

## ОБ ИНТЕРПРЕТАЦИИ АНОМАЛЬНОГО БАЛЬМЕРОВСКОГО ДЕКРЕМЕНТА В СПЕКТРАХ ЗВЕЗД ПОЗДНИХ КЛАССОВ С ЭМИССИОННЫМИ ЛИНИЯМИ

*В. А. Амбарцумян и М. А. Вашакидзе*

На основе чисто теоретических соображений, базирующихся на известных значениях вероятностей переходов водородных атомов, показано, что никакой способ возбуждения этих атомов не может привести к наблюдаемому в звездах типа Me Бальмеровскому декременту, если только все излучение водородных атомов доходит до наблюдателя. Отсюда делается вывод, что какой-то фактор (вероятно, полосы окиси титана) производит селективное экранирование низших членов Бальмеровской серии.

Известно, что в звездах типа M с эмиссионными водородными линиями (которые в большинстве случаев являются долгопериодическими переменными) наблюдается аномальное отношение интенсивностей различных водородных линий. Так например,  $H\gamma$  оказывается ярче, чем  $H\beta$ , в свою очередь  $H\beta$  ярче, чем  $H\alpha$  и, наконец, весьма часто  $H\delta$  ярче, чем  $H\gamma$ . Этот факт заслуживает особого внимания, так как ни в каких других объектах, дающих блестящие водородные линии, подобная картина не наблюдается. Нужно думать, что наличие аномального декремента связано с своеобразными физическими условиями, царящими в атмосферах этих звезд, и правильное объяснение причины такой аномалии должно привести к важным заключениям о характере этих условий.

В настоящей работе мы решаем следующий вопрос: какие причины могут вообще привести к наблюдаемому аномальному декременту. Исследование, как увидим ниже, приводит к следующему результату: невозможно придумать никакой, хотя бы самый искусственный механизм возбуждения водородных атомов, который давал бы наблюдаемый в звездах Me Бальмеровский декремент, если только допустить, что до наблюдателя доходит все излучение, испускаемое этими атомами. Физическая причина этого очень проста. Если мы наблюдаем в спектре массы газа блестящую линию  $H\delta$ , то это означает, что определенное количество водородных атомов находится на шестом квантовом уровне и совершает оттуда переходы на второй уровень. Но если часть атомов находится на шестом уровне, то неминуемо некоторая определенная доля их будет совершать переходы других типов, например,  $6 \rightarrow 4 \rightarrow 2$ . При последних переходах испускается линия  $H\beta$ . Отношение числа переходов типа  $6 \rightarrow 2$  к числу переходов типа  $6 \rightarrow 4 \rightarrow 2$  в единицу времени должно быть вполне определенным и может быть вычислено. Это дает нижнюю границу для отношения интенсивностей  $\frac{H\beta}{H\delta}$ , потому что линия  $H\beta$  испускается также при переходе других типов, например  $7 \rightarrow 4 \rightarrow 2$ . Получаемая таким образом нижняя граница для отношения интенсивностей каждого низшего члена Бальмеровской серии к высшему противоречит Бальмеровскому декременту, наблюдаемому в звездах типа Me.

При таких условиях единственным выходом из положения является допущение, что не все излучение, испускаемое в линиях Бальмеровской серии водородными атомами, выходит наружу и достигает наблюдателя и что разные линии претерпевают различное поглощение.

При этом имеются две возможности: 1) поглощение вызывается самими водородными атомами, т. е. имеет место самообращение, и 2) поглощение вызывается другими факторами, т. е. другими атомами и молекулами. Нами показывается, что в рассматриваемом случае вторая возможность является более правдоподобной. Таким образом в результате нашего чисто теоретического исследования мы склоняемся к тому же выводу, который был сделан Шайном и Мериллом (Merrill)<sup>1</sup> на основании экспериментальных данных о том, что аномальный декремент вызывается, вероятно, поглощательным действием полос окиси титана.

На этом результате можно построить ряд далеко идущих выводов. В частности можно на этом основании думать, что механизм самого возбуждения блестящих линий в звездах типа Me не отличается существенно от механизма возбуждения в звездах ранних типов и в газовых туманностях. А это в свою очередь должно пролить новый свет на всю проблему долгопериодических переменных.

При решении поставленной задачи мы рассмотрим сперва совокупность водородных атомов в наиболее простых условиях, а затем эти условия постепенно будем усложнять.

§ 1. Пусть некоторый объем занят совокупностью водородных атомов. Пусть далее выполняются следующие условия: а) плотность материи настолько мала, что столкновениями разного рода частиц с возбужденными атомами водорода можно пренебречь ввиду малой продолжительности жизни возбужденного состояния. Что касается столкновений частиц с H-атомами, находящимися в нормальном состоянии, то мы их не исключаем. Такие столкновения могут приводить в частности к возбуждению водородных атомов, б) плотность радиации в линиях субординатной серии настолько мала, что поглощениями световых квантов H-атомами, находящимися в возбужденных состояниях, можно пренебречь. Мы отнюдь не собираемся, однако, пренебрегать возможностью поглощения H-атомами, находящимися в нормальном состоянии, квантов Лаймановской серии. Такие поглощения будут приводить к возбуждению водородных атомов, в) оптическая толщина всего слоя в линиях Бальмеровской серии мала и поэтому все излучение атомов в этих линиях доходит непосредственно до нас.

Пусть теперь существует какой-либо фактор возбуждения водородных атомов, природа и механизм которого для нас совершенно безразличны. Важно только, что атомы каким-то способом приводятся из нормального состояния в различные возбужденные состояния. Способ возбуждения, в частности, может совпадать с одним из указанных выше (столкновения, поглощения Лаймановских квантов), он может состоять в ионизации с последующей рекомбинацией на возбужденные уровни и т. д.

Благодаря малой плотности материи и излучения в субординатных сериях возбужденные атомы будут совершать беспрепятственно непрерывную каскадную цепь спонтанных переходов вплоть до достижения ими основного состояния.

Рассмотрим, каково будет распределение атомов по возбужденным состояниям при сделанных предположениях.

Обозначим через  $N_i$  число атомов, переходящих в единицу времени в единице объема из первого состояния в  $i$ -тое под влиянием всех возбуждающих факторов. С другой стороны, обозначим через  $n_i$  число атомов,

находящихся на  $i$ -том уровне. Тогда условия стационарности будут иметь вид

$$\sum_{k=i+1}^{\infty} n_k A_{ki} + N_i = n_i \sum A_{ik} \quad (i=2, 3, \dots). \quad (1)$$

Здесь  $A_{ik}$  — суть Эйнштейновские коэффициенты вероятностей спонтанных переходов  $i \rightarrow k$ . Решение системы уравнений (1) дает нам  $n_i$ , если только известны  $N_i$ . Вычисляя произведения  $n_i A_{i \rightarrow 2} h\nu_{i2}$ , где  $h\nu_{i2}$  — энергия кванта, излучаемого при переходе  $i \rightarrow 2$ , мы получим интенсивности всех Бальмеровских линий.

Таким образом ясно, что отношения интенсивностей всех Бальмеровских линий определяются целиком заданием величин  $N_i$ . Но мы рассмотрим здесь лишь некоторые Бальмеровские линии:  $H\alpha$ ,  $H\beta$ ,  $H\gamma$  и  $H\delta$ . Поэтому нас будут интересовать лишь числа  $n_3$ ,  $n_4$ ,  $n_5$ , и  $n_6$ . Мы можем для наших целей разбить сумму в левой части (1) на две суммы:

$$\sum_{k=i+1}^{\infty} n_k A_{ki} = \sum_{k=i+1}^6 + \sum_7^{\infty}$$

Обозначим далее:

$$N_i + \sum_{k=i+1}^{\infty} n_k A_{ki} = N_i' \quad (i=2, 3, 4, 5, 6).$$

Тогда уравнения (1) переписутся в виде:

$$\sum_{k=i+1}^6 n_k A_{ki} + N_i' = n_i \sum_{k=1}^{i-1} A_{ik} \quad (i=2, 3, 4, 5, 6), \quad (2)$$

или подробно:

$$\begin{aligned} n A_{32} + n_4 A_{42} + n_5 A_{52} + n_6 A_{62} + N_2' &= n_2 A_{21}, \\ n_4 A_{43} + n_5 A_{53} + n_6 A_{63} + N_3' &= n_3 (A_{31} + A_{32}), \\ n_5 A_{54} + n_6 A_{64} + N_4' &= n_4 (A_{41} + A_{42} + A_{43}), \\ n_6 A_{65} + N_5' &= n_5 (A_{51} + A_{52} + A_{53} + A_{54}), \\ N_6' &= n_6 (A_{61} + A_{62} + A_{63} + A_{64} + A_{65}). \end{aligned}$$

Эта рекуррентная система уравнений может быть последовательно решена. Решение, очевидно, будет иметь вид:

$$n_i = \sum_{k=i}^6 \beta_{ik} N_k', \quad (i=3, 4, 5, 6), \quad (3)$$

где  $\beta_{ik}$  — суть некоторые постоянные коэффициенты. Зная коэффициенты  $A_{ik}$ , мы можем вычислить и коэффициенты  $\beta_{ik}$ . Нас интересуют не столько сами

числа атомов  $n_i$ , сколько числа переходов, при которых излучаются Бальмеровые линии. Для единицы объема они равны  $n_i A_{i2}$ . Обозначим эти числа переходов через  $M_{i2}$ . Тогда (3) можно переписать в виде:

$$M_{i2} = \sum_{k=i}^6 \alpha_{ik} N_k', \quad (4)$$

где

$$\alpha_{ik} = \beta_{ik} A_{i2}$$

суть некоторые новые постоянные. Помножая найденные таким образом значения  $M_{i2}$  на  $h\nu_{i2}$ , мы получим относительные интенсивности Бальмеровских линий.

Ниже дается вычисления на основании известных значений <sup>3</sup> вероятностей переходов таблица значений  $\alpha_{ik}$ :

Таблица 1  
Значения  $\alpha_{ik}$

$i \backslash k$	3	4	5	6
3	0.42	0.13	0.116	0.104
4	—	0.28	0.066	0.055
5	—	—	0.22	0.044
6	—	—	—	0.180

По данным этой таблицы мы получаем согласно (4) для отношения чисел излученных квантов в линиях H $\delta$  и H $\gamma$ :

$$\frac{H\delta}{H\gamma} = \frac{0.18 N_6'}{0.044 N_6' + 0.22 N_5'}$$

Поскольку числа  $N_k'$  не могут быть отрицательными, то отсюда видно, что существует некоторый теоретический верхний предел для отношения числа переходов  $\frac{H\delta}{H\gamma}$ , именно

$$\frac{H\delta}{H\gamma} < \frac{0.18}{0.044} = 4.$$

Этот верхний предел отношения будет иметь место в том случае, когда возбуждение происходит только на шестой уровень, а на пятый уровень атомы не возбуждаются. Между тем, у W Andromedae согласно Шайну<sup>2</sup>  $\frac{H\delta}{H\gamma} = 10:1.5$ , т. е. наблюдаемое отношение интенсивностей противоречит нашему результату.

Допустим теперь на короткое время, что измерения содержат ошибку и, что на самом деле  $\frac{H\delta}{H\gamma} = 4$ , т. е. мы имеем наш предельный случай, когда  $N_5'$  равно нулю. Тогда на основании той же таблицы 1 будем иметь:

$$\frac{H\gamma}{H\beta} = \frac{0.044 N_6'}{0.28 N_4' + 0.055 N_6'} < 1.$$

Таким образом  $N_{\gamma}$  должна была бы быть слабее  $N_{\beta}$ , что уже весьма резко противоречит наблюдениям.

Итак, мы приходим к заключению, что никакой способ возбуждения не мог бы создать наблюдаемого Бальмеровского декремента, если только считать, что свет атомов, излучающих эти линии, не подвергается заметному селективному поглощению и что каскадные переходы вниз после возбуждения не прерываются внешними факторами.

§ 2. Нужно отметить, что в предыдущем параграфе при вычислении относительных чисел квантов, испускаемых в каждой отдельной линии, мы применяли средние значения Эйнштейновских коэффициентов вероятностей переходов для каждой пары уровней. Но известно, что уровни энергии водородного атома являются кратными и можно было бы подумать, что избирательное возбуждение тех или других субсостояний различных уровней может все же привести к тому декременту, который мы наблюдаем в звездах типа Me. Поэтому рассмотрим задачу заново, строго учитывая субсостояния, соответствующие различным азимутальным квантовым числам.

Обозначим через  $N_{il}$  число атомов, переходящих прямо в единицу времени в единице объема какими угодно способами из основного состояния в состояние, характеризуемое главным квантовым числом  $i$  и азимутальным квантовым числом  $l$ . Пусть  $n_{il}$  есть число атомов, находящихся в этом состоянии в единице объема. Тогда условия стационарности будут иметь вид:

$$\sum_{k=i+1}^{\infty} \sum_{m=0}^{k-1} n_{km} A_{km, il} + N_{il} = n_{il} \sum_{k=1}^{i-1} \sum_{m=0}^{k-1} A_{il, km}. \quad (5)$$

Здесь  $A_{il, km}$  представляет собой Эйнштейновский коэффициент вероятности спонтанного перехода из состояния  $il$  в состояние  $km$ .

Введем аналогично предыдущему параграфу

$$N_{il}' = N_{il} + \sum_{k=7}^{\infty} \sum_{m=0}^{k-1} n_{km} A_{km, il}. \quad (6)$$

Тогда вместо (5) имеем:

$$\sum_{k=i+1}^6 \sum_{m=0}^{k-1} n_{km} A_{km, il} + N_{il}' = n_{il} \sum_{k=1}^{i-1} \sum_{m=0}^{k-1} A_{il, km}.$$

Решение этой системы уравнений облегчается тем, что все  $A_{km, il}$  при  $|m-l| \neq 1$  обращаются в нуль согласно правилу отбора. Это решение будет иметь вид:

$$n_{il} = \sum_{k=i}^6 \sum_{m=0}^{k-1} \beta_{il, km} N'_{km}. \quad (7)$$

Для каждой линии Бальмеровской серии, соответствующей переходу из  $i$ -того состояния во второе, имеем, что число переходов  $M_{i2}$  равно:

$$M_{i2} = \sum_{l=0}^{i-1} \sum_{k=0}^1 n_{il} A_{il, 2k}.$$

Подставляя сюда вместо  $n_{il}$  их выражения из (7), найдем:

$$M_{i2} = \sum_{k=i}^6 \sum_{m=0}^{i-1} \alpha_{i, km} N'_{km},$$

где  $\alpha_{i, km}$  — некоторые постоянные коэффициенты.

В табл. 2 даются численные значения этих коэффициентов вычисленные на основании известных <sup>3</sup> значений вероятностей переходов.

Таблица 2  
Значения  $\alpha_{i, km}$   
 $i = 3; H\alpha$

$k \backslash m$	$s$	$p$	$d$	$f$	$g$	$h$
3	1.000	0.118	1.000	—	—	—
4	0.050	0.041	0.030	1.000	—	—
5	0.118	0.042	0.032	0.645	1.000	—
6	0.047	0.044	0.040	0.525	0.839	1.000

$i = 4; H\beta$

$k \backslash m$	$s$	$p$	$d$	$f$	$g$	$h$
3	—	—	—	—	—	—
4	0.576	0.120	0.744	—	—	—
5	0.027	0.013	0.012	0.272	—	—
6	0.024	0.014	0.015	0.244	0.120	—

$i = 5; H\gamma$

$k \backslash m$	$s$	$p$	$d$	$f$	$g$	$h$
3	—	—	—	—	—	—
4	—	—	—	—	—	—
5	0.445	0.118	0.662	—	—	—
6	0.012	0.0007	0.006	0.116	—	—

$i = 6; H\delta$

$k \backslash m$	$s$	$p$	$d$	$f$	$g$	$h$
3	—	—	—	—	—	—
4	—	—	—	—	—	—
5	—	—	—	—	—	—
6	0.400	0.120	0.600	—	—	—

Из данных этой таблицы видно, что наибольшее отношение  $\frac{H\delta}{H\gamma}$  получится, если атомы с основного уровня возбуждаются на уровень  $6d$ . Но в этом случае мы все же должны иметь  $H\delta:H\alpha = 15$ . При всех других

способах возбуждения это отношение должно быть еще меньше. Хотя в настоящее время не имеется точных фотометрических измерений отношения  $N_{\delta}:N_{\alpha}$ , все же отсутствие линии  $N_{\alpha}$  в тех случаях, когда  $N_{\delta}$  весьма ярка, указывает на то, что это отношение во всяком случае меньше, чем 1:20. При возбуждении наряду с  $6d$  еще других состояний отношение  $N_{\delta}:N_{\alpha}$  должно только уменьшиться.

Вышеприведенные рассуждения показывают, что при сделанных предположениях никакой способ возбуждения не может дать наблюдаемого в некоторых случаях в звездах типа  $Me$  Бальмеровского декремента. Наблюденный в этих случаях декремент при сделанных предположениях попросту противоречит известной из квантовой механики системе вероятностей переходов. Следовательно, остается отказаться от сделанных предположений и рассмотреть проблему при более общих условиях.

§ 3. Рассмотрим сперва, какие следствия повлечет за собой отказ от гипотезы о том, что последовательные каскадные спонтанные переходы вниз не прерываются до тех пор, пока атом не дойдет до нормального состояния. Прерыв последовательности спонтанных переходов может произойти: 1) в результате столкновений с внешними частицами и 2) в результате поглощения светового кванта, переводящего атом из данного возбужденного состояния на более высокий уровень.

Что касается до столкновений, то среднее их количество за время нахождения атома в возбужденном состоянии (порядка  $10^{-8}$  сек.) при плотностях, господствующих в атмосферах звезд типа  $Me$ , должно быть ничтожно мало по сравнению с единицей. Если эффективное поперечное сечение для какого-либо процесса столкновения принять равным  $10^{-16}$  см<sup>2</sup>, среднюю скорость свободных электронов порядка  $10^{11}$  см<sup>-3</sup> (что соответствует основанию солнечной хромосферы и, вероятно, является верхней границей для обрабатываемых слоев звезд  $Me$ ), то получим, что водородный атом будет сталкиваться с электроном примерно раз в  $3 \cdot 10^{-3}$  сек. и, следовательно, что вероятность удара электрона за время  $10^{-8}$  сек. очень мала и им можно пренебречь. Итак, столкновения с материальными частицами практически никогда не прерывают последовательности спонтанных каскадных переходов атома.

Совершенно иначе обстоит дело с поглощением световых квантов возбужденными атомами. Правда, плотность излучения в Бальмеровских частотах при низких температурах звезд типа  $M$  не настолько велика, чтобы заставить значительную часть атомов, находящихся, скажем, в состоянии  $2P$ , перейти на более высокий уровень, не переходя на основной.

Однако в более высоких сериях, расположенных в инфракрасной части спектра, плотность излучения может оказаться достаточно большой для того, чтобы вероятность, скажем, перехода из 5-го состояния в 6-е оказалась того же порядка, что и вероятности спонтанных переходов из 5-го состояния в нижние.

Однако, можно показать, что и эта причина — наличие интенсивного инфракрасного излучения, вызывающего вынужденные переходы, не может привести к наблюдаемому аномальному декременту,

Рассмотрим для примера влияние инфракрасного излучения в частоте, соответствующей переходу  $5 \rightarrow 6$ . Если присутствует это и только это инфракрасное излучение, то последние два из уравнений (2) изменятся и переписутся уже в виде:

$$\begin{aligned} (A_6 + B_{6 \rightarrow 5} \rho) n_6 - B_{5 \rightarrow 6} \rho n_5 &= N_6', \\ (A_5 + B_{5 \rightarrow 6} \rho) n_5 - (A_6 \rightarrow 5 + B_{6 \rightarrow 5} \rho) n_6 &= N_5'. \end{aligned}$$

Здесь  $A_n$  есть сумма вероятностей спонтанных переходов из  $n$ -го уровня на все более низкие,  $B_{5 \rightarrow 6}$  и  $B_{6 \rightarrow 5}$  коэффициенты вероятностей соответствующих индуцированных переходов и, наконец,  $\rho$  есть плотность излучения в частоте, соответствующей переходу  $5 \rightarrow 6$ . Решая эти уравнения, мы найдем:

$$\frac{n_6}{n_5} = \frac{B_{5 \rightarrow 6} \rho N_5' + (A_5 + B_{5 \rightarrow 6} \rho) N_6'}{(A_6 + B_{6 \rightarrow 5} \rho) N_5' + (A_{65} + B_{6 \rightarrow 5} \rho) N_6'}$$

В силу положительности всех входящих в это равенство величин, имеем:

$$\begin{aligned} \frac{B_{5 \rightarrow 6} \rho N_5' + (A_5 + B_{5 \rightarrow 6} \rho) N_6'}{(A_6 + B_{6 \rightarrow 5} \rho) N_5' + (A_{65} + B_{6 \rightarrow 5} \rho) N_6'} &< \frac{B_{5 \rightarrow 6}}{B_{6 \rightarrow 5}} + \\ &+ \frac{A_5 N_6'}{A_6 N_5' + A_{65} N_6'} < \frac{B_{5 \rightarrow 6}}{B_{6 \rightarrow 5}} + \frac{A_5}{A_{65}}, \end{aligned}$$

так как  $\frac{B_{5 \rightarrow 6}}{B_{6 \rightarrow 5}}$  равно отношению весов шестого и пятого состояний. Для отношения чисел спонтанных переходов в линиях  $H\delta$  и  $H\gamma$  мы в результате получаем:

$$\frac{H\delta}{H\gamma} < \frac{A_{62}}{A_{52}} \left( \frac{36}{25} + \frac{A_5}{A_{65}} \right) \cong 5.$$

Таким образом верхняя граница возможных значений отношения  $\frac{H\delta}{H\gamma}$  в результате учета влияния инфракрасного излучения увеличивается незначительно (раньше у нас было  $\frac{H\delta}{H\gamma} < 4$ ).

Конечно, рассмотренный нами случай, когда присутствует только частота  $5 \rightarrow 6$ , является слишком специальным. Но причина, по которой наличие сколь угодно интенсивного излучения в этой частоте не может увеличить сильно относительную интенсивность высших членов Бальмеровской серии, имеет общий характер. Она заключается в том, что инфракрасное излучение, вызывая переходы типа  $i \rightarrow k$  ( $i < k$ ), вместе с тем способно вызвать и обратные вынужденные переходы (типа  $k \rightarrow i$ ). Эти переходы, дающие Эйнштейновское отрицательное поглощение, увеличивают число атомов в низших состояниях по сравнению с высшими и тем самым способствуют „нормализации“ Бальмеровского декремента. В самом деле, когда число атомов в верхнем состоянии  $k$  хотя бы немного превзойдет число атомов в нижнем состоянии  $i$  (что необходимо для создания аномального декремента), число переходов  $k \rightarrow i$  под влиянием излучения превзойдет число переходов  $i \rightarrow k$ , и общий результат влияния инфракрасного излучения будет направлен к уменьшению аномалии декремента. Более подробный математический анализ этого вопроса в целом вряд ли имеет смысл. Важно лишь, что инфракрасное излучение не может привести к заметному увеличению аномалии, максимально допустимой при любом способе возбуждения атомов.

Отметим здесь еще, что наблюдения указывают на то, что аномалия декремента тем меньше, чем более раннее подразделение типа Me мы рассматриваем. Между тем плотность инфракрасного излучения в атмосферах более ранних звезд выше.

§ 4. Рассмотрим, наконец, еще одну причину, могущую изменить распределение интенсивностей в Бальмеровской серии. Именно, до сих пор мы



считали, что все излучение в Бальмеровских линиях непосредственно достигает наблюдателя.

Теперь же мы допустим, что оптическая толщина излучающего слоя в линиях Бальмеровской серии велика по сравнению с единицей, т. е. имеет место самообращение. В этом случае каждый квант Бальмеровской серии прежде чем выйти из среды должен претерпеть целый ряд поглощений и превращений.

Рассмотрим, как при этом будут меняться относительные интенсивности линий, например  $H\gamma$  и  $H\delta$ .

В нашем газовом слое наряду с атомными процессами типов  $2 \rightarrow 5 \rightarrow 2$  и  $2 \rightarrow 6 \rightarrow 2$ , являющимися по существу процессами рассеяния квантов  $H\gamma$  и  $H\delta$ , происходят и разного рода циклические процессы. Остановимся на циклических процессах двух типов: (а)  $2 \rightarrow 6 \rightarrow 5 \rightarrow 2$  и (б)  $2 \rightarrow 5 \rightarrow 6 \rightarrow 2$ . Назовем процессы типа (а) прямыми, а процессы типа (б) обратными. При прямых процессах происходит создание квантов  $H\gamma$  за счет квантов  $H\delta$ , при обратных — создание квантов  $H\delta$  за счет  $H\gamma$ .

Отношение числа происходящих в единицу времени прямых циклических переходов к числу обратных, как легко видеть, равно:

$$\lambda = \frac{\frac{\rho_{26}}{\sigma_{26} + \rho_{26}}}{\frac{\rho_{25}}{\sigma_{25} + \rho_{25}} \cdot \frac{\rho_{56}}{\sigma_{56} + \rho_{56}}},$$

где  $\rho_{ik}$  есть плотность излучения в частоте, соответствующей переходу  $i \rightarrow k$ , а  $\sigma_{ik}$  — числитель Планковской формулы для плотности излучения в этой частоте.

Если  $\lambda > 1$ , то мы будем иметь преимущественно превращение квантов  $H\delta$  в кванты  $H\gamma$ . Если  $\lambda < 1$  — будет иметь место обратное.

Когда  $\lambda = 1$ , то оба типа процессов взаимно уравниваются. Но очевидно, что при  $\lambda = 1$  относительные плотности излучения подчиняются закону Планка при некотором неопределенном пока значении температуры  $T$ . Пусть по какой-либо причине плотность излучения в линии  $H\delta$  в несколько раз превосходит плотность излучения в линии  $H\gamma$ . Тогда легко видеть, что  $\lambda > 1$ , ибо  $\sigma_{56}$  и  $\sigma_{26}$  очень близки друг к другу и  $\frac{\rho_{56}}{\sigma_{56} + \rho_{56}} < 1$ . Но раз так, превращения квантов  $H\delta$  в кванты  $H\gamma$  будут преобладать над обратными, плотность излучения  $\rho_{26}$  уменьшится по сравнению с  $\rho_{25}$ , и в результате циклические переходы будут стремиться приблизить  $\lambda$  к единице. Итак, если какая-либо причина вызывает большое отношение  $\frac{\rho_{26}}{\rho_{25}}$ , то циклические переходы могут лишь уменьшить это отношение. Что касается до простых актов рассеяния, то они вовсе не меняют это отношение. Поэтому распределение интенсивностей будет ближе к нормальному при наличии самообращения, чем при его отсутствии. Между тем даже при отсутствии самообращения никакой механизм возбуждения не мог бы создать наблюдаемый аномальный декремент.

§ 5. Все изложенное выше приводит к выводу, что никакой способ возбуждения водородных атомов сам по себе, а тем более в комбинации с самообращением и внешним облучением инфракрасной радиацией не может дать наблюдаемый аномальный Бальмеровский декремент в звездах типа Ме.

Поэтому мы с необходимостью приходим к выводу о том, что в данном случае присутствует какой-то внешний фактор, производящий селектив-

ное экранирование низших членов Бальмеровской серии. В свете этого результата заключение ряда авторов о том, что аномальный декремент вызывается поглощением, производимым окисью титана, кажется весьма близким к истине.

Абастуманская астрофизическая обсерватория.

Поступило  
21 октября 1937 г.

---

### Литература

### Literature

1. Merrill, Ap. J., 53, 185, 1921 and 71, 285, 1930.
2. Shajn, Zs. f. Ap., 10, 73, 1935.
3. Бете, Квантовая механика простейших систем, ГТТИ, 1935, стр. 238.

---

## ON THE INTERPRETATION OF THE ANOMALOUS BALMER DECREMENT IN THE SPECTRA OF LATE TYPE STARS WITH EMISSION LINES

By V. A. Ambarzumian and M. A. Vashakidse

The problem of the anomalous Balmer decrement in the spectra of Me stars is considered theoretically. It is shown under very general assumptions on the sources of excitation, that the hydrogen atoms never can give the observed Balmer decrement, if only the whole energy, emitted in hydrogen lines reaches the observer's eye. It is concluded therefore, that some other substance causes the selective absorption of the energy emitted in hydrogen lines. It is very probable that the TiO-absorption plays here an important role.

---