

Т. ФЕКЛИСТОВА

ВЕРОЯТНОСТИ НЕКОТОРЫХ ЗАПРЕЩЕННЫХ КОРОНАЛЬНЫХ ЛИНИЙ В ОБЛАСТИ ВАКУУМНОГО УЛЬТРАФИОЛЕТА

Теоретическая интерпретация новых наблюдательных данных по спектрам солнечной хромосферы и короны [1], построение теоретического эмиссионного спектра планетарных туманностей, а также горячих звезд типа Вольфа—Райе с разреженными оболочками в области вакуумного ультрафиолета требует знания атомных параметров не только основных состояний, но и нижних возбужденных состояний того или иного атома. Настоящая работа посвящена одному вопросу из этой области — оценке вероятностей некоторых наиболее интенсивных запрещенных переходов. Рассмотрены переходы $2s^2 1S_0 - 2s 2p^3 P_1$ в спектрах изоэлектронной последовательности C III, N IV, O V и F VI; переходы $2s^2 2p^2 3P_{1,2} - 2s 2p^3 5S_2$ в изоэлектронной последовательности N II, O III, F IV, Ne V, Na VI и переходы $2s^2 2p^2 P_{3/2, 1/2} - 2s 2p^2 4P_{5/2, 3/2, 1/2}$ в последовательности C II, N III, O IV и F V. Настоящая статья является продолжением работы [2], в которой рассматривались вероятности разрешенных переходов ионов C и N.

Следует отметить, что метастабильные термы, с которых возникают рассматриваемые запрещенные линии, являются самыми нижними термами первой возбужденной конфигурации.

Для нахождения вероятностей запрещенных переходов в рассматриваемых атомах необходимо в волновую функцию верхних состояний ввести член, учитывающий отклонение от LS -связи вследствие магнитного взаимодействия электронов с ядром и между собой. Улучшенная волновая функция состояния $aLSJM$ содержит примесь состояний $aL'S'JM$ других термов $aL'S'$ с тем же моментом J , его проекцией M и четностью [3]. Поскольку примесь тем больше, чем меньше энергетические разности состояний, то ограничимся термами одной конфигурации.

При определенных условиях возбуждения в излучающей среде может происходить накопление атомов на метастабильных уровнях, и линии запрещенных переходов будут обладать значительной интенсивностью. Электронные плотности, при которых эти линии достигают достаточной интенсивности, будут ниже 10^9 см^{-3} [1, 4]. Это условие выполняется в солнечной хромосфере, в верхних слоях новых и некоторых пекулярных звезд.

Одна из рассматриваемых запрещенных линий $\lambda 2139,7 \text{ \AA}$ N II наблюдалась в лаборатории [5], ее интенсивность 4 (в 10-балльной шкале). Запрещенные линии $2s^2 1S_0 - 2s 2p^3 P_1$ изоэлектронной последовательности C III, N IV, O V с длинами волн соответственно $\lambda 1908,7 \text{ \AA}$, $\lambda 1486,6 \text{ \AA}$,

λ 1218,3 Å; линии $2s^2 2p^2 P - 2s 2p^2 4P$ N III (λ 1749,5 Å), O IV (λ 1404,8 Å) и линии $2s^2 2p^2 3P_{1,2} - 2s 2p^3 5S_2$ O III (λ 1660,8 Å и λ 1666,1 Å) обнаружены в вакуумультрафиолетовом спектре хромосферы и короны Солнца [1].

1. Запрещенные линии C III, N IV, O V и F VI

В спектрах изоэлектронной последовательности C III, N IV, O V и F VI имеется метастабильный уровень $2s 2p^3 P_1$, переходы с которого на основной уровень $2s^2 1S_0$ дают линии с длинами волн соответственно λ 1908,7 Å, λ 1488,1 Å, λ 1215,7 Å и λ 1032,4 Å.

Вероятность запрещенного перехода $2s^2 1S_0 - 2s 2p^3 P_1$ приближенно можно определить следующим образом. Волновая функция 3P_1 при учете спин-орбитального взаимодействия электронов с ядром и между собой представляется в виде

$$\psi(2s 2p^3 P_1) = \psi(2s 2p^3 P_1)_{LS} + \alpha \psi(2s 2p^1 P_1)_{LS}. \quad (1)$$

Недиагональный матричный элемент α равен

$$\alpha = \frac{\frac{\sqrt{2}}{2} \xi_p}{E(^3P_1) - E(^1P_1)},$$

где численный коэффициент $\sqrt{2}/2$ находится как недиагональный элемент матрицы спин-орбитального взаимодействия в нулевом приближении [6], а в знаменателе — разность энергий состояний $2s 2p^3 P_1$ и $2s 2p^1 P_1$. Из расщепления терма 3P от $J=0$ до $J=2$ из той же матрицы спин-орбитального взаимодействия найдем для ξ_p выражение

$$\Delta_1 + \Delta_2 = 1,5 \xi_p.$$

Используя лабораторные данные о расщеплении $(\Delta_1 + \Delta_2)$ термов 3P [7], получим следующие значения величин ξ_p для C III, N IV, O V и F VI:

C III	53,2 см ⁻¹ ,	O V	295,2 см ⁻¹ ,
N IV	138,3 см ⁻¹ ,	F VI	557,3 см ⁻¹ .

Разность энергий термов 3P_1 и 1P_1 определена из таблиц [7]. Вероятность запрещенного перехода при учете (1) выражается в виде

$$A(2s^2 1S_0 - 2s 2p^3 P_1) = \alpha^2 k^3 A(2s^2 1S_0 - 2s 2p^1 P_1), \quad (2)$$

где k — отношение частоты запрещенного перехода $^3P_1 - 1S_0$ к частоте разрешенного перехода $^1P_1 - 1S_0$ и его можно трактовать как поправку за разницу в длинах волн этих переходов. Входящая в формулу (2) вероятность разрешенного перехода $2s 2p^1 P_1 - 2s^2 1S_0$ выражается в виде

$$A(2s^2 1S_0 - 2s 2p^1 P_1) = \frac{2,68 \cdot 10^9}{\omega_2} i^3 S_{12}, \quad (3)$$

где ω_2 — статистический вес верхнего терма и i — волновое число в ридбергах. Кроме того, сила линии электрического дипольного перехода дается соотношением

$$S_{12} = \sigma^2 S_{LL'} s / \Sigma s. \quad (4)$$

В этой формуле $s/\Sigma s$ — теоретическая интенсивность рассматриваемой линии по отношению ко всему мультиплету, $S_{LL'}$ — сила мультиплета, радиальная часть

$$\sigma^2 = \frac{Q^2}{4l_*^2 - 1}, \quad (5)$$

где

$$Q^2 = \left| \int_0^{\infty} r P(2s|r) P(2p|r) dr \right|^2 \quad (6)$$

и l_* — большее из двух азимутальных квантовых чисел электронов, участвующих в переходе. Значения $s/\Sigma s$ и $S_{LL'}$ взяты из [8].

Радиальный фактор σ^2 определен приближенно с помощью таблиц Бейтса и Дамгард (см. [3]). Для систем с малым числом электронов этот метод дает хорошие результаты. В целях сохранения единства подхода мы пользуемся им для получения значений радиального фактора σ^2 для всех рассматриваемых ионов, хотя для некоторых ионов найдены и более точные значения σ^2 . Ниже будет проведено сравнение значений σ^2 , полученных методом Бейтса и Дамгард, со значениями σ^2 для ионов N и O, полученных для разрешенных переходов Келли [9].

Все величины, необходимые для расчета вероятностей запрещенных переходов ионов C III, N IV, O V и F VI, а также полученные с их помощью результаты, приведены в табл. 1.

Таблица 1

Элемент	$\lambda_{\text{лаб}}, \text{ \AA}$	i	$S_{LL'}$	σ^2	α^2	$A, \text{ сек}^{-1}$
C III	1908,7	0,48	6	0,45	$5,66 \cdot 10^{-7}$	$1,51 \cdot 10^2$
N IV	1488,1	0,61	6	0,31	$2,37 \cdot 10^{-6}$	$8,93 \cdot 10^2$
O V	1215,7	0,75	6	0,22	$7,44 \cdot 10^{-6}$	$3,65 \cdot 10^3$
F VI	1032,4	0,88	6	0,16	$1,92 \cdot 10^{-5}$	$1,15 \cdot 10^4$

Видно, что полученные значения вероятностей довольно велики и соответствующие линии должны быть интенсивными при условии, если не будут действовать механизмы, препятствующие уходу электронов на основной уровень.

Можно сравнить вычисленное значение вероятности запрещенного перехода для иона N IV ($8,93 \cdot 10^2 \text{ сек}^{-1}$) со значением, полученным в [4] ($4,4 \cdot 10^2 \text{ сек}^{-1}$). Различие вызвано в основном тем, что в [4] использованы теоретические значения энергии, а в настоящей работе — лабораторные.

2. Запрещенные линии N II, O III, F IV, Ne V и Na VI

При переходе с метастабильного уровня $2s2p^3^5S_2$ (самого нижнего уровня из всей совокупности уровней первой возбужденной конфигурации $2s2p^3$) на уровни $2s^22p^2^3P_{1,2}$ основного терма в области вакуумного ультрафиолета могут возникнуть запрещенные линии ионов N II, O III, F IV, Ne V и Na VI.

Уровни основной конфигурации $2s^22p^2$ достаточно хорошо описываются LS-связью. Это подтверждается приближенным выполнением

правила интервалов ($\Delta_1/\Delta_2 = 1/2$ — теоретическое значение) и структурой мультипольного расщепления. Если спин-орбитальное взаимодействие сравнимо с электростатическим, то «истинная» волновая функция какого-либо состояния будет линейной комбинацией волновых функций в LS -связи с одинаковыми J .

Следовательно, если учесть взаимодействие спин-орбита, волновую функцию метастабильного уровня $2s2p^3^5S_2$ можно представить в виде

$$\psi(2s2p^3^5S_2) = \psi(2s2p^3^5S_2)_{LS} + \alpha\psi(2s2p^3^3P_2)_{LS}, \quad (7)$$

где

$$\alpha = \frac{\xi_p}{E(^5S_2) - E(^3P_2)}.$$

С помощью волновых функций (7) вычисляются вероятности запрещенных переходов $2s^22p^2^3P_{1,2} - 2s2p^3^5S_2$ ионов N II, O III, F IV, Ne V и Na VI. В использованном приближении уровень $2s2p^3^5S_2$ этих элементов описывается промежуточной связью.

Величины ξ_p определялись из расщепления термов 3P [7]. Получены следующие значения величин ξ_p :

N II	87,5 $см^{-1}$,	Ne V	741,3 $см^{-1}$,
O III	204,5 $см^{-1}$,	Na VI	1238,6 $см^{-1}$.
F IV	408,9 $см^{-1}$,		

Таким образом, для недиагональных матричных элементов находим

$$\begin{aligned} \alpha &= 1,41 \cdot 10^{-3} \text{ для N II,} & \alpha &= 6,21 \cdot 10^{-3} \text{ для Ne V,} \\ \alpha &= 2,49 \cdot 10^{-3} \text{ для O III,} & \alpha &= 8,98 \cdot 10^{-3} \text{ для Na V,} \\ \alpha &= 4,06 \cdot 10^{-3} \text{ для F IV,} & & \end{aligned}$$

Вероятность запрещенного перехода определяется формулой

$$A_{12} = \alpha^2 \frac{2,68 \cdot 10^9}{\omega_2} i_{12}^3 \sigma^2 S \frac{s}{\Sigma s},$$

где S — сила мультиплетта для перехода $2s^22p^2^3P - 2s2p^3^3P$ равна 18, а статистический вес верхнего терма $\omega_2 = 5$.

Как и в § 1, радиальные факторы σ^2 определялись с помощью таблиц [3].

Величины, необходимые для определения изучаемых вероятностей запрещенных переходов $2s^22p^2^3P_{1,2} - 2s2p^3^5S_2$, и полученные значения вероятностей приведены в табл. 2.

Таблица 2

Элемент	$\lambda_{\text{лаб}}, \text{Å}$	i	$S \cdot s / \Sigma s$	σ^2	α^2	$A, \text{сек}^{-1}$
N II	2139,7	0,43	2,5	0,50	$1,99 \cdot 10^{-6}$	$1,03 \cdot 10^2$
	2143,4	0,42	7,5	0,50	$1,99 \cdot 10^{-6}$	$3,08 \cdot 10^2$
O III	1661,2	0,55	2,5	0,32	$6,21 \cdot 10^{-6}$	$4,47 \cdot 10^2$
	1666,5	0,55	7,5	0,32	$6,21 \cdot 10^{-6}$	$1,33 \cdot 10^3$
F IV	1346,2	0,68	2,5	0,22	$1,65 \cdot 10^{-5}$	$1,55 \cdot 10^3$
	1353,3	0,67	7,5	0,22	$1,65 \cdot 10^{-5}$	$4,58 \cdot 10^3$
Ne V	1130,8	0,81	2,5	0,16	$3,86 \cdot 10^{-5}$	$4,45 \cdot 10^3$
	1139,8	0,80	7,5	0,16	$3,86 \cdot 10^{-5}$	$1,30 \cdot 10^4$
Na VI	972,7	0,94	2,5	0,13	$8,07 \cdot 10^{-5}$	$1,14 \cdot 10^4$
	983,7	0,93	7,5	0,13	$8,07 \cdot 10^{-5}$	$3,31 \cdot 10^4$

При определенных условиях возбуждения в излучающей оболочке на метастабильном уровне $2s2p^3^5S_2$ может происходить накопление атомов и вследствие этого интенсивности запрещенных линий $2s^22p^2^3P_{1,2} — 2s2p^3^5S_2$ могут быть велики и сравнимы с интенсивностями разрешенных линий.

Можно сравнить полученные значения вероятностей запрещенных переходов изоэлектронной последовательности N II, O III, F IV, Ne V, Na VI с результатами работы [10].

Элемент	$A \text{ сек}^{-1} [10]$
N II	$3,2 \cdot 10^2$
O III	$1,1 \cdot 10^3$
F IV	$3,2 \cdot 10^3$
Ne V	$7,6 \cdot 10^3$
Na VI	$2,3 \cdot 10^4$

Различие невелико и объясняется расхождением в определении радиальных интегралов и различием в значениях ξ_p .

Можно провести сопоставление наблюдаемого спектра Солнца в области вакуумного ультрафиолета [11] с расчетными линиями. Линия $\lambda 1658,1 \text{ \AA}$ отождествлена с линией $2p^2^3P — 3s^3P \text{ C I}$. Вероятно, она blendирует с линией O III рассмотренного запрещенного перехода. Далее возможно, что наблюдаемая линия $\lambda 1141,4 \text{ \AA}$ интенсивности 5 [12] принадлежит запрещенной линии Ne V.

Следует отметить, что линия $\lambda 2139,7 \text{ \AA}$ N II может быть также наблюдаема в ультрафиолетовом спектре комет и полярных сияний [13].

3. Запрещенные линии C II, N III, O IV и F V

В спектрах изоэлектронной последовательности C II, N III, O IV и F V может наблюдаться запрещенный мультиплет $2s2p^2^4P — 2s^22p^2P$. Некоторые сведения об этих переходах суммированы в табл. 3.

Таблица 3

$2p'^4P — 2p^2P$ переход $J — J'$	C II		N III		O IV		F V	
	$\lambda_{\text{лаб}}, \text{ \AA}$	i	$\lambda_{\text{лаб}}, \text{ \AA}$	i	$\lambda_{\text{лаб}}, \text{ \AA}$	i	$\lambda_{\text{лаб}}, \text{ \AA}$	i

5/2—3/2	2326,3	0,392	1749,5	0,521	1406,3	0,648	1164,1	0,783
3/2—3/2	2327,9	0,391	1752,0	0,520	1410,0	0,647	1169,0	0,780
3/2—1/2	2324,4	0,392	1746,7	0,522	1402,4	0,650	1158,9	0,787
1/2—3/2	2329,0	0,391	1753,8	0,520	1412,6	0,645	1172,5	0,778
1/2—1/2	2325,6	0,392	1748,5	0,521	1404,9	0,649	1162,3	0,785

При расчете вероятностей переходов $2s2p^2^4P — 2s^22p^2P$ для элементов изоэлектронной последовательности C II, N III, O IV и F V используем тот же полуэмпирический метод. С учетом спин-орбитального взаимодействия волновые функции уровней $2s2p^2^4P_{5/2, 3/2, 1/2}$ будут иметь следующий вид:

$$\psi(^4P_{5/2}) = \psi(^4P_{5/2})_{LS} + a_{12}^{(1)} \psi(^2D_{5/2})_{LS},$$

$$\psi(^4P_{3/2}) = \psi(^4P_{3/2})_{LS} + a_{12}^{(2)} \psi(^2D_{3/2})_{LS} + a_{13}^{(2)} \psi(^2P_{3/2})_{LS},$$

$$\psi(^4P_{1/2}) = \psi(^4P_{1/2})_{LS} + a_{12}^{(3)} \psi(^2P_{1/2})_{LS} + a_{13}^{(3)} \psi(^2S_{1/2})_{LS}.$$

Коэффициенты $a_{12}^{(1)}$, $a_{12}^{(2)}$, $a_{13}^{(2)}$ и т. д. находились с помощью недиагональных элементов матрицы спин-орбитального взаимодействия конфигурации sp^2 [6]:

$$a_{12}^{(1)} = \frac{\frac{\sqrt{2}}{2} \xi_p}{E(^4P_{5/2}) - E(^2D_{5/2})},$$

$$a_{12}^{(2)} = \frac{\frac{\sqrt{3}}{6} \xi_p}{E(^4P_{3/2}) - E(^2D_{3/2})},$$

$$a_{13}^{(2)} = \frac{-\frac{\sqrt{5}}{6} \xi_p}{E(^4P_{3/2}) - E(^2P_{3/2})},$$

$$a_{12}^{(3)} = \frac{-\frac{\sqrt{2}}{6} \xi_p}{E(^4P_{1/2}) - E(^2P_{1/2})},$$

$$a_{13}^{(3)} = \frac{-\frac{2\sqrt{3}}{3} \xi_p}{E(^4P_{1/2}) - E(^2S_{1/2})}.$$

Величины ξ_p приближенно определялись из наблюдаемого [7] расщепления термина 2P конфигурации $2s2p^2$ с использованием формул [6] ($\xi(^2P) = 2/3\xi_p$) и имеют значения

С II	41,2 см ⁻¹ ,	O IV	243,3 см ⁻¹ ,
N III	110,4 см ⁻¹ ,	F V	467,0 см ⁻¹ .

Следует отметить, что эти значения величин ξ_p несколько отличаются от значений, полученных из расщепления термов $^4P(2s2p^2)$ и $^2P(2s^22p)$, и являются примерно их средним.

Следует также заметить, что для термина $2s2p^2D$ правило интервалов Ланде выполняется не особенно хорошо: расщепление дублета $\xi(^2D)$ должно равняться нулю, тогда как наблюдения показывают, что оно равно $-2,3$ см⁻¹, $-7,7$ см⁻¹, $-14,0$ см⁻¹ и $-22,0$ см⁻¹ для элементов исследуемой изоэлектронной последовательности С II, N III, O IV, F V, т. е. термы обращены. Наблюдаемые значения $\xi(^2D)$ близки к нулю, и в первом приближении можно считать, что полуэмпирический метод расчета должен дать правильный результат.

Вероятность запрещенного перехода определяется формулой

$$A_k(J - J') = \frac{2,68 \cdot 10^9}{2J + 1} i^3 \sigma^2 S_k,$$

где $2J + 1$ — статистический вес верхнего уровня; S_k — сила линии рассматриваемого перехода. Используя выражение для относительной силы линии в дипольном мультиплете [3] и значения сил мультиплетов [14], получаем для сил линий рассматриваемых переходов выражения

$$S_1 = S(^4P_{5/2} - ^2P_{3/2}) = [\sqrt{6} a_{12}^{(1)}]^2,$$

$$S_2 = S(^4P_{3/2} - ^2P_{3/2}) = \left[\sqrt{\frac{2}{3}} a_{12}^{(2)} + \sqrt{10} a_{13}^{(2)} \right]^2,$$

$$S_3 = S(4P_{3/2} - 2P_{1/2}) = \left[\sqrt{\frac{10}{3}} a_{12}^{(2)} - \sqrt{2} a_{13}^{(2)} \right]^2,$$

$$S_4 = S(4P_{1/2} - 2P_{3/2}) = \left[\sqrt{2} a_{12}^{(3)} + \frac{2}{\sqrt{3}} a_{13}^{(3)} \right]^2,$$

$$S_5 = S(4P_{1/2} - 2P_{1/2}) = \left[2a_{12}^{(3)} - \sqrt{\frac{2}{3}} a_{13}^{(3)} \right]^2.$$

Значения радиального фактора σ^2 определялись для однородности с помощью таблиц Бейтса и Дамгард [9].

Сравним значения σ^2 для ионов N и O со значениями σ^2 , полученными для разрешенных переходов Келли [9]:

Элемент	Переход	Келли	σ^2	Б. и Д.	σ^2
N II	$2s^2 2p^2 - 2s 2p^3$	$3P - 3S$	0,513	$3P - 5S$	0,500
N III	$2s^2 2p - 2s 2p^2$	$2P - 2P$	0,436	$2P - 4P$	0,474
N IV	$2s^2 - 2s 2p$	$1S - 1P$	0,373	$1S - 3P$	0,305
O III	$2s^2 2p^2 - 2s 2p^3$	$3P - 3S$	0,334	$3P - 5S$	0,325
O IV	$2s^2 2p - 2s 2p^2$	$2P - 2P$	0,292	$2P - 4P$	0,312
O V	$2s^2 - 2s 2p$	$1S - 1P$	0,256	$1S - 3P$	0,216

Видно, что различие невелико. Следовательно, с целью сохранения единства в расчетах для определения значений σ^2 можно пользоваться методом Бейтса и Дамгард.

Результаты расчетов вероятностей запрещенных переходов приведены в табл. 4.

Таблица 4

$2p' 4P - 2p 2P$ переход $J - J'$	C II $\sigma^2 = 0,868$		N III $\sigma^2 = 0,474$		O IV $\sigma^2 = 0,312$		F V $\sigma^2 = 0,216$	
	S_h	$A_h, \text{сек}^{-1}$	S_h	$A_h, \text{сек}^{-1}$	S_h	$A_h, \text{сек}^{-1}$	S_h	$A_h, \text{сек}^{-1}$
5/2—3/2	$5,01 \cdot 10^{-6}$	$1,17 \cdot 10^2$	$1,91 \cdot 10^{-5}$	$5,75 \cdot 10^2$	$5,77 \cdot 10^{-5}$	$2,17 \cdot 10^3$	$1,49 \cdot 10^{-4}$	$6,91 \cdot 10^3$
3/2—3/2	$1,71 \cdot 10^{-7}$	5,95	$7,60 \cdot 10^{-7}$	3,41 · 10	$2,53 \cdot 10^{-6}$	$1,43 \cdot 10^2$	$6,82 \cdot 10^{-6}$	$4,68 \cdot 10^2$
3/2—1/2	$1,00 \cdot 10^{-6}$	7,02 · 10	$3,94 \cdot 10^{-6}$	$3,55 \cdot 10^2$	$1,21 \cdot 10^{-5}$	$1,39 \cdot 10^3$	$3,14 \cdot 10^{-5}$	$4,42 \cdot 10^3$
1/2—3/2	$1,51 \cdot 10^{-6}$	5,26 · 10	$5,80 \cdot 10^{-6}$	$2,59 \cdot 10^2$	$1,74 \cdot 10^{-5}$	$9,81 \cdot 10^2$	$4,61 \cdot 10^{-5}$	$3,14 \cdot 10^3$
1/2—1/2	$1,93 \cdot 10^{-7}$	1,35 · 10	$6,77 \cdot 10^{-7}$	6,09 · 10	$1,94 \cdot 10^{-6}$	$2,23 \cdot 10^2$	$5,02 \cdot 10^{-6}$	$7,01 \cdot 10^2$

Сравним значения вероятности перехода $2s 2p^2 4P_{5/2} - 2s^2 2p 2P_{3/2}$ со значениями, полученными в [15] для исследуемой изоэлектронной последовательности:

Элемент	$A, \text{сек}^{-1}$ [15]	Рассчитанные вероятности, сек^{-1}
C II	23,4	$1,17 \cdot 10^2$
N III	350,0	$5,75 \cdot 10^2$
O IV	517,0	$2,17 \cdot 10^3$
F V	$1,53 \cdot 10^3$	$6,91 \cdot 10^3$

Рассчитанные значения вероятности в 2—4 раза выше. Это различие, как и ранее, объясняется в основном тем, что в [15] использованы теоретические значения энергии, а в настоящей работе — лабораторные.

Сравнивая полученные значения вероятностей запрещенных переходов, видим, что эти значения увеличиваются с увеличением порядкового

номера элемента. Это указывает на увеличение роли спин-орбитального взаимодействия, что находится в согласии с общими представлениями теории.

Здесь мы не рассматривали физические условия в излучающей среде и ожидаемые интенсивности изученных запрещенных линий. Такую работу мы надеемся провести в дальнейшем.

Автор выражает признательность А. Никитину и А. Сапару за полезные советы и замечания, сделанные в ходе работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Burton W. M., Ridgeley A. and Wilson R., M. N., **135**, 207 (1967).
2. Феклистова Т. Х., Публ. Тартуск. астрон. обсерв., **36** (1968) (в печати).
3. Левинсон И. Б., Никитин А. А., Руководство по теоретическому вычислению интенсивностей линий в атомных спектрах, ЛГУ, 1962.
4. Никитин А. А., Уч. зап. ЛГУ, вып. 36, № 307, 18 (1962).
5. Стриганов А. Р., Свентицкий Н. С., Таблицы спектральных линий нейтральных и ионизованных атомов, М., 1966.
6. Кондон Е., Шортли Г., Теория атомных спектров, М., 1949.
7. Moore C. E., Atomic Energy Levels, National Bureau of Standards, Washington, 1949.
8. Аллен К. У., Астрофизические величины, М., 1960.
9. Kelly P. S., Ap. J., **140**, 1247 (1964).
10. Никитин А. А., Уч. зап. ЛГУ, вып. 38, № 326, 3 (1964).
11. Джонсон Р. С., Малитсон Х. Х., Перселл Дж. Д., Тауси Р., Исследования верхней атмосферы с помощью ракет и спутников, М., 1961, с. 15.
12. Вайолетт Т., Ренсе У. А., Исследования верхней атмосферы с помощью ракет и спутников, М., 1961, с. 56.
13. Свингс П., Босман-Креспин Д., Арпиньи К., Спектры звезд в далеком ультрафиолете, М., 1964, с. 363.
14. Никитин А. А., Вестник ЛГУ, № 13, 113 (1962).
15. Никитин А. А., Астрон. ж., **40**, 1025 (1963).

Институт физики и астрономии
Академии наук Эстонской ССР

Поступила в редакцию
30/IV 1968

T. FEKLISTOVA

MÖNINGATE KEELATUD KORONAALJOONTE TÖENÄOSUSED VAAKUUMULTRAVIOLETTPIIRKONNAS

Arvutatakse mõningate tugevamate keelatud koronaaljonte üleminekute tõenäosused vaakuumultraviolettpiirkonnas. Käsitletakse järgmisi üleminekuid isoelektronsetes jadades:

$2s^2\ ^1S_0 - 2s\ 2p\ ^3P_1$	jadas C III, N IV, O V ja F VI;
$2s^2\ 2p^2\ ^3P_{1,2} - 2s\ 2p^3\ ^5S_2$	jadas N II, O III, F IV, Ne V ja Na VI;
$2s^2\ 2p^2\ P_{3/2, 1/2} - 2s\ 2p^2\ ^4P_{3/2, 3/2, 1/2}$	jadas C II, N III, O IV ja F V.

Numbrilised tulemused esitatakse tabelites 1, 2 ja 4.

T. FEKLISTOVA

THE PROBABILITIES OF SOME FORBIDDEN CORONAL LINES IN THE VACUUM ULTRAVIOLET REGION

The transition probabilities of some forbidden coronal lines in the vacuum ultraviolet region are calculated. The following transitions in isoelectronic arrays are considered: transition $2s^2\ ^1S_0 - 2s\ 2p\ ^3P_1$ for C III, N IV, O V, F VI, transitions $2s^2\ 2p^2\ ^3P_{1,2} - 2s\ 2p^3\ ^5S_2$ for N II, O III, F IV, Ne V, Na VI and transitions $2s^2\ 2p^2\ P_{3/2, 1/2} - 2s\ 2p^2\ ^4P_{3/2, 3/2, 1/2}$ for C II, N III, O IV, F V. The numerical results are given in Tables 1, 2 and 4.