

УДК 52—472+52—473

Скорости возбуждения и ионизации атома углерода электронами

Н. Г. Щукина, Т. Г. Щербина

Предложен единый простой алгоритм расчета скоростей возбуждения и ионизации нейтрального атома углерода электронным ударом в виде функции от параметра Θ по формулам аппроксимаций, наиболее часто используемых в звездной спектроскопии. Параметр Θ затабулирован для ряда переходов атома C I и набора температур в диапазоне $T=2000-50\,000$ К. Алгоритм расчета представляет особый интерес для задач по не-ЛТР синтезу спектра. Показано, что в условиях солнечной атмосферы приближение Ситона для ионизации и предположение о постоянстве силы удара для возбуждения ведет к неправильной зависимости ударных скоростей атома нейтрального углерода от температуры, вызывая в них ошибки, превышающие порядок величины.

EXCITATION AND IONIZATION RATES OF NEUTRAL CARBON BY ELECTRONS, by Shchukina N. G., Shcherbina T. G.— An unified simple algorithm (as a function of parameter Θ) is suggested for calculation of excitation and ionization rates of C I atom by electron impact according to widespread in solar and stellar spectroscopy approximations. The parameter Θ is tabulated for some collisional transitions of the C I atom in the temperature range $T=2000-50\,000$ K. It is shown that Seaton approximation for ionization and assumption that force strength is constant leads to a wrong dependence of collisional rates on the temperature (the errors exceed the order of value). The algorithm is of particular interest for the non-LTE synthesis problem.

В задачах по интерпретации солнечного и звездных линейчатых спектров сталкиваются с проблемой надежного определения сечений (и скоростей) возбуждения и ионизации электронным ударом одновременно для большого количества переходов между уровнями исследуемого атома. Так, при не-ЛТР синтезе спектра любого химического элемента максимальное количество таких переходов в модели атома с N уровнями равно $N(N-1)$. При N порядка десятков эта величина достигает порядка сотен для каждого набора электронных температур и концентраций.

Возможности экспериментального определения такого большого количества сечений (скоростей) ограничены. Что касается расчетов, то в теории атомных столкновений существуют методы, позволяющие получать достаточно надежные результаты. Но они не являются универсальными и часто применимы лишь к определенным типам переходов или для небольших областей энергии электронов. Подобные методы весьма трудоемки и доступны лишь специалистам в области теории атомных столкновений. Выполнять по ним массовые расчеты сечений и скоростей физикам других специальностей не представляется возможным.

По этой причине в современной астрофизике массовые расчеты сечений и скоростей ударных процессов чаще всего проводят с помощью более простых аппроксимаций. Однако и здесь имеются свои сложности.

Первая из них связана с потерей точности. Отметим, что в задачах по расчету спектров действие этого недостатка смягчается благодаря использованию скоростей переходов, а не сечений. Как известно [2], ошибка скорости значительно меньше, чем ошибка сечения.

Вторая сложность вызвана отсутствием единой универсальной аппроксимации, применимой ко всем типам переходов: оптически разрешенным и запрещенным, с изменением и без изменения спина, к переходам между близкими и удаленными уровнями. Поэтому при расчете

полной матрицы скоростей переходов приходится обращаться к нескольким видам аппроксимаций, математическое описание которых весьма разнообразно. Формулы этих аппроксимаций не унифицированы, из-за чего алгоритмы расчета ударных скоростей по ним различны. Кроме того, несмотря на существенные упрощения, вводимые указанными аппроксимациями при расчете скоростей, применение некоторых из них (как в случае борновского приближения и его модификаций) оказывается затруднительным. Приведенные обстоятельства при массовых вычислениях создают существенные потери времени и памяти ЭВМ.

Выходом из создавшегося положения могло бы стать дальнейшее упрощение существующих аппроксимаций и их унификация. Одновременно это позволит быстро оценить диапазон изменения скорости для конкретного перехода в рамках рассматриваемых методов и в дальнейшем выяснить, как ошибки в скорости, заключенные в этом диапазоне, отразятся на синтезе спектра.

В данной статье изложена попытка разработать единый и достаточно простой алгоритм расчета скоростей возбуждения и ионизации электронным ударом по формулам некоторых аппроксимаций для ряда переходов нейтрального атома углерода С I (табл. 1). Идея алгоритма сводится к представлению общего выражения для скорости C_{ij} перехода $i \rightarrow j$ под действием электронного удара

$$C_{ij} = \frac{g_i}{g_j} \exp(-\beta_{ij}) n_e \int_0^{\infty} f(v') Q(j \rightarrow i) v' dv' \quad (1)$$

в виде зависимости от параметра $\Theta_{ij}(T)$, табулируемого для нескольких аппроксимаций при разных значениях температуры T :

$$C_{ij} = n_e \Theta_{ij}(T) \exp(-\beta_{ij}). \quad (2)$$

В формулах (1) и (2) $\beta_{ij} = h\nu_{ij}/kT$; g_i , g_j — статистические веса нижнего (i) и верхнего (j) уровней перехода $i \rightarrow j$; ν_{ij} — частота этого перехода; $f(v')$ — максвелловская функция распределения электронов по скоростям в интервале от v'_j до $v'_j + dv'_j$; $Q(j \rightarrow i)$ — эффективное сечение деактивации электронным ударом:

$$Q(j \rightarrow i) = \Omega(i, j) \pi a_0^2 / g_j k_j, \quad (3)$$

где k_j — энергия налетающего электрона; a_0 — радиус первой орбиты Бора; $\Omega(i, j)$ — сила удара.

Аппроксимации, использованные при расчете Θ_{ij} :

Возбуждение электронным ударом.

1. Сила удара $\Omega(i, j) = R$, где $R = \text{const}$. В этом случае формулу для расчета Θ_{ij} можно получить, подставив (3) в (1) и сравнив (1) с (2):

$$\Theta_{ij}(T) = 8.63 \cdot 10^{-6} R T^{-1/2} / g_i. \quad (4)$$

Задание силы удара в виде константы, часто используемое в астрофизических задачах, удобно при быстрой оценке порядка величины скорости C_{ij} . Значение R зависит от типа перехода, а также от степени ионизации, и по порядку величины заключено в интервале от 0.1 до 10 [1]. В данной работе Θ_{ij} рассчитано при $R = 1$.

2. Полуэмпирическое приближение Регемортера [7]. Зависимость $\Theta_{ij}(T)$ для этого приближения получена из сравнения формулы скорости ударного возбуждения [7] с выражением (2):

$$\Theta_{ij}(T) = 4.12 \cdot 10^{11} T^{-1/2} P(\beta_{ij}) f_{ij} / \nu_{ij}, \quad (5)$$

где f_{ij} — сила осциллятора перехода $i \rightarrow j$; P — функция, затабулированная в [7] для нейтральных атомов и положительных ионов в зависимости от аргумента β_{ij} . Приближение Регемортера, как и предыдущее,

Таблица 1. Ударные переходы атома С I

Номер перехода	i	j	λ_{ij} нм	E_{ij} эВ [4]	E_{ij} эВ [4]	g_i [4]	g_j [4]	f_{ij} [9]	Q_{ij} (возб.), т (иониз.)	A_{ij}	τ_{ij}
Возбуждение											
1	$2s^2 2p^2 \ 3p-2s^2 2p^2$	$1D$	983.63 [5]	0.0	1.26	9	5	0.132—11	—	—	—
2	$2s^2 2p^2 \ 3p-2s^2 2p^2$	$1S$	462.51 [5]	0.0	2.67	9	1	0.105—11	—	—	—
3	$2s^2 2p^2 \ 3p-2s^2 2p^2$	$3s^3 P^0$	165.72 [9]	0.0	7.48	9	9	0.170	2	2.56	0.119
4	$2s^2 2p^2 \ 3p-2s^2 2p^2$	$3D^0$	156.10 [9]	0.0	7.95	9	15	0.091	2/3	6.18	0.418
5	$2s^2 2p^2 \ 3p-2s^2 2p^2$	$3p^3 P^0$	140.10 [4]	0.0	8.85	9	9	—	2	12.7	0.845
6	$2s^2 2p^2 \ 1D-2s^2 2p^2$	$1S$	872.44 [5]	1.26	2.67	5	1	0.114—8	—	—	—
7	$2s^2 2p^2 \ 1D-2s^2 2p^2$	$3s \ 3p^0$	199.33 [4]	1.26	7.48	5	9	—	3/2	2.56	0.119
8	$2s^2 2p^2 \ 1D-2s^2 2p^2$	$3p^3 P^0$	168.00 [4]	1.26	8.64	5	15	—	3/2	12.7	0.845
9	$2s^2 2p^2 \ 1S-2s^2 2p^2$	$3s \ 3p^0$	258.29 [9]	2.67	7.48	1	9	0.260—4	3/2	2.56	0.119
10	$2s^2 2p^2 \ 1S-2s^2 2p^2$	$3p^3 S$	203.25 [4]	2.67	8.77	1	3	—	3/2	12.7	0.845
Ионизация											
11	$2s^2 2p^2 \ 3p-2s^2 (1S) 2p$	$3P^0$	110.04 [4]	0.0	11.26	9	6	—	2	12.0	0.27
12	$2s^2 2p^2 \ 3p-2s^2 2p^2$	$4P$	74.82 [4]	0.0	16.57	9	12	—	2	5.9	0.78
13	$2s^2 2p^2 \ 1D-2s^2 (1S) 2p$	$3P^0$	123.98 [4]	1.26	11.26	5	6	—	2	12.0	0.27
14	$2s^2 2p^2 \ 1D-2s^2 2p^2$	$4P$	80.98 [4]	1.26	16.57	5	12	—	2	5.9	0.78
15	$2s^2 2p^2 \ 1S-2s^2 (1S) 2p$	$3P^0$	144.34 [4]	2.67	11.26	1	6	—	2	12.0	0.27
16	$2s^2 2p^2 \ 1S-2s^2 2p^2$	$4P$	89.20 [4]	2.67	16.57	1	12	—	2	5.9	0.78

допустимо использовать лишь для приблизительной оценки значения ударной скорости. Расхождение между ним и строгими численными расчетами, как отмечалось в [2], может достигать порядка величины. Кроме того, часто забывают, что приближение законно лишь для оптически разрешенных переходов: $l_j = l_i \pm 1$, $\Delta S = 0$. Здесь l_i , l_j — квантовые числа орбитального момента начального и конечного состояний оптического электрона; ΔS — изменение его спина. Применение аппроксимации Регемортера (5) к запрещенным переходам может вызвать сильное искажение величины ударной скорости.

3. Борн-кулоновское приближение с нормировкой представляет собой модификацию метода Борна, лишенную двух главных его недостатков: а) неправильной зависимости сечений от энергии электрона в случае ионов вблизи порога возбуждения; б) неограниченного их возрастания в случае очень сильных взаимодействий. В итоге удается получить качественно правильные результаты для сечений и скоростей во всем диапазоне энергий электрона. Выражение для расчета Θ_{ij} в рамках борн-кулоновского приближения с нормировкой можно вывести, если обратиться к аналитической аппроксимации скорости возбуждения, полученной для этого метода в [2]:

$$G_{ij} = 10^{-8} n_e (Ry \cdot c v_j^{ion} / v_{ij} v_i^{ion})^{3/2} G(\beta_{ij}) \exp(-\beta_{ij}) Q_{\kappa_m} / (2l_i + 1). \quad (6)$$

Сравнив (6) с (2), находим

$$\Theta_{ij} = 10^{-8} (Ry \cdot c v_j^{ion} / v_{ij} v_i^{ion})^{3/2} G(\beta_{ij}) Q_{\kappa_m} / (2l_i + 1), \quad (7)$$

где c — скорость света; v_i^{ion} , v_j^{ion} — частоты ионизации с уровней i и j на основной уровень иона С II; Q_{κ_m} — угловой фактор; $\kappa_m = |l_i - l_j|$; $Ry = 109737 \text{ см}^{-1}$. Вычисление Q_{κ_m} выполнено по формулам из работ [2, 3]. Функция $G(\beta_{ij})$ определяется типом перехода и зарядом атома, зависит от двух параметров A_{ij} и χ_{ij} . При возбуждении нейтральных атомов в случае переходов без изменения спина

$$G(\beta_{ij}) = A_{ij} \sqrt{\beta_{ij}(\beta_{ij} + 1)} / (\beta_{ij} + \chi_{ij}), \quad Z = 1, \quad \Delta S = 0, \quad (8)$$

для интеркомбинационных переходов

$$G(\beta_{ij}) = A_{ij} \beta_{ij}^{3/2} / [\sqrt{1 + \beta_{ij}} (\beta_{ij} + \chi_{ij})], \quad Z = 1, \quad \Delta S = 1. \quad (9)$$

Значения A_{ij} и χ_{ij} , необходимые для расчета в борн-кулоновском приближении с нормировкой $\Theta_{ij}(T)$ переходов, рассмотренных нами, затабулированы в работе [2]. Исключение составили четыре перехода (табл. 1, номера 1, 2, 4, 6). Расчеты Θ_{ij} переходов 1, 2, 6 проведены нами с помощью аппроксимации Пекинью и Алдрованди [6], 4 — по методу Борна.

4. Метод Борна, как известно, справедлив лишь при очень больших энергиях электронов $kT \gg h\nu_{ij}$. Однако часто и при меньших энергиях его погрешность невелика (в пределах фактора 2). Согласно [2], при расчетах скоростей возбуждения C_{ij} по методу Борна можно воспользоваться той же аналитической зависимостью (6), что и для борн-кулоновского приближения. Следовательно, формула (7) сохраняется для расчета $\Theta_{ij}(T)$, изменяются лишь вид функции $G(\beta_{ij})$ и значения параметров A_{ij} и χ_{ij} . В случае оптически разрешенных переходов, каким является 4-й переход $2p^2 \ ^3P \rightarrow 2p^3 \ ^3D^o$ из табл. 1, имеем

$$G(\beta_{ij}) = A_{ij} \ln(16 + 1/\beta_{ij}) \sqrt{\beta_{ij}(\beta_{ij} + 3)} / (\beta_{ij} + \chi_{ij}), \quad l_j = l_i + 1, \quad \Delta S = 0. \quad (10)$$

Значения A_{ij} и χ_{ij} затабулированы в работе [2] в виде функции от эффективного главного квантового числа n^* .

5. *Аппроксимация Пекинью и Алдрованди* [6] позволяет рассчитать скорость возбуждения C_{ij} переходов ${}^3P-{}^1D$, ${}^3P-{}^1S$, ${}^1D-{}^1S$ по эффективной силе удара $\gamma_{ij}(T)$, задаваемой аналитически:

$$C_{ij} = 8.63 \cdot 10^{-6} \gamma_{ij}(T) T^{-1/2} n_e \exp(-\beta_{ij}) / g_i. \quad (11)$$

Сравнив (11) с (2), находим

$$\Theta_{ij}(T) = 8.63 \cdot 10^{-6} \gamma_{ij}(T) T^{-1/2} / g_i. \quad (12)$$

Аналитическая аппроксимация $\gamma_{ij}(T)$ получена в [6] на основании известных теоретических расчетов, в которых учтены поляризационные эффекты. Для переходов ${}^1D-{}^1S$, ${}^3P-{}^1D$ в интервале температур $500 \text{ K} \leq T \leq 30\,000 \text{ K}$ ошибки в γ , обусловленные ее аналитическим представлением, не превышают 2%. Для перехода ${}^3P-{}^1S$ при температурах между 500 и 5000 К эта ошибка больше (около 5%).

Ионизация электронным ударом.

6. *Полуэмпирическое приближение Ситона* [8] для скорости ионизации из оболочки l_i^m позволяет получить следующее выражение для Θ_{ij} :

$$\Theta_{ij}(T) = 1.3626 m T^{-3/2} \exp(\beta_{ij}) \int_1^{\infty} F(Z, \varepsilon / h\nu_{ij}) \exp(-\varepsilon \beta_{ij} / h\nu_{ij}) d(\varepsilon / h\nu_{ij}), \quad (13)$$

где m — число оптических электронов в оболочке l_i^m ; ν_{ij} — пороговая частота ионизации на j -й уровень С II; ε — энергия электрона до столкновения. Функция $F(Z, \varepsilon / h\nu_{ij})$ затабулирована Ситоном для нейтральных атомов ($Z=1$) и ионов ($Z=2$) при нескольких значениях $\varepsilon / h\nu_{ij}$, изменяющихся от 1 до 10. В данной работе при расчетах Θ_{ij} интеграл (13) заменялся квадратурной суммой, оцениваемой по формуле трапеций. Выражение (13) можно использовать лишь для приближительной оценки порядка величины скорости.

7. *Метод Борна*. Формула для расчета Θ_{ij} в рамках этого приближения выведена нами из сравнения аналитической аппроксимации скорости ионизации, полученной в работе [2], с общим выражением (2):

$$\Theta_{ij}(T) = 10^{-8} [m / (2l_i + 1)] |Ry / \nu_{ij}|^{3/2} G(\beta_{ij}). \quad (14)$$

В случае нейтральных атомов

$$G(\beta_{ij}) = [\beta_{ij} / (\beta_{ij} + 1)]^{1/2} [A_{ij} / (\beta_{ij} + \chi_{ij})], \quad Z = 1. \quad (15)$$

Параметры A_{ij} и χ_{ij} для ионизации из некоторых оболочек l_i^m атома С I приведены в [2].

Результаты расчета $\Theta_{ij}(T, K)$, полученные в этой работе для отмеченных аппроксимаций, представлены в табл. 2. Первые три графы таблицы содержат номера ударных переходов между уровнями С I (соответствующие табл. 1), а также номера аппроксимаций и формул для Θ_{ij} . В остальных графах приведены значения Θ_{ij} при разных температурах. Список переходов между уровнями С I, их длины волн λ_{ij} , силы осцилляторов, угловые факторы, параметры A_{ij} и χ_{ij} , статистические веса, потенциалы возбуждения уровней E , использованные при расчете Θ_{ij} , а также соответствующие ссылки даны в табл. 1.

Таким образом, алгоритм расчета ударной скорости C_{ij} отдельного перехода (из табл. 2) для любой из аппроксимаций (1—7) оказывается одинаковым: с помощью таблицы интерполируется значение Θ_{ij} на заданную температуру, а затем подставляется в выражение (2) для C_{ij} . Данные табл. 2 позволяют оценить, с какой надежностью можно рассчитать ударную скорость для конкретного перехода в заданном диапазоне температур. С этой целью для каждого перехода $i \rightarrow j$ сравним значения Θ_{ij} , полученные с помощью наиболее точной из рассмотрен-

Таблица 2. Значения $\Theta_{ij}(T)$ для некоторых ударных переходов атома С I

Номер пере- хода	Номер аппрок- симации	Формулы для Θ_{ij}	T, K				
			2000	3000	4000	5000	6000
1	1	(4)	0.21—7	0.18—7	0.15—7	0.14—7	0.12—7
	2	(5)	0.84—18	0.11—17	0.12—7	0.13—17	0.13—17
	5*	(12)	0.53—8	0.64—8	0.74—8	0.82—8	0.89—8
2	1	(4)	0.21—7	0.18—7	0.15—7	0.14—7	0.12—7
	2	(5)	0.25—18	0.25—18	0.21—18	0.23—18	0.26—18
	5*	(12)	0.14—8	0.17—8	0.19—8	0.20—8	0.21—8
3	1	(4)	0.21—7	0.18—7	0.15—7	0.14—7	0.12—7
	2	(5)	0.87—8	0.87—8	0.87—8	0.87—8	0.87—8
	3*	(7), (8)	0.82—8	0.83—8	0.83—8	0.83—8	0.84—8
4	1	(4)	0.21—7	0.18—7	0.15—7	0.14—7	0.12—7
	2	(5)	0.42—9	0.42—9	0.42—9	0.42—9	0.42—9
	4*	(7), (10)	0.42—7	0.42—7	0.43—7	0.43—7	0.44—7
5	1	(4)	0.21—7	0.18—7	0.15—7	0.14—7	0.12—7
	3*	(7), (8)	0.16—7	0.16—7	0.16—7	0.16—7	0.16—7
6	1	(4)	0.39—7	0.32—7	0.27—7	0.24—7	0.22—7
	2	(5)	0.61—15	0.71—15	0.84—15	0.90—15	0.93—15
	5*	(12)	0.48—8	0.48—8	0.48—8	0.48—8	0.48—8
7	1	(4)	0.39—7	0.32—7	0.27—7	0.24—7	0.22—7
	3*	(7), (9)	0.95—8	0.94—8	0.93—8	0.92—8	0.92—8
8	1	(4)	0.39—7	0.32—7	0.27—7	0.24—7	0.22—7
	3*	(7), (9)	0.21—7	0.20—7	0.20—7	0.20—7	0.20—7
9	1	(4)	0.19—6	0.16—6	0.14—6	0.12—6	0.11—6
	2	(5)	0.26—11	0.26—11	0.26—11	0.26—11	0.25—11
	3*	(7), (9)	0.18—7	0.17—7	0.17—7	0.17—7	0.17—7
10	1	(4)	0.19—6	0.16—6	0.14—6	0.12—6	0.11—6
	3*	(7), (9)	0.32—7	0.32—7	0.31—7	0.30—7	0.30—7
11	6	(13)	0.50—11	0.21—9	0.12—8	0.32—8	0.59—8
	7*	(14), (15)	0.48—8	0.72—8	0.95—8	0.12—7	0.14—7
12	6	(13)	0.10—13	0.34—11	0.55—10	0.27—9	0.74—9
	7*	(14), (15)	0.16—8	0.24—8	0.32—8	0.39—8	0.47—8
13	6	(13)	0.21—10	0.56—9	0.25—8	0.58—8	0.96—8
	7*	(14), (15)	0.22—8	0.32—8	0.43—8	0.53—8	0.63—8
14	6	(13)	0.44—13	0.91—11	0.11—10	0.49—9	0.12—8
	7*	(14), (15)	0.21—8	0.31—8	0.41—8	0.51—8	0.60—8
15	6	(13)	0.11—9	0.17—9	0.57—8	0.11—7	0.17—8
	7*	(14), (15)	0.32—8	0.47—8	0.62—8	0.77—8	0.92—8
16	6	(13)	0.23—12	0.27—10	0.26—9	0.94—9	0.21—8
	7*	(14), (15)	0.29—8	0.43—8	0.57—8	0.70—8	0.84—8

Примечание. Звездочкой отмечена наиболее точная аппроксимация из рассмотренных для

ных нами аппроксимаций, со значением Θ_{ij} какой-либо другой аппроксимации.

Оценка точности аппроксимаций 1—7 основана на выводах, полученных в работе [2]. Из четырех аппроксимаций (борн-кулоновской с нормировкой, Борна, Регемортера и Ситона) наиболее точна первая. Несомненное достоинство борн-кулоновской аппроксимации — возможность применять ее к различным типам переходов с получением качественно правильных результатов во всем диапазоне энергий электрона. Погрешности приближения Борна выше, но даже при небольших энергиях они часто оказываются лишь в пределах фактора 2. Наименее

T, K

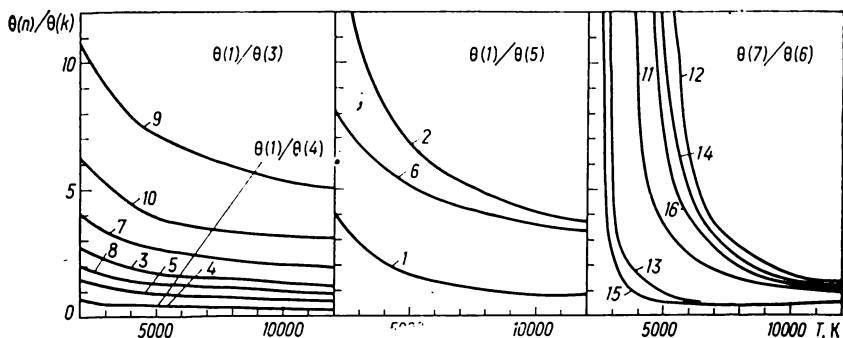
7000	8000	9000	10 000	20 000	30 000	50 000
0.12—7	0.11—7	0.10—7	0.96—8	0.68—8	0.55—8	0.43—8
0.13—17	0.14—17	0.14—17	0.14—17	0.17—17	0.19—17	0.21—7
0.95—8	0.10—7	0.10—7	0.11—7	0.13—7	0.13—7	0.43—8
0.12—7	0.11—7	0.10—7	0.96—8	0.68—8	0.55—8	0.43—8
0.29—18	0.30—18	0.32—18	0.32—18	0.36—18	0.38—18	0.46—18
0.22—8	0.23—8	0.24—8	0.24—8	0.25—8	0.24—8	0.32—8
0.12—7	0.11—7	0.10—7	0.96—8	0.68—8	0.55—8	0.43—8
0.87—8	0.87—8	0.89—8	0.78—8	0.10—7	0.11—7	0.12—7
0.84—8	0.84—8	0.84—8	0.85—8	0.88—8	0.91—8	0.96—8
0.12—7	0.11—7	0.10—7	0.96—8	0.68—8	0.55—8	0.43—8
0.42—9	0.42—9	0.42—9	0.41—9	0.48—9	0.55—9	0.58—9
0.44—7	0.44—7	0.45—7	0.45—7	0.49—7	0.51—7	0.55—7
0.12—7	0.11—7	0.10—7	0.96—8	0.68—8	0.55—8	0.43—8
0.16—7	0.16—7	0.16—7	0.16—7	0.15—7	0.15—7	0.14—7
0.21—7	0.19—7	0.18—7	0.17—7	0.12—7	0.10—7	0.77—8
0.94—15	0.95—15	0.97—15	0.99—15	0.12—14	0.14—14	0.15—14
0.48—8	0.48—8	0.48—8	0.48—8	0.48—8	0.48—8	0.48—8
0.21—7	0.19—7	0.18—7	0.17—7	0.12—7	0.10—7	0.77—8
0.91—8	0.90—8	0.89—8	0.89—8	0.82—8	0.77—8	0.68—8
0.21—7	0.19—7	0.18—7	0.17—7	0.12—7	0.10—7	0.77—8
0.19—7	0.19—7	0.19—7	0.18—7	0.16—7	0.14—7	0.11—7
0.10—6	0.96—7	0.91—7	0.86—7	0.61—7	0.50—7	0.39—7
0.22—11	0.22—11	0.24—11	0.26—11	0.34—11	0.35—11	0.39—11
0.17—7	0.16—7	0.16—7	0.16—7	0.15—7	0.14—7	0.12—7
0.10—6	0.96—7	0.91—7	0.86—7	0.61—7	0.50—7	0.39—7
0.29—7	0.29—7	0.28—7	0.28—7	0.24—7	0.20—7	0.16—7
0.87—8	0.12—7	0.14—7	0.17—7	0.33—7	0.44—7	0.59—7
0.16—7	0.18—7	0.21—7	0.23—7	0.44—7	0.62—7	0.94—7
0.15—8	0.24—8	0.35—8	0.45—8	0.13—7	0.19—7	0.27—7
0.54—8	0.62—8	0.69—8	0.76—8	0.14—7	0.20—7	0.30—7
0.13—7	0.17—7	0.20—7	0.23—7	0.43—7	0.57—7	0.75—7
0.73—8	0.83—8	0.93—8	0.10—7	0.19—7	0.27—7	0.41—7
0.22—8	0.35—8	0.48—8	0.61—8	0.16—7	0.23—7	0.31—7
0.70—8	0.80—8	0.89—8	0.98—8	0.18—7	0.26—7	0.38—7
0.22—7	0.27—7	0.31—7	0.35—7	0.61—7	0.78—7	0.10—6
0.11—7	0.12—7	0.14—7	0.15—7	0.28—7	0.39—7	0.58—7
0.36—8	0.53—8	0.70—8	0.86—8	0.21—7	0.28—7	0.38—7
0.97—8	0.11—7	0.12—7	0.14—7	0.25—7	0.35—7	0.51—7

данного перехода.

точные из приведенных аппроксимаций — формулы Регемортера и Ситона — предполагают совершенно одинаковую зависимость сечений от энергии электрона для любых переходов. Аппроксимацию, основанную на предположении о постоянстве силы удара, из-за неопределенности выбора параметра R также можно использовать только для приблизительной оценки порядка величины сечений. К сожалению, авторам не удалось для каждого перехода (табл. 1) оценить степень отличия Θ_{ij} в приближении Регемортера (Ситона — для ионизованных переходов) и в приближении с постоянной силой удара от Θ_{ij} , рассчитанной в борн-кулоновском приближении с нормировкой. Такое сравнение выпол-

нено лишь для переходов 3, 5, 7 — 10. Из-за отсутствия параметров A и χ в борн-кулоновском приближении для перехода 4 и всех ионизованных переходов как наиболее точная аппроксимация выбрана борновская. Для переходов 1, 2, 6 — аппроксимация Пекинью и Алдрованди, поскольку она основана на теоретических расчетах, неплохо согласующихся с экспериментом. Результаты сравнения представлены на рисунке.

Анализ рисунка и таблиц приводит к следующим выводам: а) для всех связанно-связанных переходов между уровнями атома углерода



Зависимость от температуры отношения $\Theta_{ij}(n)$ одной из аппроксимаций к $\Theta_{ij}(k)$ наиболее точной из них; n, k — номера аппроксимаций (см. текст). Цифрами 1, 2, ... 16 обозначены номера переходов из табл. 1

(табл. 1) предположение о постоянстве силы удара Ω_{ij} в диапазоне $T=2000-50\ 000$ К несостоятельно. Если метод Борна и его модификации, а также аппроксимация Пекинью и Алдрованди правильно описывают зависимость Θ_{ij} от T , то сила удара должна уменьшаться с уменьшением температуры. В области $T < 10\ 000$ К зависимость силы удара от температуры особенно велика. При больших T ею в пределах фактора 2 можно пренебречь; б) для связанно-связанных переходов с основного и синглетных уровней $S\ I$ на триплетные уровни ошибки в скорости C_{ij} , вызванные пренебрежением зависимостью Ω_{ij} от T , увеличиваются в целом с длиной волны перехода и могут достигать порядка величины и более; в) для связанно-связанных переходов между основным и синглетными уровнями $S\ I$ наблюдается обратная зависимость от длины волны: с ее увеличением ошибки C_{ij} уменьшаются; г) применение аппроксимации Ситона к связанно-свободным переходам ведет к занижению значений C_{ij} по сравнению с приближением Борна, особенно в области низких температур ($T < 10\ 000$ К). В результате отношение $\Theta(7)/\Theta(6)$ с уменьшением температуры быстро увеличивается. При данной температуре различия между указанными аппроксимациями больше для переходов, у которых пороговая длина волны ионизации меньше. Особенно они велики (до нескольких порядков величины при $T < 4000$ К) в случае ионизации на возбужденные уровни $S\ II$; д) аппроксимация Регемортера правильно описывает зависимость C_{ij} от температуры лишь для одного ударного перехода 3: ${}^3P-{}^3P^o$. Применять ее к другим связанно-связанным переходам, особенно запрещенным 1, 2, 6, 9, недопустимо. Значения ударных скоростей этих переходов оказываются заниженными на несколько порядков во всем рассмотренном диапазоне температур; е) при расчете солнечного спектра нейтрального углерода следует избегать аппроксимации Ситона для ионизации и предположения о постоянстве силы удара для возбуждения, поскольку в области температур, типичных для солнечной атмосферы ($T < 10\ 000$ К), ошибки в ударных скоростях, порождаемые этим приближением, максимальны.

СКОРОСТИ ВОЗБУЖДЕНИЯ И ИОНИЗАЦИИ АТОМА

1. Аллен К. У. Астрофизические величины.— М. : Мир, 1977.—446 с.
2. Вайнштейн Л. А., Собельман И. И., Юков Е. А. Сечения возбуждения атомов и ионов электронами.— М. : Наука, 1973.—143 с.
3. Собельман И. И. Введение в теорию спектров.— М. : Физматгиз.—1962.—640 с.
4. Moore C. E. Atomic energy levels. // Circul. Nat. Bur. Stand.—1949.—1, N 467.—309 p.
5. Moore C. E. A multiplet table of astrophysical interest // Nat. Bur. Stand. Technical Note.—1959.—N 36.
6. Pequignot D., Aldrovandi S. M. V. Effective collision strengths for the forbidden emission lines of neutral carbon, nitrogen and oxygen // Astron. and Astrophys.—1976.—50, N 1.—P. 141—144.
7. Regemorter H. Rate of collisional excitation in stellar atmospheres // Astrophys. J.—1962.—136, N 3.—P. 906—915.
8. Seaton M. J. Recent work on problems of electron collisions with atoms and ions // Proc. Nat. Acad. Sci. India.—1963.—A33.—P. 543—552.
9. Wiese W. L., Smith M. W., Glennon B. M. Atomic transition probabilities // Washington, Nat. Bur. Stand.—1966.—153 p.

Глав. астроном. обсерватория АН УССР,
Киев

Поступила в редакцию 23.01.86,
после доработки 24.03.86