

АСТРОФИЗИКА

Л. В. Мирзоян

Об одном параметре непрерывного спектра звезд

(Представлено В. А. Амбарцумяном 1 III 1953)

В работе, посвященной спектрофотометрическому исследованию 20 звезд ранних спектральных классов, автором ⁽¹⁾ был отмечен следующий интересный факт: полуразность $\frac{1}{2}(\Phi_2 - \Phi_1)$, величин спектрофотометрических градиентов в двух соседних областях, с обеих сторон от бальмеровского скачка (Φ_1 — определен в области до скачка, а Φ_2 — за скачком) коррелирует со спектральными характеристиками звезды. А именно, эта полуразность у звезд с характеристиками *pe* и *p* в среднем меньше, чем у остальных звезд. Рассмотрение указанной полуразности для 64 звезд ранних спектральных классов из работы Д. Барбье и Д. Шалонжа ⁽²⁾ подтвердило эту закономерность.

В связи с тем, что полуразность $\frac{1}{2}(\Phi_2 - \Phi_1)$ показывает почти незаметное изменение с избытком цвета звезды*, было высказано предположение, что она является определенным параметром звездной атмосферы, каким-то образом связанным с особенностями последней.

Настоящая статья посвящена рассмотрению этого вопроса.

Для большей наглядности вместо полуразности $\frac{1}{2}(\Phi_2 - \Phi_1)$ рассматривается разность $\Phi_2 - \Phi_1$.

1. Разность $\Phi_2 - \Phi_1$ в общем случае есть сумма двух следующих слагаемых: разности $\Phi_{02} - \Phi_{01}$ величин спектрофотометрических градиентов звезды, не подверженной межзвездному избирательному поглощению и разности $\Delta\Phi_{02} - \Delta\Phi_{01}$ приращений этих величин, вследствие избирательности поглощения света от звезды в межзвездном пространстве:

$$\Phi_2 - \Phi_1 = \Phi_{02} - \Phi_{01} + (\Delta\Phi_{02} - \Delta\Phi_{01}). \quad (1)$$

Рассмотрим отдельно обе эти слагающие.

Разность $\Phi_{02} - \Phi_{01}$ показывает величину изменения собственного спектрофотометрического градиента звезды в зависимости от раз-

* См. фиг. 21 и 22 в работе ⁽¹⁾.

ности средних длин волн областей определения этого градиента. В наиболее простом случае, когда распределение энергии в непрерывном спектре звезды можно представить законом Планка, спектрофотометрический градиент меняется по закону ⁽³⁾:

$$\Phi = \frac{c_2}{T} \left(1 - e^{-\frac{c_2}{\lambda T}} \right)^{-1}, \quad (2)$$

где c_2 — постоянная в законе Планка, T — спектрофотометрическая температура звезды, а λ — средняя длина волны области определения градиента. Вычисление разности $\Phi_{02} - \Phi_{01}$ в этом случае не представляет никаких трудностей. Гораздо сложнее определение этой разности, когда распределение энергии в непрерывном спектре звезды отклоняется от Планковского распределения. В последнем случае неизвестен теоретический закон распределения энергии и, следовательно, также вид зависимости спектрофотометрического градиента от длины волны λ .

Вторая слагающая в выражении (1) $\Delta\Phi_{02} - \Delta\Phi_{01}$ связана с законом избирательного поглощения света со стороны межзвездной материи. Она может быть легко вычислена при данном законе избирательного поглощения, если известен избыток цвета (ИЦ) звезды. Автором ⁽⁴⁾ было показано, что при любом законе избирательного поглощения и независимо от закона распределения энергии в непрерывном спектре звезды существует линейная зависимость между приращением величины спектрофотометрического градиента и избытком цвета (ИЦ) звезды. В самом общем случае, когда закон избирательного поглощения представляется как некоторая определенная функция длины волны: $\text{Const} \cdot \psi(\lambda)$, эта зависимость имеет вид ⁽⁴⁾

$$\Delta\Phi = \frac{0,921}{\psi(\lambda_1) - \psi(\lambda_2)} \cdot \frac{d\psi(\lambda)}{d(1/\lambda)} \text{ИЦ}. \quad (3)$$

Здесь λ_1 и λ_2 — эффективные длины волн системы показателей цвета, а производная $\frac{d\psi(\lambda)}{d(1/\lambda)}$ определена для значения λ , соответствующего средней длине волны области определения градиента Φ .

Пользуясь формулами (1) и (3), разность $\Phi_2 - \Phi_1$ можно представить в следующей форме:

$$\Phi_2 - \Phi_1 = A \left[\left| \frac{d\psi(\lambda)}{d(1/\lambda)} \right|_{\lambda = \bar{\lambda}_2} - \left| \frac{d\psi(\lambda)}{d(1/\lambda)} \right|_{\lambda = \bar{\lambda}_1} \right] \text{ИЦ} + C, \quad (4)$$

где $\bar{\lambda}_1$ и $\bar{\lambda}_2$ — средние длины волн спектральных областей определения градиентов Φ_1 и Φ_2 , $C = \Phi_{02} - \Phi_{01}$, а множитель $A = \frac{0,921}{\psi(\lambda_1) - \psi(\lambda_2)}$ имеет постоянное значение для данной системы показателей света.

2. Коэффициент при ИЦ в формуле (4) однозначно определяется законом избирательного поглощения. Однако это справедливо лишь

в применении к звездам, покраснение которых обусловлено исключительно избирательным поглощением света в межзвездном пространстве. Несколько иначе обстоит дело при рассмотрении звезд с особенностями в спектрах: звезд с характеристиками s и e . У этих звезд значительная доля покраснения обусловлена особенностями атмосфер последних, т. е. независима от закона межзвездного избирательного поглощения. Наглядно это было показано в работе О. А. Мельникова⁽⁵⁾. Сопоставление кривых поглощения, обусловленных двумя разными причинами, — межзвездным избирательным поглощением и протяженностью фотосферы звезды, — показало их большое сходство. С другой стороны, изучение зависимости избытка цвета от эквивалентной ширины линий межзвездного натрия привело к выводу, что для данного расстояния Ве-звезды оказываются более красными, чем В- и сВ-звезды, т. е. у Ве-звезд часть покраснения имеет внутреннюю звездную природу.

Исходя из этого обстоятельства, мы вправе ожидать, что значения коэффициента при ИЦ в формуле (4) для звезд с внутренним покраснением может отличаться от теоретического его значения, вычисленного для нормальных звезд.

Формула (4) может иметь следующие применения:

а) *Распределение энергии в непрерывном спектре звезды.* Если величины Φ_1 и Φ_2 привести к одинаковой длине волны при помощи формулы (2), то свободный член $C = \Phi_{02} - \Phi_{01}$ в формуле (1) при Планковском распределении энергии в непрерывном спектре звезды должен исчезнуть. Поэтому величина постоянной C является определенной мерой величины отклонения распределения энергии в непрерывном спектре звезды от Планковского распределения.

Определение зависимости $\Phi_2 - \Phi_1$ от избытка цвета звезды на основе определения величин Φ_1 , Φ_2 и ИЦ в разных участках непрерывного спектра даст возможность изучения распределения энергии в непрерывном спектре звезд и определения величины отклонения его от Планковского распределения.

В применении к звездам с особенностями в спектрах такое исследование делает возможным изучение связи отдельных спектральных характеристик с параметрами непрерывного излучения звезд, со спектрофотометрическими градиентами.

б) *Закон межзвездного избирательного поглощения.* Для нормальных звезд формула (4) применима без оговорок. Коэффициент A при ИЦ в этом случае является функцией от закона избирательного поглощения. Величину постоянной A можно определить на основе измерений величин Φ_1 и Φ_2 звезд с разными ИЦ. Сравнение полученного таким образом значения с его теоретическим значением согласно формуле (4) может служить для проверки правильности принятого закона избирательного поглощения.

3. С целью иллюстрации изложенного формула (4) автором применена к В-звездам.

Использованы величины спектрофотометрических градиентов и фотоэлектрические избытки цвета 64 звезд спектрального класса В, общих в работах ⁽²⁾ и ⁽⁶⁾.

Материал этот вначале был разбит на две группы: *a*—звезды В (нормальные и с характеристиками *n*, *s* и *c*), *b*—звезды Ве (часть с характеристиками *n* и *c*). Спектральная классификация заимствована из работы ⁽⁶⁾.

Вместо $\Phi_2 - \Phi_1$ использована $\Delta\varphi$: разность величин спектрофотометрических градиентов Φ_2 и Φ_1^* после их приведения к $\lambda = 3700\text{Å}$ по формуле (2). Величины разности $\Delta\varphi$ взяты из работы ⁽²⁾.

Зависимость $\Delta\varphi$ от избытка цвета (ИЦ) для В и Ве-звезд представлена графически на рис. 1. Прямые проведены согласно решениям, способом наименьших квадратов, систем уравнений вида:

$$\Delta\varphi = a \cdot \text{ИЦ} + c, \quad (5)$$

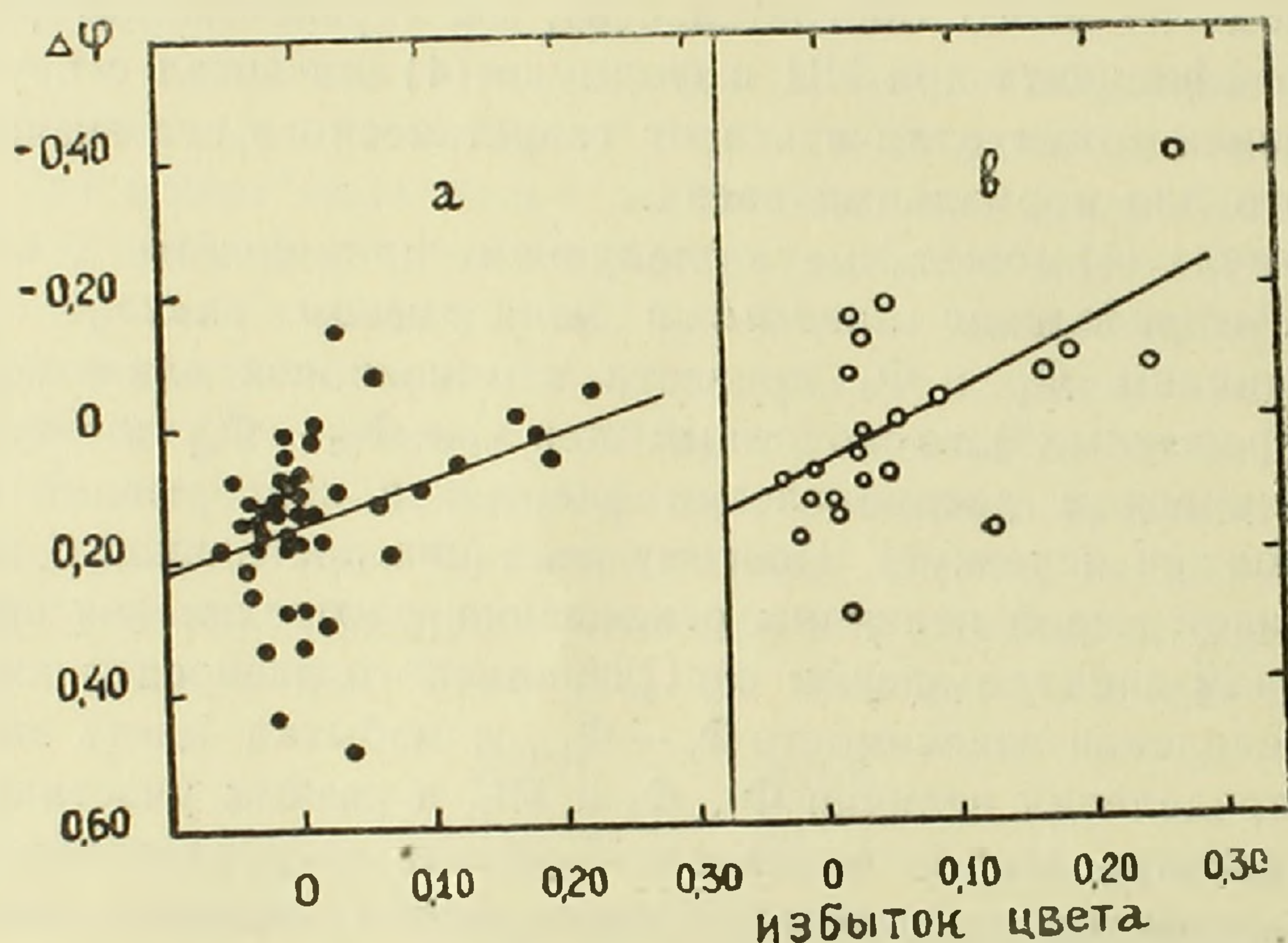


Рис. 1. Зависимость разности величин спектрофотометрических градиентов $\Delta\varphi$ (ордината) от избытка цвета (абсцисса).
a— звезды В, *b*— звезды Ве.

Величины постоянных *a* и *c* вместе с вероятными ошибками для указанных групп приведены в таблице 1 (*n*—число звезд в каждой группе).

Таблица 1			
Группа	<i>n</i>	<i>a</i>	<i>c</i>
В-звезды	42	-0.74 ± 0.14	0.15 ± 0.01
Ве-звезды	22	-0.98 ± 0.18	0.06 ± 0.02

* В работе ⁽²⁾ соответствующие спектрофотометрические градиенты обозначены через φ_1 и φ_2 .

Как видно из этой таблицы, постоянная c отлична от нуля для обеих групп. Это означает, как было указано выше, что распределение энергии в непрерывном спектре использованных звезд отклоняется от закона Планка. Величина отклонения у Ве-звезд меньше, чем у нормальных В-звезд.

Затем использованный материал был разбит на четыре группы по спектральным характеристикам*: I — нормальные В-звезды, II—звезды сВ, III—звезды Bs (характеристика s) и IV—звезды Ве и Впе**.

Таблица 2 содержит значения постоянных a и c , а также их вероятные ошибки для этих групп.

Таблица 2

Группа	n	a	c
В	17	-0.99 ± 0.55	0.15 ± 0.02
сВ	10	-0.84 ± 0.16	0.16 ± 0.02
Bs	9	-1.97 ± 0.86	0.11 ± 0.02
Ве, Впе	18	-1.27 ± 0.33	0.08 ± 0.02

Большие ошибки определения постоянной a обусловлены тем, что среди рассмотренных звезд (за исключением сВ-звезд) очень мало звезд с большими ИЦ, что сильно уменьшает вес определения этой постоянной.

Согласно данным таблицы 2, распределение энергии в непрерывном спектре не Планковское во всех группах, причем величина отклонения от Планковского распределения минимальная у звезд последней группы. Для остальных групп она приблизительно равна.

Таким образом, согласно статистике использованных в настоящей работе наблюдательных данных малое значение $\Delta\varphi$ (следовательно, и $\Phi_2 - \Phi_1$) у Ве- и Впе-звезд обусловлено не межзвездным избирательным поглощением, а внутренними причинами (протяженность фотосферы, оболочка и т. д.). Оно указывает на то, что излучение звезд Ве в исследуемой области ближе подходит к излучению абсолютно черного тела, чем излучение нормальных В-звезд. Насколько это реально, трудно сказать без дальнейших исследований в этом направлении.

Рассмотрим данные таблиц 1 и 2 в связи с вопросом о законе избирательного поглощения в межзвездном пространстве. На первый взгляд кажется странным, что постоянная a —коэффициент при ИЦ в формуле (4)—отрицательна для всех групп. Это означает, что раз-

* Звезды сВ с характеристикой e исключены из рассмотрения.

** В-звезд с характеристикой l очень мало, в большинстве случаев характеристика l ассоциирует с характеристикой e . Этим обусловлено включение звезд Ве и Впе в одну группу.

ность $\Delta\varphi$ убывает при возрастании избытка цвета (ИЦ). Последнее обстоятельство как будто трудно согласовать с фактом увеличения величины поглощения при переходе к коротким длинам волн.

Однако в данном случае для нас важна не сама величина поглощения, а скорость изменения этой величины (градиент поглощения). Знак минус перед α показывает, что эта скорость в ультрафиолете значительно меньше, чем в фотографической области (для всех рассмотренных групп $\alpha < -0.50$). Этот интересный наблюдательный факт легко объяснить в предположении изменения α — показателя в законе избирательного поглощения: $\text{Const} \cdot k_\lambda \lambda^{-\alpha}$, причем это изменение идет в направлении уменьшения α в сторону коротких длин волн.

Для пояснения этого обратимся к формулам (3) и (4). При законе избирательного поглощения $\text{Const} \cdot k_\lambda \lambda^{-\alpha}$ формула (3) в первом приближении принимает вид:

$$\Delta\Phi = A \cdot k_\lambda \alpha \lambda^{1-\alpha} \text{ ИЦ}, \quad (3a)$$

где A имеет постоянное значение для данной системы показателей цвета, k_λ — коэффициент, изменяющийся с длиной волны, а λ и α имеют прежние значения.

В этом частном случае формула (4) имеет следующий вид:

$$\Phi_2 - \Phi_1 = A [|k_\lambda \alpha \lambda^{1-\alpha}|_{\lambda=\bar{\lambda}_2} - |k_\lambda \alpha \lambda^{1-\alpha}|_{\lambda=\bar{\lambda}_1}] \text{ ИЦ} + C. \quad (4a)$$

Здесь $\bar{\lambda}_1$ и $\bar{\lambda}_2$ — средние длины волн областей определения Φ_1 и Φ_2 , $A = \text{Const} > 0^*$, а $C = \Phi_{02} - \Phi_{01}$.

Чтобы коэффициент при ИЦ в формуле (4a) был меньше — 0.50 ($\alpha < -0.50$) необходимо, чтобы имело место следующее неравенство:

$$\frac{|k_\lambda \alpha \lambda^{1-\alpha}|_{\lambda=\bar{\lambda}_2}}{|k_\lambda \alpha \lambda^{1-\alpha}|_{\lambda=\bar{\lambda}_1}} < 1 - \frac{0.50}{A |k_\lambda \alpha \lambda^{1-\alpha}|_{\lambda=\bar{\lambda}_1}}, \quad (6)$$

Средние длины волн областей определения Φ_1 и Φ_2 равны соответственно $\bar{\lambda}_1 = 0.425 \mu$, $\bar{\lambda}_2 = 0.350 \mu$, так что $\bar{\lambda}_1 > \bar{\lambda}_2$. Обозначим значения k_λ для длин волн $\bar{\lambda}_1$ и $\bar{\lambda}_2$ соответственно через k_1 и k_2 . В предположении $\alpha = \text{Const}$ в области $(\bar{\lambda}_1, \bar{\lambda}_2)$ неравенство (6) напишется в виде:

$$\frac{k_2}{k_1} \left(\frac{\bar{\lambda}_2}{\bar{\lambda}_1} \right)^{1-\alpha} < 1 - 0.50 \left(A k_1 \alpha \bar{\lambda}_1^{1-\alpha} \right)^{-1}. \quad (7)$$

Нетрудно показать, что в этом случае неравенство (7) не имеет места ни при каких значениях α . Разберем все возможные случаи:

* $A = \frac{\lambda_1^\alpha \lambda_2^\alpha}{\lambda_1^\alpha - \lambda_2^\alpha} \bar{k}^{-1}$, где λ_1 и λ_2 — эффективные длины волн системы показателей цвета, причем $\lambda_1 > \lambda_2$, а $\bar{k}$ — среднее значение k_λ для области (λ_1, λ_2) .

а) $\alpha = \text{Const} = 1$. Второй член справа в (7) всегда больше нуля, следовательно, правая часть неравенства всегда меньше единицы. С другой стороны, $k_2 \geq k_1$. Поэтому случай этот не может иметь места.

б) $\alpha = \text{Const} > 1$. В этом случае выражение в скобках в левой части и, следовательно, вся левая часть неравенства (7) больше единицы, в то время как правая часть меньше единицы. Неравенство (7) не удовлетворяется.

в) $\alpha = \text{Const} < 1$. Для разных значений $\alpha < 1$ можно вычислить обе части неравенства (7), если известна величина A . Согласно многочисленным исследованиям ⁽⁵⁾, в области эффективных длин волн использованной нами системы показателей цвета ($\lambda_1 = 0.477 \mu$ и $\lambda_2 = 0.426 \mu$), показатель α равен единице*. Следовательно, имеем: $A = 3.67 \bar{k}^{-1}$, где попрежнему $\bar{k}$ —среднее значение k_λ в области (λ_1, λ_2). В таблицах 3 и 4 приведены соответственно значения выражений в левой и правой частях неравенства (7) для разных значений

$\alpha < 1$ и отношений $\frac{k_2}{k_1}$ и $\frac{k_1}{k}$ ($\bar{\lambda}_1 = 0.425 \mu, \bar{\lambda}_2 = 0.350 \mu$)

Таблица 3

$\frac{\bar{k}_2}{\bar{k}_1} \left(\frac{\lambda_2}{\lambda_1} \right)^{1-\alpha}$

$\frac{k_2}{k_1} \backslash \alpha$	0.3	0.5	0.7	0.9
1.0	0.87	0.91	0.94	0.98
1.2	1.04	1.09	1.13	1.18
1.4	1.22	1.27	1.32	1.37
1.6	1.39	1.46	1.51	1.57

Таблица 4

$1 - 0.50 (A k_1 \alpha \bar{\lambda}_1^{1-\alpha})^{-1}$

$\frac{k_1}{k} \backslash \alpha$	0.3	0.5	0.7	0.9
1.0	0.20	0.59	0.75	0.84
1.1	0.27	0.63	0.77	0.85
1.2	0.33	0.66	0.79	0.87
1.3	0.38	0.68	0.81	0.88

Следует указать, что согласно определению О. А. Мельникова ⁽⁶⁾: $\frac{k_2}{k_1} \simeq 1.4$, а $\frac{k_1}{k} \simeq 1.1$, так что таблицы 3 и 4 полностью охватывают диапазон возможных значений этих отношений.

Рассмотрение таблиц 3 и 4 показывает, что ни при каких возможных комбинациях значений $\frac{k_2}{k_1}$ и $\frac{k_1}{k}$ неравенство (7) не имеет места при любом значении $\alpha < 1$.

Таким образом, мы приходим к выводу, что показатель α изменяется с длиной волны, причем согласно неравенству (6) убывает при переходе к коротким длинам волн.

В заключение небезынтересно привести значение коэффициента a , вычисленного с помощью формулы (4а) на основе данных работы ⁽⁴⁾:

* Допущение $\alpha = 1$ в области (λ_1, λ_2) не является ограничением. Результаты аналогичных вычислений для случая $\alpha = 0.5$ в области (λ_1, λ_2) качественно не отличаются от нижеприведенных (таблицы 3 и 4).

$\alpha_{0,425} = 0.81$, $\alpha_{0,850} = 0.52$, $\alpha = 1$ в области эффективных длин волн λ_1 и λ_2 , $\frac{k_2}{k} = 1.54$ и $\frac{k_1}{k} = 1.10$. Подставляя все эти значения в выражение a в формуле (4а), окончательно имеем: $a = -1.04$. Последнее значение по величине близко к значению $a = -0.99$, полученного на основе наблюдательных данных для нормальных В-звезд (таблица 2).

Бюраканская астрофизическая обсерватория
Академии наук Армянской ССР

Լ. Վ. ՄԻՐԶՈՅԱՆ

Աստղերի անընդհատ սպեկտրի մի պարամետրի մասին

Ուսումնասիրության է ենթարկված աստղի անընդհատ սպեկտրը բնութագրող պարամետրի՝ սպեկտրոֆոտոմետրիկ գրադիենտի Φ փոփոխությունը կախված ալիքի երկարությունից— λ : Այդ գրադիենտի երկու տարրեր սպեկտրալ տիրույթներում ունեցած արժեքների տարբերությունը $\Phi_2 - \Phi_1$, բնութագրված է որպես անընդհատ սպեկտրի մի նոր պարամետր:

$\Phi_2 - \Phi_1$ տարբերությունը բնորոշումը դեպքում կախված է ինչպես գրադիենտի փոփոխությունից ալիքի երկարության հետ միասին, այնպես էլ միջաստղային ընտրական կլանման մեծությունից, որը չափվում է աստղի գույնի ավելցուկով: Ցույց է տրված, որ $\Phi_2 - \Phi_1$ տարբերության և աստղի գույնի ավելցուկի միջև գոյություն ունի գծային կապ: Ամենաբնորոշումը դեպքում, երբ միջաստղային ընտրական օրենքը $\text{Const. } \psi(\lambda)$ տեսքի է, այդ կապը ներկայացվում է (4) բանաձևով: Գծային այդ կապը կարելի է ստանալ միջաստղային ընտրական կլանմանը տարրեր չափով ենթակա աստղերի սպեկտրոֆոտոմետրիկ գրադիենտների և գույնի ավելցուկների չափումների հիման վրա: Այդ ձևով ստացված կապի համեմատությունը տեսական բանաձևի հետ հնարավոր է դարձնում աստղերի անընդհատ սպեկտրում էներգիայի բաշխման, ինչպես նաև միջաստղային ընտրական կլանման օրենքի ուսումնասիրությունը: Նման համեմատություն հողվածում կատարված է В սպեկտրալ դասի աստղերի համար: Ցույց է տրված, որ այդ աստղերի անընդհատ սպեկտրի ուլտրամանուշակագույն մասում էներգիայի բաշխումը չեղվում է Պլանկի օրենքից: Միաժամանակ ցույց է տրված, որ $\text{Const. } \lambda^{-\alpha}$ տեսքի միջաստղային ընտրական կլանման օրենքում α ցուցիչը ֆունկցիա է ալիքի երկարությունից՝ $\alpha = f(\lambda)$, ըստ որում α -ն նվազում է λ -ի հետ միասին:

Л И Т Е Р А Т У Р А—ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

Л. В. Мирзоян, Сообщения Бюраканской обсерватории, вып. 7, 1951.
2 Д. Барбье, Д. Шалонж, Annales d'Astrophysique, 4, 31, 1941. 3 Э. Р. Мустель, Успехи астрономических наук, 3, 159, 1947. 4 Л. В. Мирзоян, Известия АН Арм. ССР, серия ФМЕТ. наук 5, № 6, 1952. 5 О. А. Мельников, Труды ГАО, 64, серия II, § 29, 1950. 6 Дж. Стеббинс, К. Хаффер, А. Уитфорд, Astrophysical Journal, 91, 20, 1940.