

УДК: 524.37—355

## ЛИНИИ ИОНОВ УГЛЕРОДА, АЗОТА И КИСЛОРОДА В СПЕКТРАХ ПЛАНЕТАРНЫХ ТУМАННОСТЕЙ. II. ИНТЕНСИВНОСТИ РЕКОМБИНАЦИОННЫХ ЛИНИЙ С II И N III И СОДЕРЖАНИЕ ИОНОВ С III И N IV

П. О. БОГДАНОВИЧ, А. А. НИКИТИН, Э. Б. РУДЗИКАС,  
А. Ф. ХОЛТЫГИН

Поступила 20 октября 1984  
Принята к печати 15 апреля 1985

Вычислены относительные интенсивности рекомбинационных линий ионов С II и N III. По наблюдаемым интенсивностям этих линий в спектрах планетарных туманностей определены содержания ионов С III и N IV в двенадцати туманностях.

1. *Интенсивности рекомбинационных линий.* Для определения интенсивностей рекомбинационных линий какого-либо элемента требуется вычислить населенности его уровней при рекомбинационном механизме их заселения. Они определяются, как известно [1, 2], решением следующих уравнений стационарности:

$$z_k \sum_{l=i_{\min}}^{k-1} A_{kl} = a_k(T_e) + \sum_{j=k+1}^{\infty} z_j A_{jk} \quad (1)$$

где  $A_{ki}$  — вероятность перехода  $k \rightarrow i$ ,  $a_k(T_e)$  — скорость фоторекомбинации на уровень  $k$ ,  $z_k = n_k/n_e n^+$ . Здесь  $n_k$  — искомая населенность уровня  $k$ ;  $n_e$  и  $n^+$  — электронная и ионная концентрации соответственно. Пределы суммирования в (1) определяются прозрачностью или непрозрачностью среды в линиях рассматриваемого иона. Значение  $i_{\min} = 1$  соответствует прозрачности во всех линиях (модель А), значение  $i_{\min} = 2$  — непрозрачности в линиях переходов на основной уровень (модель В) и т. д. В условиях, характерных для планетарных туманностей (ПТ), модели А, В и промежуточные между ними охватывают практически все возможные случаи непрозрачности в линиях. Модель В дает реальные значения  $z_k$  и для частично не-

прозрачной в линиях основной серии ПТ ( $\tau_{12} > 100$ ), где  $\tau_{12}$  — оптическая толщина в резонансной линии рассматриваемого иона (атома) [3].

Интенсивности рекомбинационных линий можно выразить через эффективный коэффициент рекомбинации (ЭКР):

$$\alpha_{ki}^{\text{eff}} = \alpha_{ki}^{\text{eff}}(T_e) = z_k A_{ki}, \quad (2)$$

определенный таким образом, что энергия, излучаемая 1 см<sup>3</sup> за 1 секунду, равна [2]:

$$E_{ki} = h\nu_{ik} n_k A_{ki} = h\nu_{ik} n_k n^+ \alpha_{ki}^{\text{eff}}, \quad (3)$$

где  $h\nu_{ik}$  — энергия фотона в линии  $i \leftarrow k$ .

Решение системы (1) дано в [4]:

$$z_k = \frac{1}{A_k} \sum_{i>k} Q_{ik}^2, \quad (4)$$

где  $A_k = \sum_{j<k} A_{kj}$ ,  $Q_{ik}$  — элементы каскадной матрицы:

$$Q_{ik} = \sum_l P_{il} \cdot Q_{lk}. \quad (5)$$

Здесь  $P_{il} = A_{il}/A_i$  — доля переходов в линии  $i \rightarrow l$  из всех переходов с уровня  $i$ ,  $Q_{kk} = 1$ .

Система (1) содержит бесконечное число уровней. В реальных расчетах ограничиваются конечным числом уровней, для которых известны атомные параметры  $A_{ki}$  и  $\alpha_k$ . Остальные уровни либо отбрасываются, либо их влияние учитывается введением поправок к населенностям уровней  $n_k$ . Соответствующая процедура описана в работе [5].

В данной работе рассчитаны населенности и интенсивности рекомбинационных линий ионов С II и N III. Необходимые для расчета вероятности переходов вычислены в первой статье этой серии [6]. Скорости фото-рекомбинации на уровни этих ионов вычислены по сечениям фотоионизации, рассчитанным методом квантового дефекта [7], аналогично расчетам [8].

Ионы С II и N III имеют дублетную и квартетную системы термов. Интеркомбинационные переходы, связывающие термы различной мультиплетности, для этих ионов слабы [6], поэтому их можно рассматривать независимо. В данной работе ограничимся переходами между уровнями дублетов <sup>2</sup>L. Некоторые квартетные переходы для N III рассмотрены в [9]. Если для рассматриваемого иона справедливо приближение LS-связи, то населенности уровней термов иона при рекомбинационном механизме их заселения пропорциональны статистическим весам. Для ионов С II и N III приближение LS-связи справедливо с большой точностью, поэтому тер-

мы этого иона можно рассматривать как эффективные уровни, а для перехода от интенсивности мультиплета ( $LS-L'S$ ) к интенсивности линии можно использовать соотношение:

$$I_{J'J} = P_{J'J} \cdot I_M(LS - L'S), \quad (6)$$

где относительные силы линии в мультиплете, данные, например, в [10],

$$P_{J'J} = \frac{(2J+1)(2J'+1)}{(2S+1)} \left\{ \begin{matrix} L & J & S \\ J' & L & 1 \end{matrix} \right\}^2. \quad (7)$$

Отметим, что рекомбинационный механизм определяет населенности возбужденных уровней с  $n \geq 3$ , где  $n$  — главное квантовое число оптического электрона. Для термов с  $n=2$ , то есть термов конфигураций  $2s\ 2p^2$  и  $2p^3$  С II и N III, в заселении более существенна роль электронных ударов [11]. При рекомбинационном механизме заселения уровней населенности определяются только переходами с вышележащих уровней, поэтому переходы с уровней с  $n=2$  не влияют на интенсивности рекомбинационных линий  $n \rightarrow n'$  с  $n' \geq 3$ .

Уравнения стационарности (1) решены для 32 дублетных термов  $2s^2n\ l^2L$ ,  $2p^3\ l^2L$  и  $2p^3\ l^2L$  ионов С II и N III, начиная от основного терма  $2s^2\ 2p^2\ p^0$  до терма  $2s^2\ 6h^2\ H^0$ . Вероятности переходов вычислены в работе [6], а для переходов, не рассмотренных в этой работе, взяты из [12] или вычислены методом Бейтса-Дамгаард [13].

Планетарные туманности прозрачны для излучения в рекомбинационных линиях, поэтому полная энергия, излучаемая в линии  $k-i$  всей туманностью,

$$E_{ki} = h\nu_{ik} \int_V n_k A_{ki} dv = h\nu_{ik} \int_V n_e n^+ a_{ki}^{eff} dv, \quad (8a)$$

где интегрирование производится по всему объему  $V$ , излучающему в линиях рассматриваемого иона. Вследствие слабой зависимости ЭКР от физических условий в туманности, как указывалось в [14], значение ЭКР в (8a) можно заменить некоторым средним значением  $\bar{a}_{ki}^{eff}$ , определяемым характерным для данной ПТ значением  $T_e$ , а в качестве  $n_e$  взять среднюю электронную концентрацию  $\bar{n}_e$  в туманности. Тогда

$$E_{ki} = h\nu_{ik} \cdot \bar{a}_{ki}^{eff} \cdot \bar{n}_e N^+, \quad (8)$$

где  $N^+$  — полное число ионов рассматриваемого элемента в ПТ. Относительные интенсивности рекомбинационных линий

$$I_{ki}/I_{mn} = E_{ki}/E_{mn} = \lambda_{mn} \bar{a}_{ni}^{eff} / \lambda_{ki} \bar{a}_{mn}^{eff}. \quad (9)$$

В табл. 1 приведены относительные интенсивности линий иона С II в моделях прозрачности А и В (непрозрачность в линиях переходов на уровне  $2s\ 2p\ ^2P^0$ ) в сравнении с наблюдаемыми в ряде ПТ [15—17]. В спектрах ПТ наблюдаются с достаточной степенью уверенности только две рекомбинационные линии С II видимой области спектра:  $\lambda\ 3921$  и  $\lambda\ 4267$ . Отношения их интенсивностей промежуточны между значениями для моделей А и В, что свидетельствует о частичной непрозрачности ПТ в линиях основной серии этого иона.

Таблица 1

ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ ИНТЕНСИВНОСТИ ЛИНИЙ С II В РЕКОМБИНАЦИОННОМ СПЕКТРЕ И В СПЕКТРАХ ПЛАНЕТАРНЫХ ТУМАННОСТЕЙ

( $I(4267) = 1.0$ )

$T_e$		10 000 K		20 000 K		NGC 7027	NGC 7662	IC 418	IC 4997
$\lambda$ (Å)	Переход	Модель							
		A	B	A	B				
1760	$2p\ ^2D - 3p\ ^2P^0$	4.1	4.2	4.4	4.4	—	—	—	—
2748	$3p\ ^2P^0 - 4d\ ^2D$	0.4	1.7	0.4	1.8	—	—	—	—
2838	$2p\ ^2S - 3p\ ^2P^0$	2.5	2.5	2.7	2.7	—	—	—	—
3921	$3p\ ^2P^0 - 4s\ ^2S$	0.2	0.9	0.2	1.0	0.2	0.5	0.1	0.8
4267	$3d\ ^2D - 4f\ ^2F^0$	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0
5891	$3d\ ^2D - 4p\ ^2P^0$	0.1	0.4	0.1	0.4	—	—	—	—
7236	$3p\ ^2P^0 - 3d\ ^2D$	0.2	1.2	0.2	1.3	—	—	—	—

Относительные интенсивности рекомбинационных линий N III вместе с наблюдаемыми их отношениями в спектрах ПТ [15] даны в табл. 2. Модель В, как видно из таблицы, существенно лучше описывает наблюдаемые отношения, поэтому можно предположить, что ПТ непрозрачны в линиях основной серии N III. Оценим оптическую толщину в резонансной линии  $\lambda_{12}\ 374$  этого иона. В условиях ПТ основной механизм уширения линий — доплеровский. Для доплеровского профиля коэффициента поглощения коэффициент поглощения в центре линии [1]

$$k_{12} = \frac{\lambda_{12}^2}{8\pi} \frac{A_{21}}{V\pi} \frac{g_2}{\Delta\nu_0 g_1} \quad (10)$$

где доплеровская ширина линии

$$\Delta\nu_0 = \nu_0 \sqrt{2kT_e/m_A} / c. \quad (11)$$

Здесь  $m_A$  — масса излучающего атома или иона,  $g_2$  и  $g_1$  — статистические веса верхнего и нижнего уровней соответственно. Оптическая толщина в центре линии  $\tau_{12} = n_1 \Delta R k_{12}$ . Характерный размер туман-

ностей  $\Delta R = 0.1 - 0.01$  пк [1],  $n_1$  — концентрация ионов N III =  $0.1 - 0.01 \text{ см}^{-3}$  [18]. Подставляя в (10)  $A_{21} = 4.9 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$  [6],  $T_e = 10^4 \text{ K}$ , найдем  $\tau_{12} = 10^2 - 10^3 \gg 1$ .

Таблица 2

ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ ИНТЕНСИВНОСТИ ЛИНИЙ N III В РЕКОМБИНАЦИОННОМ СПЕКТРЕ И В СПЕКТРАХ ПЛАНЕТАРНЫХ ТУМАННОСТЕЙ ( $I(4640) = 1.0$ )

$\lambda$ (А)	$T_e$ Переход	10 000 К		20 000 К		NGC 2440	NGC 7009	NGC 7027	NGC 7662
		Модель							
		А	В	А	В				
3306	$4p^2P^0 - 5d^2D$	0.03	0.000	0.03	0.000	—	—	—	—
4003	$4d^2D - 5f^2F^0$	7.3	0.05	7.1	0.05	0.06	—	—	—
4097	$3s^2S - 3p^2P^0$	17.2	0.40	20.0	0.44	0.18	0.57	0.61	0.65
4379	$4f^2F^0 - 5g^2G$	9.1	0.05	10.0	0.06	0.02	0.07	0.03	0.03
4544	$4p^2P^0 - 5s^2S$	1.4	0.01	1.6	0.01	—	—	—	—
4616	$4f^2F^0 - 5d^2D$	0.3	0.002	0.2	0.001	—	—	—	—
4640	$3p^2P^0 - 3d^2D$	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0
4903	$4d^2D - 5p^2P^0$	0.7	0.02	1.5	0.04	—	—	—	—
9412	$4s^2S - 4p^2P^0$	1.0	0.03	2.0	0.05	—	—	—	—

Таблица 3

СРАВНЕНИЕ ОТНОСИТЕЛЬНЫХ ИНТЕНСИВНОСТЕЙ РЕКОМБИНАЦИОННЫХ ЛИНИЙ N III С ДАННЫМИ ДРУГИХ РАБОТ

Модель	А			В		
	наст. раб.	[19]	[20]	наст. раб.	[19]	[20]
$I(4097)/I(4640)$	17	80	59	0.4	2.0	2.5
$I(4379)/I(4640)$	9	9	5	0.05	0.1	0.04
$I(4003)/I(4379)$	0.8	0.6	—	0.8	1.0	—
$I(4903)/I(4379)$	0.1	0.2	—	0.4	0.2	—

Рекомбинационный спектр N III рассчитывался ранее в [19, 20]. В табл. 3 сравним отношения интенсивностей линий N III, найденные в этих работах, с полученными в настоящей статье. Ряд отношений, особенно  $I(4097)/I(4640)$ , заметно различается. Причина этих различий — увеличение в настоящей работе числа рассматриваемых уровней и уточнение вероятностей переходов, в частности включение в систему (1) вероятностей двухэлектронных переходов. Так, например, интенсивный двухэлектронный переход N III 691 ( $2p^2^2D - 2s^2 3p^2P^0$ ) более чем в три раза уменьшает

населенность терма  $3p^2P^0$ , а, следовательно, и интенсивность линии  $\lambda 4097$ . Учет этого перехода, как видно из табл. 2, улучшает согласие теоретических и наблюдаемых отношений интенсивностей  $I(4097)/I(4640)$ .

2. Содержания ионов C III и N IV в планетарных туманностях. Интенсивности рекомбинационных линий определяются, как видно из формулы (8), полным содержанием соответствующего элемента в туманности.

Относя содержание иона элемента  $A - N_A^+$  к содержанию ионизованного водорода  $- N_H^+$ , найдем:

$$N_A^+/N_H^+ = \frac{\lambda_{ki}^A}{4861} \frac{\alpha_{ki}^{\text{eff}}(H_3)}{\alpha_{ki}^{\text{eff}}(A)} \frac{F_{ki}^A}{F(H_3)}, \quad (12)$$

где  $F_{ki}^A$  — поток излучения в линии  $k-i$  элемента  $A$ ,  $\lambda_{ki}$  — длина волны этой линии, а  $\alpha_{ki}^{\text{eff}}(A)$  — соответствующий ЭКР. В силу слабой зависимости ЭКР от температуры ( $\sim T_e^{-1/2}$ ) и незначительных вариаций  $T_e$  в ПТ [1], отношение ЭКР можно рассматривать при одной, характерной для данной ПТ, температуре. ЭКР для  $H_3$  рассчитаны в [21]. Используя вычисленные нами ЭКР для наиболее интенсивных в спектрах ПТ линий C II  $\lambda 3921$  ( $3p^2F^0 - 4s^2S$ ) и C II  $\lambda 4267$  ( $3d^3D - 4f^2F^0$ ) в модели A, найдем:

$$C\text{ III}/N^+ = 0.019 (T_e/10^4)^{-0.30} F(3291)/F(H_3), \quad (13)$$

$$C\text{ III}/N^+ = 0.113 (T_e/10^4)^{-0.19} F(4267)/F(H_3). \quad (14)$$

Здесь и далее отношение содержаний ионов  $A^+$  и  $H^+$  будем обозначать  $A^+/N^+$ . В интенсивности линии C II  $\lambda 3921$ , как отмечено в [22], значительный вклад вносят фотовозбуждения под действием излучений центральной звезды ПТ, поэтому для определения содержания C III будем использовать только линию  $\lambda 4267$ , имеющую чисто рекомбинационное происхождение [14]. Используя цитируемые в [23] ЭКР для линий C II  $\lambda 4267$ , рассчитанные Пенжелли, найдем, что коэффициент в формуле (14) будет равным 0.106. Следует указать, что в расчетах Пенжелли использовались недостаточно точные вероятности переходов, вычисленные методом Бейтса—Дамгаард, и не учитывались двухэлектронные переходы.

У иона N III в спектрах ПТ интенсивны линии  $\lambda 4640$ ,  $\lambda 4097$ ,  $\lambda 4379$  ( $4f^2F^0 - 5g^2G$ ). Из них линии  $\lambda 4379$  и  $\lambda 4097$  чисто рекомбинационные, тогда как в интенсивности линии  $\lambda 4640$  могут давать вклад, как и для линии C II  $\lambda 3921$ , заселения терма  $3p^2P^0$  при флуоресцентных переходах  $\lambda 374.3$  ( $2p^2P^0 - 3d^2D$ ). Однако для типичных ПТ, как показано выше, оптическая толщина в резонансной линии  $\lambda 374.3$  много больше единицы, поэтому флуоресцентный механизм заселения термов неэффективен. По рассчитанным ЭКР найдем:

$$N\text{ IV}/H^+ = 0.19 (T_e/10^4)^{-0.36} F(4379)/F(H\beta), \quad (15)$$

$$N\text{ IV}/H^+ = 0.036 (T_e/10^4)^{-0.44} F(4097)/F(H\beta), \quad (16)$$

$$N\text{ IV}/H^+ = 0.027 (T_e/10^4)^{-0.30} F(4640)/F(H\beta). \quad (17)$$

Зависимость от  $T_e$  аппроксимировалась, как и для C II, степенной функцией.

При определении содержаний C III и N IV будем использовать электронные температуры, определяемые по линиям O III, как наиболее надежно определяемые для ПТ [16].

Таблица 4

СОДЕРЖАНИЯ ИОНОВ C III и N IV В ПЛАНЕТАРНЫХ ТУМАННОСТЯХ

Туманность	C III/ $H^+ \cdot 10^4$			N IV/ $H^+ \cdot 10^4$		
	наст. раб.	УФ*	литература	наст. раб.	УФ**	литература
IC 2165	4.5	17	[24]	4.0	0.5	[17]
NGC 2022	10.6	—		2.7	0.5	[17]
NGC 2371—2	4.5	—		2.5	2.6	[17]
NGC 2440	4.3	—		10.0	—	
NGC 3242	8.8	—		3.1	—	
NGC 6818	4.9	19	[24]	4.3	0.7	[17]
NGC 6884	11.6	—		2.8	0.1	[17]
NGC 7009	12.3	—		6.2	3.0	[17]
NGC 7027	7.6	13	[23]	2.0	1.1	[23]
NGC 7662	6.9	23	[24]	3.3	0.5	[17]
IC 900	3.6	—		1.5	1.9	[17]
Hu 1—2	3.0	—		3.0	1.1	[17]

\* Отношения C/H, вычисленные по интенсивностям УФ-линий C II, C III, C IV.

\*\* Отношения содержания N IV/ $H^+$  по интенсивностям УФ-линий N III.

В табл. 4 приведены содержания ионов C III и N IV, определенные по интенсивностям линий ионов C II и N III [15—17], согласно формулам (14)—(17). Для сравнения в этой же таблице даны отношения содержания C/H и N IV/ $H^+$ , определенные по интенсивностям УФ-линий ионов C и N [17, 23, 24].

Видно, что для ряда ПТ содержания, полученные по УФ-линиям, заметно меньше, чем определенные по рекомбинационным линиям. Возможной причиной этих расхождений могут быть неточности в определении

$T_e$  в зоне образования УФ-линий. Ошибка в  $T_e$  на 1000 К может привести к ошибкам в содержаниях в 3—5 раз. Такая же ошибка при использовании рекомбинационных линий, как видно из (14)—(17), не приведет к ошибке содержания, большей 5—10%. Возможно также, что наблюдаемые интенсивности слабых рекомбинационных линий C II и N III переоценены, как указано в [16], точность интенсивностей слабых линий не превышает 50—100%.

В заключение отметим, что средние содержания ионов C III и N IV для рассмотренных ПТ оказались превосходящими полные содержания C и N на Солнце:  $C/H = 4.2 \cdot 10^{-4}$  и  $N/H = 0.9 \cdot 10^{-4}$  [25].

Ленинградский государственный  
университет  
Институт физики АН Лит.ССР

## THE LINES OF THE CARBON, NITROGEN AND OXYGEN IN SPECTRA OF PLANETARY NEBULAE. II. INTENSITIES OF THE RECOMBINATION LINES C II AND N III IONS AND ABUNDANCIES OF C III AND N IV IONS

P. O. BOGDANOVICZ, A. A. NIKITIN, Z. B. RUDZIKAS, A. F. KHOLTYGIN

The relative intensities of C II and N III recombination lines are calculated. The observed intensities of these lines in the spectra of twelve planetary nebulae were used for the determination of the abundancies of C III and N IV ions in nebulae.

### ЛИТЕРАТУРА

1. В. В. Соболев, Курс теоретической астрофизики, Наука, М., 1975.
2. M. J. Seaton, Rep. Progr. Phys., 23, 313, 1960.
3. В. П. Гринин, Астрофизика, 5, 371, 1969.
4. M. J. Seaton, M. N. RAS, 119, 90, 1959.
5. А. А. Никитин, Т. Х. Феклистова, А. Ф. Холтыгин, Публ. Тартуской обш., 52, 1985 (в печати).
6. П. О. Богданович, Р. А. Лукошявичюс, А. А. Никитин, Э. Б. Рудзикас, А. Ф. Холтыгин, Астрофизика, 22, 551, 1985.
7. A. Burgess, M. J. Seaton, M. N. RAS, 120, 121, 1960.
8. А. Ф. Холтыгин, Т. Х. Феклистова, Вестн. ЛГУ, № 19, 84, 1983.
9. А. А. Никитин, А. Ф. Холтыгин, Вестн. ЛГУ, № 13, 111, 1980.
10. А. Аллен, Астрофизические величины, Мир, М., 1978.
11. S. A. Grandt, Ap. J., 206, 658, 1976.
12. А. А. Никитин, Вестн. ЛГУ, № 13, 111, 1962.
13. D. R. Bates, A. Damgaard, Phil. Trans. Roy. Soc. London, A242, 101, 1949.
14. А. Ф. Холтыгин, Диссертация, ЛГУ, 1981.

15. *J. B. Kaler*, *Ap. J. Suppl. ser.*, 62, 397, 1976.
16. *L. H. Aller, S. J. Czyzak*, *Astrophys. Space Sci.*, 62, 397, 1979.
17. *L. H. Aller, S. J. Czyzak*, *Ap. J. Suppl. ser.*, 51; 211, 1983.
18. *J. P. Harrington*, *Ap. J.*, 156, 907, 1969.
19. *А. А. Никитин*, *Вестн. ЛГУ*, № 7, 124, 1961.
20. *А. Сапар, Т. Х. Феклистова*, *Публ. Тартуской обс.*, 43, 262, 1975.
21. *M. Brocklehurst*, *M. N. RAS*, 153, 471, 1971.
22. *J. B. Kaler*, *Ap. J.*, 173, 601, 1972.
23. *M. Perinotto, N. Panagia, P. Benvenuti*, *Ap. J.*, 185, 322, 1980.
24. *L. H. Aller*, "Planetary Nebulae. Observations and Theory. Symp. No. 76 IAU. Ithaca, New York, USA", *Dordrecht-Boston*, 225, 1978.
25. *J. E. Ross, L. H. Aller*, *Science*, 191, 1223, 1976.