

УДК 524.78

**Л. С. Пилюгин**Главная астрономическая обсерватория Национальной академии наук Украины  
03680 Киев, ул. Академика Заболотного 27**О точности определения электронных температур  
в областях H II**

*Рассмотрен классический метод определения электронных температур  $t_{3,0}$ ,  $t_{2,0}$  и  $t_{2,N}$  по запрещенным линиям ионов  $O^{++}$ ,  $O^+$  и  $N^+$ . Исследовано влияние ошибок в атомных данных на точность определения электронных температур. Ошибки атомных данных (эйштейновские коэффициенты спонтанных переходов и эффективные сечения для электронных ударов) определены как расхождения между значениями, вычисленными в разных исследованиях. Найдено, что ошибка электронной температуры, обусловленная неточностями в атомных данных, увеличивается с увеличением электронной температуры. При температуре 10000 К ошибки электронных температур  $t_{3,0}$ ,  $t_{2,N}$ ,  $t_{2,0}$  не превышают 1, 3 и 7 % соответственно.*

*О ТОЧНОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОННЫХ ТЕМПЕРАТУР В ОБЛАСТЯХ H II, Пилюгин Л. С. — Рассмотрен классический метод определения электронных температур  $t_{3,0}$ ,  $t_{2,0}$  и  $t_{2,N}$  по запрещенным линиям ионов  $O^{++}$ ,  $O^+$  и  $N^+$ . Исследовано влияние ошибок в атомных данных на точность определения электронных температур. Ошибки атомных данных (эйштейновские коэффициенты спонтанных переходов и эффективные сечения для электронных ударов) определены как расхождения между значениями, вычисленными в разных исследованиях. Найдено, что ошибка электронной температуры, обусловленная неточностями в атомных данных, увеличивается с увеличением электронной температуры. При температуре 10000 К ошибки электронных температур  $t_{3,0}$ ,  $t_{2,N}$ ,  $t_{2,0}$  не превышают 1, 3 и 7 % соответственно.*

*THE ERRORS IN VALUES OF ELECTRON TEMPERATURES IN H II REGIONS, by Pilyugin L. S. — The classic method for the determination of the electron temperatures  $t_{3,0}$ ,  $t_{2,0}$  and  $t_{2,N}$  from forbidden lines of the ions*

*$O^{++}$ ,  $O^+$  and  $N^+$  was considered. The influence of uncertainties in atomic data on the accuracy of the electron temperatures determination was studied. The uncertainties in atomic data (in the Einstein coefficients for spontaneous transitions and in effective collision strengths for electron impacts) were estimated as a discrepancy between some values computed by various authors. It was found that the error in the electron temperature due to uncertainties in the atomic data increased with electron temperature. At a temperature of 10000 K, the error in the electron temperature  $t_{3,0}$  is less than 1 %, the error in the electron temperature  $t_{2,N}$  is not in excess of 3 %, and the error in the electron temperature  $t_{2,0}$  can be as large as 7 %.*

## ВВЕДЕНИЕ

При определении содержания кислорода в области Н II обычно используется двухзонная модель для описания распределения электронной температуры в туманности: электронная температура в зоне свечения дважды ионизованного кислорода описывается одним значением  $T_{3,0}$  и электронная температура в зоне свечения ионизованного кислорода описывается другим значением  $T_{2,0}$  [27, 29]. При определении содержаний нескольких элементов (например, кислорода и серы) используется трехзонная модель для описания распределения электронной температуры в туманности [15]. Электронные температуры  $t_{3,0}$  и  $t_{2,0}$  находятся по запрещенным линиям.

Насколько достоверны электронные температуры, найденные по запрещенным линиям? Этот вопрос обсуждается многие годы. Рассматривались разные причины, по которым электронная температура, найденная по запрещенным линиям, может отличаться от реальной электронной температуры в туманности. Во-первых, в зоне дважды ионизованного кислорода происходят рекомбинации и последующие каскадные переходы между энергетическими уровнями иона  $O^+$ . При этом часть электронов может попадать на уровень, переходы с которого дают авроральные линии [O II] 732.0, 733.0 нм [20, 31].

В результате в зоне дважды ионизованного кислорода возникает рекомбинационное излучение туманности в линии [O II] 732.0, 733.0. Вклад этого рекомбинационного излучения в свечение туманности в линии [O II] 732.0, 733.0, обусловленное возбуждением ионов  $O^+$  при столкновениях со свободными электронами в зоне ионизованного кислорода, может исказить получаемое значение электронной температуры  $t_{2,0}$ . Однако этот эффект может быть существенным только для областей Н II высокого возбуждения, в которых зона дважды ионизованного кислорода вносит доминирующий вклад в полное свечение туманности. Большинство областей Н II в спиральных галактиках являются туманностями низкого возбуждения, и для них этот эффект мал [17].

Во-вторых, на основе анализа сетки моделей областей Н II Ста-синска [35] предположила, что электронная температура, найденная в области Н II высокой металличности по запрещенным линиям, может быть завышена из-за радиального градиента электронной температуры в туманности. Однако предсказанный эффект пока не был обнаружен [28].

В-третьих, более 40 лет назад Пеймберт предположил [25], что в планетарных туманностях и областях Н II могут возникать мелко-масштабные пространственные флуктуации электронной температуры и плотности. Вследствие этого электронная температура, найденная по запрещенным линиям, может отличаться от реальной электронной температуры в туманности.

Кингдон и Ферланд [18] рассчитали сетку моделей областей Н II с целью оценить допустимую амплитуду флуктуаций электронной температуры в областях Н II. Они нашли, что флуктуации электронной температуры малы и не могут вносить существенные искажения в электронную температуру, определяемую по запрещенным линиям. Амплитуду флуктуаций электронной температуры можно оценить также путем сравнения значений электронной температуры, найденных по запрещенным линиям и по бальмеровскому скачку [25, 26]. В работах Н. Г. Гусевой и др. [12, 13] определены электронные температуры по бальмеровскому и пашеновскому скачкам для большой выборки областей Н II низкой металличности. Получен вывод, что электронные температуры  $t_{3,0}$  и  $t_{Ba}$  не отличаются статистически, хотя небольшую разницу температур порядка 3—5 % нельзя исключить.

В данной работе мы не будем обсуждать справедливость предположений, на которых базируется классический метод определения электронной температуры по запрещенным линиям, и их влияние на достоверность получаемых этим методом значений электронной температуры. Мы будем полагать, что идеология метода верна, и оценим ошибки, которые могут появляться при реализации метода на практике. При выводе численного соотношения между интенсивностями спектральных линий и электронной температурой в зоне свечения данного иона используются значения атомных данных; энергии возбужденных уровней  $E_j$ , эйнштейновские коэффициенты спонтанных переходов  $A_{j,k}$ , эффективные сечения для электронных ударов  $\sigma_{j,k}$ . Значения атомных данных находятся при квантовомеханических расчетах в рамках разных приближений и содержат ошибки. Ниже мы оценим возможные ошибки в атомных данных и влияние этих ошибок на точность определения электронной температуры.

Электронные плотности, найденные по отношениям интенсивностей компонентов дублета небулярных линий ионизованной серы, не превышают  $100 \text{ см}^{-3}$  в большинстве внегалактических областей Н II [5, 38]. Поэтому при наших оценках мы будем использовать приближение низкой плотности.

Для комбинаций линий, на которых базируются классические методы определения электронных температур в разных зонах областей Н II, приняты следующие обозначения:

$$Q_{3,0} = \frac{I_{[\text{O III}] 495.9, 500.7}}{I_{[\text{O III}] 436.3}}, \quad (1)$$

$$Q_{2,0} = \frac{I_{[\text{O II}] 372.7, 372.9}}{I_{[\text{O II}] 732.0, 733.0}}, \quad (2)$$

$$Q_{2,N} = \frac{I_{[\text{N II}] 654.8, 658.4}}{I_{[\text{N II}] 575.5}}. \quad (3)$$

Эти комбинации линий часто называют индикаторами электронной температуры.

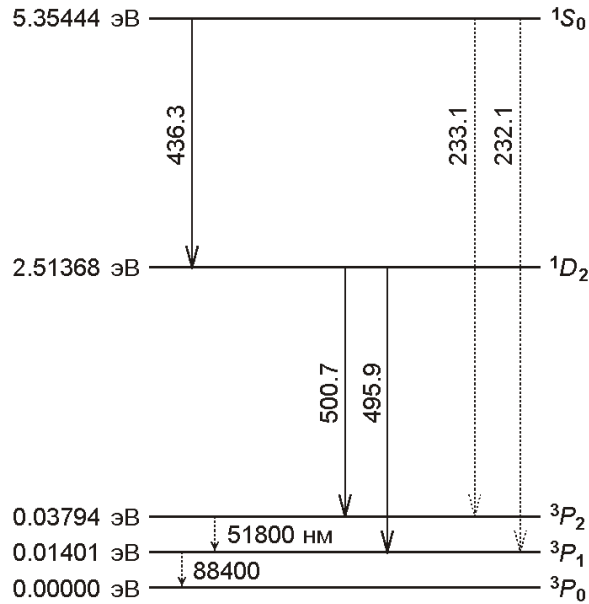
Под электронной температурой туманности  $T_e$  подразумевается значение параметра в законе Максвелла для распределения свободных электронов по скоростям, т. е. кинетическая температура свободных электронов. Электронная температура в областях Н II порядка  $10^4$  К. Следуя Ситону, мы будем выражать электронную температуру в единицах  $10^4$  К и обозначать эту величину символом  $t_e$ , чтобы избежать путаницы:

$$t_e = 10^4 T_e. \quad (4)$$

## СООТНОШЕНИЯ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОННЫХ ТЕМПЕРАТУР

**Пятиуровневая модель ионов.** Основным источником информации о физических условиях в области Н II являются интенсивности запрещенных линий в её спектре. Классический метод определения электронной температуры, предложенный В. Амбарцумяном [1] основан на том благоприятном обстоятельстве, что основная электронная конфигурация с двумя и тремя  $p$ -электронами имеет два метастабильных терма с энергией возбуждения в несколько электронвольт. Для определенности будем говорить об ионе дважды ионизованного кислорода. Схема нижних энергетических уровней иона  $\text{O}^{++}$  показана на рис. 1. Ионы  $\text{O}^{++}$  возбуждаются электронными ударами. С увеличением электронной температуры туманности увеличивается доля свободных электронов, которые обладают энергией, достаточной для возбуждения уровня  $^1S_0$ , и следовательно, растет относительное число ионов в состоянии  $^1S_0$  в сравнении с числом ионов в состоянии  $^1D_2$ . Поэтому с увеличением электронной температуры туманности отношение интенсивности небулярных линий  $[\text{O III}] 495.9, 500.7$  нм к интенсивности авроральной линии  $[\text{O III}] 436.3$  нм понижается. Это отношение  $Q_{3,0} = [\text{O III}] 495.9, 500.7 / [\text{O III}] 436.3$  является индикатором электронной температуры в зоне свечения иона  $\text{O}^{++}$  туманности.

Рис. 1. Пять нижних энергетических уровней иона кислорода  $O^{++}$ . Расстояния между уровнями искажены



Поток энергии  $F_{k,j}$  от туманности в эмиссионной линии иона  $O^{++}$ , образующейся при переходах с  $k$ -го уровня на  $j$ -й,

$$F_{k,j} = h \nu_{k,j} A_{k,j} n_k(t_e, n_e) O \quad (5)$$

где  $h$  — постоянная Планка,  $\nu_{k,j}$  — частота излучения,  $n_k(t_e, n_e)$  — доля ионов кислорода в  $k$ -м состоянии,  $A_{k,j}$  — вероятность спонтанного перехода из  $k$ -го состояния в  $j$  —  $e$ ,  $O^{++}$  — концентрация ионов кислорода. Эти уравнения для небулярных линий дважды ионизованного кислорода [O III] 495.9, 500.7, а также авроральной линии [O III] 436.3 в рамках 5-уровневой модели иона  $O^{++}$  (рис. 1) запишутся в виде

$$F_{[OIII] 495.9, 500.7} = F_{4,2} + F_{4,3} = h(\nu_{4,2} A_{4,2} + \nu_{4,3} A_{4,3}) n_4(t_e, n_e) O \quad (6)$$

$$F_{[OIII] 436.3} = F_{5,4} = h \nu_{5,4} A_{5,4} n_5(t_e, n_e) O \quad (7)$$

Подставляя уравнения (6) и (7) в уравнение (1), получаем

$$Q_{3,0} = \frac{\nu_{4,2} A_{4,2} + \nu_{4,3} A_{4,3}}{\nu_{5,4} A_{5,4}} \frac{n_4(t_e, n_e)}{n_5(t_e, n_e)} \quad (8)$$

Для того чтобы вывести соотношение между электронной температурой туманности и параметром  $Q_{3,0}$ , необходимо найти населенности уровней иона  $O^{++}$ . Для определения населенности уровней используются уравнения стационарности, которые выражают тот факт, что число переходов в данное состояние всеми путями равно числу переходов из данного состояния [2]. Для метастабильного уровня  $k$  урав-

нение стационарности запишется в виде

$$\begin{aligned} & n_j n_e b_{j,k} \quad n_j n_e a_{j,k} \quad n_j A_{j,k} \\ & = n_k n_e b_{k,j} \quad n_k n_e a_{k,j} \quad n_k A_{k,j}, \end{aligned} \quad (9)$$

где  $b_{j,k}$  — вероятность неупругих столкновений первого рода, при которых происходят переходы атома из нижнего в верхнее состояние (возбуждающие столкновения, электрон передаёт энергию атому),  $a_{k,j}$  — вероятность неупругих столкновений второго рода, при которых происходят переходы атома из верхнего в нижнее состояние (дезактивирующие столкновения, энергия возбуждения атома передаётся электрону). Первый член в левой части уравнения (9) описывает число переходов на данный уровень с нижележащих уровней, вызванных столкновениями первого рода, второй — число переходов на данный уровень с вышележащих уровней под действием столкновений второго рода, третий — число спонтанных переходов на данный уровень с вышележащих уровней. Первый член в правой части уравнения (9) описывает число переходов с данного уровня на вышележащие уровни, вызванных столкновениями первого рода, второй — число переходов с данного уровня на нижележащие уровни под действием столкновений второго рода, третий — число спонтанных переходов с данного уровня на нижележащие уровни. Уравнение такого вида записывается для каждого уровня. Обычно населенность уровней определяется в относительной шкале и система уравнений дополняется уравнением

$$n_k = 1. \quad (10)$$

Вероятность дезактивирующих столкновений  $a_{k,j}$  ( $k > j$ ) выражается через эффективные сечения для электронных ударов  $\sigma_{j,k}$  [6, 33]

$$a_{k,j} = \frac{8.629 \cdot 10^6}{k T_e^{1/2}} \sigma_{j,k}, \quad (11)$$

где  $\sigma_k$  — статистический вес  $k$ -го уровня.

Вероятность возбуждающих столкновений  $b_{j,k}$  связана с вероятностью дезактивирующих столкновений  $a_{k,j}$  соотношением

$$b_{j,k} = \frac{\sigma_k}{\sigma_j} a_{k,j} \exp \left( -\frac{E_k - E_j}{k T_e} \right), \quad (12)$$

где  $E_k$  — энергия  $k$ -го энергетического уровня.

Решение уравнений (8)—(10) при заданном наборе атомных данных (энергетические уровни возбужденных состояний, вероятности спонтанных переходов, эффективные сечения для электронных ударов) позволяет найти соотношения между интенсивностями спектральных линий и электронной температурой в зоне свечения данного

иона. В следующем разделе соответствующие соотношения будут получены для ионов  $O^{++}$ ,  $O^+$  и  $N^+$ .

**Соотношения для определения электронных температур.** 1. Для энергий возбужденных уровней иона  $O^{++}$  приняты экспериментальные значения из работы [7] (рис. 1). Эйнштейновские коэффициенты спонтанных переходов взяты из работы [9], эффективные сечения для электронных ударов — из работы [4]. Эффективные сечения, приведенные для ряда значений электронной температуры, были аппроксимированы полиномами второй степени (найденные полиномы приведены в таблице). С использованием атомных данных из указанных работ для сетки значений  $t_e$  и  $n_e$  вычислены соответствующие значения  $Q_{3,0}$  путем решения уравнений (8)—(10).

Зависимость между электронной температурой  $t_{3,0}$  и параметром  $Q_{3,0}$ , соответствующая численному решению для  $n_e = 1 \text{ см}^{-3}$ , представлена на рис. 2 точками. Светлыми кружками показана зависимость для  $n_e = 500 \text{ см}^{-3}$ . Видно, что соотношение  $t_{3,0} - Q_{3,0}$  практически не зависит от электронной плотности при концентрациях ниже нескольких сотен частиц в кубическом сантиметре. Путем аппроксимации численных результатов получена формула, связывающая  $t_{3,0}$  и  $Q_{3,0}$ . Следуя [24], мы аппроксимировали численные результаты уравнением вида

$$t_j = \frac{a_0}{\lg Q_j \left( a_1 + a_2 \lg t_j + a_3 t_j + \lg(1 + a_4 x_j) \right)}, \quad (13)$$

где

$$x_j = 10^4 n_e t_j^{1/2}, \quad (14)$$

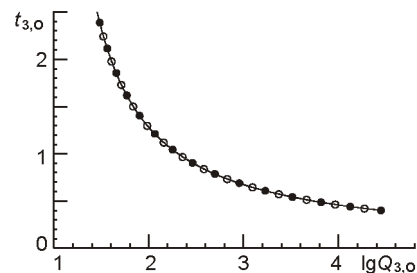
и получили выражение

$$t_{3,0} = \frac{1.46}{\lg Q_{3,0} \left( 0.88 + 0.17 \lg t_{3,0} + 0.030 t_{3,0} \right)}. \quad (15)$$

Эта аппроксимация представлена на рис. 2 непрерывной линией. Так как соотношение  $t_{3,0} - Q_{3,0}$  практически не зависит от электронной плотности в интересующем нас интервале плотностей, то член  $a_4 x_3$ , учитывающий зависимость от  $n_e$ , близок нулю и отсутствует в выражении (15).

2. Основная электронная конфигурация ионизованного кислорода  $O^+$  также имеет два метастабильных терма с энергией возбуждения в несколько электронвольт (схема нижних энергетических уровней ио-

Рис. 2. Зависимость между электронной температурой  $t_{3,0}$  и параметром  $Q_{3,0}$ . Точки — численное решение в рамках 5-уровневой модели иона  $O^{++}$  для  $n_e = 1 \text{ см}^{-3}$ , светлые кружки — для  $n_e = 500 \text{ см}^{-3}$ . Непрерывная линия — аппроксимация (15) численного решения





Эйнштейновские коэффициенты  $A_{j,k}$  [8] спонтанных переходов и эффективные сечения  $\sigma_{j,k}$  для электронных ударов для пяти нижних энергетических уровней ионов  $O^{++}$ ,  $O^+$  и  $N^+$ . Аппроксимации для  $\sigma_{j,k}$  получены по табличным данным из [4] для  $O^{++}$ , из [30] для  $O^+$  и из [14] для  $N^+$

Ион	Переход	$j$	$k$		$A_{j,k}, \text{см}^{-1}$	$\sigma_{j,k} = a_0 + a_1 t + a_2 t^2$	
$O^{++}$	2	1	88.4 мкм		$2.596 \cdot 10^{-5}$	$0.493 + 0.036t - 0.008t^2$	
					$3.032 \cdot 10^{-11}$	$0.233 + 0.028t - 0.004t^2$	
	3	2	51.8 мкм		$9.632 \cdot 10^{-5}$	$1.141 + 0.108t - 0.018t^2$	
					$2.322 \cdot 10^{-6}$	$0.214 + 0.034t - 0.004t^2$	
	4	2	495.9 нм		$6.951 \cdot 10^{-3}$	$0.641 + 0.102t - 0.011t^2$	
					$2.029 \cdot 10^{-2}$	$1.069 + 0.170t - 0.018t^2$	
	4	3	500.7 нм		0	$0.029 + 0.003t + 0.000t^2$	
					$2.255 \cdot 10^{-1}$	$0.088 + 0.009t + 0.000t^2$	
	5	2	232.1 нм		$6.998 \cdot 10^{-4}$	$0.147 + 0.014t + 0.001t^2$	
					$1.685$	$0.334 + 0.237t - 0.056t^2$	
	5	3	233.1 нм				
	5	4	436.3 нм				
$O^+$	2	1	372.9 нм		$3.456 \cdot 10^{-5}$	$0.888 - 0.007t + 0.003t^2$	
					$1.635 \cdot 10^{-4}$	$0.590 - 0.008t + 0.003t^2$	
	3	2	372.7 нм		$1.241 \cdot 10^{-7}$	$1.638 - 0.268t + 0.056t^2$	
					$5.646 \cdot 10^{-2}$	$0.301 + 0.012t - 0.001t^2$	
	4	2	732.19 нм		$1.106 \cdot 10^{-1}$	$0.912 + 0.028t + 0.008t^2$	
					$5.871 \cdot 10^{-2}$	$0.573 + 0.030t + 0.003t^2$	
	4	3	733.25 нм		$2.265 \cdot 10^{-2}$	$0.150 + 0.002t + 0.001t^2$	
					$5.824 \cdot 10^{-2}$	$0.382 + 0.018t + 0.002t^2$	
	5	1	247.09 нм		$9.668 \cdot 10^{-2}$	$0.376 + 0.019t + 0.002t^2$	
					$3.158 \cdot 10^{-10}$	$0.278 + 0.011t + 0.003t^2$	
	$N^+$	2	1			$2.083 \cdot 10^{-6}$	$0.344 + 0.108t - 0.019t^2$
$1.116 \cdot 10^{-12}$						$0.210 + 0.072t - 0.009t^2$	
3		2				$7.420 \cdot 10^{-6}$	$0.905 + 0.290t - 0.043t^2$
						$5.253 \cdot 10^{-7}$	$0.281 + 0.026t - 0.004t^2$
4		2	654.8 нм			$9.851 \cdot 10^{-4}$	$0.841 + 0.080t - 0.012t^2$
						$2.913 \cdot 10^{-3}$	$1.399 + 0.131t - 0.018t^2$
4		3	658.4 нм			0	$0.033 + 0.002t - 0.000t^2$
						$3.185 \cdot 10^{-2}$	$0.099 + 0.006t - 0.000t^2$
5		2				$1.547 \cdot 10^{-4}$	$0.165 + 0.012t - 0.001t^2$
						$1.136$	$1.164 - 0.458t + 0.093t^2$

на  $O^+$  представлена на рис. 3, а). Отношение  $Q_{2,0}$  интенсивностей небулярных [O II] 372.7, 372.9 и авроральных [O II] 732.0, 733.0 линий служит индикатором электронной температуры  $t_{2,0}$  в зоне свечения иона  $O^+$ . Уравнение, связывающее отношение  $Q_{2,0}$  интенсивностей линий и электронную температуру  $t_{2,0}$ , может быть найдено тем же самым методом, который использовался выше для иона дважды ионизованного кислорода.

Для значений энергии возмущенных уровней иона  $O^+$  взяты экспериментальные величины [37], эйнштейновские коэффициенты спонтанных переходов [8], эффективные сечения для электронных ударов



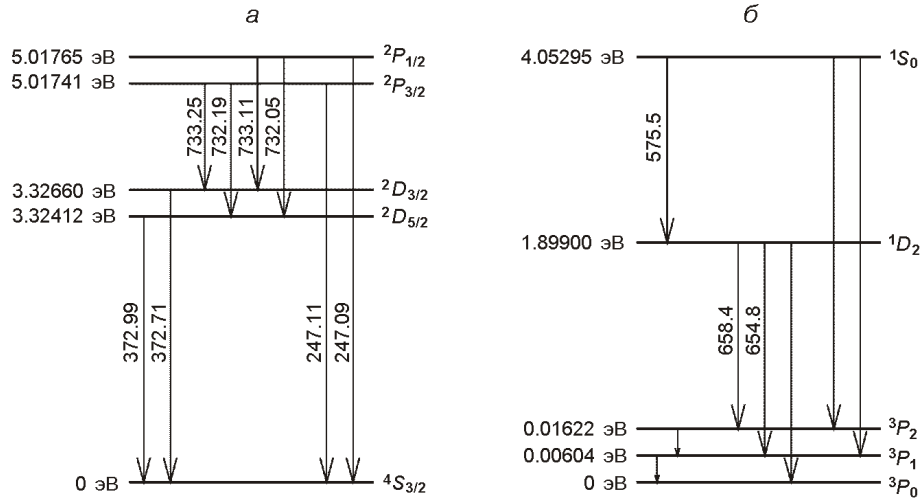


Рис. 3. Схема нижних энергетических уровней иона  $O^+$  (а) и иона  $N^+$  (б). Расстояния между уровнями не соблюдаются

$k, j$  из работы [30]. Табличные данные для  $k, j$  были аппроксимированы полиномами второй степени, которые приведены в таблице. С этим набором атомных данных получена формула, связывающая  $t_{2,0}$  и  $Q_{2,0}$ :

$$t_{2,0} = \frac{0.96}{\lg Q_{2,0} \cdot 0.86 \cdot 0.38 \lg t_{2,0} \cdot 0.053 t_{2,0} \cdot \lg(1 + 14.9 x_{2,0})}, \quad (16)$$

где

$$x_{2,0} = 10^4 n_e t_{2,0}^{1/2}. \quad (17)$$

Соотношение  $t_{2,0} - Q_{2,0}$  ощутимо зависит от электронной плотности.

3. Ионы ионизованного азота  $N^+$  и дважды ионизованного кислорода  $O^{++}$  имеют схожие схемы нижних энергетических уровней. Как и для иона кислорода  $O^{++}$ , основная электронная конфигурация иона азота  $N^+$  имеет два метастабильных терма с энергией возбуждения в несколько электронвольт (схема нижних энергетических уровней иона  $N^+$  представлена на рис. 3, б). Отношение  $Q_{2,N}$  интенсивностей  $[N II] \quad 654.8, 658.4 \text{ нм}$  и  $[N II] \quad 575.5 \text{ нм}$  линий служит индикатором электронной температуры  $t_{2,N}$  в зоне свечения иона  $N^+$ . Наблюдаемая стратификация излучения в областях H II указывает, что свечение иона  $k$ -й степени ионизации  $X_k$  формируется в зоне, внешний радиус которой определяется потенциалом ионизации  $x_{k+1}$ , и внутренний радиус определяется потенциалом ионизации  $x_k$ . Потенциал ионизации нейтрального азота  $\varphi_{NI} = 14.534 \text{ эВ}$  выше, чем потенциал ионизации нейтрального кислорода  $\varphi_{OI} = 13.618 \text{ эВ}$ , а потенциал ионизации ионизованного азота  $\varphi_{NII} = 29.601 \text{ эВ}$  ниже, чем потенциал ионизации ионизованного кислорода  $\varphi_{OII} = 35.117 \text{ эВ}$ . Сравнение потенциалов

ионизации показывает, что зона свечения иона  $N^+$  несколько меньше зоны свечения иона  $O^+$  и полностью лежит в зоне свечения иона  $O^+$ . Это позволяет ожидать, что электронная температура  $t_{2,N}$  характеризует электронную температуру в зоне свечения  $O^+$ .

Соотношение между отношением  $Q_{2,N}$  интенсивностей линий и электронной температурой  $t_{2,N}$  находится стандартным методом. Для энергий возбужденных уровней приняты экспериментальные значения, которые приведены в [9]. Эйнштейновские коэффициенты спонтанных переходов взяты из [8], эффективные сечения для электронных ударов  $k,j$  вычислены недавно Хадсоном и Беллом [14]. Табличные данные из [14] аппроксимированы полиномами второй степени. Найденные полиномы приведены в таблице. В результате получено соотношение

$$t_{2,N} = \frac{1.12}{\lg Q_{2,N} - 0.89 - 0.19 \lg t_{2,N} - 0.032 t_{2,N} - \lg(1 - 0.26 x_{2,N})}, \quad (18)$$

где

$$x_{2,N} = 10^4 n_e t_{2,N}^{1/2}. \quad (19)$$

Соотношение  $t_{2,N} - Q_{2,N}$  слабо зависит от электронной плотности в интересующем нас интервале плотностей. Член с  $x_{2,N}$ , учитывающий зависимость от  $n_e$ , близок нулю в уравнении (18).

Предполагается, что значение электронной температуры  $t_{2,O}$ , найденное при помощи уравнения (16), и значение  $t_{2,N}$ , полученное с использованием уравнения (18), должны совпадать, либо быть достаточно близкими.

### ВЛИЯНИЕ ОШИБОК В АТОМНЫХ ДАННЫХ НА ТОЧНОСТЬ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ

При выводе численного соотношения между интенсивностями спектральных линий и электронной температурой в зоне свечения данного иона используются значения атомных данных; энергии возбужденных уровней  $E_j$ , эйнштейновские коэффициенты спонтанных переходов  $A_{j,k}$ , эффективные сечения для электронных ударов  $j,k$ . Численные значения атомных данных находятся при квантовомеханических расчетах в рамках разных приближений. Значения энергий возбужденных уровней установлены также экспериментально. Сравнение рассчитанных энергий возбужденных уровней с измеренными позволяет судить о точности современных квантовомеханических расчетов. Сравнение показывает, что разность между вычисленными и измеренными энергиями уровней иона  $O^+$  может превышать разность энергий между близкими уровнями  $^2P_{1/2}$  и  $^2P_{3/2}$  или  $^2D_{3/2}$  и  $^2D_{5/2}$  иона  $O^+$  (рис. 3, а). В результате вычисленная при одних предположениях энергия уровня  $^2P_{1/2}$  выше энергии уровня  $^2P_{3/2}$ , а вычисленная при других предположениях энергия уровня  $^2P_{1/2}$  ниже энергии уровня  $^2P_{3/2}$  [36].

Другими словами, даже порядок вычисленных энергетических уровней иона  $O^+$  может изменяться в зависимости от предположений, принятых при расчетах. Поэтому при выводе соотношений между интенсивностями спектральных линий и электронными температурами для разных ионов мы использовали эмпирические значения энергий возбужденных уровней. В то же время используются теоретические эйнштейновские коэффициенты спонтанных переходов  $A_{j,k}$  и теоретические эффективные сечения для электронных ударов  $\sigma_{j,k}$ . Ниже мы оценим возможные ошибки в значениях  $A_{j,k}$  и  $\sigma_{j,k}$  и их влияние на точность определения электронной температуры.

Соотношение  $t_{3,0} = Q_{3,0}$  (15) получено с использованием данных работ [8] и [4]. На рис. 4, а значения  $A_{j,k}$  из работы [8] сравниваются со значениями  $A_{j,k}$  из работ [9, 10, 23]. Видно, что разница между ними в большинстве случаев не превышает 5%. Только для перехода 4 → 1 расхождение заметно большее. Следует отметить, что значения  $A_{j,k}$ , рассчитанные более полувека назад Гарстангом [10], достаточно хорошо согласуются с результатами современных расчетов. Разница между эйнштейновскими коэффициентами спонтанных переходов из разных работ характеризует точность вычисления величин  $A_{j,k}$ . Максимальная ошибка в значениях  $A_{j,k}$  для переходов между нижними энергетическими уровнями иона кислорода  $O^{++}$  может быть принята равной 5%. На рис. 4, б значения  $\sigma_{j,k}$  из работы [4] сравниваются со значениями  $\sigma_{j,k}$  из работ [3, 22]. Видно, что разница между эффективными сечениями для электронных ударов из разных работ для большинства переходов не превышает 5%, исключая переход 4 → 5. Эта разница может быть принята как максимальная ошибка в значениях  $\sigma_{j,k}$  для переходов между нижними энергетическими уровнями иона кислорода  $O^{++}$ .

Влияние ошибок атомных данных на точность определения электронной температуры может быть установлено следующим образом. Значения эйнштейновских коэффициентов спонтанных переходов  $A_{j,k}$  из работы [8] и эффективных сечений для электронных ударов  $\sigma_{j,k}$  из работы [4], которые использовались при выводе уравнения (15), мы будем называть стандартными, а значение  $t_{3,0}$ , найденное из уравнения (15), будем называть стандартной электронной температурой. Внесем в стандартные значения  $\sigma_{j,k}$  и  $A_{j,k}$  случайную ошибку

$$\sigma_{j,k}^* = (1 + e_i) \sigma_{j,k}, \quad (20)$$

$$A_{j,k}^* = (1 + e_i) A_{j,k}, \quad (21)$$

где  $e_i$  — случайное число из интервала  $-0.05 < e_i < 0.05$ . Решая уравнения (8)–(10) с использованием возмущенных атомных данных  $\sigma_{j,k}^*$  и  $A_{j,k}^*$ , получим соотношение  $t_{3,0}^* = Q_{3,0}$ . Расхождения между электронными температурами  $t_{3,0}^* = t_{3,0} - \delta t_{3,0}$  дает возможную ошибку электронной температуры, обусловленную неточностью в атомных данных.

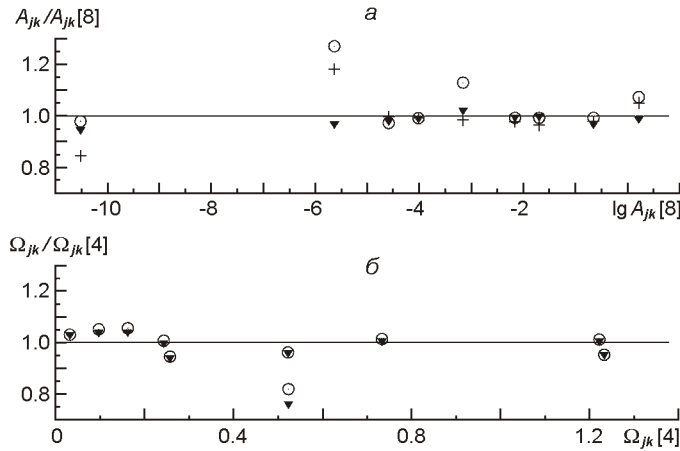


Рис. 4. Отношение значений: *a* — эйнштейновских коэффициентов  $A_{j,k}$  для иона  $O^{++}$  из работ [9] (кружки), [10] (крестики), [23] (треугольники) к значениям  $A_{j,k}$  из работы [8]; *б* — эффективных сечений  $\Omega_{j,k}$  для электронных ударов из работ [3] (треугольники), [22] (кружки) к значениям  $\Omega_{j,k}$  из работы [4]

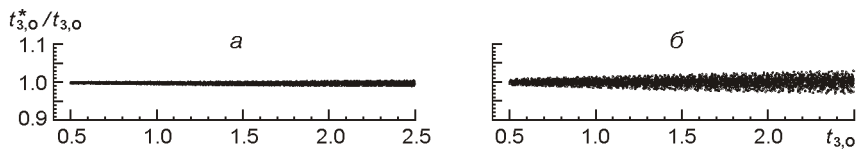


Рис. 5. Отношение  $t_{3,0}^*/t_{3,0}$ , полученное при внесении случайных ошибок в атомные данные: *a* — в  $A_{j,k}$ ; *б* — в  $A_{j,k}$  и  $\Omega_{j,k}$

На рис. 5, *a* показаны значения  $t_{3,0}$  для 100 вариантов возмущенных значений  $A_{j,k}^*$ , а на рис. 5, *б* — для 100 вариантов возмущенных значений  $A_{j,k}^*$  и  $\Omega_{j,k}$ . Видно, что неточности в эйнштейновских коэффициентах спонтанных переходов оказывают меньшее влияние на точность определения электронной температуры  $t_{3,0}$ , чем неточности эффективных сечений для электронных ударов. В целом возможная ошибка электронной температуры  $t_{3,0}$ , обусловленная неточностями атомных данных, мала. Из рис. 5, *б* видно, что при температуре  $t_{3,0} = 1$  для большинства вариантов возмущенных атомных данных ошибка не превышает 1 %.

Аппроксимация  $t_{2,0} — Q_{2,0}$  (16) получена с эйнштейновскими коэффициентами спонтанных переходов  $A_{j,k}$  из работы [8] и с эффективными сечениями для электронных ударов  $\Omega_{j,k}$  из работы [30]. На рис. 6, *a* значения  $A_{j,k}$  из работы [8] сравниваются со значениями  $A_{j,k}$  из работ [11, 32]. На рис. 6, *б* значения  $\Omega_{j,k}$  из работы [30] сравниваются со значениями из работ [21, 22, 32]. Видно, что разница между эйнштейновскими коэффициентами спонтанных переходов из разных работ порядка 10 %, кроме перехода 5 — 4. При этом значения разницы  $A_{j,k}$  для данных из разных работ показывают не только разброс, но и сдвиг, т. е. значения  $A_{j,k}$  могут содержать как случайную, так и систе-

матическую ошибку. Значения  $A_{j,k}$  для данных из современных работ также показывают не только разброс до 30 %, но и сдвиг.

На рис. 7, а показаны расхождения  $t_{2,0}$  для 100 вариантов возмущенных значений  $A_{j,k}^*$ . В одних вариантах значения  $e_i$  в уравнении (20) являются случайными числами из интервала  $-0.1 < e_i < 0$ , в других вариантах — из интервала  $0 < e_i < 0.1$ , чтобы учесть и случайную, и систематическую ошибку. На рис. 7, б показаны расхождения  $t_{2,0}$  для 100 вариантов возмущенных значений  $A_{j,k}^*$  и  $A_{j,k}$ . Значения  $e_i$  в уравнении (20) являются случайными числами из интервала  $-0.3 < e_i < 0$  или из интервала  $0 < e_i < 0.3$ . Видно, что неточности эйнштейновских коэффициентов спонтанных переходов оказывают меньшее влияние на электронную температуру  $t_{2,0}$ , чем неточности эффективных сечений для электронных ударов. Ошибка электронной температуры  $t_{2,0}$ , обусловленная неточностями атомных данных, лежит в интервале 7 % при температуре  $t_{2,0} = 1$  для большинства вариантов возмущенных атомных данных.

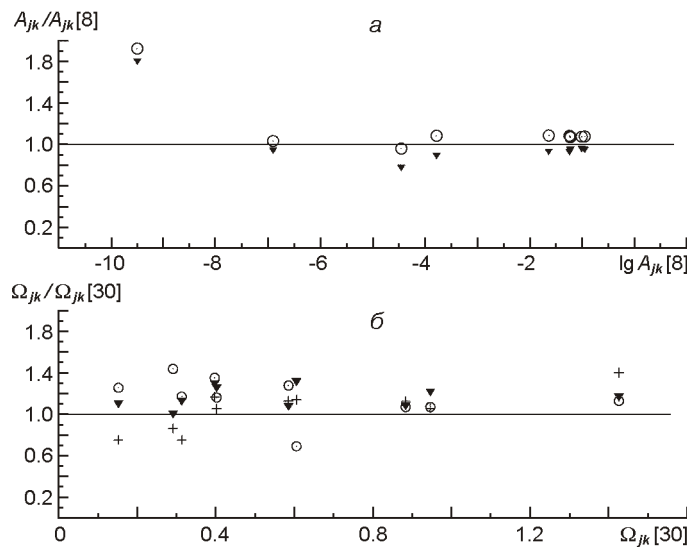


Рис. 6. Отношение значений: а — эйнштейновских коэффициентов  $A_{j,k}$  для иона  $O^+$  из работ [11] (кружки), [32] (треугольники) к значениям  $A_{j,k}$  из работы [8]; б — эффективных сечений  $\Omega_{j,k}$  для электронных ударов из работ [22] (треугольники), [21] (кружки), [32] (крестики), к значениям  $\Omega_{j,k}$  из работы [30]

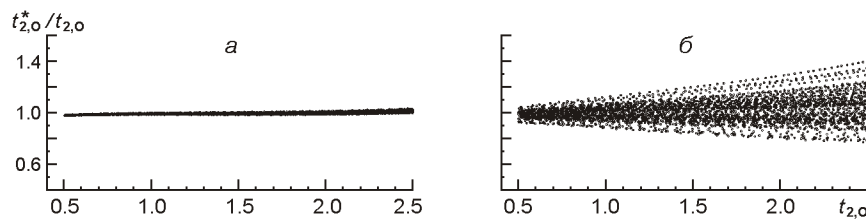


Рис. 7. Отношение  $t_{2,0}^*/t_{2,0}$ , полученное при внесении случайных ошибок в атомные данные: а — в  $A_{j,k}$ ; б — в  $A_{j,k}$  и  $A_{j,k}$

Соотношение  $t_{2,N} — Q_{2,N}$  (18) получено с использованием значений эйнштейновских коэффициентов спонтанных переходов  $A_{j,k}$  [8] и эффективных сечений для электронных ударов  $\Omega_{j,k}$  [14]. На рис. 8, а значения  $A_{j,k}$  из [8] сравниваются с эйнштейновскими коэффициентами спонтанных переходов  $A_{j,k}$  из [9, 10, 23], а на рис. 8, б — значения  $\Omega_{j,k}$  [14] сравниваются с эффективными сечениями для электронных ударов [19, 34]. Видно, что и разница между величинами  $A_{j,k}$ , и разница между величинами  $\Omega_{j,k}$  для разных работ в большинстве случаев не превышает 10 %.

На рис. 9, а показаны расхождения  $t_{2,N}$  для 100 вариантов возмущенных значений  $A_{j,k}^*$ . Значения  $e_i$  в уравнении (21) являются случайными числами из интервала  $-0.1 < e_i < 0.1$ . На рис. 9, б показаны расхождения  $t_{2,N}$  для 100 вариантов возмущенных значений  $A_{j,k}^*$  и  $\Omega_{j,k}$ . Значения  $e_i$  в уравнении (20) являются случайными числами из интервала  $-0.1 < e_i < 0.1$ . Видно, что неточности эйнштейновских коэффициентов спонтанных переходов оказывают меньшее влияние на точность определения электронной температуры  $t_{2,N}$ , чем неточности эффективных сечений для электронных ударов. Ошибка электронной температуры  $t_{2,N}$ , обусловленная неточностями атомных данных, лежит в интервале  $\pm 3\%$  при температуре  $t_{2,N} = 1$  для большинства вариантов возмущенных атомных данных.

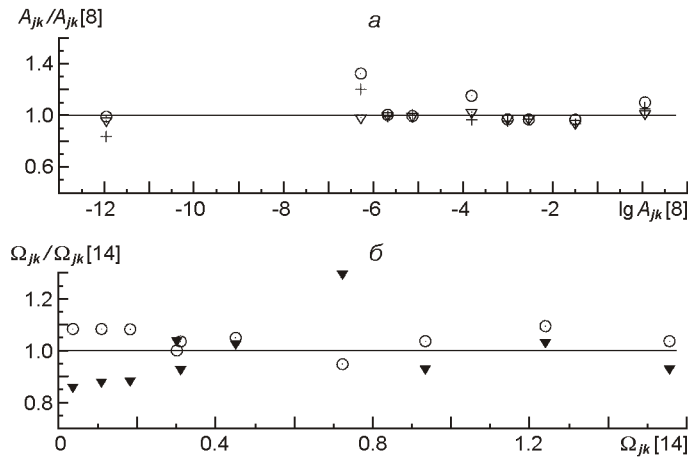


Рис. 8. Отношение значений: а — эйнштейновских коэффициентов  $A_{j,k}$  для иона  $N^+$  из работ [9] (кружки), [10] (крестики), [23] (треугольники) к значениям  $A_{j,k}$  из работы [8]; б — эффективных сечений  $\Omega_{j,k}$  для электронных ударов из работ [34] (треугольники), [19] (кружки) к значениям  $\Omega_{j,k}$  из работы [14]

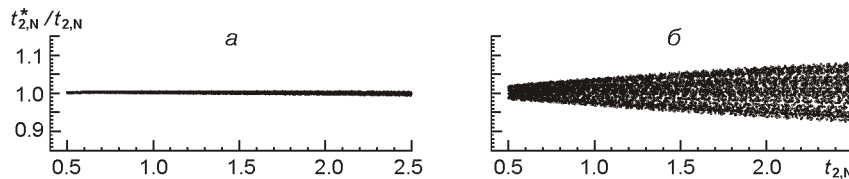


Рис. 9. Отношение  $t_{2,N}^* / t_{2,N}$ , полученное при внесении случайных ошибок в атомные данные: а — в  $A_{j,k}$ ; б — в  $A_{j,k}$  и  $\Omega_{j,k}$

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрен классический метод определения электронных температур  $t_{3,O}$ ,  $t_{2,O}$  и  $t_{2,N}$  по запрещенным линиям ионов  $O^{++}$ ,  $O^+$  и  $N^+$ . Точность соотношения между интенсивностями спектральных линий и электронной температурой в зоне свечения данного иона зависит от точности атомных данных; энергий возбужденных уровней иона  $E_j$ , эйнштейновских коэффициентов спонтанных переходов  $A_{j,k}$  и эффективных сечений для электронных ударов  $Q_{j,k}$ . Ошибки атомных данных определены как расхождения между значениями, вычисленными в разных исследованиях.

Найдено, что ошибки в эйнштейновских коэффициентах спонтанных переходов оказывают меньшее влияние на точность определения электронных температур по сравнению с ошибками в эффективных сечениях для электронных ударов. Ошибки электронной температуры, обусловленные неточностями в атомных данных, увеличиваются с увеличением электронной температуры. При температуре 10000 К ошибка в  $t_{3,O}$  меньше 1 %, ошибка в  $t_{2,N}$  не превышает 3 % и ошибка в  $t_{2,O}$  может достигать 7 %.

Следует отметить, что указанные ошибки близки к максимально возможным ошибкам. Реальные ошибки могут быть существенно ниже. Если же ошибки электронных температур близки к максимальным оценкам, то расхождение между  $t_{2,O}$  и  $t_{2,N}$  может достигать 10 %. Для определения электронной температуры в зоне свечения ионизованного кислорода предпочтительнее использовать  $t_{2,N}$ , а не  $t_{2,O}$ . Во-первых, возможная ошибка  $t_{2,N}$ , обусловленная неточностями атомных данных, ниже, чем возможная ошибка  $t_{2,O}$ . Во-вторых, соотношение между  $t_{2,N}$  и  $Q_{2,N}$  практически не зависит от электронной плотности, тогда как соотношение  $t_{2,O}$  —  $Q_{2,O}$  зависит от электронной плотности. Дополнительный параметр является дополнительным источником ошибок.

Автор благодарен Н. Г. Гусевой и Ю. И. Изотову за помощь в исследованиях, а также С. Г. Кравчуку за полезные замечания.

Работа была частично финансирована в рамках программы «КосмоМикроФизика» Национальной академии наук и Национального космического агентства Украины.

1. Амбарцумян В. Теоретическая астрофизика. — Л.-М.: ГОНТИ, 1939. — 255 с.
2. Соболев В. В. Курс теоретической астрофизики. — М.: Наука, 1967. — 528 с.
3. Aggarwal K. M. Electron excitation rates among fine structure levels in O III // *Astrophys. J. Suppl. Ser.*—1983.—**52**, N 4.—P. 387—398.
4. Aggarwal K. M., Keenan F. P. Excitation rate coefficients for fine-structure transitions in O III // *Astrophys. J. Suppl. Ser.*—1999.—**123**, N 1.—P. 311—349.
5. Bresolin F., Schaerer D., Gonzalez Delgado R. M., Stasinska G. A VLT study of metal-rich extragalactic H II regions. I. Observations and empirical abundances // *Astron. and Astrophys.*—2005.—**441**, N 3.—P. 981—997.



6. *De Robertis M. M., Dufour R. J., Hunt R. W.* A five-level program for ions of astrophysical interest // *J. Roy. Astron. Soc. Canada.*—1987.—**81**, N 6.— P. 195—220.
7. *Edlen B.* Comparison of theoretical and experimental level values of the  $n = 2$  configurations in the carbon isoelectronic sequence // *Phys. Scripta.*—1985.—**31**, N 5.—P. 345—358.
8. *Froese Fischer C., Tachiev G.* Breit-Pauli energy levels, lifetimes, and transition probabilities for the beryllium-like to neon-like sequences // *Atomic Data and Nuclear Data Tables.*—2004.—**87**, N 1.—P. 1—184.
9. *Galavis M. E., Mendoza C., Zeppen C. J.* Atomic data from the IRON Project XXII. Radiative rates for forbidden transitions within the ground configuration of ions in the carbon and oxygen isoelectronic sequences // *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*—1997.—**123**, N 1.—P. 159—171.
10. *Garstang R. H.* Energy levels and transition probabilities in  $p^2$  and  $p^4$  configurations // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*—1951.—**111**, N 2.—P. 115—124.
11. *Godefroid M., Froese Fischer C.* MCHF-BP fine-structure splittings and transition rates for the ground configuration in the nitrogen sequence // *J. Phys. B.*—1994.—**17**, N 5.—P. 681—692.
12. *Guseva N. G., Izotov Y. I., Papaderos P., Fricke K. J.* Balmer jump temperature determination in a large sample of low-metallicity H II regions // *Astron. and Astrophys.*—2007.—**464**, N 3.—P. 885—893.
13. *Guseva N. G., Izotov Y. I., Thuan T. X.* Balmer and Paschen jump temperature determinations in low-metallicity emission-line galaxies // *Astrophys. J.*—2006.—**644**, N 2.—P. 890—906.
14. *Hudson C. E., Bell K. L.* Effective collision strengths for finestructure transitions for the electron impact excitation of N II // *Astron. and Astrophys.*—2005.—**430**, N 2.—P. 725—729.
15. *Izotov Y. I., Stasinska G., Meynet G., et al.* The chemical composition of metal-poor emission-line galaxies in the Data Release 3 of the Sloan Digital Sky Survey // *Astron. and Astrophys.*—2006.—**448**, N 3.—P. 955—970.
16. *Keenan F. P., Aller L. H., Bell K. L., et al.* Auroral and nebular emission lines of [SII] in the optical spectra of planetary nebulae // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*—1996.—**281**, N 3.—P. 1073—1080.
17. *Kennicutt R. C., Bresolin F., Garnett D.* The composition gradient in M101 revisited. II. Electron temperatures and implications for the nebular abundance scale // *Astrophys. J.*—2003.—**591**, N 2.—P. 801—820.
18. *Kingdon J. B., Ferland G. J.* Temperature fluctuations in photoionized nebulae // *Astrophys. J.*—1995.—**450**, N 2.—P. 691—704.
19. *Lennon D. J., Burke V. M.* Atomic data from the IRON project. II. Effective collision strengths for infrared transitions in carbon-like ions // *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*—1994.—**103**, N 2.—P. 273—277.
20. *Liu X.-W., Storey P. J., Barlow M. J., et al.* NGC 6153: a super-metal-rich planetary nebula? // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*—2000.—**312**, N 3.—P. 585—628.
21. *McLaughlin B. M., Bell K. L.* Electron-impact excitation of the fine-structure levels ( $1s^2 2s^2 2p^3 \ ^4S_{3/2}^0, \ ^2D_{5/2,3/2}^0, \ ^2P_{3/2,1/2}^0$ ) of singly ionized atomic oxygen // *J. Phys. B.*—1998.—**31**, N 19.—P. 4317—4329.
22. *Mendoza C.* Recent advances in atomic calculations and experiments of interest in the study of planetary nebulae // *Planetary Nebulae: Proceedings of the symposium, (London, England, August 9—13, 1982).* — Dordrecht: Reidel, 1983.—P. 143—172.
23. *Nussbaumer H., Rusca C.* Forbidden transition in the C I sequence // *Astron. and Astrophys.*—1979.—**72**, N 1-2.—P. 129—133.

24. *Pagel B. E. J., Simonson E. A., Terlevich R. J., Edmunds M. G.* The primordial helium abundance from observations of extragalactic H II regions // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*—1992.—**255**, N 2.—P. 325—345.
25. *Peimbert M.* Temperature determination of H II regions // *Astrophys. J.*—1967.—**150**, N 3.—P. 825—834.
26. *Peimbert M., Costero R.* Chemical abundances in galactic H II regions // *Boletin de los observatorios de Tonantzintla y Tacubaya.*—1969.—**31**, N 5.—P. 3—22.
27. *Pilyugin L. S., Thuan T. X.* The oxygen abundance of nearby galaxies from Sloan digital sky survey spectra // *Astrophys. J.*—2007.—**669**, N 1.—P. 299—314.
28. *Pilyugin L. S., Thuan T. X., Vilchez J. M.* Oxygen abundances in the most oxygen-rich spiral galaxies // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*—2006.—**367**, N 3.—P. 1139—1146.
29. *Pilyugin L. S., Vilchez J. M., Contini T.* Oxygen and nitrogen abundances in nearby galaxies. Correlations between oxygen abundance and macroscopic properties // *Astron. and Astrophys.*—2004.—**425**, N 3.—P. 849—871.
30. *Pradhan A. K., Montenegro M., Nahar S. N., Eissner W.* [O II] line ratios // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*—2006.—**366**, N 1.—P. L6—L9.
31. *Rubin R. H.* Noncollisional excitation of low-lying states in gaseous nebulae // *Astrophys. J.*—1986.—**309**, N 1.—P. 334—341.
32. *Seaton M. J., Osterbrock D. E.* Relative [O II] intensities in gaseous nebulae // *Astrophys. J.*—1957.—**125**, N 1.—P. 66—83.
33. *Shaw R. A., Dufour R. J.* Software for the analysis of emission-line nebulae // *Publ. Astron. Soc. Pacif.*—1995.—**107**, N 715.—P. 896—906.
34. *Stafford R. P., Bell K. L., Hibbert A., Wijesundera W. P.* Electron impact excitation of N II: fine-structure collision strengths and Maxwellian-averaged rate coefficients // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*—1994.—**268**, N 3.—P. 816—820.
35. *Stasinska G.* Biases in abundance derivations for metal-rich nebulae // *Astron. and Astrophys.*—2005.—**434**, N 2.—P. 507—520.
36. *Tayal S. S.* Oscillator strengths and electron collision rates for fine-structure transitions in OII // *Astrophys. J. Suppl. Ser.*—2007.—**171**, N 1.—P. 331—348.
37. *Wenaker I.* The spectrum of singly ionized oxygen, O II // *Phys. Scripta.*—1990.—**42**, N 6.—P. 667—684.
38. *Zaritsky D., Kennicutt R. C., Huchra J. P.* H II regions and the abundance properties of spiral galaxies // *Astrophys. J.*—1994.—**420**, N 1.—P. 87—109.

Поступила в редакцию 16.02.09