

Л. В. Мирзоян

К вопросу о законе космического поглощения

После открытия явления поглощения* света в межзвездном пространстве были проведены многочисленные исследования по изучению физических и кинематических характеристик межзвездного поглощающего вещества. По современным представлениям поглощение вызвано присутствием в межзвездном пространстве поглощающей среды, состоящей из отдельных облаков различной плотности и поглощательной способности. Среди работ по структуре межзвездной поглощающей среды следует указать на оригинальные исследования В. А. Амбарцумяна и его учеников [1, 2, 3].

Вследствие неоднородного состава межзвездной поглощающей среды влияние ее на результаты фотометрических измерений проявляется различным образом:

а) отдельные атомы и молекулы межзвездного газа, поглощая монохроматически, производят дополнительные линии и полосы поглощения в спектрах звезд;

б) пылевые частицы различных размеров, форм и физических свойств поглощают как нейтрально, так и избирательно общее излучение звезд. Нейтральное поглощение одинаково для всех длин волн, в то время как избирательное поглощение изменяется с длиной волны и искажает истинную картину распределения энергии излучения в непрерывном спектре звезд, подверженных межзвездному поглощению.

Для учета влияния избирательного поглощения на распределение энергии в непрерывном спектре звезд необходимо знание закона зависимости избирательного поглощения света от длины волны. Знание этого закона важно также при вычислении отношения полного поглощения к избирательному с целью определения величины полного поглощения. Наконец, знание этого закона должно дать возможность изучения физических характеристик частиц межзвездного поглощающего вещества.

Вид зависимости избирательного поглощения света со стороны межзвездной материи от длины волны определяется физическими

* Под словом „поглощение“ подразумеваются все процессы, связанные с ослаблением света от звезды после прохождения сквозь материю в межзвездном пространстве.

и химическими свойствами (размеры, форма, оптические свойства, состав и т. д.) частиц, составляющих космическое поглощающее вещество. Различия в свойствах этих частиц обуславливают многообразие элементарных процессов поглощения и рассеяния в межзвездном пространстве.

Вследствие этого выведенный из наблюдений закон избирательного поглощения будет интегральным законом лишь в среднем представляющим общую макроскопическую картину избирательного поглощения света со стороны совокупности частиц различного состава, размеров, формы и свойств.

Выводом закона космического избирательного поглощения занимались многие исследователи. Для этой цели они пользовались фотометрией непрерывного излучения горячих звезд, показывающих покраснение. Общеизвестный метод исследования следующий.

При справедливости приближения Вина к закону Планка разность звездных величин, покрасневшей и нормальной звезд, с температурами T_1 и T_2 , для определенной длины волны λ выражается формулой

$$\Delta m_\lambda = c_1 \left(\frac{c_2}{\lambda T_2} - \frac{c_2}{\lambda T_1} - \frac{c_3}{\lambda^\alpha} \right) + \text{const}, \quad (1)$$

где c_1 , c_2 и c_3 — постоянные, а $\frac{c_3}{\lambda^\alpha}$ выражает изменение распределения энергии в непрерывном спектре покрасневшей звезды по закону $\lambda^{-\alpha}$ со стороны межзвездной материи.

Сравнение наблюдаемого распределения энергии в непрерывном спектре покрасневшей звезды с распределением нормальной звезды позволяет это относительное распределение аппроксимировать при помощи формулы (1) соответствующим выбором α . Значение α , при котором достигается наилучшее согласие, определяет закон избирательного поглощения.

О. А. Мельников [4] в 1936 г., исследовав распределение энергии покрасневших c -звезд в двойном скоплении χ и h Персея, показал, что показатель α порядка единицы для фотографической области спектра. Позднее этот вывод был подтвержден многими исследованиями.

В 1940 г. Стеббинс, Хаффер и Уитфорд [5] по фотоэлектрическим наблюдениям O и B звезд нашли, что $\alpha=1$ для области от $\lambda=4000\text{Å}$ до $\lambda=9000\text{Å}$. В 1943 г. Стеббинс и Уитфорд [6] показали, что $\alpha=1$ приблизительно подходит для спектральной области $\lambda=3530-10300\text{Å}$, однако наблюдаются небольшие отклонения. Уитфорд [7] заметил отклонение от $\alpha=1$ в участке около $\lambda=20000\text{Å}$.

Подтверждение справедливости закона λ^{-1} в среднем получили: Б. В. Кукаркин [8] на основе фотоэлектрических показателей цвета, Холл [9] и Бекер [10] на основе колориметрических измерений, Грин-

штейн [11] на основе спектрофотометрических градиентов и др., для различных спектральных участков.

Однако все исследователи сходятся в мнении, что закон λ^{-1} справедлив лишь в среднем, и наблюдаются реальные отклонения от него.

В 1946 г. О. А. Мельников [12], на основе спектрофотометрических измерений, опубликованных до того времени, определил значения α для разных спектральных участков и показал, что они возрастают в сторону длинных волн. Эти значения около $\lambda\lambda$ 3500, 4400, 5500 и 8000 Å соответственно равны 0,5, 1,0, 1,2, и 1,5.

Обзор литературы по данной проблеме, а также наиболее важные результаты исследований содержатся в интересной работе О. А. Мельникова [12].

Основная трудность спектрофотометрических определений закона избирательного поглощения заключается в том, что не всегда возможен выбор звезды сравнения, не отягощенной покраснением (межзвездным или присущим самой звезде—эффект абсолютной величины).

Ниже предложен статистический метод вывода закона избирательного поглощения света, который позволяет избежать эту основную трудность. Для этой цели использована зависимость: спектрофотометрический градиент—избыток цвета покрасневших горячих звезд.

§ 1. Статистический метод определения закона избирательного поглощения. Если имеются звезды: покрасневшая (вследствие избирательного поглощения) и нормальная, данного спектрального класса и светимости, то разность Δm_λ характеризует величину избирательного поглощения для данной длины волны, а ее изменения с последней—закон избирательного поглощения.

Так, формула (1) при $T_1=T_2$ преобразуется в

$$\Delta m_\lambda = \frac{c}{\lambda^\alpha} + \text{const.} \quad (2)$$

Изменение Δm_λ с длиной волны в этом случае обусловлено исключительно избирательным космическим поглощением. Это справедливо при любом законе распределения энергии в непрерывном спектре звезд.

Спектрофотометрический градиент, соответствующий наблюдаемому „искаженному“ покраснением распределению, превышает нормальный спектрофотометрический градиент на величину $\Delta\Phi$. Эта разность, согласно определению спектрофотометрического градиента и формуле (2), равна:

$$\Delta\Phi = 0,921 \frac{d(\Delta m_\lambda)}{d(1/\lambda)} = 0,921 \frac{\alpha c}{\lambda^{\alpha-1}}, \quad (3)$$

где λ —средняя длина волны спектральной области определения $\Delta\Phi$. Дифференцирование выражения (2) выполнено в предположении по-

стоянства s и α . Однако известно, что как s , так и α изменяются с изменением длины волны. В первом приближении дифференцирование будет законным, если s и α изменяются достаточно медленно. В этом случае фигурирующие в (3) s и α будут средние значения этих величин в области определения $\Delta\Phi$. Постоянная s является функцией оптической толщины избирательно поглощающей материи на пути луча и, как известно, $s=1,086 k_\lambda H$. Здесь k_λ — коэффициент в законе избирательного поглощения, а H — однородная толщина поглощающего слоя в см.

Уравнение (3), после замены в нем s его значением, примет вид

$$\Delta\Phi = k_\lambda H \frac{\alpha}{\lambda^{\alpha-1}}. \quad (4)$$

С другой стороны, величина избирательного поглощения характеризуется избытком цвета покрасневшей звезды:

$$\text{ИЦ} = \Delta m_1 - \Delta m_2,$$

где Δm_1 и Δm_2 — разности звездных величин покрасневшей и нормальной звезд для эффективных длин волн λ_1 и λ_2 системы избытков цвета.

Не допуская большой ошибки, для λ_1 и λ_2 можно принять одинаковый закон избирательного поглощения: $\alpha = \beta = \text{const}$ и $k_\lambda = \text{const} = k$. Тогда, согласно определению ИЦ и (2),

$$\text{ИЦ} = 1,086 \bar{k} (\lambda_1^{-\beta} - \lambda_2^{-\beta}) H. \quad (5)$$

Исключая H из уравнений (4) и (5), получим:

$$\Delta\Phi = 0,921 \frac{\lambda_1^\beta \lambda_2^\beta}{\lambda_2^\beta - \lambda_1^\beta} \cdot \frac{k_\lambda}{k} \cdot \frac{\alpha}{\lambda^{\alpha-1}} \text{ИЦ}. \quad (6)$$

Рассмотрение формулы (6) приводит к следующим выводам.

1. Зависимость $\Delta\Phi$ от ИЦ прямолинейная, независимо от принятого закона избирательного космического поглощения. При любом законе поглощения прямая проходит через начало координат (разность $\Delta\Phi$, обусловленная избирательным поглощением, превращается в нуль, когда нет избирательного поглощения).

2. Коэффициент при ИЦ (тангенс угла наклона прямой) для данного спектрального участка изменяется в зависимости от закона избирательного поглощения. В свою очередь наклон прямой, изображающей зависимость $\Delta\Phi$ от ИЦ, однозначно определяет закон избирательного поглощения.

3. При данном законе избирательного поглощения величина наклона прямой изменяется с изменением λ — средней длины волны области определения $\Delta\Phi$. Исключение составляет случай $\alpha=0$ (поглощение нейтральное).

Вышеотмеченные свойства зависимости величины изменения спектрофотометрического градиента вследствие избирательного поглощения от избытка цвета — ИЦ, являются основой статистического

исследования и определения закона избирательного поглощения света межзвездной поглощающей средой.

Прежде чем перейти к применениям вышеизложенного метода для вывода закона избирательного поглощения следует отметить, что непосредственное определение $\Delta\Phi$ связано с большими трудностями, обусловленными, как было указано выше, трудностью выбора звезды сравнения (покраснение, эффект абсолютной величины). Поэтому, целесообразно использовать формулу (6) в следующем виде

$$\Phi = 0,921 \frac{\lambda_1^\beta \lambda_2^\beta}{\lambda_2^\beta - \lambda_1^\beta} \cdot \frac{k_\lambda}{k} \alpha \lambda^{1-\alpha} \text{ ИЦ} + \text{const.} \quad (7)$$

Здесь Φ — наблюдаемый спектрофотометрический градиент звезды, а постоянная справа есть величина смещения прямой (Φ , ИЦ) по оси ординат (Φ). В этом случае прямые, представляющие зависимость (Φ , ИЦ) для звезд различных спектральных классов, не проходят через начало координат и неодинаково смещены по оси ординат. Величина смещения, как правильно отмечено Петри [12], определяет величину нормального спектрофотометрического градиента звезд соответствующего спектрального класса.

Наклон прямых (Φ , ИЦ) для звезд различных спектральных классов одинаковый, т. е. коэффициент при ИЦ в формуле (7) имеет постоянное значение для данной средней длины волны. Это позволяет для определения закона избирательного поглощения использовать среднее взвешенное значение коэффициента при ИЦ из всех его определений для разных спектральных классов.

На основе определений спектрофотометрических градиентов и цветовых избытков можно с большой точностью (методом наименьших квадратов) определить как коэффициент при ИЦ в формуле (7), следовательно α (т. е. закон избирательного поглощения), так и нормальные спектрофотометрические градиенты.

Одновременно используя спектрофотометрические градиенты, определенные в различных спектральных областях, можно следить за ходом изменения закона избирательного поглощения (α) с длиной волны (λ).

§ 2. Сравнение с наблюдениями. Для определения α автором были использованы фотоэлектрические избытки цвета Стеббинса, Хаффера и Уитфорда [5].

Величины спектрофотометрических градиентов взяты из работ Барбье и Шалонжа [14], автора [15] для двух спектральных областей со средними длинами волн $\lambda = 0,350\mu$ и $\lambda = 0,425\mu$, и Гривса, Дэвидсона и Мартина [16] для области с $\lambda = 0,500\mu$.

Из работы Барбье и Шалонжа были выбраны 68 звезд, из работы автора — 22 и из работы Гривса, Дэвидсона и Мартина — 70 звезд спектральных классов О и В, для которых имеются фотоэлектрические избытки цвета в системе Стеббинса, Хаффера и Уитфорда [5].

Для всех выбранных звезд системы уравнений, представляющих зависимость спектрофотометрического градиента от избытка цвета, были решены способом наименьших квадратов (было составлено по системе для каждого спектрального класса). В таблице 1 приведены полученные результаты: A —коэффициент при ИЦ в формуле (7), причем приведенные значения A —средние взвешенные значения для всех спектральных классов, p —вес определения A , а λ —средняя длина волны области определения спектрофотометрического градиента Φ .

Таблица 1

λ в μ	A	p	Источник
0,350	1,82	3,4	Барбье и Шалонж [14]
0,350	1,80	1,3	Мирзоян [15]
0,425	2,88	3,4	Барбье и Шалонж [14]
0,425	2,51	0,8	Мирзоян [15]
0,500	4,10*	2,5	Гривс, Дэвидсон и Мартин [16]

Среднее взвешенное значение A для трех спектральных участков соответственно равно:

$$\begin{aligned} 0,350\mu &- 1,81, \\ 0,425\mu &- 2,81, \\ 0,500\mu &- 4,10. \end{aligned}$$

Для интерпретации полученных результатов вычислим значение коэффициента A , воспользуясь его аналитическим выражением из формулы (7).

Коэффициент A при ИЦ в формуле (7) является произведением двух множителей, которые зависят от законов поглощения в области эффективных длин волн системы избытков цвета и в области определения спектрофотометрических градиентов.

Первый множитель в нашем случае $0,921 \frac{\lambda_1^{\beta} \lambda_2^{\beta}}{\lambda_2^{\beta} - \lambda_1^{\beta}}$ легко вычисляется: в области эффективных длин волн системы Стеббинса и др. $\lambda_1 = 0,426\mu$ и $\lambda_2 = 0,477\mu$, а показатель β λ , согласно многочисленным исследованиям**, в среднем равен единице ($\beta = 1$). Следовательно

* В работе Петри [13] приводится график зависимости Φ (в системе гриничских градиентов) от ИЦ (по Стеббинсу и др.) для группы звезд классов О и В. Среднее значение A по графику для этих звезд равно 3,30, что значительно меньше полученного нами значения—4,10. Возможны два объяснения этого факта: 1) список Петри изобилует звездами с особенностями в спектрах, что может значительно менять значение коэффициента A и 2) данные Петри относятся в основном к области Лебеда, в то время, как гриничские, а также парижские и бюраканские градиенты дают статистическое среднее значение A для многих направлений. В этом случае значительная разность в значениях A говорит о том, что закон избирательного поглощения зависит в общем также от направления.

** См., напр., табл. 39 в работе О. А. Мельникова [12].

$$0,921 \frac{\lambda_1^3 \lambda_2^3}{\lambda_2^3 - \lambda_1^3} = 3,67. \quad (8)$$

Величина этой постоянной не изменяется с изменением области определения Φ . Теперь выражение коэффициента при ИЦ в формуле (7) напишется в виде:

$$A = 3,67 \frac{k_\lambda}{k} \propto \lambda^{1-\alpha}. \quad (9)$$

Если в первом приближении примем $k_\lambda = \bar{k}$ (что на самом деле очень грубо), то для данного α и λ можем вычислить A . Значения A , вычисленные для этого случая по формуле (9), приведены в таблице 2.

Таблица 2

$\alpha \backslash \lambda \text{ в } \mu$	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0	1,1	1,2
0,350	0,77	1,10	1,47	1,87	2,39	2,97	3,67	4,48	5,43
0,425	0,88	1,21	1,58	1,98	2,50	3,05	3,67	4,40	5,21
0,500	0,97	1,30	1,67	2,09	2,56	3,08	3,67	4,32	5,06

Значения A , полученные на основе спектрофотометрических градиентов и избытков цвета (табл. 1), согласно таблице 2, соответствуют следующим значениям α :

$$0,69 (\lambda=0,350\mu), 0,86 (\lambda=0,425\mu) \text{ и } 1,03 (\lambda=0,500\mu).$$

Несмотря на грубость нашего допущения ($k_\lambda = \text{const}$), полученные результаты качественно доказывают значительное изменение α для сравнительно небольшого интервала длин волн.

Для большей точности воспользуемся определениями О. А. Мельникова [12]:

$$\frac{k_{0,44}}{k_{0,35}} = 0,58, \frac{k_{0,44}}{k_{0,55}} = 1,15 \text{ и } \frac{k_{0,44}}{k_{0,80}} = 1,41.$$

Интерполируя эти значения для интересующих нас длин волн, получим (принимая $\bar{k} = k_{0,45}$):

$$\frac{k_{0,35}}{k_{0,45}} = 1,54, \frac{k_{0,425}}{k_{0,45}} = 1,10 \text{ и } \frac{k_{0,50}}{k_{0,45}} = 0,87.$$

Умножая соответствующие строки таблицы 2 на эти числа, получим значения A строго по формуле (9). Эти значения приведены в таблице 3.

Значение A по наблюдениям в этом случае согласуются с $\alpha=0,52, 0,81$ и $1,15$ соответственно, в хорошем согласии с результатами работы О. А. Мельникова. Таким образом, учет изменения k_λ с

Таблица 3

α λ в μ	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0	1,1	1,2
0,350	1,19	1,69	2,26	2,88	3,68	4,57	5,65	6,90	8,36
0,425	0,97	1,33	1,74	2,18	2,75	3,36	4,04	4,84	5,73
0,500	0,84	1,13	1,45	1,82	2,23	2,68	3,19	3,76	4,40

длиной волны показывает, что α изменяется с длиной волны в действительности быстрее, чем в случае $k_\lambda = \text{const}$.

Для дополнительной проверки полученных результатов был применен метод, использованный Гринштейном [11] для определения α по известным спектрофотометрическим градиентам.

Отношение $C = \frac{\Phi_2 - \Phi_1}{\Phi_{\text{ср}}} \left(\Phi_1 \text{ и } \Phi_2 - \text{спектрофотометрические градиенты звезды для спектральных областей со средними длинами волн } \lambda_1 \text{ и } \lambda_2, \text{ а } \Phi_{\text{ср}} = \frac{\Phi_1 + \Phi_2}{2} \right)$ определяется однозначно, если известен закон избирательного поглощения. Если допустим в первом приближении, что в области (λ_1, λ_2) действует неизменный закон поглощения $c\lambda^{-\alpha}$ ($\alpha = \text{const}$), то

$$C = \frac{\lambda_2^{1-\alpha} - \lambda_1^{1-\alpha}}{\lambda_{\text{ср}}^{1-\alpha}}. \quad (10)$$

Это справедливо если Φ_1 и Φ_2 приведены к одинаковой длине волны и одинаковому нуль-пункту.

Величина C была вычислена на основе спектрофотометрических градиентов парижских и гринических исследователей [14, 16]. Для получения однородных результатов не использованы градиенты звезд гигантов, карликов и с особенностями в спектрах.

Для 102 звезд спектральных классов В и А из списка Барбье и Шалонжа среднее значение C равно $-0,10$ ($\lambda_1 = 4250\text{Å}$, $\lambda_2 = 3500\text{Å}$). Значения C вычисленные для разных α по формуле (10) приведены в таблице 4. Как видно $C = -0,10$ соответствует случаю $\alpha = 0,5$.

Таблица 4

α	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
C	-0,12	-0,10	-0,08	-0,06	-0,04	-0,02	0

Для 66 звезд классов В и А, общих в списках парижских и гринических градиентов, $C = 0,036$ ($\lambda_1 = 5000\text{Å}$, $\lambda_2 = 4250\text{Å}$). Согласно Барбье и Шалонжу их градиенты ($\lambda_2 = 4250\text{Å}$) после приведения к $\lambda_1 = 5000\text{Å}$ нуждаются в поправке нуль-пункта, равной 0,06 для

достижения наилучшего согласия между двумя системами градиентов. После внесения этой поправки C становится равным $-0,021$. Следует указать, что часть этой поправки обусловлена избирательным межзвездным поглощением. Следовательно истинное значение C заключается между пределами: $-0,021$ и $0,036$. Согласно таблице 5, содержа-

Таблица 5

α	0,8	0,9	1,0	1,1	1,2	1,3
C	-0,03	-0,02	0	0,02	0,03	0,05

щей значения C по формуле (10) для $\lambda_1 = 5000\text{Å}$ и $\lambda_2 = 4250\text{Å}$, соответствующие предельные значения α равны 0,9 и 1,2.

Таким образом, мы убеждаемся в выводе о значительном изменении α с длиной волны даже для сравнительно узких интервалов длин волн.

В этой связи результат Гринштейна [17], согласно которому наилучшее согласие с наблюдательными данными Стеббинса и Уитфорда по шестичветной фотоэлектрической фотометрии О и В звезд [6, 18] на всем протяжении области от 4220Å до 10300Å получается при $\alpha=0,56$ ($\alpha=\text{const}$), следует считать спорным.

§ 3. *Общие замечания.* Результаты исследований О. А. Мельникова и данные предыдущего параграфа показывают значительное изменение закона избирательного поглощения с длиной волны в той его форме, в какой представляют его в настоящее время

$$\Delta m_\lambda = \frac{1,086}{\lambda^*} k_\lambda H + \text{const.} \quad (2)$$

С изменением длины волны в этой формуле быстро изменяются, как указывают наблюдательные данные, оба параметра: k_λ и α . Это говорит о том, что такое аналитическое представление закона поглощения нельзя считать удачным.

Здесь мы приводим некоторые соображения о возможности представления закона избирательного поглощения некоторой определенной функцией длины волны $\varphi(\lambda)$ и о том, как можно определить вид этой функции на основе статистического метода § 2.

Пусть в общем случае разность Δm_λ представляется формулой

$$\Delta m^\lambda = \sigma \varphi(\lambda) + \text{const}, \quad (2a)$$

где σ — постоянная.

Тогда спектрофотометрический градиент вследствие избирательного поглощения изменится на величину:

$$\Delta\Phi = 0,921\sigma \frac{d\varphi(\lambda)}{d(1/\lambda)}. \quad (3a)$$

Для избытка цвета имеем:

$$\text{ИЦ} = \sigma[\varphi(\lambda_1) - \varphi(\lambda_2)]. \quad (5a)$$

После исключения σ из двух последних уравнений, получим:

$$\Delta\Phi = \frac{0,921}{[\varphi(\lambda_1) - \varphi(\lambda_2)]} \cdot \frac{d\varphi(\lambda)}{d(1/\lambda)} \text{ИЦ}. \quad (6a)$$

Зависимость спектрофотометрического градиента от избытка цвета в этом общем случае имеет вид:

$$\Phi = \frac{0,921}{[\varphi(\lambda_1) - \varphi(\lambda_2)]} \cdot \frac{d\varphi(\lambda)}{d(1/\lambda)} \text{ИЦ} + \text{const.} \quad (7a)$$

Формула (7a) показывает, что зависимость спектрофотометрического градиента от избытка цвета прямолинейная при любых законах распределения энергии в непрерывном спектре звезд и межзвездного избирательного поглощения.

С другой стороны, каждое определение этой зависимости из наблюдений одновременно есть определение величины $\frac{d\varphi(\lambda)}{d(1/\lambda)}$ с точностью до постоянного множителя $C_1 = \varphi(\lambda_1) - \varphi(\lambda_2)$.

В таблице 6 приведены значения $\frac{d\varphi(\lambda)}{d(1/\lambda)}$ с точностью до C_1 , вычисленные с помощью таблицы 1.

Таблица 6

$1/\lambda$	2,86	2,35	2,00
$\frac{1}{C_1} \cdot \frac{d\varphi(\lambda)}{d(1/\lambda)}$	1,97	3,05	4,45

Имея достаточно большое число определений $\frac{d\varphi(\lambda)}{d(1/\lambda)}$ для различных длин волн, можно получить функцию $\varphi(\lambda)$ интегрированием кривой зависимости $\frac{d\varphi(\lambda)}{d(1/\lambda)}$ от $1/\lambda$. Следовательно, в этом случае задача определения закона избирательного поглощения сводится к интегрированию кривой зависимости $\frac{d\varphi(\lambda)}{d(1/\lambda)}$ от $1/\lambda$, выведенной из наблюдений.

К сожалению, в настоящее время спектрофотометрические определения градиентов распространяются на очень узкий интервал длин волн, что сильно затрудняет осуществление этой идеи.

Нетрудно убедиться в справедливости равенства

$$\int_{\lambda_2}^{\lambda_1} \frac{\frac{d\varphi(\lambda)}{d(1/\lambda)}}{\varphi(\lambda_1) - \varphi(\lambda_2)} = 1.$$

Это равенство может служить контролем при определениях $\frac{d\varphi(\lambda)}{d(1/\lambda)}$ на основании зависимости спектрофотометрического градиента от избытка цвета.

В частном случае, когда $\varphi(\lambda) = c\lambda^{-\alpha}$, где α и c постоянные:

$$\alpha = \frac{\frac{1}{\lambda} \frac{d\varphi(\lambda)}{d(1/\lambda)}}{\varphi(\lambda)} \quad \text{и} \quad \alpha - 1 = \frac{\frac{1}{\lambda} \frac{d^2\varphi(\lambda)}{d(1/\lambda)^2}}{\frac{d\varphi(\lambda)}{d(1/\lambda)}}.$$

Можно надеяться, что распространение определений спектрофотометрических градиентов на длинноволновую часть спектров звезд даст возможность в будущем вывести общий закон избирательного поглощения $\varphi(\lambda)$ с постоянными параметрами для всех длин волн.

Автор выражает свою глубокую благодарность В. А. Амбарцумяну за ценную дискуссию затронутых в настоящей статье вопросов.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория АН Армянской ССР

Поступило 28 XI 1952

ЛИТЕРАТУРА

1. Амбарцумян В. А., Горделадзе Ш. Г. Бюлл. Абаст. обс. **2**, 37, 1938.
2. Амбарцумян В. А. Бюлл. Абаст. обс. **4**, 17, 1940.
3. Амбарцумян В. А. Сообщ. Бюраканск. обс. вып. **6**, 1950.
4. Мельников О. А. Цирк. ГАО **21**, 3, 1937.
5. Stebbins J., Huffer C., Whitford A. Ap. J. **91**, 20, 1940.
6. Stebbins J., Whitford A. Ap. J. **98**, 20, 1943.
7. Whitford A. Ap. J. **107**, 102, 1948.
8. Кукаркин Б. В. Астр. журн. **17**, № 1, 13, 1940.
9. Hall J. Ap. J. **85**, 145, 1937.
10. Becker W. AN. **275**, 145, 229, **276**, 1, 1947.
11. Greenstein J. Ap. J. **87**, 151, 1938.
12. Мельников О. А. Труды ГАО **64**, 91, 1950.
13. Petrie W. Pub. Dom. Ap. Obs. Victoria, **7**, 383, 1948.
14. Barbier D., Chalonge D. Ann. d'Ap. **4**, 30, 1941.
15. Мурзоян Л. В. Астр. журн. (в печати).

16. Greaves W., Davidson C., Martin E. MN 100, 189, 1940.
 17. Greenstein J. Ap. J. 104, 403, 1946.
 18. Stebbins J., Whitford A. Ap. J. 102, 318, 1945.

Լ. Վ. Միրզոյան

ԿՈՍՄԻԿԱԿԱՆ ԿԼԱՆՄԱՆ ՕՐԵՆՔԻ ՀԱՐՑԻ ՇՈՒՐՁԸ

Ա Մ Փ Ո Փ Ո Ւ Մ

Լույսի կլանման* երևույթը միջաստղային տարածության մեջ պայմանավորված է առանձին կլանող ամպերից կազմված կլանող միջավայրի տեղայնությամբ։ Առանձնապես մեծ հետաքրքրություն է ներկայացնում միջաստղային ընտրական կլանումը, որի մեծությունը փոխվում է ալիքի երկարության հետ միասին։ Ընտրական կլանման հետևանքով էներգիայի դիսպոզիցիան կլանմանը ենթակա աստղերի անընդհատ սպեկտրներում զգալիորեն տարբերվում է իրական բաշխումից։ Այդ իրական պատկերը վերականգնելու համար անհրաժեշտ է գիտենալ ընտրական կլանման օրենքը միջաստղային տարածության մեջ։ Մյուս կողմից, եթե հայտնի է այդ օրենքը, ապա հնարավոր է զբաղվել կլանող նյութի հատկությունների ուսումնասիրությամբ։ Այդ հատկությունների տարբերությամբ է պայմանավորված կլանման և ցրման էլեմենտար պրոցեսների բազմազանությունը միջաստղային տարածության մեջ։ Հետևաբար, աստղոֆիզիկական դիտումների հիման վրա ստացված կլանման օրենքը հանդիսանում է ինտեգրալ օրենք, որը միայն միջին իմաստով է ներկայացնում լույսի ընտրական կլանման ընդհանուր մոտեցիկ պատկերը միջաստղային տարածության մեջ։

Ընտրական կլանման օրենքի ուսումնասիրությունը տարբեր հետազոտողների կողմից ցույց է տվել, որ այն կարելի է ներկայացնել $\epsilon \lambda^{-2}$ տեսքով, ըստ որում սպեկտրի լուսանկարչական մասում ձևից է $\alpha = 1$ մոտավորությունը։ Օ. Ա. Մելնիկովը և ուրիշները ցույց են տվել, որ նկատվում են α -ի ունեւ փոփոխությունները λ -ի հետ միասին։ Մելնիկովը ցույց է տվել, որ α -ն աճում է դեպի երկար ալիքները և որոշել է α -ի արժեքները՝ $\lambda = 3500 - 8000 \text{ \AA}$ տիրույթի համար։

Ներկա հոդվածում առաջադրված է նոր մեթոդ ընտրական կլանման օրենքի որոշման համար՝ կլանմանը ենթակա աստղերի սպեկտրոֆոտոմետրիկ զբաղիենտների և զույնի ալեկցուկների միջև զույնության ունեցող դժային առնչության հիման վրա։

Կլանման օրենքի վերաբերյալ հայտնի աշխատությունների արդյունքների համառոտ քննարկումից հետո դուրս է բերված տեսականորեն սպեկտրոֆոտոմետրիկ զբաղիենտ-զույնի ալեկցուկ առնչությունը $\epsilon \lambda^{-2}$ օրենքի գեպրում (§ 2)։ Այնուհետև ջերմ աստղերի դիտված զբաղիենտների և զույնի ալեկցուկների միջոցով ստացված է նույն առնչությունը $\lambda = 0,35 \mu$,

* Էկլանում է բառի տակ հասկացվում են այն բոլոր պրոցեսները, որոնք կապված են աստղի լույսի թուլացման հետ, երբ նա անցնում է նյութի միջով՝ միջաստղային տարածության մեջ։

0,42 μ և 0,50 μ դեպքերի համար, Ստացված արդյունքների համեմատությամբ տեսականորեն ստացված առնչության հետ ցույց է տալիս, որ ալիքի երկարության հետ միասին արագ փոփոխվում է α -ն և որ այդ փոփոխությունը զգալի է համեմատաբար նեղ՝ $\lambda=3500-5000$ Å սպեկտրալ տիրույթում: Նույն բանը ապացուցված է մի այլ հայտնի եղանակով (§ 2):

Քանի որ Օ. Ա. Մեյնիկովի, ինչպես նաև § 2-ում ստացված արդյունքները ցույց են տալիս, որ $C\lambda^{-\alpha}$ օրենքում երկու պարամետրներն էլ (C և α) արագ փոփոխվում են ալիքի երկարության հետ միասին, հետևաբար՝ օրենքը այդ տեսքով ներկայացնելու ոչ նպատակահարմար լինելը, ապա հոգվածի վերջում (§ 3) ցույց է տրված կոսմիկական կլանման օրենքն այնպիսի անտրիտիկ տեսքով ներկայացնելու հնարավոր ճանապարհը, որի դեպքում պարամետրերը հաստատուն են և ընդհանուր λ -ի բոլոր արժեքների համար: