УДК 533.9;539.18

ДИАГНОСТИКА ГОРЯЧЕЙ ПЛАЗМЫ ПО СПЕКТРАМ He-ПОДОБНЫХ ИОНОВ

Д. А. Кондратьев[1,2,*], И. Л. Бейгман[1,2]

Построены столкновительно-радиационные модели He-подобных ионов C V, Mg XI, Si XIII и Fe XXV ($n = 1, 2, 3$) для случая ионизующейся плазмы. Вычислены отношения интенсивностей линий, представляющие интерес с точки зрения диагностики плазмы. Исследована зависимость широко используемых отношений R и G от числа учитываемых уровней. Для R и G предложены аппроксимационные формулы. Показано, что в большинстве случаев учет столкновений с протонами не существенен. Предложены новые линии для диагностики. Для рассмотренных отношений интенсивностей выделены области чувствительности к плотности и температуре плазмы.

Ключевые слова: диагностика плазмы, многозарядные ионы.

1. Рентгеновские спектры многозарядных ионов хорошо описываются радиационно-столкновительными кинетическими моделями, в которых используются значения атомных характеристик (энергий уровней и вероятностей элементарных атомных процессов). В то же время на измерениях относительных интенсивностей спектральных линий основаны методы диагностики плазмы (определение электронной температуры, плотности и ионизационного состава плазмы).

С точки зрения диагностики плазмы He-подобные ионы обладают рядом преимуществ: их спектр прост и хорошо изучен, атомные данные могут быть вычислены или определены экспериментально с достаточной точностью, а кинетические модели для них оказываются сравнительно простыми. В работе [1] впервые были предложены удобные для диагностики отношения интенсивностей спектральных линий R и G, обсужда-

[1] Московский физико-технический институт, 141704 Московская область, г. Долгопрудный.

[2] Учреждение Российской академии наук Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский проспект 53, 119991 Москва.

[*] E-mail: dkondr@sci.lebedev.ru

лась зависимость R от плотности и была определена плотность солнечной короны. В [2] рассматривались процессы заселения верхних уровней и их влияние на величину R. Зависимость R и G от температуры и плотности, учитывающая влияние сателлитных линий из-за диэлектронной рекомбинации в Li-подобный ион, резонансы и ионизацию внутренней оболочки, рассматривалась в [3] в условиях коронального равновесия. В [4] были вычислены населенности всех уровней с $n = 2$ для некоторых He-подобных ионов с Z в диапазоне от 6 до 20. Расчет населенностей с учетом фотовозбуждения был выполнен в [5]. В [6] исследовался эффект нестационарной ионизации, характерный для солнечных вспышек. В работе [7] изучалось влияние рекомбинации на отношение G. Обзор экспериментальных и теоретических исследований рентгеновских линий He-подобных ионов в лазерной плазме дан в [8].

С точки зрения астрофизических приложений ионы с четным зарядом ядра выделены своими обилиями. В настоящей работе мы рассмотрим ионы C V, Mg XI, Si XIII и Fe XXV для случая столкновительно-доминированной системы (ионизующаяся плазма), в котором рекомбинацией можно пренебречь. Расчет населенностей уровней и интенсивностей спектральных линий выполнялся с помощью программы GKU [9]. Для исследованных моделей приведены оценки их точности и зависимости результатов расчетов от параметров модели (там, где это возможно). Специальное внимание обращено на линии, используемые для диагностики.

Таблица 1

Длины волн в Å [10]

Линия	C V	Mg XI	Si XIII	Fe XXV
$w\ \left(1s2p\ ^1P - 1s^2\ ^1S\right)$	40.279	9.1681	6.6471	1.8505
$x\ \left(1s2p\ ^3P_2 - 1s^2\ ^1S\right)$	40.711	9.2267	6.6838	1.8554
$y\ \left(1s2p\ ^3P_1 - 1s^2\ ^1S\right)$	40.714	9.2298	6.6869	1.8595
$z\ \left(1s2s\ ^3S - 1s^2\ ^1S\right)$	41.464	9.3134	6.7394	1.8682
$1s3s\ ^1S - 1s2p\ ^1P$	271.882	55.197	39.415	10.586
$1s3p\ ^1P - 1s2s\ ^1S$	247.315	52.653	37.812	10.220
$1s3p\ ^3P - 1s2s\ ^3S$	227.19	50.45	36.45	10.04
$1s3d\ ^3D - 1s2p\ ^3P$	248.71	52.67	37.38	10.27

2. Атомные данные. Для решения системы балансных уравнений необходимы атомные данные. Для энергий уровней и длин волн использовались данные из таблиц NIST [10] (см. табл. 1). Для вероятностей радиационных переходов A использовались дан-

ные NIST, а также значения, приведенные в работах [11–14], вычисленные на основе аппроксимационных формул, рекомендованных в [15], и полученные нами с помощью программы FAC [16] (см. табл. 2). Сечения σ и скорости $\langle v\sigma\rangle$ столкновительных переходов при столкновении с электронами вычислялись в кулон-борновском приближении с помощью программы ATOM [17] (здесь v – скорость электрона). Сравнение рассчитанных скоростей с имеющимися экспериментальными данными показывает согласие в пределах $10-20\%$ [18]. Для скоростей переходов между возбужденными уровнями с $n=3,4,5$ в программе GKU [9] использовались квазиклассические формулы [19].

Таблица 2

Величины gA (в c^{-1}) для радиационных переходов с уровня $n=2$ в He-подобных ионах. Приведены данные NIST [10]. Другие ссылки указаны в квадратных скобках. ^{a} – значения, вычисленные с помощью программы FAC [16]. g – статвес

Ион	C V	Mg XI	Si XIII	Fe XXV
$w\ \left(2^1P_1-1^1S_0\right)$ (E1)	2.66(12)	5.88(13)	1.13(14)	1.37(15)
$x\ \left(2^3P_2-1^1S_0\right)$ (M2)	1.31(5)	5.17(7)^a	1.95(8) [11]	3.32(10)
$y\ \left(2^3P_1-1^1S_0\right)$ (E1)	6.48(7) [11]	1.03(11) [12]	4.04(11) [11]	1.33(14)
$z\ \left(2^3S_1-1^1S_0\right)$ (M1)	1.46(2)	2.20(5) [14]	1.07(6) [11]	6.36(8)
$2^3P_2-2^3S_1$ (E1)	2.83(8)	7.30(8)	9.60(8)	7.35(9) [13]
$2^1S_0-1^1S_0$ (2E1)	3.31(5) [11]	3.26(7) [15]	8.47(7) [11]	4.23(9) [15]

3. Отношения интенсивностей линий $1s\,2l-1s^2$. В рентгеновской области спектра наиболее интересными с точки зрения диагностики линиями являются: *резонансная* w ($1s2p\ ^1P-1s^2\ ^1S$), *интеркомбинационная* y ($1s2p\ ^3P_1-1s^2\ ^1S$), *магнитоквадрупольная* x ($1s2p\ ^3P_2-1s^2\ ^1S$) и *запрещенная* z ($1s2s\ ^3S-1s^2\ ^1S$). Они соответствуют переходам между оболочкой с $n=2$ и основным состоянием с $n=1$, достаточно интенсивны и относительно свободны от перекрывания с другими линиями. Линии x и y, отвечающие двум значениям полного момента верхнего уровня, близки, и их трудно разрешить экспериментально. Вероятность двухфотонного магнитодипольного перехода $1s2p\ ^3P_0-1s^2\ ^1S_0$ чрезвычайно мала, поэтому в дальнейшем этим распадом мы будем пренебрегать. Переход $1s2s\ ^1S-1s^2\ ^1S$ может осуществляться только с испусканием двух фотонов.

Населенности уровней и интенсивности линий являются функциями температуры T_e и плотности n_e. В работе [1] Алан Габриэль и Кэрол Джордан предложили следующие

отношения интенсивностей линий:

$$R = \frac{I_z}{I_x + I_y}, \qquad G = \frac{I_z + I_x + I_y}{I_w}. \tag{1}$$

Будем предполагать, что интенсивность I измеряется в единицах [фотон/(см^3·с)]. Поскольку R представляет собой отношение интенсивностей двух интеркомбинационных линий, скорости возбуждения которых имеют одинаковую зависимость от температуры, R практически не зависит от T_e, а является только функцией плотности. В отличие от R, величина G, будучи отношением интенсивностей триплетных линий к синглетной, чувствительна к температуре, поскольку зависимость сечений возбуждения триплетных ($\sigma \sim 1/E^3$) и синглетных ($\sigma \sim \ln E/E$) уровней существенно разная. Это позволяет использовать отношения R и G для диагностики различных объектов: солнечных вспышек, межзвездной среды, токамаков и лазерной плазмы.

Поскольку тонкое расщепление триплетных уровней $\Delta E \ll kT$, больцмановское распределение населенностей по J означает, что $N_J \sim g_J$, где g_J – статистический вес уровня (в нашем случае J принимает три различных значения). Заметим, что условие $N_J \sim g_J$ эквивалентно условию коллинеарности векторов, составленных из населенностей и статистических весов. Введем нормированные вектора $\overrightarrow{n}$ и $\overrightarrow{g}$ с компонентами

$$n_i = \frac{N_J}{\sqrt{\sum\limits_J N_J^2}}, \qquad g_i = \frac{g_J}{\sqrt{\sum\limits_J g_J^2}}. \tag{2}$$

В качестве меры отклонения распределения населенностей от больцмановского выберем модуль векторного произведения $[\overrightarrow{n} \times \overrightarrow{g}]$. Он равен нулю в случае больцмановского распределения и отличен от нуля при его нарушении. В качестве иллюстрации на рис. 1 показаны величины $|[\overrightarrow{n} \times \overrightarrow{g}]|$ для уровня 2^3P в зависимости от электронной плотности. В области малых n_e уровень 2^3P_1 оказывается мало заселен (т.е. $N_1/g_1 \ll N_0/g_0, N_2/g_2$), поскольку вероятность интеркомбинационного перехода $2^3P_1 - 1^1S_0$ значительно превышает вероятности переходов $2^3P_{0,2} - 1^1S_0$ (см. табл. 2). Поэтому в этом диапазоне плотностей термодинамическое равновесие нарушено. Тем не менее, как показывают расчеты, это не отражается на относительных интенсивностях линий. При увеличении плотности плазмы устанавливается больцмановское равновесие.

3.1. Зависимость от параметров. Будем рассматривать столкновительно-доминированную систему (ионизующаяся плазма), учитывая радиационные распады, электрон-ионные столкновения и ионизацию из возбужденных состояний. Процессами

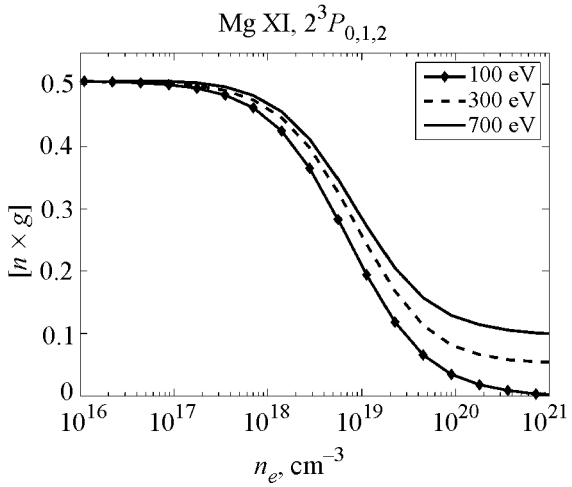


Рис. 1: *Мера отклонения распределения населенностей уровня* $2^3P_{0,1,2}$ *от больцмановского для Mg XI при разных температурах.*

рекомбинации, а также влиянием внешних воздействий (например, радиационного излучения) можно пренебречь, поскольку они не играют существенной роли. Ниже мы рассмотрим зависимость от параметров модели, а также роль протонов.

Исследование системы кинетических уравнений мы проводим на примере Неподобного Mg XI. Начнем рассмотрение с простейшей 7-уровневой системы, включающей состояния с $n = 1, 2$. При низких плотностях (корональный предел) уровни с $n = 2$ заселяются за счет столкновительного возбуждения из основного состояния, после чего возвращаются в него либо непосредственно путем радиационного распада, либо через каскадные переходы. Поскольку для Mg XI вероятность радиационного перехода $2^3P_2 \to 2^3S_1$ гораздо больше соответствующей величины для $2^3P_2 \to 1^1S_0$ (см. табл. 2), то для факторов ветвления α_1 и α_2 можно записать:

$$\alpha_1 = \frac{A\left(2^3P_2 \to 2^3S\right)}{A\left(2^3P_2 \to 1^1S\right) + A\left(2^3P_2 \to 2^3S\right)} \simeq 1,$$

$$\alpha_2 = \frac{A\left(2^3P_2 \to 1^1S\right)}{A\left(2^3P_2 \to 1^1S\right) + A\left(2^3P_2 \to 2^3S\right)} \ll 1. \tag{3}$$

В этом случае столкновительное возбуждение уровня 2^3P_2 из основного состояния приводит к “ подкачке” населенности уровня 2^3S, и отношение

$$R = \frac{I\left(2^3S \to 1^1S\right)}{I\left(2^3P_1 \to 1^1S\right) + I\left(2^3P_2 \to 1^1S\right)} \simeq \frac{\langle v\sigma\left(1^1S \to 2^3S\right)\rangle + \alpha_1 \langle v\sigma\left(1^1S \to 2^3P_2\right)\rangle}{\langle v\sigma\left(1^1S \to 2^3P_1\right)\rangle + \alpha_2 \langle v\sigma\left(1^1S \to 2^3P_2\right)\rangle} \tag{4}$$

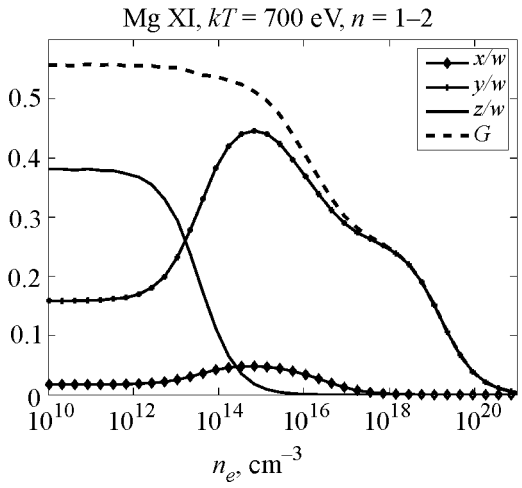


Рис. 2: *Отношения линий, входящих в G, для Mg XI, вычисленные для 7-уровневой системы.*

оказывается не зависящим от n_e. В табл. 3 приведены скорости столкновительных переходов при температуре $kT_e = 700$ eV. Пользуясь формулой (4), получим, что в пределе малых плотностей $R \simeq 1,9$.

Таблица 3

Скорости переходов в Mg XI ($kT_e = 700$ eV)

Переход	$\langle v\sigma\rangle$, см^3/с	Переход	$\langle v\sigma\rangle$, см^3/с	Переход	$\langle v\sigma\rangle$, см^3/с
$1^1S_0 \to 2^1S_0$	8.20(−13)	$2^1S_0 \to 2^1P_1$	6.55(−9)	$2^3P_0 \to 2^1S_0$	3.21(−12)
$1^1S_0 \to 2^1P_1$	3.38(−12)	$2^3S_1 \to 2^3P_0$	5.75(−10)	$2^3P_1 \to 2^1S_0$	3.21(−12)
$1^1S_0 \to 2^3S_1$	2.75(−13)	$2^3S_1 \to 2^3P_1$	1.73(−9)	$2^3P_2 \to 2^1S_0$	3.22(−12)
$1^1S_0 \to 2^3P_0$	1.79(−13)	$2^3S_1 \to 2^3P_2$	2.85(−9)	$2^3P_0 \to 2^1P_1$	2.33(−11)
$1^1S_0 \to 2^3P_1$	5.35(−13)	$2^3S_1 \to 2^1S_0$	7.20(−12)	$2^3P_1 \to 2^1P_1$	2.33(−11)
$1^1S_0 \to 2^3P_2$	8.90(−13)	$2^3S_1 \to 2^1P_1$	9.50(−12)	$2^3P_2 \to 2^1P_1$	2.34(−11)

Аналогично для отношений линий, входящих в G, в пределе низких плотностей имеем:

$$\frac{I_x}{I_w} \simeq \frac{\alpha_2 \langle v\sigma\,(1^1S \to 2^3P_2)\rangle}{\langle v\sigma\,(1^1S \to 2^1P_1)\rangle} \simeq 0.02, \quad \frac{I_y}{I_w} \simeq \frac{\langle v\sigma\,(1^1S \to 2^3P_1)\rangle}{\langle v\sigma\,(1^1S \to 2^1P_1)\rangle} \simeq 0.16, \tag{5}$$

$$\frac{I_z}{I_w} \simeq \frac{\langle v\sigma\,(1^1S \to 2^3S)\rangle + \alpha_1 \langle v\sigma\,(1^1S \to 2^3P_2)\rangle}{\langle v\sigma\,(1^1S \to 2^1P_1)\rangle} \simeq 0.33. \tag{6}$$

Когда электронная плотность становится выше *критической* ($n_c \sim 10^{13}$ см$^{-3}$), определяемой условием

$$n_c \sum_J \left\langle v\sigma \left(2^3S \to 2^3P_J\right)\right\rangle \sim A\left(2^3S \to 1^1S\right), \tag{7}$$

населенность уровня 2^3S начинает обедняться за счет столкновительного возбуждения в 2^3P. Это приводит к уменьшению интенсивности запрещенной (z) и увеличению интенсивностей интеркомбинационной (y) и магнитоквадрупольной (x) линий (см. рис. 2), в результате чего отношение R резко уменьшается при увеличении плотности.

При плотностях, больших $n_e \sim 5 \cdot 10^{15}$ см$^{-3}$, для которой

$$n_e \left\langle v\sigma \left(2^1S \to 2^1P\right)\right\rangle \sim A\left(2^1S \to 1^1S\right), \tag{8}$$

столкновительный переход $2^1S \to 2^1P$ становится более эффективным, чем двухфотонный распад $2^1S \to 1^1S$. Это приводит к увеличению интенсивности разрешенной (w) линии и уменьшению отношения G. С дальнейшим увеличением плотности происходит обеднение триплетных уровней за счет ионизации электронным ударом и передача возбуждения на синглеты, что также уменьшает величину G.

Рассмотренная 7-уровневая модель ($n = 1, 2$) игнорирует влияние каскадных переходов через уровни с $n > 2$ на населенности уровней с $n = 2$. Роль каскадных переходов можно учесть, добавляя в систему кинетических уравнений дополнительные состояния. На рис. 3 изображены R и G в зависимости от n_e при разном числе учитываемых уровней. В модель были включены состояния $1s\,nlSL$ ($n \leq 5$) для всех SL. Тонкая структура учитывалась для уровней с $l < 3$. Уровни $4f$ и $5f$ рассматривались как обобщенные. Видно, что включение дополнительных уровней качественно не меняет результат.

Учет каскадов при малых плотностях приводит к увеличению населенностей уровней 2^3S_1, 2^3P_J вследствие возбуждения триплетов с $n \geq 3$ из основного состояния и последующего их распада в 2^3S_1 и 2^3P_J. Для синглетных состояний 2^1S_0, 2^1P_1 этот эффект не играет существенной роли, поскольку синглетные уровни с $n \geq 3$ практически полностью распадаются в основное состояние. При больших плотностях появляется дополнительный канал опустошения 2^3S_1, 2^3P_J из-за столкновительных переходов в триплетные состояния с $n \geq 3$ с их последующей ионизацией. Этот процесс может быть более существенным, чем дополнительное заселение уровней 2^3S_1, 2^3P_J за счет механизма, описанного выше.

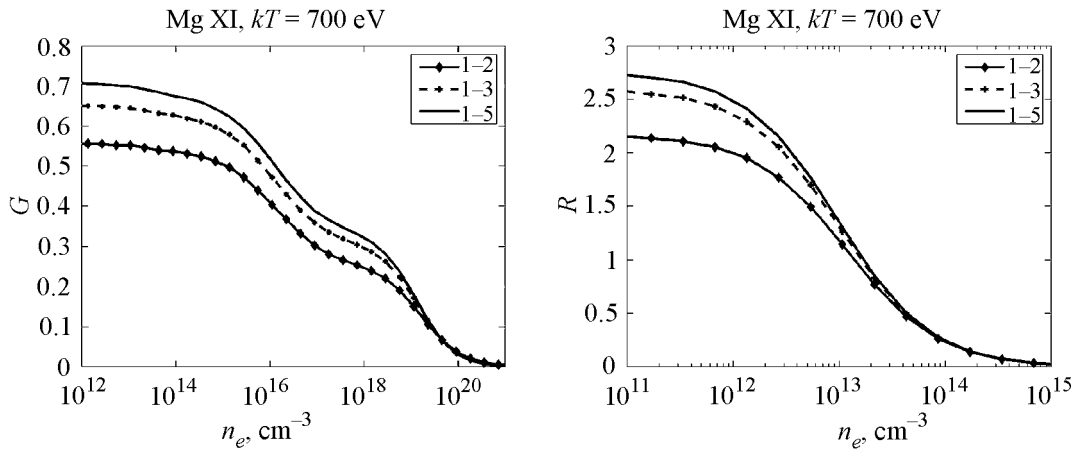


Рис. 3: Величины R и G для Mg XI при разном числе учитываемых уровней: $n = 1, 2$; $1, 2, 3$; $1 - 5$.

Для отношений R и G справедливы следующие аппроксимационные формулы:

$$R\,(n_e) = \frac{R_0}{1 + n_e/n_c}, \quad G\,(n_e, T_e) = \frac{\frac{\alpha_1}{1+\alpha_2 T_e} + (\alpha_3 + \alpha_4 T_e)\,\frac{n_e}{n_0}}{1 + (\beta_1 + \beta_2 T_e)\,\frac{n_e}{n_0} + (\beta_3 + \beta_4 T_e)\left(\frac{n_e}{n_0}\right)^2}. \qquad (9)$$

В табл. 4, 5 указаны области применимости и приведены значения подгоночных коэффициентов α_i, β_i, входящих в формулы (9) для He-подобных ионов C V, Mg XI, Si XIII, Fe XXV. Здесь α_1, α_2 уже не коэффициенты ветвления. Относительная погрешность формул (9) не превышает 20 %. С хорошей точностью выполняется зависимость $R_0 \sim 1/Z^2$.

Таблица 4

Область применимости и значение коэффициентов в аппроксимационной формуле для R (9)

	C V	Mg XI	Si XIII	Fe XXV
n_e, cm^{-3}	$10^8 - 10^{10}$	$10^{12} - 10^{14}$	$10^{13} - 10^{15}$	$10^{16} - 10^{19}$
T, eV	$50 - 350$	$200 - 1000$	$400 - 2000$	$1000 - 8000$
R_0	13.1	2.6	2.35	0.49
n_c	10^9	10^{13}	10^{14}	$5 \cdot 10^{17}$

Таблица 5

Область применимости и значения коэффициентов в аппроксимационной формуле для G (9)

	C V	Mg XI	Si XIII	Fe XXV
n_e, см$^{-3}$	$10^6 - 10^{16}$	$10^{12} - 10^{22}$	$10^{12} - 10^{22}$	$10^{14} - 10^{24}$
T, eV	$50 - 350$	$200 - 1000$	$400 - 2000$	$1000 - 8000$
n_0	10^{12}	10^{19}	10^{19}	10^{22}
α_1	2.22	2.53	1.06	1.21
α_2	$2.2 \cdot 10^{-3}$	$3.73 \cdot 10^{-3}$	$-1.71 \cdot 10^{-5}$	$4.79 \cdot 10^{-5}$
α_3	53.89	966.2	482.4	647.96
α_4	$-2.85 \cdot 10^{-2}$	-0.67	$-8.75 \cdot 10^{-2}$	$-5.62 \cdot 10^{-2}$
β_1	35.54	1047.9	687.83	986.45
β_2	$3.48 \cdot 10^{-2}$	0.34	-0.12	$-6.26 \cdot 10^{-2}$
β_3	$4.41 \cdot 10^{-2}$	541.05	52.1	25.03
β_4	$9.1 \cdot 10^{-5}$	1.01	$1.83 \cdot 10^{-3}$	$-1.01 \cdot 10^{-3}$

4. Другие линии для диагностики. Метод диагностики с использованием отношений R и G широко распространен, однако возможно исследование n_e и T_e с помощью других линий, лежащих в ином спектральном диапазоне. Измерения с помощью других линий дают независимый способ контролировать результаты, получаемые другими методами, и позволяют проверить главное допущение о том, что мы имеем дело с ионизующейся плазмой.

На рис. 4 приведена зависимость отношения интенсивностей линий $3^3P_{0,1,2} - 2^3S_1$ и $3^1P_1 - 2^1S_0$ от плотности n_e. Здесь $I\,(3^3P_{0,1,2} - 2^3S_1)$ есть сумма интенсивностей нескольких близколежащих триплетных линий: $I = \sum_{J=0}^{2} I\,(3^3P_J \to 2^3S_1)$. Построенное отношение позволяет использовать ионы C V для измерения температуры в области $n_e < 10^{14}$ см$^{-3}$, ионы Mg XI и Si XIII – при $n_e < 10^{17}$ см$^{-3}$, а Fe XXV – для плотностей $n_e < 10^{19}$ см$^{-3}$.

Для диагностики плотности могут использоваться отношения интенсивностей линий $3^1S_0 - 2^1P_1$ и $3^1P_1 - 2^1S_0$, а также $3^3P_{0,1,2} - 2^3S_1$ и $3^3D_{1,2,3} - 2^3P_{0,1,2}$. Как следует из рис. 5, диапазон чувствительности для Mg XI в первом случае составляет $10^{17} - 10^{19}$ см$^{-3}$, а во втором $10^{12} - 10^{14}$ см$^{-3}$. Интервалы чувствительности для иона C V – $10^{15} - 10^{17}$ см$^{-3}$, $10^8 - 10^{10}$ см$^{-3}$; Si XIII – $10^{18} - 10^{20}$ см$^{-3}$, $10^{14} - 10^{16}$ см$^{-3}$; Fe XXV – $10^{20} - 10^{22}$ см$^{-3}$, $10^{18} - 10^{20}$ см$^{-3}$.

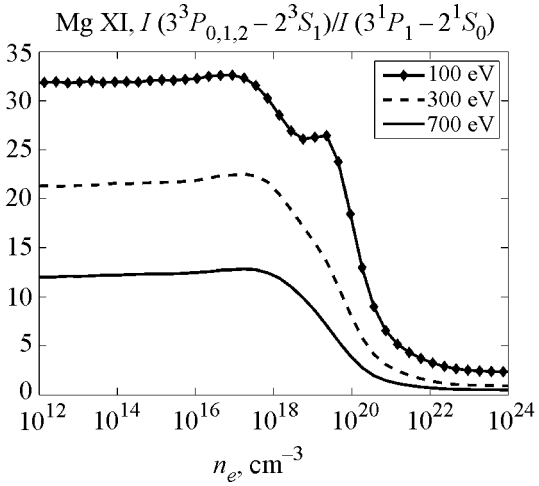


Рис. 4: *Отношение* $I\,(3^3P_{0,1,2}-2^3S_1)\,/I\,(3^1P_1-2^1S_0)$ *для Mg XI в зависимости от* n_e.

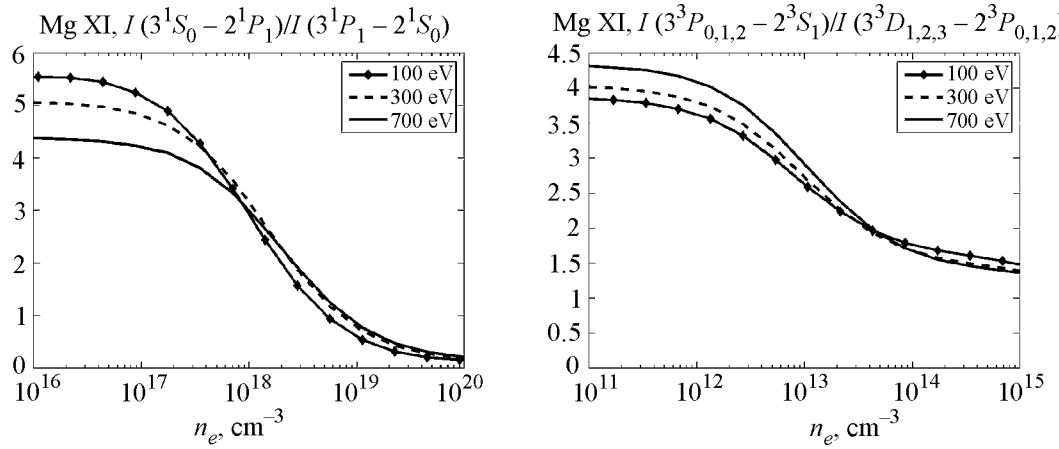


Рис. 5: *Отношения* $I\,(3^1S_0-2^1P_1)\,/I\,(3^1P_1-2^1S_0)$ *и* $I\,(3^3P_{0,1,2}-2^3S_1)\,/I\,(3^3D_{1,2,3}-2^3P_{0,1,2})$ *для Mg XI при разных температурах.*

5. Влияние протонов. Как показано в работе [20], столкновения с протонами эффективны при возбуждении уровней тонкой структуры. Соответствующие скорости переходов были добавлены в столкновительно-радиационную модель. Во всем рассматриваемом диапазоне температур и плотностей влияние столкновений с протонами на относительную населенность уровней с $n = 2$ мало. Для уровней с $n = 3$ столкновения с протонами существенны в области больших плотностей и приводят к меньшему отличию от больцмановского распределения. Тем не менее, на отношениях интенсивностей линий столкновения с протонами практически не отражаются.

6. Заключение. Построены столкновительно-радиационные модели ионов C^{4+}, Mg^{10+}, Si^{12+}, Fe^{24+} и проведены расчеты относительных интенсивностей линий, представляющих интерес с точки зрения диагностики плотности и температуры плазмы. Исследована зависимость широко используемых отношений R и G от параметров столкновительно-радиационной модели. Предложены аппроксимационные формулы для R и G. Показано, что в большинстве случаев влияние протонов слабое. Исследована возможность использования других комбинаций линий. Для рассмотренных отношений интенсивностей выделены области чувствительности к плотности и температуре.

Авторы выражают благодарность Л. А. Вайнштейну за обсуждение работы.

ЛИТЕРАТУРА

[1] A. H. Gabriel, C. Jordan, MNRAS **145**, 241 (1969).

[2] G. R. Blumenthal, G. W. F. Drake, W. H. Tucker, Astrophys. J. **172**, 205 (1972).

[3] A. K. Pradhan, J. M. Shull, Astrophys. J. **249**, 821 (1981).

[4] R. Mewe, J. Schrijver, Astrophys. Space Sci. **38**, 345 (1975).

[5] R. Mewe, J. Schrijver, Astron. Astrophys. **65**, 99 (1978).

[6] R. Mewe, J. Schrijver, Astron. Astrophys. Suppl. Ser. **33**, 311 (1978).

[7] A. K. Pradhan, Astrophys. J. **288**, 824 (1985).

[8] Journal of Russian Laser Research **6**, 167 (1985).

[9] I. L. Beigman, G. Kocsis, A. Pospieszczyk, L. A. Vainshtein, Plasma Phys. Control. Fusion **40**, 1689 (1998).

[10] NIST Atomic Database online at http://physics.nist.gov/

[11] D. Porquet and J. Dubau, Astron. Astrophys. Suppl. Ser. **143**, 495 (2000).

[12] I. A. Armour, J. D. Silver and E. Trabert, J. Phys. B: At. Mol. Phys. **14**, 3563 (1981).

[13] C. D. Lin, W. R. Johnson and A. Dalgarno, Phys. Rev. A **15**, 154 (1977).

[14] G. S. Stefanelli, P. Beiersdorfer, V. Decaux and K. Widmann, Phys. Rev. A **52**, 3651 (1995).

[15] V. G. Pal'chikov and V. P. Shevelko, *Reference Data on Multicharged Ions* (Springer-Verlag, Berlin, 1995).

[16] M. F. Gu, Astrophys. J. **582**, 1241 (2003).

[17] V. P. Shevelko and L. A. Vainshtein, *Atomic Physics for Hot Plasmas* (IOP, Bristol, 1993).

[18] А. М. Урнов, Ф. Ф. Горяев, Г. Берчингер и др., Письма в ЖЭТФ **85**, 458 (2007).

[19] I. L. Beigman, Astrophys. Space Phys. **11**, 1 (2001).

[20] Д. А. Кондратьев, И. Л. Бейгман, Краткие сообщения по физике ФИАН, **37**(11), 37 (2010).

Поступила в редакцию 5 октября 2010 г.