния 2 кпс, а на долготе 90° — до 3 кпс. В этих интервалах долгот отсутствуют звезды О—ВО [4]. В интервале галактических долгот 100—140° эти звезды наблюдаются в значительном количестве, а плотность поглощающей материи за расстоянием порядка 1 кпс значительно ниже, чем в направлениях, перечисленных выше. Однако самое большое количество звезд О—ВО обнаруживается на

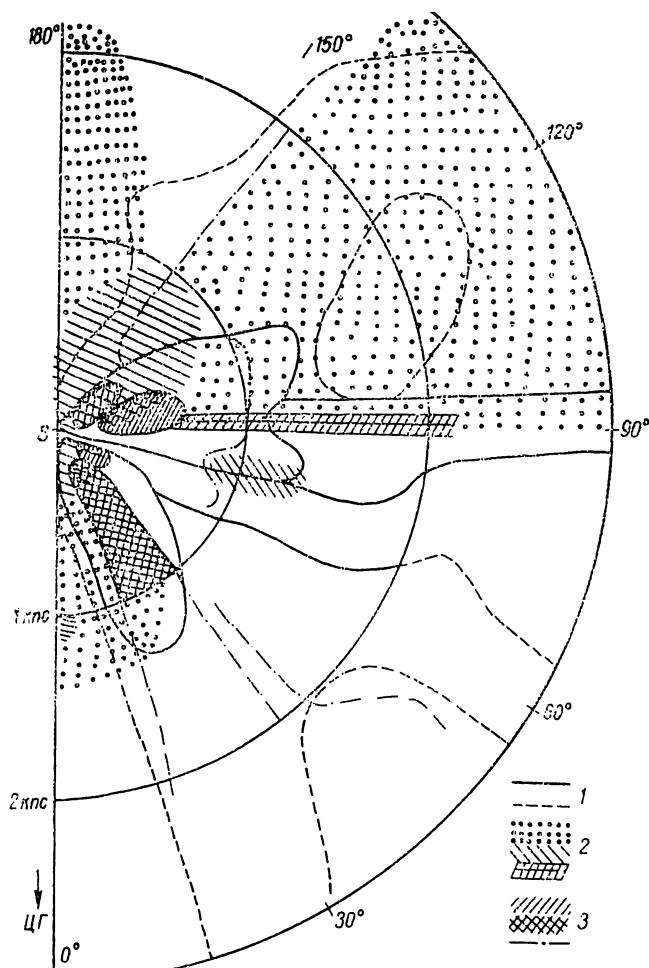


Рис. 2. Сравнение распределения поглощающего вещества с распределением звезд B8—A0.

1 — контуры участков, выделенных на рис. 1; 2 — распределение диффузной материи по Неккелю; 3 — распределение звезд B8—AO.

долготах 10, 75 и 170° , где плотность поглощающей материи меньше 0.8 звездной величины на 1 кпс (даже в пределах 1-го килопарсека).

Таким образом, можно сделать вывод, что наблюдаемое распределение звезд О—ВО («морская звезда») кажущееся, обусловленное распределением диффузной материи в плоскости Галактики. В тех направлениях, где ранние звезды не наблюдаются или наблюдаются в малом количестве, они экранированы от наблюдателя поглощающей материи. Полученная картина распределения диффузной материи хорошо совпадает с распределением звезд B8—AO [5] (рис. 2). По-видимому, звезды этого спектрального интервала ассоциируются с пылью.

На рис. 2 показано также сравнение нашей картины распределения поглощающей материи с распределением, полученным Неккелем [6]. В общих чертах обе картины хорошо совпадают.

Для исследования распределения поглощающей материи в направлениях, перпендикулярном к плоскости Галактики, были построены усредненные кривые A_V , b^{II} через 10° по долготе. На рис. 3 дана полученная картина распределения поглощающей материи в координатах

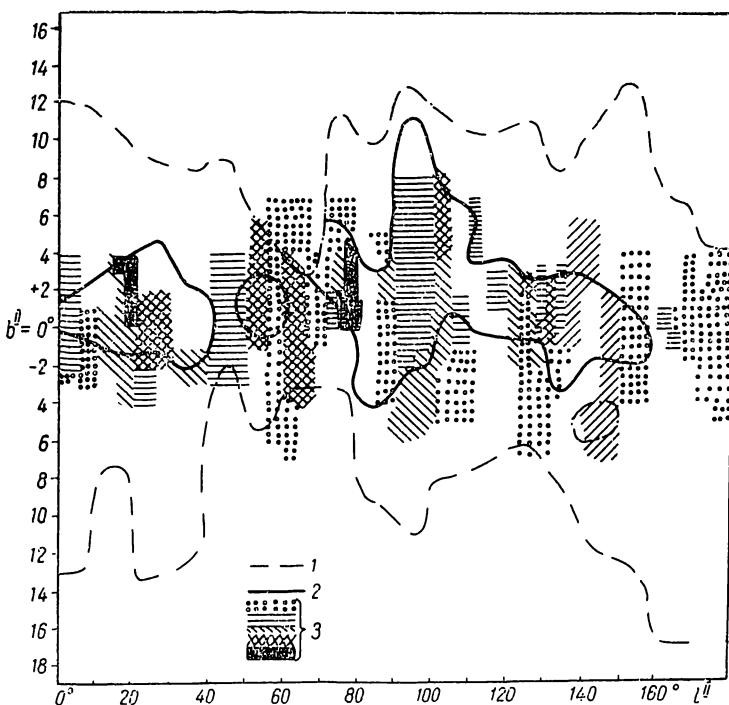


Рис. 3. Распределение поглощающего вещества по широте.
1 — $0^m4 \leq A_V \leq 1^m7$; 2 — $1^m7 < A_V < 3^m$; 3 — распределение по Неккелю.

$l^{\text{II}}, b^{\text{II}}$. Данные позволяют исследовать широтное распределение в пределах $b^{\text{II}} = \pm 20^\circ$. Как видно из рисунка, широтная асимметрия общего поглощающего слоя не наблюдается (для кривой $A_V = 0^m.4$). Но наиболее плотные образования ($A_V = 1^m.8$) чаще всего располагаются выше галактической плоскости. Сравнение с распределением по широте, полученным Неккелем [6] в интервале $b^{\text{II}} = \pm 8^\circ$, показывает хорошее согласие.

ЛИТЕРАТУРА

1. Johnson H. L., Morgan W. W. — Ap. J., 117, 1953.
2. Johnson H. L. — Ap. J., 116, 640, 1952.
3. Бадалян Г. С. — Сообщ. Бюраканской обсерв., 17, 1956.
4. Johnson H. L. — Lowell Bull., 113, 1961.
5. Mc Cuskey S. W. — Warner and Swasey Obs., rep. № 141.
6. Neckel T. — Zs. Ap., 63, 221—241, 1966.

DISTRIBUTION OF DIFFUSE MATTER IN THE NORTHERN PART OF THE MILKY WAY

E. P. POLISHCHUK

Summary

Distribution of diffuse matter was investigated from $l^{\text{II}} = 0^\circ$ to $l^{\text{II}} = 180^\circ$ for the galactic latitudes $b = \pm 20^\circ$.

The equations of transition from RGU system to UBV system were obtained.

О ВОЗМОЖНОСТИ СПЕКТРАЛЬНОЙ КЛАССИФИКАЦИИ ЗВЕЗД ПО ЗАПИСЯМ НЕРАСШИРЕННЫХ СПЕКТРОГРАММ

В. И. Кузнецов

(Главная астрономическая обсерватория АН УССР)

Использование нерасширенных спектров позволяет вести классификацию более слабых звезд, по сравнению с нормальными расширенными спектрами. Предельная величина спектральной классификации может еще более увеличиться за счет уменьшения дисперсии нерасширенных спектров. Все это влечет за собой изменение критериев классификации.

Цель работы — на основе спектрального материала, полученного Н. Б. Каландадзе на Абастуманском 70-сантиметровом менисковом телескопе с объективной призмой, проверить применимость Абастуманской системы критериев к классификации нерасширенных спектров и дать количественную оценку предельных величин классификации по нерасширенным спектрам.

Наблюдательный материал составляют три пластиинки скопления NGC 6913: I — нормальные расширенные спектры звезд, полученные с 8-градусной объективной призмой на эмульсии Kodak OaO при экспозиции 40 мин, II — нерасширенные спектры звезд, полученные с той же призмой на эмульсии Kodak 103aO при экспозиции 15 мин; III — расширенные спектры звезд, полученные с 4-градусной объективной призмой на эмульсии ORWO при экспозиции 40 мин.

Обработка спектrogramm

Классификация нерасширенных спектров велась по диаграммным записям, полученным при помощи регистрирующего микрофотометра МФ-4 с записью на ЭПП-09. Поскольку калибровок негативов нет, то запись спектров велась в плотностях. Для достижения цели данной работы необходимо иметь надежный стандарт и записи идентичных звезд с пластинок I—III. Стандарт избранных звезд скопления NGC 6913 представляет собой среднее значение оценок спектров, выполненных четырьмя наблюдателями. Для записи спектров на диаграммную ленту из полученного стандарта было отобрано около 100 звезд различных спектральных классов, составляющих широкий диапазон по яркости и светимости. При классификации спектров по диаграммным записям использовалась та же Абастуманская система критериев *, что и в стандартных определениях.

Исследование изменений критериев спектральной классификации

Посмотрим, как отличаются стандартные определения спектров от результатов классификации по записям I пластиинки. Как видно из рис. 1, классификация по записям в интервале AO—GO дает более поздние оценки спектров, чем стандартные определения. Запись спектров в плотностях, а не в интенсивностях не должна оказаться на результатах классификации, поскольку в основном используется прямолинейный участок характеристической кривой негатива и линии, по которым ведутся оценки спектра, расположены вблизи друг от друга. Систематические отклонения на рис. 1 вызваны тем, что при классификации

* Харадзе Е. К., Бартая Р. А. — Бюлл. астрофиз. обс., 25, 1960.

спектров по записям сравнивались центральные глубины линий, а не их эквивалентные ширины.

На рис. 2 приведено сравнение результатов классификации по записям пластинок I и II. Несовпадение результатов классификации может быть обусловлено только отсутствием расширения спектров плас-

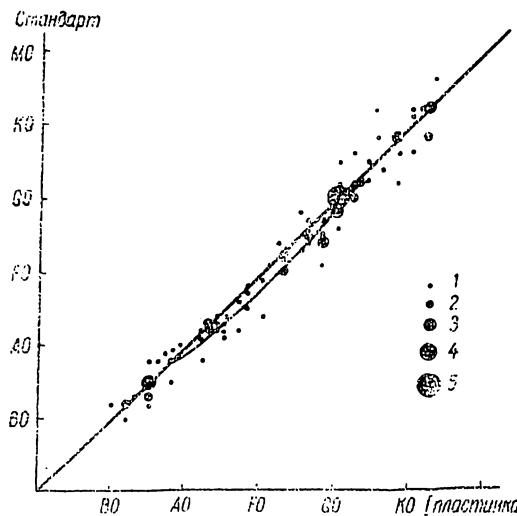


Рис. 1. Сравнение определений по I пластинке со стандартными.

1-5 — количество звезд.

тинки II по высоте, которое приводит к замыванию слабых линий и, следовательно, к изменению системы критерияев.

Сравнения, приведенные на рис. 1 и 2, были проделаны с целью выявления отдельных эффектов с тем, чтобы объяснить, а затем учесть

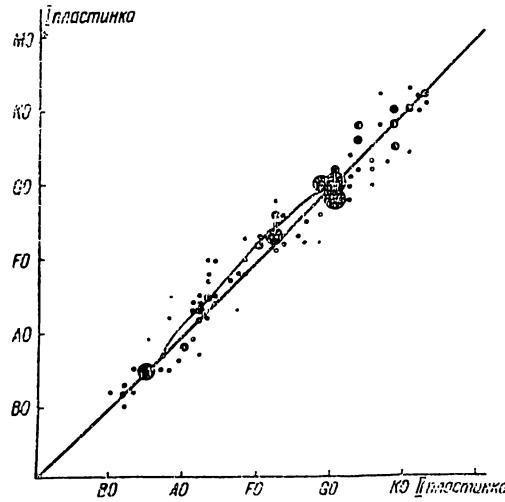


Рис. 2. Сравнение определений по I и II пластинкам.

Условные обозначения те же, что и на рис. 1.

причины несовпадения результатов классификации по записям нерасширенных спектров со стандартными определениями. Оказалось, что выявленные эффекты в интервале АО—ГО практически равны по величине и противоположны по знаку. Следовательно, оценки нерасши-

ренных спектров по записям в пределах случайных ошибок классификации должны совпадать со стандартными определениями, что и подтверждается рис. 3.

Итак, сопоставляя результаты сравнения, можно прийти к выводу, что классификация нерасширенных спектров, полученных с 8-градусной

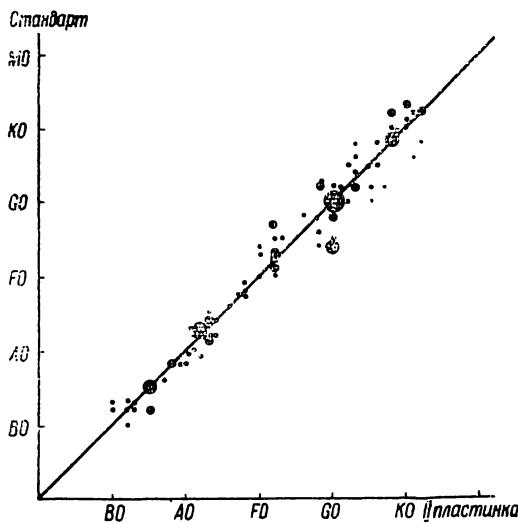


Рис. 3. Сравнение определений по II пластинке со стандартными.

Условные обозначения те же, что и на рис. 1.

призмой, возможна путем сравнения центральных глубин пар линий, а не их эквивалентных ширин. Система критериев классификации по записям нерасширенных спектров совпадает с Абастуманской системой критериев.

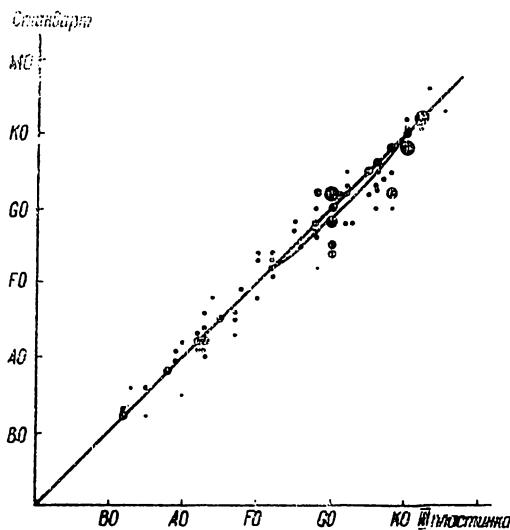


Рис. 4. Сравнение определений по III пластинке со стандартными.

Условные обозначения те же, что и на рис. 1.

На рис. 4 приведено сравнение результатов классификации по записям спектров звезд, полученных с 4-градусной призмой, со стандартными определениями. Суммарное отклонение от стандарта, вызван-

ное уменьшением дисперсии и относительной оценкой центральных глубин линий при классификации спектров, незначительно и наблюдается в интервале F5—KO.

Предельная величина классификации

Установленные предельные величины классификации по диаграммным записям для каждой из трех пластинок в V лучах (система UBV) оказались следующие: для I и II пластинок — $12^m.5$, для III — $13^m.0$. Таким образом, увеличение экспозиции II пластиинки приблизительно

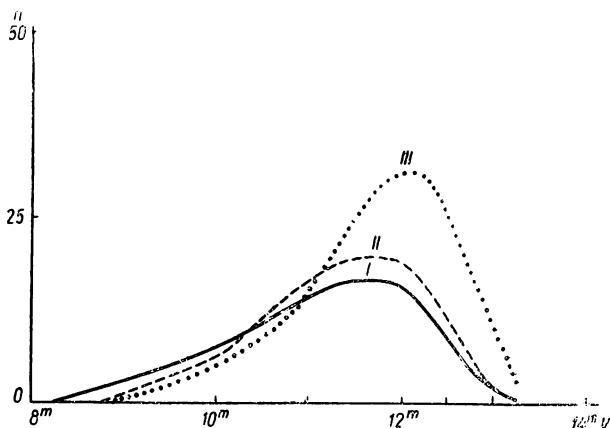


Рис. 5. Графики предельных величин спектральных классификаций звезд по пластинкам I—III.

втрое дает выигрыш в одну звездную величину. А в результате классификации нерасширенных спектров, полученных с 4-градусной призмой, предельная величина классификации возрастет до $14^m.0$. Кроме того, из рис. 5 видно, что в случае использования нерасширенных спектров и призмы с меньшим преломляющим углом увеличивается число звезд (n), пригодных для классификации, в результате уменьшения числа перекрытых спектров.

В заключение можно отметить, что процесс классификации по записям не уступает по быстроте глазомерным оценкам спектра, хотя последнее связано с большими напряжениями зрения.

ON THE POSSIBILITIES OF SPECTRAL CLASSIFICATION OF STARS FROM RECORDINGS OF UNBROADENED SPECTRA

V. I. KUZNETSOV

Суммарный

Spectral classification was carried out unbroadened spectra of stars obtained with the 8° objective prism (dispersion is 165 \AA/mm near $H\gamma$). Classification was made using the recordings of the spectra.

Two systematic deviations of criteria from the Abastumani system were revealed while transferring from the spectral classification by the visual way to estimation of the unbroadened spectra by the recordings. The results of the two effects showed that classification using recordings of the unbroadened spectra is possible in comparing the optical line depths but not their equivalent widths. The system of criteria of classification using the recordings of the unbroadened spectra coincides with the Abastumani one.

A 4° prism applied for obtaining the unbroadened spectra makes it possible to increase the limiting value of classification up to $14^m.0$ in V -magnitudes (UBV system).

СОЛНЕЧНЫЙ ГОРИЗОНТАЛЬНЫЙ ТЕЛЕСКОП АЦУ-5 С МОНОХРОМАТОРОМ ДВОЙНОЙ ДИФФРАКЦИИ

Э. А. Гуртовенко

(Главная астрономическая обсерватория АН УССР)

Телескоп смонтирован в Главной астрономической обсерватории АН УССР в конце 1965 г.

Принципиальная оптическая схема телескопа со спектрографом АСП-20 следующая (рис. 1): 1 — целостатное и 2 — дополнительное зеркала ($D=440$ мм), 3 — главное сферическое зеркало ($D=440$ мм, $F=17$ м), 4 — диагональное зеркало ($D=180$ мм), 5 — щель, 6 — большое зеркало спектрографа ($D=500$ мм, $F=7$ м), верхняя часть которого служит как коллиматор, а нижняя часть как камерное зеркало, 7 — дифракционная решетка 140×150 , 600 штр/мм, 8 — пластиинка в фокальной плоскости спектра, 9 — камера для прямых фотографий фотосферы в фокусе Ньютона, 10 — кассегреновское зеркало с эквивалентным фокусом системы 60 м, 11 — камера для фотографий фотосферы в кассегреновском фокусе.

Камеры 9 и 11 идентичны и снабжены управляемым от пульта секторным вращающимся затвором. При наблюдениях в Ньютоновском фокусе диагональное зеркало 4 выводится из пучка в направлении оптической оси спектрографа. При наблюдении в фокусе Кассегрена пучок от главного зеркала направляется на зеркало 10.

Прибор в заводском варианте не удовлетворял нашим требованиям. Многие недостатки в его конструкции пришлось устранить. Кроме того, было запланировано дооборудование спектрографа приставкой двойной дифракции. Все это потребовало выполнения очень большого объема работ по переоборудованию и наладке прибора, а также юстировке всей оптической системы. Эта работа была выполнена в основном на протяжении года, и летом 1966 г. уже производились пробные фотографические, а также фотоэлектрические наблюдения солнечного спектра.

Отметим основные этапы этой работы более детально.

В спектрографе АСП-20 дифракционная решетка была заменена новой решеткой размером 140×150 мм, изготовленной в ГОИ. Установка этой решетки потребовала переделки ее узла крепления. В связи с увеличением светового отверстия решетки пришлось также увеличить световые отверстия коллиматорной и камерной части главного зеркала спектрографа (рис. 1, 6), изменить применительно к размерам новой решетки положение светозащитных диафрагм, разделяющих световые пучки в трубе спектрографа; переделать примыкающую к главному зеркалу спектрографа подвижную часть трубы. Для доступа к главному

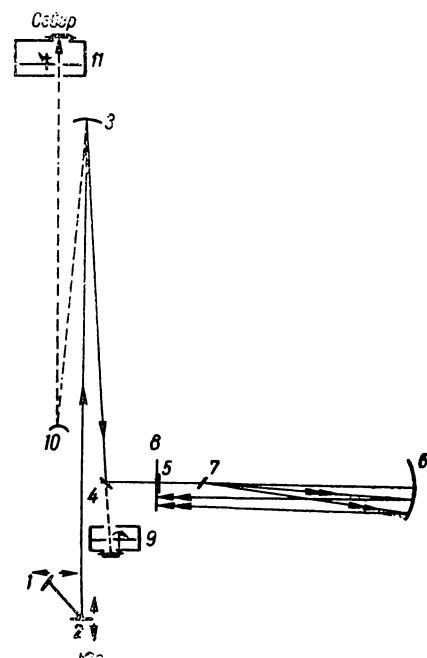


Рис. 1. Принципиальная схема телескопа АЦУ-5 со спектрографом АСП-20.

зеркалу, дифракционной решетке и узлу диагонального зеркала приставки двойной дифракции в трубе спектрографа оборудованы люки.

Заводская насадка с приспособлениями на щели спектрографа из-за плохой конструкции и неудобства в обращении заменена новой (рис. 2, 1). Изготовлен также откидной револьверный диск для набора фильтров, используемых в наблюдениях (рис. 2 и 3, 2). Заводской

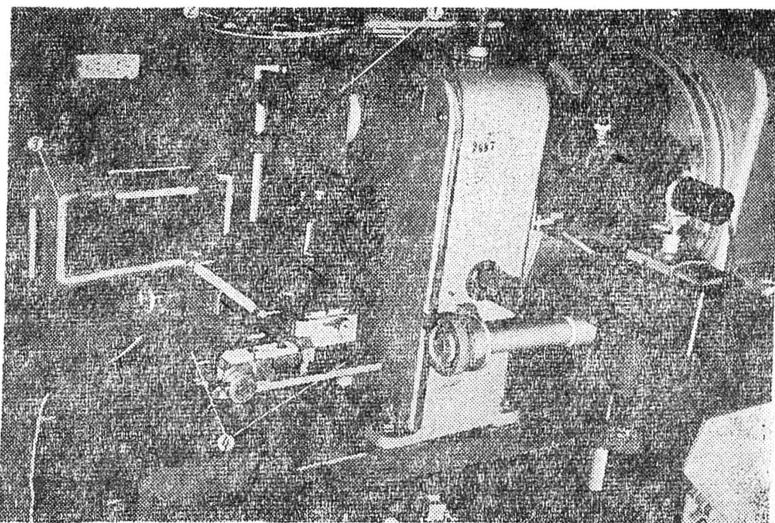


Рис. 2. Общий вид кассетной части спектрографа АСП-20 с основными узлами приставки двойной дифракции.

затвор на щели оказался практически непригодным для оперативной работы и был радикально переделан. Произведена также переделка кассетной части. Заводская конструкция механизма передвижения кассеты очень неудобна в обращении и не позволяет быстро сменить положение фотографируемой «дорожки» спектра на пластиинке.

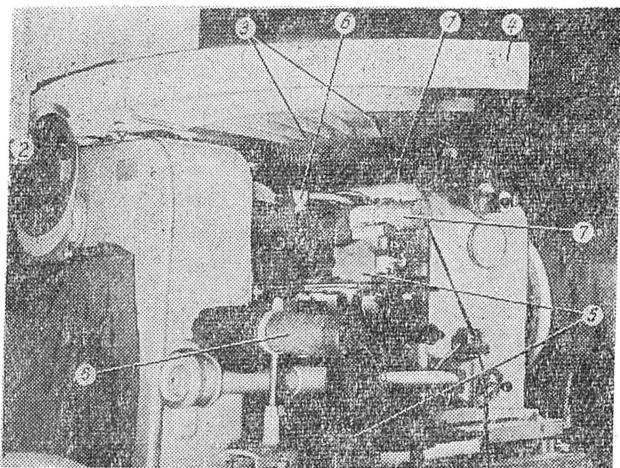


Рис. 3. Узел электрофотометра приставки двойной дифракции.

Был изготовлен новый полуавтоматический механизм передвижения кассеты, с набором различных интервалов ее смещения вверх и вниз. В вертикальной плите кассетной части выфрезеровано гнездо для вставки сменных вкладышей с цветными стеклянными фильтрами,

используемыми для разделения различных порядков спектра при фотографировании. Кроме того, оказалась также совершенно непригодной для оперативной работы система поворота решетки на заданный угол (установка в фокальной плоскости нужного участка спектра). Выход из положения был найден путем насадки на верхний удлиненный конец оси узла крепления решетки (рис. 3, 1) сектора (рис. 3, 3) с радиусом

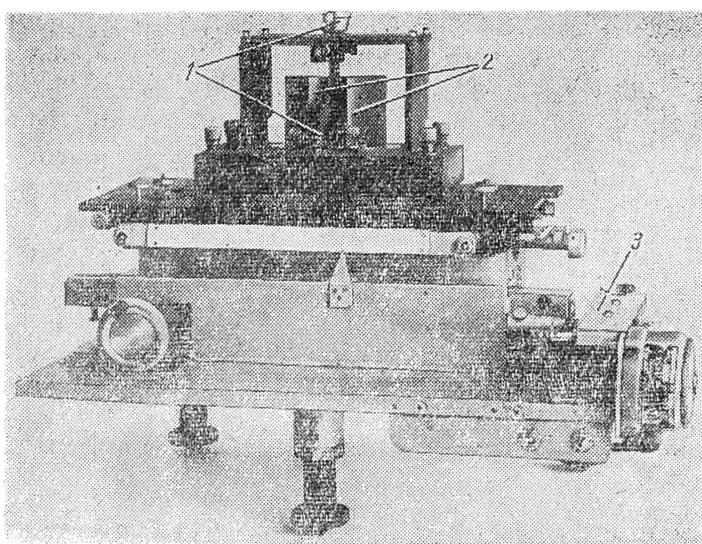


Рис. 4. Узел сканирующего устройства приставки двойной дифракции.

1 м. Широкий лимб сектора (рис. 3, 4) с разметкой необходимых линий или участков спектра расположен непосредственно у кассетной части перед глазами наблюдателя. Совмещением меток на лимбе с неподвижной нитью-индексом можно в течение нескольких секунд с точностью до 2—3 мм установить в центре поля кассеты заданную спектральную линию. При наблюдениях в системе двойной дифракции кассетная часть (рис. 2, 3) отводится в сторону, и на месте кассеты устанавливается узел сканирования (рис. 4 и рис. 2, 4). Переход от фотографических наблюдений к фотоэлектрическим может быть произведен в течение нескольких минут.

Все основные механические работы выполнены в мастерской ГАО АН УССР. Рассчитанные для работы в системе со спектрографом АСП-20 узлы приставки двойного прохождения, а именно: узел электрофотометра (рис. 3, 5), узел сканирования с промежуточной щелью 1 и эккером 2 (рис. 4), а также расположенный внутри трубы близ входной щели небольшой подвесной узел диагонального зеркала также изготовлен в мастерской. Оптика для приставки: эккер с двумя взаимно-перпендикулярными плоскими зеркалами, кварцевая линза Фабри и диагональное зеркало изготовлены пулковским оптиком В. Г. Шрейбером.

Окончательное переоборудование прибора еще не окончено. Предполагается в первую очередь изменить систему ведения телескопа (часовой механизм) и во вторую очередь дооборудовать телескоп фотографом и системой автоматической фокусировки на щели спектрографа. Необходимо также еще устранить ряд заводских дефектов в системе работы телескопа, в частности убрать прямой солнечный свет, падающий от дополнительного зеркала целостата на изображение Солнца в кассете фокуса Кассегрена.

Принципиальная схема приставки двойной дифракции (в плане) следующая (рис. 5).

Диффрагированный монохроматический луч, отразившись от камерного зеркала 6, фокусируется в плоскости фотопластинки 8. При фотоэлектрических наблюдениях вместо кассеты в фокальной плоскости устанавливается каретка сканирующего устройства с системой плоских взаимно перпендикулярных зеркал 12, 14 (а также рис. 4, 2) и регулируемой промежуточной щелью 13 (а также рис. 4, 1), в плоскости которой лежит биссектриса прямого угла между зеркалами. Ребро, являющееся линией пересечения плос-

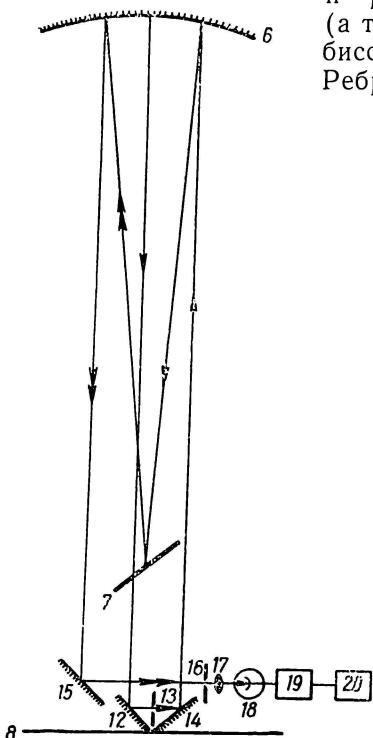


Рис. 5. Принципиальная схема приставки двойной дифракции.

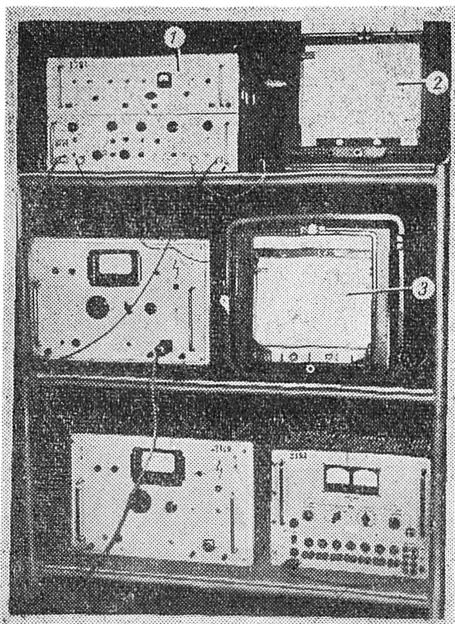


Рис. 6. Общий вид стойки с усилителем и регистрирующей аппаратурой.

ностей зеркал, должно лежать в фокальной плоскости спектрографа. Таким образом, спектр после отражения от зеркала 12 фокусируется на плоскости промежуточной щели. Назначение промежуточной щели — отрезать дубли спектральной линии и ослаблять крылья инструментального контура. Интегральный рассеянный свет, проходящий в промежуточную щель вместе с регистрируемым узким участком спектра, при повторной дифракции практически устраняется.

Пройдя промежуточную щель, узкий спектральный участок отражается зеркалом 14 на камерную часть зеркала 6, потом на решетку 7. После двойной дифракции на схеме (две стрелки) луч отражается коллиматорной частью зеркала 6 в направлении входной щели спектрографа, перехватывается близ этой щели маленьким зеркалом 15 и фокусируется на выходную щель 16. При сканировании системы зеркал с промежуточной щелью вдоль дисперсии дважды диффрагированный спектральный участок перемещается на выходной щели 16 (а также рис. 3, 6). Линза Фабри 17 строит изображение решетки на фотокатоде фотоумножителя 18 (рис. 3, 7); 19 и 20 — система усилителя и система регистрации спектра на ленте самописца ЭПП-09. Дисперсия спектрографа в V порядке близ линий Mg 5180 Å составляет 0,30 Å/mm и, соответственно, на выходной щели в системе двойной дифракции 0,15 Å/mm.

Редуктор сканирующего устройства (рис. 4, 3) позволяет менять скорость сканирования эккера в пределах 0.0004 — 0.07 мм/сек.

В системе фотоэлектрической регистрации используется двухканальный усилитель постоянного тока, изготовленный вместе с блоком питания в лаборатории отдела Солнца (рис. 6, 1). Основной сигнал посыпается на фотоумножитель (рис. 3, 7). Примыкающий к регистрируемой области участок спектра при помощи элементарной оптической системы, вмонтированной в боковую плиту кассетной части спектрографа, поступает на фотоумножитель 8 (рис. 3). Этот фотоумножитель связан с каналом регистрации прозрачности. Общий вид стойки с усилительной и регистрирующей аппаратурой представлен на рис. 6; 2 и 3 (см. рис. 6) — соответственно самописцы сигнала и канала контроля прозрачности.

В настоящее время заканчивается разработка устройства, которое позволит вести записи на одном самописце с компенсацией изменения прозрачности.

Испытания с ножом Фуко, произведенные в фокальной плоскости спектрографа, показали хорошее качество его оптической системы в комплекте с новой решеткой. Расположение щели, центров коллиматорного и камерного зеркал, решетки и кассеты в одной вертикальной плоскости само по себе обусловливает астигматизм (различие фокусировок «на спектр» и «на деталь»). Однако в данном случае он небольшой, так как углы между падающим и отраженным лучами на коллиматорном и камерном зеркалах сведены до минимума. Приводим данные фокусировки (мм), полученные фотографическим путем:

	на спектр	на деталь
II порядок слева	50,5	53
V порядок справа	49	56

Эти данные свидетельствуют также о хорошем качестве поверхности решетки. При значительном изменении угла поворота решетки, вызванного переходом из II порядка слева в V порядок справа, средний отсчет фокуса практически не изменяется, тогда как в другом подобном приборе [1] астигматизм решетки влечет за собой изменение отсчета фокуса при переходе из IV порядка слева в IV порядок справа на 35 мм.

Исследование инструментального профиля выполнено при помощи газового лазера летом 1967 г. в системе однократного прохождения во II порядке слева и IV порядке справа фотографически, а также в системе двойной дифракции во II, III и IV порядках справа фотоэлектрически. Методика и результаты будут подробно изложены в отдельной статье. На рис. 7 приводятся ядро инструментального профиля в IV порядке (а), а также весь профиль с далекими крыльями, построенный в логарифмической шкале интенсивности (б). Данные, приведенные на рис. 7, получены при ширинах входной и выходной щелей по 45 μ и ширине промежуточной щели 350 μ .

Спектрограф в системе двойной дифракции обладает очень хорошими качествами. Реальная разрешающая сила его, оцениваемая по инструментальному профилю, составляет в IV порядке близ $\lambda 6328 \text{ \AA}$ 450 000. Исключительной особенностью прибора являются узкие и слабые крылья аппаратной функции, что позволяет регистрировать с высокой точностью профили слабых и узких линий поглощения в солнечном спектре.

Исследование линейности системы ФЭУ — усилитель — самописец произведено весной 1967 г. Проверка линейности была выполнена двумя способами. В первом варианте, осуществимом в небольшом помещении на обычном лабораторном столе, использовалась следующая схема

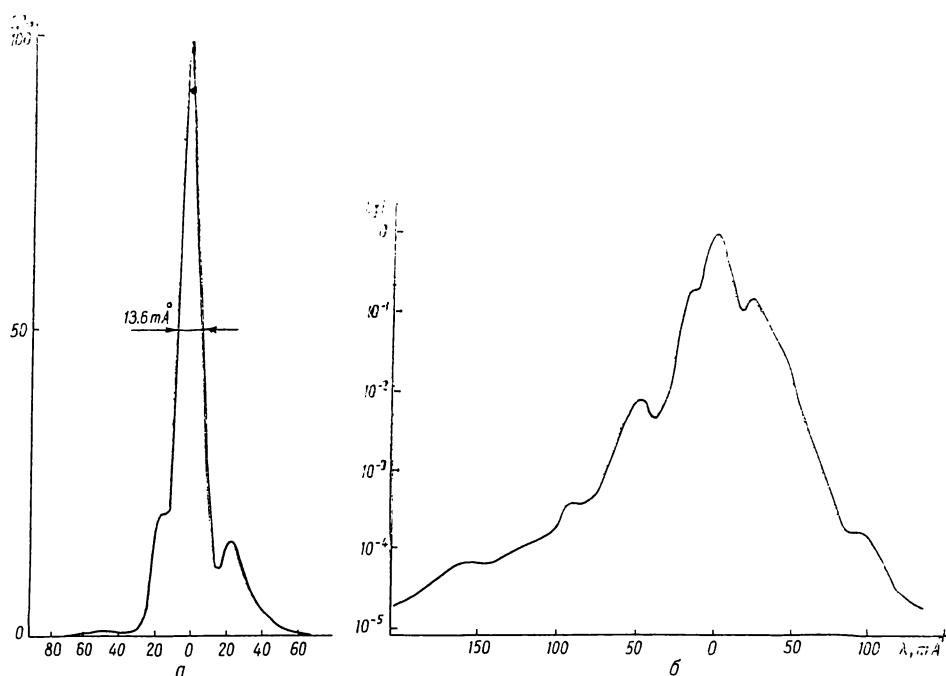


Рис. 7. Инструментальный профиль двойного монохроматора в IV порядке $\lambda = 6328 \text{ \AA}$:
a — ядро, *б* — полный профиль с далекими крыльями.

(рис. 8): стабилизированный источник света; рассеивающие матовые и молочные стекла; диафрагма на последнем молочном стекле; объек-

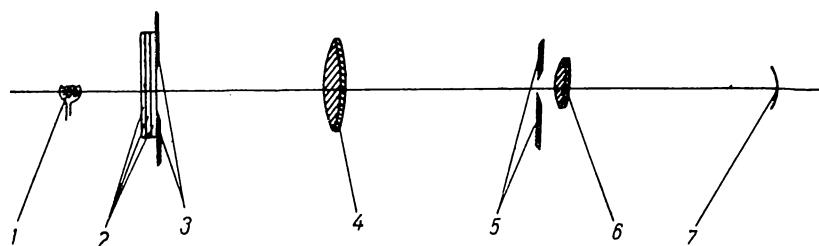


Рис. 8. Схема испытания линейности регистрирующей электронной аппаратуры.

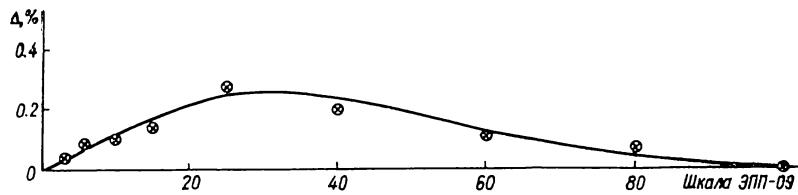


Рис. 9. График поправки за нелинейность к показаниям самописца по каналу сигнала.

тив, проектирующий изображение диафрагмы на щель; линза Фабри, строящая изображение объектива 4 на фотокатоде; фотокатод. При необходимости между объективом 6 и фотокатодом можно поместить светофильтр. Количество энергии, поступающей на фотокатод, определяется величиной раскрытия щели 5.

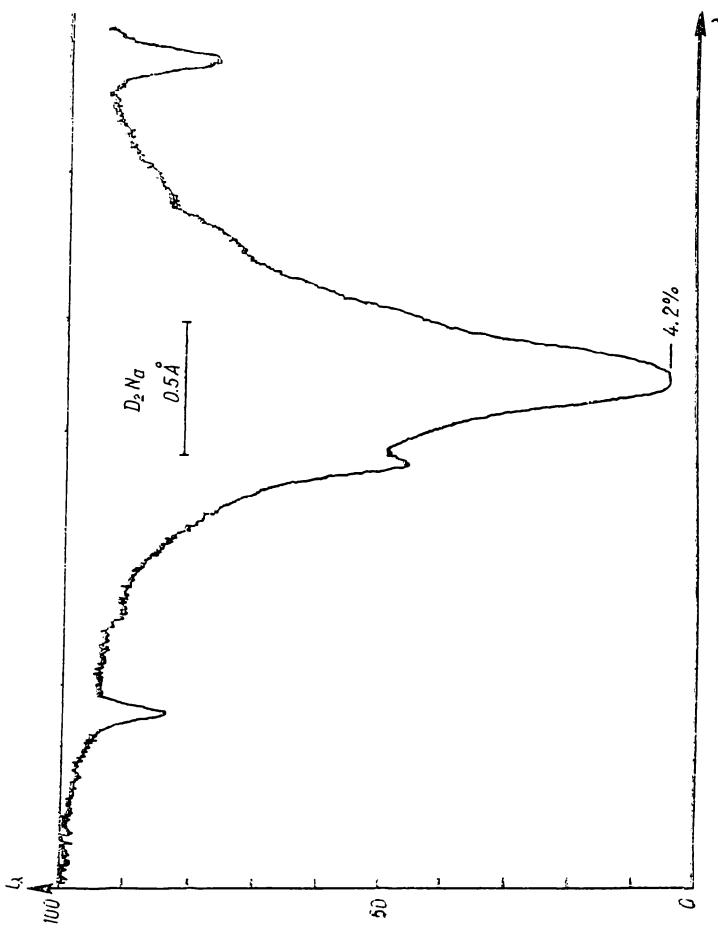


Рис. 10. Образец фотозелектрической записи линии $D_2\text{Na}$ (май 1967 г.).

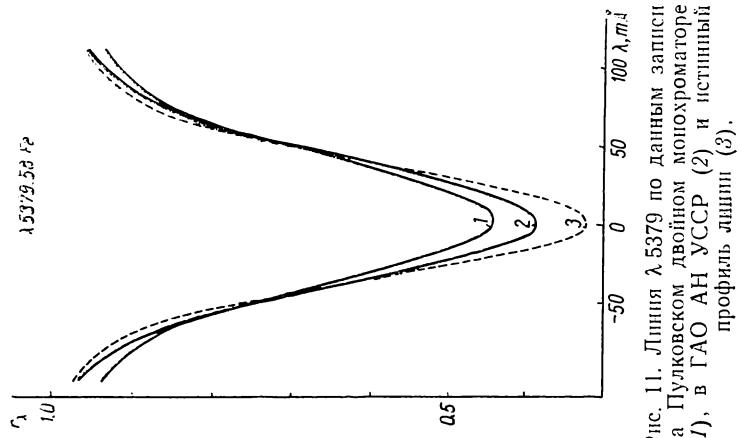


Рис. 11. Линия $\lambda 5379$ по данным записи на Пулковском двойном молохроматоре (1), в ГАО АН УССР (2) и истинный профиль линии (3).

Во втором варианте испытания линейности проводились на оптической скамье с точечным источником света простейшим методом «обратных квадратов». Оба метода показали одинаковые результаты. Исследования были проведены для обоих каналов с различными фотоумножителями при изменении установок параметров усилительной и электронной аппаратуры: изменялись напряжения питания ФЭУ (650—1200 в), входные сопротивления усилителей (от 100 Мом до 1 гом), постоянная времени усилителя (0.05—0.5 сек). Сравнивались также результаты измерений, полученных с двумя светофильтрами, вырезающими синюю и желтую области спектра.

Называя отдельную совокупность приведенных условий измерения режимов работы аппаратуры, отметим следующие основные результаты:

а) четкое различие данных измерений для различных режимов работы аппаратуры не наблюдается;

б) почти всегда имеет место небольшое систематическое отклонение наблюденных отсчетов от вычисленных, в некоторых случаях сравнимое с ошибками единичных измерений;

в) отклонение требует положительной поправки к наблюдениям, достигающей максимума примерно на расстоянии $1/3$ шкалы, считая от нулевого отброса пера самописца ЭПП-09. Величина этой поправки очень небольшая. Максимальные амплитуды отклонения, отягощенного ошибкой измерения, лишь в двух случаях достигали 0.5%. Средние результаты для основного канала системы ФЭУ — усилитель — самописец приведены на рис. 9. Максимальная величина поправки за нелинейность ($\approx 0.25\%$) может потребоваться лишь в случае исключительно точных измерений профилей отдельных глубоких линий поглощения.

На рис. 10 приведен образец фотоэлектрической записи линии D_2 Na в V порядке. Интересно сравнить центральные остаточные интенсивности линии D_2 по данным записи на различных приборах подобного типа, имеющихся в СССР и за рубежом: 5.2% — Пулковский спектрограф двойного прохождения [2]; 4.6% — двойной спектрограф обсерватории Мак-Мас-Галберт (США); 4.4% — спектрограф двойного прохождения Сакраменто-Пик (США) [3]; 4.2% — ГАО АН УССР.

Одна из наиболее узких линий солнечного спектра $\lambda 5379.58$ (рис. 11) имеет центральные интенсивности по данным записи в Пулкове — 44.5%, в ГАО АН УССР — 38.7% и истинную центральную интенсивность около 32%. По-видимому, при достигнутой нами точности записи не очень глубокие и достаточно интенсивные линии солнечного спектра практически не будут нуждаться в коррекции за аппаратную функцию прибора.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гуртовенко Э. А., Дидаченко Е. И. — Изв. ГАО АН УССР, 3, 2, 1961.
2. Карпинский В. Н. — Изв. ГАО АН СССР, 178, 84, 1965.
3. Mitchell W. E. and Mohler O. C. — Appl. Opt., 3, 467, 1964.

SOLAR TELESCOPE «АЦУ-5» WITH THE DOUBLE-PASS SPECTROGRAPH

E. A. GURTOVENKO

Summary

An optical system and the work on the rearrangement of the telescope and spectrograph are described briefly. The double-pass spectrograph is of good quality. The instrumental profile in the fourth order at $\lambda 6328 \text{ \AA}$ has 13.6 m\AA halfwidth and faint narrow wings.

ИЗУЧЕНИЕ ТУРБУЛЕНТНОСТИ В СОЛНЕЧНОЙ ФОТОСФЕРЕ ПО ЛИНИЯМ T_1

Э. А. Гуртовенко, В. И. Троян

(Главная астрономическая обсерватория АН УССР)

I. Результаты ряда наблюдательных и теоретических работ, выполненных в течение последнего десятилетия, свидетельствуют о том, что проблема фотосферы и фраунгоферовых линий уже не может рассматриваться без учета имеющихся в фотосфере локальных физических неоднородностей и упорядоченного поля скоростей, характеристики которого, по-видимому, изменяются с глубиной. С другой стороны, в последнее время, благодаря введению в строй двойных солнечных монохроматоров, значительно увеличилось качество наблюдений спектра фотосферы, а современная вычислительная техника открывает большие возможности в области проведения сложных расчетов и обработки наблюдательного материала. Учет этих обстоятельств приводит к выводу о необходимости постановки исследований фотосферы в более широком масштабе, чем это делалось до сих пор.

Одна из задач по этой проблеме — изучение турбулентности и ее связи с квазипериодическими движениями в фотосфере. Этой задаче посвящено достаточно большое количество работ, выполненных за последние годы. Однако результаты их еще весьма противоречивы. Причина этого, по-видимому, — значительная разнородность и не всегда высокое качество наблюдательного материала, а также различие методов, каждый из которых может вносить свои ошибки. Основные из этих работ, выполненные Уоддел [1], Унно [2] и Шмальбергером [3], не дают четкого представления о характере фотосферной турбулентности.

Уоддел приходит к выводу о возможности объяснения наблюдаемого изменения профилей слабых фраунгоферовых линий при переходе от центра к краю моделью, не зависящей от глубины анизотропной турбулентности, с радиальной и тангенциальной составляющими соответственно $1,8$ и $3,0 \frac{\text{км}}{\text{сек}}$. Тщательные исследования Унно в центре диска (радиальная составляющая) показали уверенное увеличение турбулентной скорости с глубиной $0,75$ — $1,55 \frac{\text{км}}{\text{сек}}$ при изменении оптической глубины в континууме $0,2$ — $0,6$.

Шмальбергер при исследовании немногочисленного, но более точного материала принял схему турбулентности, в которой имеет место уменьшение как радиальной, так и тангенциальной составляющих с высотой. Однако кривые зависимости тангенциальной и радиальной составляющих от $\log \tau_0$, имеющие одинаковый наклон одна относительно другой, смещены по оси $\log \tau_0$. В области значительного изменения радиальной составляющей — от $3,2$ до $1,4 \frac{\text{км}}{\text{сек}}$ — при изменении τ_0 в пределах $0,6$ — $0,2$ — тангенциальная составляющая, равная $3,8 \frac{\text{км}}{\text{сек}}$, не изменяется. Убывание ее с высотой наблюдается со значений $\tau_0 \approx 0,07$.

С другой стороны, исследования турбулентности на больших высотах (например, Унно [4] Ягер и Невен [5]) показывают уменьшение ее величины с глубиной. Эти данные не представляются необычными в свете теоретического объяснения их механизмом распространения звуковых волн в солнечной хромосфере. Однако в связи с этими результатами особый интерес представляет определение глубины уровня, на котором начинается распад звуковых волн, идущих из фотосферы, и градиент турбулентной скорости меняет свой знак.

Полученные до настоящего времени результаты исследования турбулентности в фотосфере позволяют сделать лишь следующие выводы:

1. Турбулентная скорость (по крайней мере, ее радиальная составляющая) возрастает с глубиной.

2. Величина средней скорости зависит от направления, т. е. в солнечной фотосфере имеет место анизотропия турбулентности. Задачу по изучению турбулентности в атмосфере Солнца следует ставить с учетом этих выводов. Необходимо также использовать метод, который был бы наиболее простым и, по возможности, наиболее свободным от жестких ограничений в выборе материала и определенных физических предпосылок. Пока что наиболее простой и доступный метод исследования допплеровских полуширин метод Гольдберга—Унно [2]. Однако он ограничивает возможность выбора пригодных для обработки линий.

II. Метод исследования. Настоящая работа содержит предварительные результаты изучения фотосферной турбулентности, начатого в Главной астрономической обсерватории АН УССР летом 1967 г. Основная цель ее — проверка качества наблюдательного материала, а также поиск лучшего метода для проведения подобных исследований в дальнейшем. В основу метода положены следующие предпосылки:

механизм образования фраунгоферовых линий — истинное поглощение;

в фотосфере имеет место локальное термодинамическое равновесие.

При выполнении этих условий интенсивность, регистрируемую в любой точке контура линии на заданном расстоянии $\Delta\lambda$ от ее центра, определяющуюся в общем случае выражением

$$I(\Delta\lambda, \Theta) = \int_0^{\infty} B(t_{\lambda}) e^{-t_{\lambda} \sec \Theta} \cdot \sec \Theta dt_{\lambda},$$

можно представить соотношением

$$I(\Delta\lambda, \Theta) = B(T_{\text{эфф}}), \quad (1)$$

где $B(T_{\text{эфф}})$ — функция Планка, соответствующая температуре эффективного слоя, излучение от которого регистрируется в заданном участке контура линии.

В каждой модели солнечной фотосферы предполагается однозначная связь между температурой T и оптической глубиной t_0 в континууме. Таким образом, определив из наблюдений величину $I(\Delta\lambda, \Theta)$, можно, пользуясь принятой моделью фотосферы, связать излучение от заданного участка контура линии с оптической глубиной слоя t_0 , который посыпает это излучение.

Для определения величины турбулентной скорости использовался метод, предложенный Гольдбергом [6] для изучения характера изменения коэффициента поглощения в линии. Согласно этому методу в пределах допплеровского ядра для двух линий A и B , принадлежащих одному и тому же мультиплету, выполняется соотношение

$$\Delta\lambda_D = \sqrt{\frac{\Delta\lambda_A^2 - \Delta\lambda_B^2}{\ln \frac{(gf)_A}{(gf)_B}}}, \quad (2)$$

если расстояния $\Delta\lambda_A$ и $\Delta\lambda_B$ от центра соответствующих линий выбраны таким образом, что $I\Delta\lambda_A(\Theta) = I\Delta\lambda_B(\Theta)$. Полуширина $\Delta\lambda_D$ связана с турбулентной скоростью известным соотношением

$$\Delta\lambda_D = \frac{\lambda}{c} \sqrt{v_{\text{теп}}^2 + \xi^2}. \quad (3)$$

По измеренной величине $I\Delta\lambda(\Theta)$ из соотношения (1) определяется температура T , затем турбулентная скорость ξ , которая связана, согласно принятой модели фотосферы, с оптической глубиной τ_0 в континууме. Выведенная таким путем турбулентная скорость определяет суммарную величину микротурбулентности и неразрешенной макротурбулентности. При этом ξ , как и $\Delta\lambda_D$, относится к эффективному слою, определяющему основную долю излучения, регистрируемого в заданном участке профиля линии, наблюдаемой на заданном расстоянии от центра диска.

III. Наблюдения и обработка материала. Наблюдения пяти линий мультиплета Ti I близ $\lambda 5000 \text{ \AA}$ были проведены фотоэлектрически в мае 1967 г. на солнечном телескопе ГАО АН УССР в V порядке спектра с дисперсией на выходной щели монохроматора $\approx 0,15 \text{ \AA/mm}$. Характеристики прибора в системе с приставкой двойной дифракции имеются в работе [7].

Приводим длины волн измеренных линий и логарифмы произведения gf , согласно данным Р. Кинг и А. Кинг [8].

$\lambda, \text{\AA}$	5147,48	5152,19	5173,75	5192,98	5210,39
$\lg(gf)$	1,17	1,16	2,13	2,26	2,38

Используемые линии образуются переходами $a^3F - z^3F^0$. Наблюдения были выполнены для пяти положений на диске Солнца $\mu = \cos \Theta = 1.00; 0.8; 0.6; 0.436; 0.28$. Каждая линия с прилегающим участком континуума регистрировалась дважды — в прямом и обратном направлениях. Перед началом, а также в конце наблюдений отдельной линии фиксировался отсчет на интегральный рассеянный свет. Величина его не превышала 1%.

Из пяти линий мультиплета Ti I были обработаны четыре. Линия 5173,75 \AA находится внутри сильной линии Mg I, что усложняет ее обработку. Контуры линий строились в единицах континуума и по данным двух записей — в прямом и обратном направлениях сканирования. При этом учитывались поправки за изменение прозрачности. Далекие крылья не строились, так как в данном случае для обработки использовались только ядра линий.

Из четырех линий можно построить шесть комбинаций по две линии, т. е. для заданного значения глубины в линии d можно определить шесть значений $\Delta\lambda_D$. Практически нам пришлось использовать только четыре комбинации, так как комбинации $\lambda\lambda 5147,48 - 5152,19 \text{ \AA}$ и $\lambda\lambda 5192,98 - 5210,39 \text{ \AA}$ с почти идентичными контурами дают большие ошибки в определении $\Delta\lambda_D$. Зависимость между τ_0 и T (табл. 2) взяты из модели фотосферы Свихарта и Фишела, применяемой также Шмальбергером [3] и Ниссеном [9] в их работах по изучению турбулентности в фотосфере. В табл. 1 τ_0 обозначает оптическую глубину в континууме

Таблица 1

$\lg \tau_0$	T°	\parallel	$\lg \tau_0$	T°
-1.10	4993		-0.400	5658
-1.00	5049		-0.301	5811
-0.921	5101		-0.146	6088
-0.800	5199		+0.021	6357
-0.700	5288		+0.164	6564
-0.620	5371		+0.294	6740
-0.523	5486			

возле $\lambda 5000 \text{ \AA}$. Интенсивность в центре диска $I_0(\Theta)$ для области 5000 \AA , а также потемнение к краю в этой же области спектра принимались согласно данным М. Миннаэрта [10].

Результаты измерений и вычислений приведены в табл. 2. Значения $\overline{\Delta\lambda}_D$ представляют средние из четырех отдельных комбинаций пар линий. Ошибки $\overline{\Delta\lambda}_D$ небольшие, в среднем они составляют величину $\pm 0,0005 \text{ \AA}$.

IV. Дискуссия материала.

1. Сечения на различных глубинах d в каждой из линий для заданного μ охватывают в общем все допплеровское ядро линии. Если усреднить все d для заданного μ , то соответствующее им $\overline{\overline{\Delta\lambda}}_D$ будет представлять значение допплеровской полуширины для какой-то линии, средней из всех четырех. Изменение $\overline{\Delta\lambda}_D$ по мере перехода к краю диска будет отражать для этой средней линии реальный ход изменения турбулентной скорости как с глубиной, так и в направлении луча зрения. Результаты такого усреднения представлены в табл. 3 и на рис. 1. Кривую рис. 1 можно интерпретировать как зависимость ξ от глубины в фотосфере, если допустить изотропность поля турбулентных скоростей. Возможна и другая интерпретация: поле турбулентных скоростей не зависит от глубины, но анизотропно. В этом случае для $\mu=1$ ξ представляет величину радиальной составляющей, а для $\mu=0.28$ ξ близко к значению тангенциальной составляющей. Произведенное таким способом усреднение было бы оправданным, если бы наблюдательный материал оказался более низкого качества и не позволял извлечь из него более подробную информацию.

Таблица 2

μ	τ_0	T^o	$\Delta\lambda_D, \text{\AA}$	$\xi_s, \frac{\text{км}}{\text{сек}}$	$\xi_{tg}, \frac{\text{км}}{\text{сек}}$
1.00	0.91	6260	0.043	2.01	
	0.83	6190	0.039	1.72	
	0.76	6130	0.037	1.57	
	0.68	6050	0.034	1.34	
	0.60	5950	0.033	1.26	
	0.53	5860	0.031	1.18	
0.8	0.48	5780	0.030	1.01	
	0.68	6060	0.057	2.97	
	0.64	6000	0.046	2.24	3.69
	0.59	5940	0.040	1.86	2.64
	0.55	5880	0.039	1.74	2.45
	0.48	5780	0.036	1.53	2.16
	0.44	5730	0.035	1.46	2.08
	0.39	5640	0.034	1.40	2.04
0.6	0.55	5880	0.047	2.28	2.72
	0.50	5820	0.045	2.19	2.61
	0.46	5760	0.043	2.05	2.45
	0.41	5680	0.042	1.91	2.30
	0.38	5620	0.039	1.78	2.13
	0.37	5590	0.037	1.63	1.94
0.436	0.28	5470	0.035	1.50	
	0.40	5650	0.048	2.47	2.71
	0.38	5600	0.046	2.37	2.60
	0.36	5580	0.042	2.00	2.20
	0.31	5510	0.041	1.92	
	0.28	5430	0.039	1.79	
0.28	0.24	5370	0.037	1.65	
	0.21	5300	0.036	1.57	
	0.28	5440	0.050	2.55	
	0.25	5380	0.048	2.42	
	0.21	5310	0.042	2.01	
	0.19	5270	0.041	1.95	
	0.17	5210	0.039	1.82	
	0.13	5140	0.038	1.75	
	0.12	5090	0.036	1.61	

2. Мы допускаем, что поле турбулентных скоростей анизотропно и зависит от глубины. В этом случае для заданного μ значения $\overline{\Delta \lambda}_D$ в табл. 3 отражают ход суммарной (тangenциальной и радиальной)

Таблица 3

μ	τ_0	T°	$\overline{\Delta \lambda}_D, \text{ \AA}$	$\xi, \text{ км/сек}$
1.00	0.67	6050	0.035	1.42
0.8	0.55	5860	0.040	1.83
0.6	0.38	5620	0.041	1.92
0.436	0.29	5460	0.041	1.93
0.28	0.21	5230	0.041	1.95

турбулентной скорости по лучу зрения с изменением глубины в фотосфере. Обозначим эту скорость через ξ_s . Значения ее приведены в пятом столбце табл. 3. Графически эти данные для $\mu = 1.00; 0.8; 0.6; 0.436; 0.28$ приведены на рис. 2 и обозначены соответственно цифрами 1, 2, 3, 4, 5.

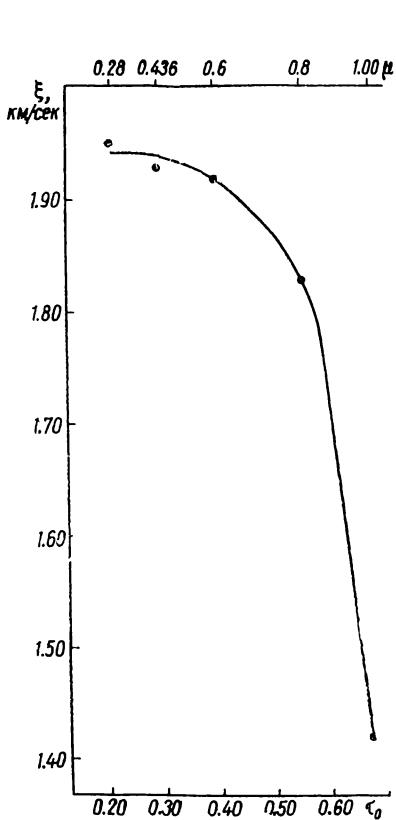


Рис. 1. Зависимость турбулентной скорости ξ , усредненной по всем линиям мультиплета Ti I, от оптической глубины τ_0 при переходе от центра к краю диска Солнца.

Из них кривая 1 представляет изменение радиальной составляющей турбулентной скорости, кривая 5 показывает ход турбулентной скорости с глубиной по лучу зрения, близкому к тангенциальному направлению.

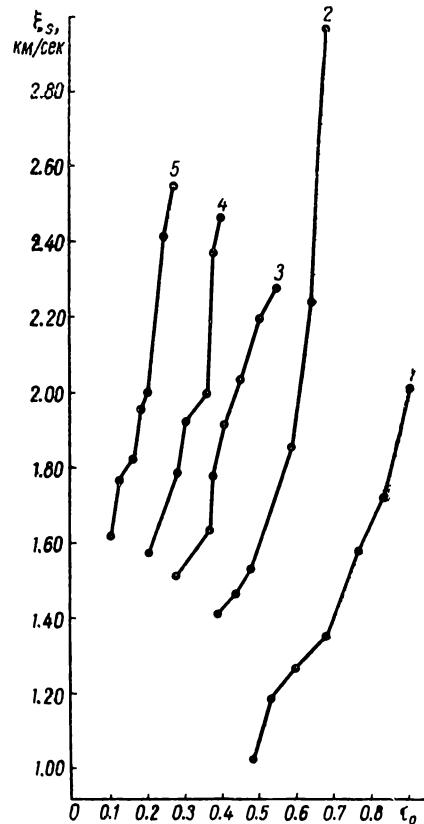


Рис. 2. Зависимость турбулентной скорости по лучу зрения ξ_s от τ_0 для различных значений μ . 1—5 — кривые для $\mu = 1.0; 0.8; 0.6; 0.436; 0.28$.

Для вывода тангенциальной турбулентной скорости ξ_{tg} можно воспользоваться данными изменения ξ_{rad} с глубиной (кривая 1). Для кривых 2—4 есть ряд значений τ_0 , перекрывающихся со значениями τ_0 на кривой 1. Воспользовавшись зависимостью между среднеквадратичными величинами тангенциальной и радиальной компонент турбулентных скоростей

$$\xi_s^2 = \xi_{rad}^2 \cos^2 \Theta + \xi_{tg}^2 \sin^2 \Theta, \quad (4)$$

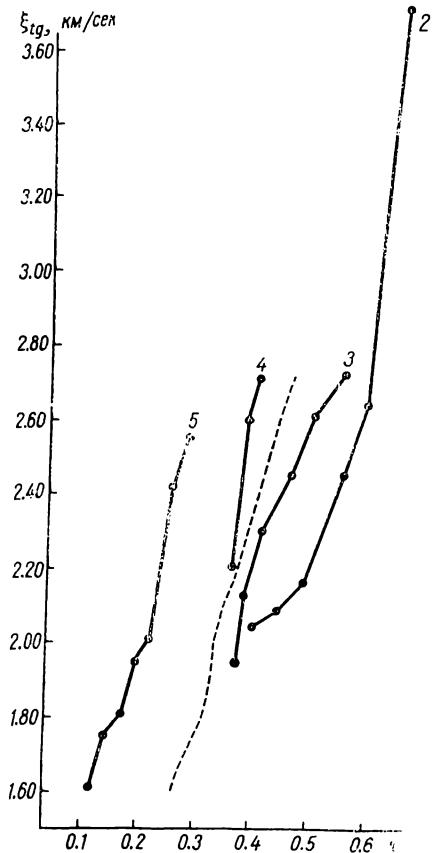


Рис. 3. Зависимость тангенциальной составляющей ξ_{tg} от τ_0 , вычисленная по данным ξ_s . 2 — для $\mu=0.8$, 3 — для $\mu=0.6$, 4 — для $\mu=0.436$, 5 — кривая зависимости ξ_s от τ_0 для $\mu=0.28$, близкая к тангенциальной составляющей. Штриховая линия — среднее значение ξ_{tg} .

Разность ξ_{tg} для двух кривых $\mu=0.8$ и $\mu=0.6$ позволяет определить значение $\Delta\xi$, которое в данном случае оказывается очень большим ($\approx 4 \frac{\text{км}}{\text{сек}}$) и, по-видимому, нереально.

Вторая ошибка может быть связана с неточностью определения τ_0 по заданной модели фотосферы. Однако смещение шкалы τ_0 в одну или другую сторону на исходных кривых $\xi_s - \tau_0$ с последующим пересчетом ξ_{tg} не приводит к ощутимому сближению кривых рис. 3. На рис. 3 нанесены также кривая 5 из рис. 2. Турбулентная скорость, представленная этой кривой, практически состоит из одной тангенциальной составляющей, т. е. кривая 5 должна принадлежать к семейству кривых 2—4. Действительно, наклон ее остается таким же, а смещение вдоль оси τ_0 носит тот же характер, что и взаимное смещение кривых 2—4. Если экстраполировать зависимость $\xi_{tg} - \tau_0$ для $\mu=0.28$ так, чтобы можно было сравнить значения ξ_{tg} на одной и той же глубине τ_0 по

можно построить ход ξ_{tg} с глубиной по данным каждой из кривых 2—4 в отдельности (рис. 3, 2—4). В принципе все кривые на рис. 3 должны в некоторых своих частях перекрываться, представляя таким образом общий характер зависимости ξ_{tg} от глубины в фотосфере. В действительности же сохраняется только наклон линий. Сами они смешены друг относительно друга в направлении шкалы τ_0 . Причина смещения этих кривых пока неясна. Можно допустить наличие систематической погрешности при определении $\Delta\lambda_D$, а значит и ξ_s . Эта ошибка не должна сильно различаться, по крайней мере для близких значений μ . Допустим, что значение ξ_s для $\mu=1.00; 0.8; 0.6$ ошибочны на величину $\Delta\xi$. Нетрудно вывести, считая, что $(\Delta\xi)^2 \ll \xi_s^2$ — соотношение, определяющее погрешность тангенциальной составляющей $\Delta\xi_{tg}$:

$$\Delta\xi_{tg}(\mu) = \Delta\xi \frac{(\xi_s - \xi_{rad} \cos^2 \Theta)}{\xi (\xi_{tg} \sin^2 \Theta)}. \quad (5)$$

двум кривым 5 и 2, то различие ξ_{tg} по данным этих кривых близ $\tau_0 \approx 0.4$ достигает $1.4 \frac{\text{км}}{\text{сек}}$ при средней величине скорости $2.7 \frac{\text{км}}{\text{сек}}$. Выяснение причин этого эффекта потребует дальнейших исследований. По данным рис. 3 можно уверенно вывести лишь характер роста ξ_{tg} с глубиной. При этом сама шкала глубин из-за смещения кривых остается известной с некоторой поправкой.

Плавной штриховой линией на рис. 3 нанесен результат усреднения вдоль шкалы τ_0 всех четырех кривых. Верхняя половина кривой 2 не принималась во внимание, так как она выведена очень неуверенно. Ввиду того, что причины расхождения кривых на рис. 3 неизвестны, такое усреднение, вообще говоря, не может быть оправдано. В данном случае оно произведено лишь для того, чтобы получить представление о характере изменений ξ_{tg} в пределах максимального интервала глубин τ_0 . Как видно, ξ_{tg} изменяется с глубиной практически линейно.

Эффект смещения кривых разных μ на рис. 3 не позволяет принять определенное положение нуль-пункта шкалы τ_0 для тангенциальной составляющей турбулентной скорости. Это не дает возможности определить значение степени анизотропии с той же точностью, что и отношения ξ_{tg}/ξ_{rad} . Однако, как видно из анализа представленных данных, в пределах исследуемых глубин τ_0 тангенциальная составляющая превышает радиальную, причем, по-видимому, не меньше чем в два раза.

Выявленный характер изменения турбулентности в фотосфере, во всяком случае в качественном отношении, не вызывает сомнения. Поправки за инструментальный контур в нашем приборе небольшие, однако оценка влияния этих поправок будет произведена в первую очередь. Повышение точности данных потребует также улучшения методики учета некоторых эффектов, который могут искажать результаты. Ряд таких эффектов (некогерентность рассеяния, влияние крупномасштабной турбулентности) дискутируется в работах Унно [2, 4].

И наконец, одним из важных моментов в дальнейшем исследовании является вопрос о разделении микротурбулентности и неразрешенной макротурбулентности.

ЛИТЕРАТУРА

1. Waddell J. — *Aph. J.*, **127**, 2, 284, 1958.
2. Unno W. — *Aph. J.*, **129**, 2, 375, 1959.
3. Schmalberger D. — *Aph. J.* **138**, 3, 193, 1963.
4. Unno W. — *Aph. J.*, **129**, 2, 388, 1959.
5. Jager C. de Neve Z. — *Vrije Universiteit Brussel, Serie A*, **7**, 1963.
6. Goldberg L. — *Aph. J.*, **127**, 2, 1958.
7. Гуртовенко Э. А. Солнечный горизонтальный телескоп АЦУ-5 с монохроматором двойной дифракции. Наст. сб., 77.
8. King R. King A. — *Aph. J.*, **87**, 24, 1938.
9. Nissen P. *Extrait des Annales d'Astrophysique*, **28**, 3, 1965.
10. Солнце (под ред. Койпера), гл. III, ИЛ, М., 1957.

STUDY OF THE TURBULENCE IN THE SOLAR PHOTOSPHERE FROM THE Ti I LINES PROFILES

E. A. GURTOVENKO, V. I. TROYAN

Summary

The study of the turbulence in the solar photosphere was carried out based on the observations of the four Ti I line profiles at different centre-limb distances.

The main results are as follows: 1) The anisotropy of the turbulence takes place. The tangential component is twice as much as the radial component on the average. 2) The turbulence increases with depth in the solar photosphere. The radial and tangential components are increasing within 1.0—2.0 km/sec and 1.6—2.7 km/sec going in the optical depth $\tau_{5000} \text{ \AA}$ from 0.48 to 0.91 and from 0.26 to 0.46 accordingly.

ЭФФЕКТ ЗЕЕМАНА В МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ЛИНИЯХ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК

К. В. Аликаева

(Главная астрономическая обсерватория АН УССР)

В литературе отмечены случаи, когда некоторые линии металлов были расщеплены на две компоненты [1—3]. Это в первую очередь линии $D_1(\text{Na})$, $\lambda 3944 \text{ \AA}$ (Al), $\lambda 3706 \text{ \AA}$ (Ca^+), а также некоторые линии Fe и Ti^+ .

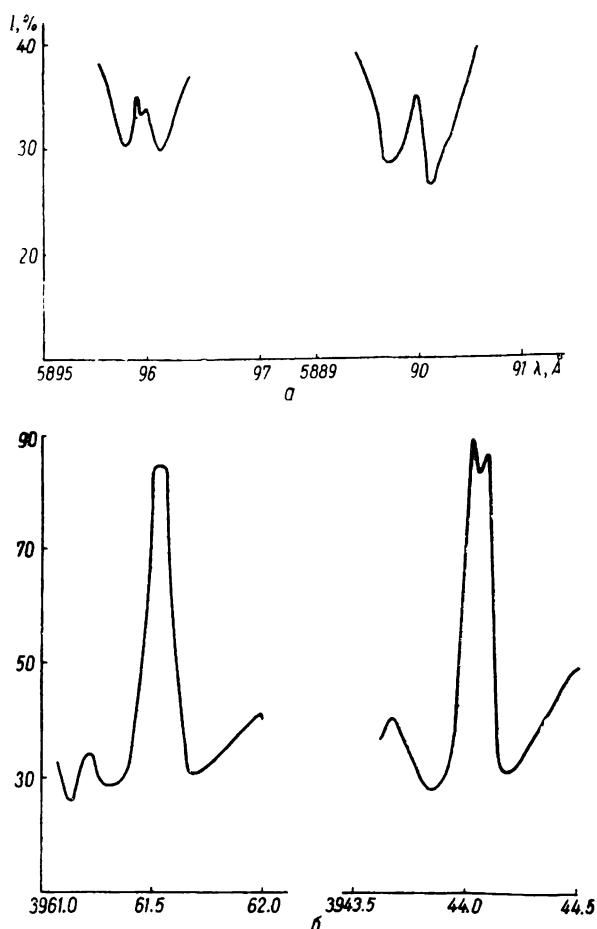


Рис. 1. Контуры линий D_1 , D_2 (Na) (а) и $\lambda\lambda 3962$, 3944 \AA (Al) (б) во вспышке 12. VII 1961 г.

То, что линии D_1 , 3944 \AA расщеплены, а D_2 , 3962 \AA и 3737 \AA не расщеплены, свидетельствовало о магнитном расщеплении этих линий. Такое объяснение и было дано в работах [1, 2]. Вспышки, в которых наблюдался этот эффект, возникли над пятнами, т. е. в области сильных магнитных полей. Оцененная по величине зеемановского расщепления напряженность магнитного поля оказалась довольно большой — 2500 — 4200 Gc , что соответствует напряженности поля в пятнах.

Позже авторы отказались от интерпретации расщепления эффектом Зеемана, поскольку обнаружили расщепление и в линии D_2 [3]. В качестве возможной причины провала центральной интенсивности в

линиях металлов рассмотрено поглощение в относительно холодном верхнем слое вспышки.

Однако это утверждение в ряде случаев не подтверждается наблюдениями. Если принять такое объяснение, то в линиях D_2 и 3962 \AA центральное поглощение должно быть больше, чем в линиях D_1 и 3944 \AA , так как оптические толщи у первой линии вдвое больше, чем у последней. Наблюдения же показывают, что в большинстве случаев расщепляется именно D_1 , а не D_2 . Это подтверждается также на примере вспышки 12 июля 1961 г., которая наблюдалась на горизонтальном солнечном телескопе ГАО АН УССР. В спектрах одного узла этой

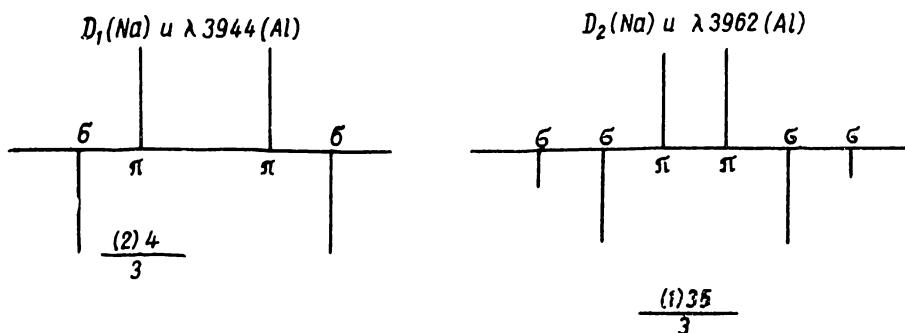


Рис. 2. Схема зеемановского расщепления дублетов Na и Al.

вспышки, который расположен над полутеню пятна, для всех моментов наблюдений линии D_1 и 3944 \AA были частично расщеплены (рис. 1), а в некоторые моменты заметно расщепление и в линиях D_2 и 3962 \AA . Расстояние между компонентами в D_1 и 3944 \AA больше (приблизительно вдвое), чем в двух других линиях этих дублетов. Подобная картина может возникать при наличии зеемановского расщепления в магнитном поле. Дело в том, что эти линии более чувствительны к магнитному полю и дают более заметное расщепление, которое списывается формулой

$$\Delta v (\mu_{j_1} g_1 - \mu_{j_2} g_2) \frac{\mu_0}{\hbar} H,$$

где μ_{j_1} , μ_{j_2} — магнитные квантовые числа нижнего и верхнего уровней; $g_1 g_2$ — факторы Ландэ; μ_0 — магнетон Бора; H — напряженность магнитного поля.

Расчеты схемы расщепления линий выполнены для неполяризованного света. Мы воспользовались значениями факторов Ландэ, приведенными в монографии Э. С. Фриша [4]. Выполненные расчеты показали, что D_1 и 3944 \AA имеют расщепления $\frac{(2) 4}{3}$, а D_2 и 3962 \AA — $\frac{(1) 35}{3}$

(рис. 2). Согласно этой схеме расстояние между компонентами D_1 и 3944 \AA должно быть вдвое больше, чем для D_2 и 3962 \AA , как и наблюдается во вспышке 12.VII 1961 г. Таким образом, характер расщепления дублетов натрия и алюминия свидетельствует в пользу эффекта Зеемана.

Подтверждение этого предположения можно найти, рассмотрев триплеты магния (зеленый и ультрафиолетовый) для той же вспышки и вспышки 23 июня 1961 г. Некоторые контуры линий $\lambda\lambda 5184, 5175, 3838, 3832 \text{ \AA}$ имеют небольшой провал центральной интенсивности. Причиной этого может быть как поглощение в более холодном верхнем слое, так и эффект Зеемана в магнитном поле. Оба фактора сильнее сказываются на головных линиях триплетов ($5184, 3838 \text{ \AA}$). Наиболее

слабые линии (5167 , 3829 \AA) в меньшей степени подвержены как действию самопоглощения, так и действию магнитного поля. Поэтому сделать выбор в пользу того или другого механизма трудно. Однако некоторые косвенные соображения свидетельствуют о том, что и здесь мы имеем дело с магнитным расщеплением.

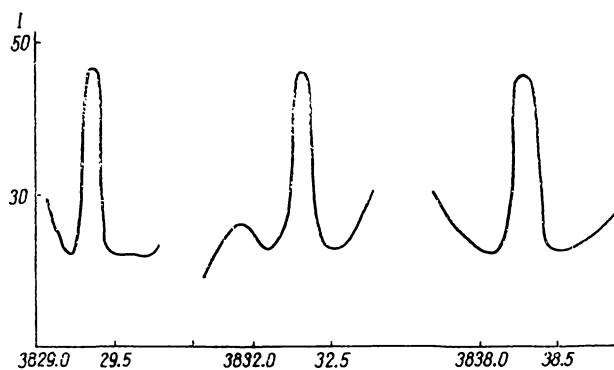


Рис. 3. Контуры линий Mg во вспышке 12. VII 1961 г.

Для линий Mg в обеих вспышках характерно то, что полуширины линий одного мультиплета неодинаковы. Так, наиболее широкой линией UV-триплета является $\lambda 3838$, а самой узкой — $\lambda 3829$ (рис. 3). Причиной этого может быть: 1) самопоглощение, которое уширяет контур в головных линиях больше, чем в самых слабых; 2) расширение под влиянием эффекта Зеемана. На рис. 4 даны типы расщепления рассмат-

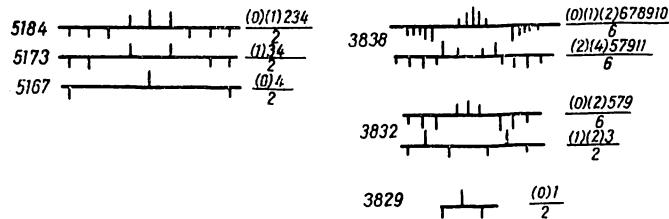


Рис. 4. Схема зеемановского расщепления триплетов Mg.

риваемых линий магния. Линии $\lambda 3829$ и $\lambda 5167 \text{ \AA}$ подвержены расщеплению мало (интенсивность σ -компонента мала по сравнению с π -компонентами). В то же время другие линии этих триплетов могут испытывать дополнительное расширение или даже частичное расщепление. Величина этого расширения составляет несколько сотых долей ангстрема в магнитном поле с напряженностью $H \geq 500 \text{ Гс}$. Такого же порядка и разность полуширин линий триплетов Mg. В пользу эффекта Зеемана говорит то, что различие в полуширинах отмечается и тогда, когда оптические толщи оказывались слишком малыми ($\tau_{3838}=0.60$, $\tau_{5184}=0.40$), чтобы объяснить наблюдаемый факт самопоглощением.

Поскольку в случае магния картина расщепления более сложная, чем в линиях натрия и алюминия, а разрешающая сила нашего спектрометра недостаточна, то выявить тонкую структуру зеемановского эффекта невозможно. В этом отношении полезно было бы провести дополнительные исследования, используя инструменты с более высоким разрешением.

В работе [3] объяснение расщепления металлических линий во вспышках поглощением во внешней оболочке подтверждается расщеп-

лением также и линии нейтрального железа λ 3746 Å, которая не может иметь зеемановских компонент. Во вспышке 12 июля эта линия присутствует на многих спектрограммах, но ни в одном случае не наблюдается ее раздвоение.

На основании исследования линий Na, Al и Mg во вспышке 12 июля 1961 г. можно прийти к следующему выводу. Как показали вычисления, наблюдаемое в линиях расщепление требует поля напряженностью 4000—10 000 гс. Возможно, локальные магнитные поля такой напряженности и существуют в хромосфере Солнца. Сейчас в вопросе о величине и характере магнитных полей в хромосфере много неясного. Почти ничего не известно о полях во время вспышки. Единственная оценка поля непосредственно во вспышке получена по расширению линии D_1 [5]. Говард приводит значение H , равное 2500—3000 гс. Эти оценки поля близки к значениям, полученным выше.

В качестве причин появления таких больших полей в области вспышки можно указать следующие.

Поле пятен проникает в хромосферу и достигает той высоты, на которой происходят вспышки.

При условии вмороженности магнитного поля в плазму сжатие вещества вспышки в 100—1000 раз приведет к значительному усилению магнитного поля во вспышке.

На основании всего изложенного можно прийти к такому заключению: нельзя категорически отрицать эффект Зеемана или считать его единственным возможным механизмом расщепления металлических линий во вспышках. По-видимому, в различных вспышках может иметь место как поглощение в центре линий металлов, так и магнитное расщепление.

ЛИТЕРАТУРА

1. Blaha M., Korecky M., Svestka Z. — BAC, 13, 85, 1962.
2. Blaha M., Korecky M., Svestka Z. — Nature, 187, 224, 1960.
3. Korecky M., Letfus V., Blaha M., Svestka Z. — BAC, 14, 146, 1963.
4. Фриш Э. С. Оптические спектры атомов. ГИФМЛ, М.—Л., 1963.
5. Howard R. — AAS—NASA Sympos. Phys. Sol. Flares, Greenbelt, Md. 1963, Washington, D. C., NASA, 89, 1964.

THE ZEEMAN EFFECT IN METALLIC LINES OF THE SOLAR FLARES

K. V. ALIKAYEVA

Summary

Line splitting in the metals Na, Al, Mg in the flare spectra may occur due to the Zeeman effect. The magnetic field strength that is capable of causing the observed splitting is equal to 4000—10 000 gausses.

СОДЕРЖАНИЕ

В. В. Порфириев, Ю. Н. Редкобородый. К вопросу о тепловом взрыве в вырожденном газе. II	3
В. В. Порфириев, Ю. Н. Редкобородый. К вопросу о тепловом взрыве в вырожденном газе. III	5
Л. М. Шульман. Синтез параметров кривой блеска неправильной переменной звезды	13
Б. Е. Жиляев. Модель оболочки FU Ориона	27
И. А. Климшин. О возможном источнике энергии вспышек звезд поздних спектральных классов	30
В. И. Голинько, Н. С. Комаров, Г. С. Краснова. Модели атмосфер и оболочек звезд в спектральном интервале AO—G5	35
А. Ф. Пугач. Двухцветные наблюдения VX Cas	51
А. Ф. Пугач. Новая переменная в Кассиопее	56
Н. Б. Каландадзе, Л. Н. Колесник. Строение звездного поля в направлении скопления NGC 6913. I.	58
Г. Л. Федорченко. Межзвездное поглощение в направлении на скопление NGC 6823	62
Э. П. Полищук. Исследование поглощения в области рассеянного скопления NGC 7086 и определение расстояния до скопления	65
Э. П. Полищук. Распределение диффузной материи в северной части Млечного Пути	69
В. И. Кузнецов. О возможности спектральной классификации звезд по записям нерасширенных спектрограмм	73
Э. А. Гуртовенко. Солнечный горизонтальный телескоп АЦУ-5 с монохроматором двойной дифракции	77
Э. А. Гуртовенко, В. И. Троян. Изучение турбулентности в солнечной фотосфере по линиям Ti I	85
К. В. Аликаева. Эффект Зеемана в металлических линиях солнечных вспышек	92

CONTENTS

V. V. Porfir'ev, Yu. N. Redkoborodyy. On the Problem of Thermal Explosion in Degenerate Gas. II	5
V. V. Porfir'ev, Yu. N. Redkoborodyy. On the Problem of Heat Explosion in Degenerate Matter. III	13
L. M. Shul'man. The Synthesis of Light Curve Parameters of an Irregular Variable Star	26
B. E. Zhilyaev. Model Envelope of Fu Orionis	30
I. A. Klimishin. On a Possible Source of the Energy of the Flares of the Late-Type Stars	35
V. I. Golinko, N. S. Komarov, G. S. Krashnova. Model Atmospheres and Envelopes of AO-G5 Stars	51
A. F. Pugach. The Two-Colour Observations of VX Cas	55
A. F. Pugach. A New Variable in Cassiopeia	58
N. B. Kalandadze, L. N. Kolesnik. The Structure of the Stellar field in the Direction of the Cluster NGC 6913. I .	62
G. L. Fedorchenco. Interstellar Absorption in the Direction of the Star Cluster NGC 6823	64
E. P. Polischuk. Investigation of Absorbtion in the Region of the Open Cluster NGC 7086 Determination of the Cluster Distance	69
E. P. Polischuk. Distribution of Diffuse Matter in the Northern Part of the Milky Way	72
V. I. Kuznetsov. On the Possibilities of Spectral Classification of Stars from Recordings of Unbroadened Spectra	76
E. A. Gurto'venko. Solar Telescope «АЦУ-5» with the Double-Pass Spectrograph	84
E. A. Gurto'venko, V. I. Troyan. Study of the Turbulence in the Solar Photosphere from the Ti I Lines Profiles . .	91
K. A. Al'ikayeva. The Zeeman Effect in Metallic Lines of the Solar Flares	95

УДК 523.877

К вопросу о тепловом взрыве в вырожденном газе. II. Горение водорода в слоевом источнике. В. В. Порфириев, Ю. Н. Редкобородый. Сб. «Астрометрия и астрофизика», вып. 8, 1969.

Рассмотрен процесс нагрева вырожденного газа слоевым источником на границе раздела вырожденный—невырожденный газ. Показана непротиворечивость гипотезы Местела о взрыве Новой.

Рис. — 3, библ. — 1 назв.

УДК 523.877

К вопросу о тепловом взрыве в вырожденном газе. III. Электростатическое экранирование кулоновского поля ядер при термоядерных реакциях. В. В. Порфириев, Ю. Н. Редкобородый. Сб. «Астрометрия и астрофизика», вып. 8, 1969.

Рассмотрен эффект электронного экранирования кулоновского поля ядер, увеличивающий скорость термоядерных реакций в высокоплотной среде. В приближении самосогласованного поля проведен квантово-механический расчет эффективного потенциала ядра-мишени. Полученное выражение пригодно для любых расстояний и учитывает влияние обоих ядер на распределение экранирующего пространственного заряда электронов. Приведены асимптотические выражения для потенциала на близких и далеких расстояниях в случаях полностью вырожденного и невырожденного газов.

Библ. — 9 назв.

УДК 523.84.035.914+523.841.3

Синтез параметров кривой блеска неправильной переменной звезды. Л. М. Шульман. Сб. «Астрометрия и астрофизика», вып. 8, 1969.

В предположении, что поток излучения неправильной переменной — результат сложения потоков от отдельных вспышек на поверхности звезды, получены выражения для автокорреляционной функции и функции распределения блеска. Рассмотрен случай произвольного распределения вспышек по амплитудам, длительностям разгорания и угасания. Показано, что все звезды, неправильность которых обусловлена суперпозицией независимых вспышек, обязаны иметь неотрицательную асимметрию функции распределения блеска. Отмечается, что неположительная асимметрия, наблюдающаяся у звезд типа Т Тац, вызвана зависимостью вспышек, для которых, таким образом, несправедлива статистика Пуассона.

Библ. — 9 назв.

УДК 523.877

Модель оболочки FU Ориона. Б. Е. Жиляев. Сб. «Астрометрия и астрофизика», вып. 8, 1969.

В статье приводится расчет модели оболочки уникальной неправильной переменной звезды FU Ориона для выяснения основных характеристик турбулентной конвекции в ее атмосфере на уровне оптической прозрачности. Большой основной масштаб турбулентности у FU Ориона приводит к тому, что наблюдаемый на Солнце феномен «грануляции» у этой звезды выражен гораздо сильнее. Индивидуальная гранула несет в себе запас внутренней энергии, которая на порядок превосходит энергию, излучаемую звездой за секунду. Общее излучение звезды складывается из выщечивания таких случайным образом появляющихся гранул и само становится случайным процессом. Отсюда могут быть вычислены дисперсия и функция распределения блеска звезды. Вычисленные значения этих двух важных статистических характеристик блеска FU Ориона совпадают с тем, что дают наблюдения.

Рис. — 1, табл. — 1, библ. — 6 назв.

УДК 523.877

О возможном источнике энергии вспышек звезд поздних спектральных классов.
И. А. Климишин. Сб. «Астрометрия и астрофизика», вып. 8, 1969.

В работе предлагается новый механизм для объяснения резких изменений блеска, наблюдающихся у ряда поздних карликовых звезд. Механизм состоит в появлении в атмосфере звезды на уровне верхней фотосферы низкотемпературного неравновесного пятна размером порядка $5 \cdot 10^9$ см, в котором начинают протекать процессы рекомбинации водорода и дальнейшей молиизации атомарного водорода. Выделяемая при релаксации энергия дает энергетический выход в виде излучения, цветовые характеристики блеска в системе UBV и характерное время релаксации, близкие к наблюдаемым. Не обсуждавшийся ранее в литературе механизм молиизации водорода применительно к вспыхивающим звездам, возможно, более удачно описывает наблюдательные данные и лишены ряда принципиальных трудностей, характерных для гипотез других авторов.

Рис. — 1, библ. — 15 назв.

УДК 523.877

Модели атмосфер и оболочек звезд в спектральном интервале АО—G5. В. И. Голинько, Н. С. Комаров, Г. С. Краснова. Сб. «Астрометрия и астрофизика», вып. 8, 1969.

В работе рассматривается, как влияет обилие металлов на наблюдаемые спектральные характеристики в непрерывном спектре. Для этой цели численно рассчитываются модели оболочек и атмосфер звезд с характеристиками, соответствующими изменению спектрального класса от АО до G5. На верхней границе используются физические граничные условия, т. е. электронное давление и температура не равны нулю. Интегрируется система уравнений для лучистого переноса энергии в серой атмосфере. С уровня оптической толщины $\tau = 2/3$ используются стандартные уравнения теории внутреннего строения звезд. Сшивка решений производится на уровне $\tau = 2/3$.

Основной вывод состоит в том, что для ранних звезд (спектральный класс АО) обилие металлов оказывает обратно пропорциональный эффект на средний коэффициент непрерывного поглощения. Характеристики более поздних звезд (класс F) менее чувствительны к обилию металлов в их атмосферах.

Рис. — 2, табл. — 4, библ. — 11 назв.

УДК 523.84.035.914+523.841.3

Двухцветные наблюдения. А. Ф. Пугач. Сб. «Астрометрия и астрофизика», вып. 8, 1969.

По 235 пластинкам определялись звездные величины переменной в двух цветах. В изменении блеска VX Cas обнаружены быстрые колебания. По 97 одновременным наблюдениям построена двухцветная диаграмма $V - (B' - V)$. Из функций распределения, полученных для каждого цвета в отдельности, видно, что предпочтительное состояние звезды — яркое. Средний показатель цвета в системе равен $0^m.23$.

Рис. — 4, табл. — 2, библ. — 5 назв.

УДК 523.841.3

Новая переменная в Кассиопее. А. Ф. Пугач. Сб. «Астрометрия и астрофизика», вып. 8, 1969.

Рядом с VX открыта новая переменная звезда с координатами $\alpha = 0^h 25^m 35^s$, $\delta = +61^\circ 25' 4$. Сделано 159 оценок блеска в двух лучах. По 30 одновременным снимкам построена диаграмма $V - (B' - V)$. Амплитуда блеска в желтых лучах гораздо больше амплитуды в синих.

Тип переменности не установлен.

Рис. — 2, табл. — 1.

УДК 523.854.12

Строение звездного поля в направлении скопления NGC 6913. I. Межзвездное поглощение. Н. Б. Кацандадзе, Л. Н. Колесник. Сб. «Астрометрия и астрофизика», вып. 8, 1969.

Величины B и V и спектры звезд в области диаметром 1° вокруг скопления NGC 6913 послужили основой для изучения межзвездного поглощения методом избытков цвета. Показано, что ближайшие поглощающие облака в данном направлении находятся на расстоянии $300\text{--}400 pc$. Основная масса поглощающей материи находится на расстоянии $400\text{--}1600 pc$, на больших расстояниях поглощающее вещество практически отсутствует. Модуль расстояния открытого звездного скопления NGC 6913 равен $11^{m.4}$.

Рис. — 2, библ. — 10 назв.

УДК 523.854.12

Межзвездное поглощение в направлении на скопление NGC 6823. Г. Л. Федорченко. Сб. «Астрометрия и астрофизика», вып. 8, 1969.

Исследована площадка диаметром около градуса со скоплением NGC 6823 в центре ($l^{II}=59^{\circ}.4$; $b^{II}=-0^{\circ}.1$). В ней определено межзвездное поглощение методом избытков цвета на основании данных о величинах B и V и спектрах 45 звезд до $13^{m.5}$; определения величин и спектров выполнены автором.

В результате получена зависимость межзвездного поглощения A_V от истинного расстояния, которая показывает, что пылевая материя сосредоточена в основном в пределах первого килопарсека, обусловливая на этом расстоянии поглощение около $2^{m.5}$. На больших расстояниях (вплоть до 3.5 кпс) пространство практически прозрачно.

Рис. — 3; табл. — 1; библ. — 3 назв.

УДК 523.854.12

Исследование поглощения в области рассеянного скопления NGC 7086 и определение расстояния до скопления. Э. П. Полищук. Сб. «Астрометрия и астрофизика», вып. 8, 1969.

Для 118 звезд в области скопления NGC 7086 определены величины V , $B-V$ в системе UBV , проведена спектральная классификация. По полученным избыткам цвета этих звезд исследовано распределение поглощения A с расстоянием, определены плотности поглощающих облаков.

Модуль расстояния и избыток цвета скопления NGC 7086, определенные Q -методом соответственно равны $10^{m.6}$ и $0^m.86$. Модуль расстояния, полученный по диаграмме V , $B-V$, оказался равным $10^{m.7}$.

Кроме того, в работе исследована надежность Q -метода по скоплениям NGC 6913, NGC 6709, NGC 6531.

Рис. — 3, табл. — 3, библ. — 14 назв.

УДК 523.854.12

Распределение диффузной материи в северной части Млечного Пути. Э. П. Полищук. Сб. «Астрометрия и астрофизика», вып. 8, 1969.

Распределение диффузной материи изучено для галактических долгот от 0 до 180° в интервале широт $b^{II}=\pm 20^{\circ}$. Картина распределения диффузной материи получена по 80 площадкам Каптейна, 90 участкам различных размеров, 190 скоплениям, 800 звездам ранних спектральных классов и 167 цефеидам.

Получены уравнения перехода от RGU -системы к системе UBV Джонсона—Моргана.

Рис. — 3, библ. — 6 назв.

О возможности спектральной классификации звезд по записям нерасширенных спектрограмм. В. И. Кузнецов. Сб. «Астрометрия и астрофизика», вып. 8, 1969.

Проведена спектральная классификация нерасширенных спектров звезд, полученных с 8-градусной объективной призмой (дисперсия 165 Å/мм около Н_T). Классификация велась по записям спектров на диаграммной ленте.

При переходе от классификации спектров звезд визуальным путем к оценке нерасширенных спектров по записям выявлено два систематических отклонения критериев от Абастуманской системы критериев.

Результат сложения двух этих эффектов приводит к выводу, что классификация записей нерасширенных спектров возможна путем сравнения центральных глубин линий, а не их эквивалентных ширин.

Система критериев классификации по записям нерасширенных спектров совпадает с Абастуманской системой критериев.

Использование 4-градусной призмы для получения нерасширенных спектров позволит увеличить предельную величину классификации до 14^{m.0} в V-лучах (система UBV).

Рис. — 5; библ. — 1 назв.

УДК 522.56

Солнечный горизонтальный телескоп АЦУ-5 с монохроматором двойной дифракции. Э. А. Гуртовенко. Сб. «Астрометрия и астрофизика», вып. 8, 1969.

Описана принципиальная схема телескопа и спектрографа с оборудованной при нем приставкой двойной дифракции. Приводится также краткая характеристика работ, которые были выполнены с целью улучшить качество прибора, функционирование отдельных его узлов и повысить оперативность работы наблюдателя.

В частности, на спектрографе установлена новая большая решетка ГОИ 140×150 мм 600 штр/мм.

Результаты исследования показывают хорошее качество прибора. В двойной дифракции инструментальный профиль близ $\lambda=6828$ Å (IV порядок), полученный с помощью газового лазера, имеет полуширину 13,6 мÅ и узкие слабые крылья.

Рис. — 11; библ. — 3 назв.

УДК 523.77

Изучение турбулентности в солнечной фотосфере по линиям Ti I. Э. А. Гуртовенко, В. И. Троицкий. Сб. «Астрометрия и астрофизика», вып. 8, 1969.

Изучение турбулентности в солнечной фотосфере проведено по данным наблюдения профилей четырех линий Ti I на различных расстояниях от центра диска. Основные результаты следующие:

1) имеет место анизотропия фотосферной турбулентности. Тангенциальная составляющая в среднем в два раза превышает радиальную составляющую.

2) Турбулентность увеличивается с глубиной в солнечной фотосфере. Изменение радиальной и тангенциальной составляющих происходит в пределах 1.0—2.0 $\frac{\text{км}}{\text{сек}}$ соответственно при увеличении глубины $\tau=5000$ в пределах 0.48—0.91 и 0.26—0.46.

Рис. — 3; табл. — 4; библ. — 10 назв.

УДК 523.77

Эффект Зеемана в металлических линиях солнечных вспышек. К. В. Аликаева. Сб. «Астрометрия и астрофизика», вып. 8, 1969.

В статье дискутируется вопрос о причинах расщепления металлических линий в солнечных вспышках. Показано, что поглощение в более холодном поверхностном слое не единственная возможная причина разделения линий на компоненты. По крайней мере, в некоторых вспышках характер расщепления таков, что его можно объяснить лишь эффектом Зеемана. В рассмотренной в статье вспышке 12.VII 1961 г. зеемановскому расщеплению линий Na, Al, Mg соответствует магнитное поле напряженностью 4000—10 000 гс.

Рис. — 4; библ. — 5 назв.