

## ИЗМЕНЕНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ ВСЛЕДСТВИЕ ПЕРЕЗАРЯДКИ НА АТОМАРНОМ ВОДОРОДЕ

В.А.Абрамов, Ф.Ф.Барышников, В.С.Лисица

В работе получена общая формула для распределения  $W_l$  сечений перезарядки по орбитальным моментам. Результаты расчета применены к анализу эксперимента по инъекции пучка в установке ОРМАК. Развита теория объясняет основные качественные закономерности в изменении интенсивности линий примесного иона  $O^{+7}$  и дает оценку отношения концентраций ионов  $O^{+8}$  и  $O^{+7}$ .

1. В настоящее время интенсивно исследуется перезарядка нейтрального водорода на многозарядных ионах [1 – 4]. Для ряда задач важную роль играют не только полные сечения  $\sigma$ , но и парциальные сечения перезарядки  $\sigma_{nl}$ , где  $n$  и  $l$  – главное и орбитальное квантовое число состояния конечного иона. Ниже найдены распределения  $W_l$  сечений по орбитальным моментам и с их помощью рассчитаны интенсивности ряда линий водородоподобного иона  $O^{+8}$ , недавно наблюдавшегося экспериментально [5].

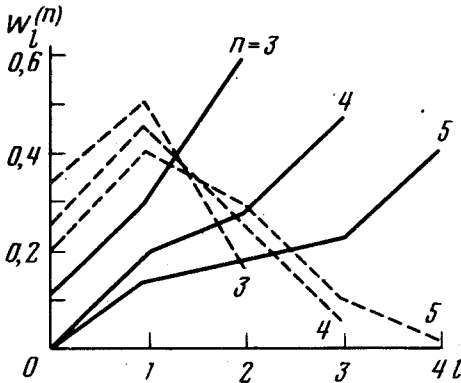
Величины сечений и распределение  $W_l$  можно найти, используя метод Ландау – Зинера [3], однако получающиеся при этом результаты находятся в противоречии с экспериментом [5].

Правильное распределение  $W_l$  можно получить учтя эффекты вращения межъядерной оси. Действительно, согласно [3], перезарядка происходит вблизи точек пересечения термов в состоянии  $|0\rangle$  с параболическими квантовыми числами  $n_1 = m = 0$ ,  $n_2 = n - 1$ . Если состояние  $|0\rangle$  является правильным, то  $W_l$  определяется квадратом коэффициента Клебша – Гордана  $|C_{JJJJ-J}^{l0}|^2$ ,  $J = n - 1/2$ , определяющих разложение  $|0\rangle$  по сферическим функциям. Однако, при интересующих нас больших скоростях столкновения ( $E \sim 10$  кэВ) состояние  $|0\rangle$  не является правильным, вследствие переходов в другие  $n^2 - 1$  вырожденные состояния, вызываемых быстрым вращением межъядерной оси с угловой скоростью  $\Omega \sim v/R_0$  ( $v$  – скорость,  $R_0$  – радиус перезарядки). Правильными состояниями иона в этом случае будут параболические состояния с осью  $OZ$ , перпендикулярной межъядерной оси. Реализуется ситуация типа, "встряхивания": в точках перезарядки происходит переход в состояние  $|0\rangle$ ; тогда как между этими точками правильными являются указанные параболические состояния. Разлагая волновую функцию исходного состояния  $|0\rangle$  по параболическим состояниям с осью  $OZ$  перпендикулярной межъядерной оси и переходя к сферическим функциям, нетрудно найти:

$$W_l = \frac{\sum_{L_1 L_2 \neq |0\rangle} |C_{JL_1 J L_2}^{em}|^2 \binom{2J}{L_1} \binom{2J}{L_2}}{2^{4J} - 1}, \quad (1)$$

где  $|L_{1,2} = \frac{m \pm (n_2 - n_1)}{2}$ ,  $|0\rangle = |L_1 = -L_2 = J\rangle$ ,  $\binom{n}{m} = \frac{n!}{m!(n-m)!}$ .

Как показывает сравнение с более общим методом [6] формула (1) дает правильный результат в области  $Z^{-3/4} < v/v_0 < 1$  ( $v_0 = 2,18 \cdot 10^8$  см/сек). На рисунке приведены результаты расчета распределения  $W_l$  для уровней  $n = 3, 4, 5$  иона  $O^{+8}$  в двух случаях медленных и быстрых столкновений.



Распределение сечений перезарядки  $H+O^{+8}$  по орбитальным моментам  $l$ ; сплошные кривые — быстрые столкновения, пунктир — медленные столкновения

2. С учетом распределения  $W_l$  были рассчитаны интенсивности линий иона  $O^{+7}$  для условий близких к условиям [5]<sup>1)</sup>. При расчетах использовалась корональная модель, учитывающая заселение состояний за счет перезарядки (на атомах как пучка, так и остаточного газа с плотностью  $N_{H_0} = 3 \cdot 10^8$  см<sup>-3</sup>), возбуждение (сечения брались из [8]) и их опустошение за счет радиационных переходов. На эксперименте наблюдается увеличение свечения линий, зависящее, помимо интенсивности пучка, также и от геометрического фактора, равного отношению объемов, занятых пучком  $V_1$  и плазмой  $V_2$ , вдоль линии наблюдения. Относительное изменение  $r_k$  интенсивности данной линии  $k$  равно:

$$r_k = 1 + \frac{\int_{V_1} (I_k - I_k^{(o)}) dv}{\int_{V_1 + V_2} I_k^{(o)} dv} \approx 1 + \frac{V_1}{V_1 + V_2} \left( \frac{I_k}{I_k^{(o)}} - 1 \right), \quad (2)$$

где  $I_k, I_k^{(o)}$  — интенсивности излучения из единицы объема при включении пучка и без него, соответственно. Если принять в соответствии с [5], что для линии  $H_\alpha$   $r_k = 4$ , то для других линий

Линия	$L_\alpha$	$L_\beta$	$L_\gamma$	$L_\delta$	$H_\alpha$	$H_\beta$	$H_\gamma$	$P_\alpha$	$P_\beta$	$B_\alpha$
$r_k$	1,25	1,23	1,44	2,4	4	3,9	8	18	12	26

<sup>1)</sup> Общая схема подобных экспериментов обсуждается в [7].

Результаты расчетов находятся в хорошем качественном согласии с [5], за исключением линии  $H_{\beta}$ , интенсивность которой согласно [5] меняется незначительно. Указанное расхождение можно, по-видимому, объяснить недостаточной экспериментальной точностью определения интенсивности бальмеровских линий  $O^{+7}$ , лежащих вблизи интенсивных линий железа.

Проведенный анализ позволяет сделать некоторые заключения о величине отношения концентраций ионов различной кратности  $\gamma = N_{O^{+8}} : N_{O^{+7}}$ . Согласно корональной модели с учетом конечного диффузионного времени жизни иона  $\tau \sim 35$  мсек в условиях [5]  $\gamma$  меняется от 15 до 3 при изменении  $N_{H_0}$  от  $3 \cdot 10^8$  до  $3 \cdot 10^9$  см<sup>-3</sup>. Экспериментальное значение, определенное по изменению интенсивности линии  $H_{\alpha}$ , существенно меньше: от 3,6 до 0,6 при изменении геометрического фактора от 0,1 до 0,5. Оба значения  $\gamma$  можно согласовать лишь весьма малое значение геометрического фактора (0,1) и большую плотность остаточного газа ( $N_{H_0} \sim 3 \cdot 10^9$  см<sup>-3</sup>). Поскольку, однако, для ОРМАК характерна величина  $N_{H_0} \sim 3 \cdot 10^8$  см<sup>-3</sup>, отмеченное расхождение указывает на значительно большую скорость диффузии ядер  $O^{+8}$ , чем это следует из неоклассической теории.

Авторы выражают благодарность В.А.Крупину, М.П.Петрову и Д.А.Щеглову за полезные обсуждения.

Поступила в редакцию  
24 марта 1978 г.

## Литература

- [1] М.И.Чибисов. Письма в ЖЭТФ, 24, 56, 1976.
- [2] Л.П.Пресняков, А.Д.Уланцев. КЭ, 1, 2377, 1974.
- [3] R.E.Olson, A.Salop. Phys. Rev., A13, 1312, 1976.
- [4] R.E.Olson. A.Salop. Phys.Rev., A16, 1811, 1977.
- [5] R.C.Isler. Phys. Rev. Lett., 38, 1359, 1977.
- [6] В.А.Абрамов, Ф.Ф.Барышников, В.С.Лисица. ЖЭТФ, 79, 897, 1978.
- [7] В.В.Афросимов, Ю.С.Гордеев, А.Н.Зиновьев. Письма в ЖТФ, 3, 97, 1977.
- [8] Л.В.Вайнштейн, И.И.Собельман, Е.А.Юков. Сечения возбуждения атомов и ионов электронов, М., изд. Наука, 1973.