

И. С. ШКЛОВСКИЙ

К ВОПРОСУ ОБ ОТОЖДЕСТВЛЕНИИ КОРОНАЛЬНОЙ ЛИНИИ
 $\lambda 5694,42 \text{ \AA}$

(Представлено академиком Г. А. Шайном 1 IX 1948)

Как известно, желтая корональная линия $\lambda 5694,42 \text{ \AA}$ обладает рядом замечательных особенностей, в частности, локализацией областей свечения над группами больших пятен вблизи солнечных извержений и протуберанцев „типа солнечных пятен“ (1). Области свечения этой линии, тесно связанные с рядом весьма активных образований в солнечной атмосфере, повидимому, являются ответственными за магнитные и ионосферные возмущения. Поэтому представляет большой интерес отождествление этой линии.

Эдлен (2) отождествил $\lambda 5694,42 \text{ \AA}$ с переходом ${}^3P_1 - {}^3P_0$ внутри основной конфигурации Ca XV. Потенциал ионизации Ca XV равен 812 V, т. е. существенно больше, чем у других корональных ионов. Поэтому Вальдмайер (1) считал области свечения желтой линии самыми „горячими“ в короне, каковое заключение должно определять характер физических процессов в активных областях солнечной атмосферы.

Однако это отождествление, как на это указывал сам Эдлен, встречается с трудностью: необходимо присутствие второй линии, возникающей при переходе ${}^3P_2 - {}^3P_1$. Линия эта, длина волны которой должна быть близка к $5694,42 \text{ \AA}$, до последнего времени не была обнаружена в короне. Недавно Вальдмайер (3) открыл новую корональную линию $\lambda 5446 \text{ \AA}$, по своему поведению весьма схожую с $\lambda 5694,42 \text{ \AA}$. Это дало ему основание приписать найденную новую линию переходу Ca XV ${}^3P_2 - {}^3P_1$.

Мы проверим справедливость предположения Вальдмайера, для чего вычислим отношение интенсивностей линий $\lambda 5694,42 \text{ \AA}$ и $\lambda 5446 \text{ \AA}$, считая, что отождествление Эдлена правильно.

Так как точность экстраполяции разностей термов основного состояния в изоэлектронной последовательности CI, II, OIII, ... , Ca XV, ... не позволяет сделать определенного заключения — какому из переходов, ${}^3P_2 - {}^3P_1$ или ${}^3P_1 - {}^3P_0$, соответствует линия $\lambda 5694,42 \text{ \AA}$, мы рассмотрим обе возможности.

Распределение ионов Ca XV по различным уровням основного состояния может быть найдено решением системы линейных уравнений, каждое из которых есть условие стационарности для определенного уровня. Конфигурации $2s^2 2p^2$ принадлежат 5 уровням: ${}^3P_0 < {}^3P_1 < {}^3P_2 < {}^1D_2 < {}^1S_0$.

Можно показать, что спонтанные переходы с уровня 1S_0 совершаются преимущественно на уровень 3P_1 . Поэтому мы будем полагать, что всякое возбуждение (электронным ударом) уровня 1S_0

эквивалентно возбуждению уровня 3P_1 . Вышеуказанную последовательность уровней будем изображать последовательностью чисел 1, 2, ..., 5. Тогда система уравнений запишется в виде:

$$\begin{aligned}
 N_0(b_{01} + b_{01}) + N_2(A_{21} + b_{21} + b_{21}) + N_3(A_{31} + b_{31} + b_{31}) = \\
 = N_1 \left(A_{10} + \sum_{k=0}^4 b_{1k} \right), \\
 N_0 b_{02} + N_1 b_{12} + N_3(A_{31} + b_{31}) = N_2 \left(A_{21} + A_{20} + \sum_{k=0}^4 b_{2k} \right), \quad (1) \\
 N_0 b_{03} + N_1 b_{13} + N_2 b_{23} = N_3 \left(A_{31} + A_{32} + A_{30} + \sum_{k=0}^4 b_{3k} \right),
 \end{aligned}$$

где N_k — концентрация ионов Ca XV на k уровне, b_{ik} — вероятность электронного удара первого ($i < k$) и второго ($i > k$) рода. Для величин b_{ik} имеем выражение

$$b_{ik} = N_e T_e^{-1/2} 8,54 \cdot 10^{-6} \frac{\Omega(ik)}{2J_i + 1} \text{ сек.}^{-1}. \quad (2)$$

Эта формула получена Мензелом и Хеббом (4) квантово-механическим расчетом для соударений с медленными электронами при исследовании аналогичной проблемы в случае иона OIII, принадлежащего той же конфигурации, что и Ca XV. $\Omega(ik)$ затабулировано в (4); T_e — электронная температура короны, которая весьма высока; J_i — внутреннее квантовое число исходного уровня.

Мы найдем вероятности переходов A_{ik} в двух предположениях.

а) Переход $P_2 - P_1 \rightarrow \lambda 5446 \text{ \AA}$, $P_1 - P_0 \rightarrow 5694 \text{ \AA}$.

Отношение волновых чисел разностей термов $R_i = \frac{P_2 - P_1}{P_1 - P_2} = 1,0455$. На основании теории промежуточной связи (5), указанному значению R_i соответствует параметр связи $\chi = 0,453$. Этим параметром полностью определяется положение терма 1D . Для вероятности запрещенного перехода (обусловленного магнитно-дипольным излучением) имеем следующую точную формулу (5):

$$A_m = \frac{2,69 \cdot 10^{-11}}{2J_i + 1} \nu^3 S_m(\chi),$$

где ν выражено в обратных сантиметрах, а S_m — безразмерный параметр, затабулированный для различных конфигураций как функция χ .

б) Переход $P_2 - P_1 \rightarrow \lambda 5694 \text{ \AA}$, $P_1 - P_0 \rightarrow \lambda 5446 \text{ \AA}$. В этом случае $R_1 = 0,956$, $\chi = 0,528$.

В табл. 1 приводим результаты вычислений.

Таблица 1

| Переход | A_m (а), сек. $^{-1}$ | A_m (б), сек. $^{-1}$ |
|---------------------|-------------------------|-------------------------|
| ${}^3P_2 - {}^3P_1$ | 95 | 66 |
| ${}^3P_1 - {}^3P_0$ | 75 | 103 |
| ${}^1D_2 - {}^3P_1$ | 631 | 512 |
| ${}^1D_2 - {}^3P_2$ | 542 | 580 |

Для $N_e T_e^{-1/2}$ примем три значения: 1) $1,17 \cdot 10^6$; 2) $3,5 \cdot 10^5$; 3) $1,17 \cdot 10^5$, что охватывает весь диапазон возможных изменений N_e и T_e . Отношение интенсивностей линии $\lambda 5694 \text{ \AA}$ и $\lambda 5446 \text{ \AA}$ запишется:

$$\frac{I}{I} \frac{N_i A_m 5446}{N_k \bar{A}_m 5694},$$

где $i = 1$, $k = 2$ в случае а, $i = 2$, $k = 1$ в случае б; A_m — вероятность излучения $\lambda 5694 \text{ \AA}$, \bar{A}_m — вероятность излучения $\lambda 5446 \text{ \AA}$.

Решения системы (1) могут быть сведены в табл. 2.

Таблица 2

| | 1 | 2 | 3 |
|----------------|------|------|------|
| $I, \text{ а}$ | 1,05 | 1,19 | 1,46 |
| $I, \text{ б}$ | 0,33 | 0,60 | 0,61 |

Наблюдения Вальдмайера дают $I/\bar{I} = 5$, в резком противоречии с нашими вычислениями. Могут возникнуть сомнения в справедливости формулы (2) для Ca XV. Она была выведена для OIII в предположении существования рессел-саундерсовской связи, и $Z = 2$ (Z — заряд иона).

Однако для иона Fe XIII (конфигурация также p^2), у которого χ и Z почти такие, как и у Ca XV, вычисленные аналогичным образом относительные интенсивности линий $\lambda 10798$, 10747 , 3388 \AA находятся в хорошем согласии с наблюдениями.

Это заставляет нас притти к заключению, что отождествление $\lambda 5694,42 \text{ \AA}$ было сделано неправильно.

Особенность поведения этой линии должна объясняться отличием физических условий (главным образом, кинетической температуры T_e) в областях свечения ее от нормальных условий, господствующих в короне.

Можно стоять на точке зрения, противоположной вальдмайеровской: области свечения желтой линии суть наиболее «холодные» части короны. Приходится считаться с тем фактом, что в горячей корональной материи могут происходить конденсации, которые, охлаждаясь, дают протуберанцы типа солнечных пятен. При этом, возможно, существуют стадии ионизации элементов более низкие, чем в короне, хотя все еще достаточно высокие. Особое внимание, естественно, должно быть обращено на наиболее обильные элементы. После водорода и гелия, повидимому, неон является самым обильным элементом в Галактике (6). Хотя никаких следов неона в солнечной атмосфере не обнаружено (из-за особенностей его спектра), но вряд ли приходится сомневаться, что в короне он присутствует в значительных количествах. Известно, что в короне отождествлены две линии аргона. В этой связи укажем, что переход Ne VI $2s 2p^2 P_{3/2} - {}^2S_{1/2}$, как это можно установить по лабораторным данным, дает линию с волновым числом 17525 см^{-1} , в то время как для желтой линии $\nu = 17560 \text{ см}^{-1}$. Совпадение можно считать удовлетворительным, если учесть, что разность термов ${}^2P_{3/2} - {}^2S_{1/2}$ определялась из измерения весьма малых длин волн (рентгеновская область) и поэтому не может быть достаточно точной.

Решающим экспериментом, позволяющим сделать выбор между предположениями о „горячих“ или „холодных“ областях свечения

желтой линии, является измерение полуширины ее, что можно сделать вне затмения.

Первый государственный астрономический
институт им. Штернберга
Московского государственного университета

Поступило
29 VIII 1948

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

¹ M. Waldmeier, *Astron. Mitteilungen d. Eidgenoss. Sternwarte, Zürich*, No. 146 (1946). ² B. Edlen, *Z. f. Astroph.*, **22**, 30 (1942). ³ M. Waldmeier, *Astron. Mitteilungen d. Eidgenoss. Sternwarte, Zürich*, No. 151 (1947). ⁴ M. Hebb and D. Menzel, *Astroph. J.*, **92**, 408 (1940). ⁵ E. Condon and G. Shortley, *The Theory of Atomic Spectra*, Cambridge Univ. Press, 1935. ⁶ A. Unsöld, *Z. f. Astroph.*, **21**, 22 (1941).