

РАСЧЕТ СПЕКТРАЛЬНЫХ ШИРИН ЛИНИЙ Н-ПОДОБНЫХ ИОНОВ

В.И. Держиев, А.Г. Жидков, А.И. Магунов, С.И. Яковленко

УДК 538.56:530.145 + 621.373.826

Приведены результаты расчетов эффективных ширин линий 4 – 3 и 3 – 2 Н-подобных ионов в плазме, представляющей интерес для получения генерации коротковолнового излучения.

1. Теория уширения линий водорода (и Н-ионов) разработана сравнительно подробно [1-3], однако конкретных данных, особенно для центральных областей линий 4 – 3, 3 – 2, практически нет. В то же время потребность в этих данных за последнее время резко возросла в связи с исследованиями, направленными на создание лазеров коротковолнового диапазона [4, 5].

Переход 4 – 3 представляет первоочередной интерес в качестве рабочего перехода: ширина линии 3 – 2 важна для оценки ограничений, связанных с реабсорбцией излучения [6].

Рассмотрены ионы: НeII (на его переходах наблюдалась стимулированная эмиссия [7]); CuI, FeII (на их переходах наблюдалась инверсная заселенность [4, 5]); TiXXII, ZnXXX (возможность накачки внешним высокотемпературным источником [5]). Мы ориентировались на область параметров плазмы

$$T_e = T_i = T = (1 \div 0,1) Z^2, \quad (1)$$

$$N_i^{\text{опт}} Z = N_e^{\text{опт}} = \begin{cases} 10^{13} Z^7, & \text{при } Z \leq 10, \\ 10^{17} Z^3, & \text{при } Z > 10, \end{cases} \quad (2)$$

где Z – спектроскопический символ иона; N_i, N_e – плотности ионов и электронов; T_i, T_e – их температуры. Оптимальное значение $N_e = N_e^{\text{опт}}$ определено из условия равенства столкновительного и излучательного распадов соответственно уровней $n = 4$ и $n = 3$ [4, 5, 8] (при $Z = 10 \div 15$) и из условия достаточно большой длины пробега фотона (~ 1 м).

2. Оценки показывают, что в диапазоне параметров (1), (2) необходимо учитывать как доплеровский так и штарковский механизмы уширения. При этом уширение ионами носит квазистатический многочастичный (хольцмарковский) характер, а уширение электронами происходит в соответствии с

ударным механизмом. При больших Z становится существенной спонтанная ширина линии. Конкретные расчеты спектральной функции проводились по формуле /3/.

$$S_{nn}(\omega) = \sum_{ij} \frac{A_{ij}}{\pi^3 2n^2 A_{nn}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega'}{\gamma_D} \exp\left[-\left(\frac{\omega - \omega'}{\gamma_D}\right)^2\right] \int_0^{\infty} \frac{\gamma_{ij} H(F/F_0) d(F/F_0)}{(\omega - \omega_0 - c_{ij}F)^2 + \gamma_{ij}^2} \quad (3)$$

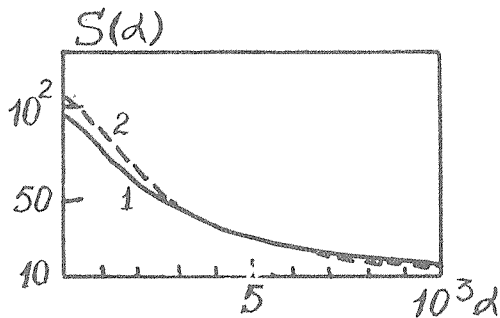
Здесь A_{ij} – скорость радиационного перехода $i - j$ между состояниями $|i\rangle = |n_i, n_{1i}, n_{2i}, m_i\rangle, |j\rangle = |n_j, n_{1j}, n_{2j}, m_j\rangle$, определяемыми главным n и параболическими n_1, n_2, m квантовыми числами; $\gamma_D = \omega_{nn} \sqrt{2T/m_i c^2}$ – доплеровская ширина (m_i – масса иона); $H(F/F_0)$ – хольцмарковская функция распределения ионного микрополя $F(F_0 \approx 2.6ZeN_i^2)^{3/2}$ – характерная напряженность);

$$c_{ij} = (3ea_0/2\hbar Z) [n_i(n_{1i} - n_{2i}) - n_j(n_{1j} - n_{2j})] \quad (4)$$

– константа штарковского расщепления; $\gamma_{ij} = \Phi_{ij} + (A_i + A_j)/2$ – параметр лоренцевского контура для перехода $i - j$; A_i, A_j – полные скорости распада радиационных состояний,

$$\Phi_{ij} = \frac{3\pi}{2} \left(\frac{\hbar}{m_e}\right)^2 \frac{N_e}{Z^2} \langle v^{-1} \rangle (0.215 + \ln \rho_D/\rho_B) \left\{ n_i^2 [n_i^2 + (n_{1i} - n_{2i})^2 - m_i^2 - 1] + n_j^2 [n_j^2 + (n_{1j} - n_{2j})^2 - m_j^2 - 1] - 8n_i n_j (n_{1j} - n_{2j}) (n_{1i} - n_{2i}) \right\} \quad (5)$$

– параметр ударного уширения электронами /3, 9/; (ρ_D, ρ_B – дебаевский и вайскопфовский радиусы; $\langle v^{-1} \rangle = \sqrt{8m_e/\pi^2 T_e}$)



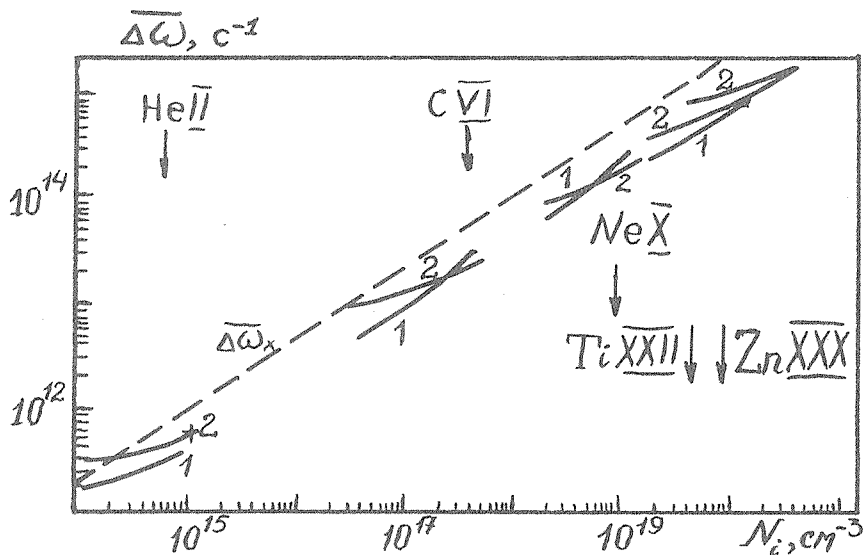
Р и с. 1. Сравнение результатов расчета контура линии 7 – 6 иона СУ1 для $T = 20$ эВ, $N_e = 10^{18}$ см $^{-3}$: 1 – данная работа; 2 – результаты /10/; $a = \Delta\lambda\epsilon_0$, ϵ_0 – среднее значение напряженности ионного микрополя.

Расчет $S_{np}(\omega)$ по формулам (3) – (5) для большого числа переходов в водороде HeII и перехода 7 – 6 в ионе CVI дал хорошее (в пределах 20%) согласие с известными результатами /1, 10/ (рис. 1).

3. Для оценок коэффициентов поглощения и усиления на рассматриваемых переходах необходимо прежде всего знать эффективную ширину линии $\overline{\Delta\omega} = 1/S(\omega_{\max})$, где ω_{\max} – частота, соответствующая максимуму спектральной функции. Ранее /8/ для таких оценок использовалась приближенная формула Грима /11, 3/

$$\overline{\Delta\omega}_H = 12.5(n^2 - n'^2)N_i^{2/3} \quad (6)$$

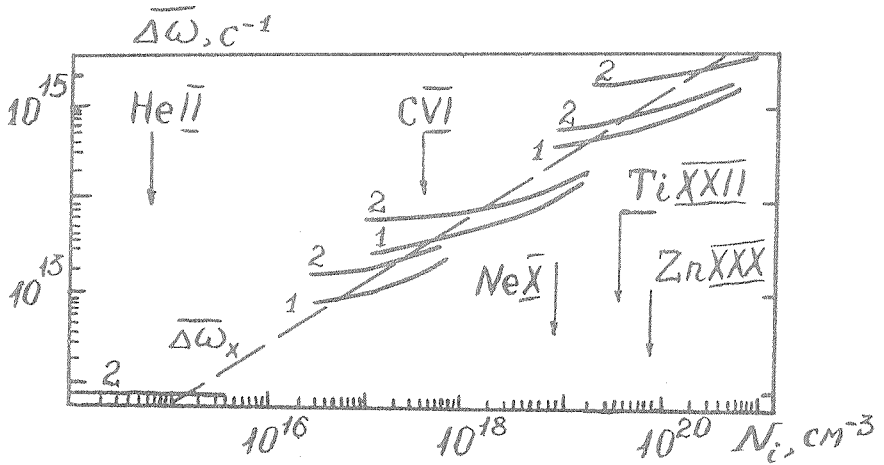
Сравнение результатов работы с расчетами по формуле (6) для переходов 4 – 3, 3 – 2 иллюстрируют рис. 2, 3.



Р и с. 2. Зависимость $\overline{\Delta\omega} = S^{-1}$ (о) перехода 4 – 3 от плотности плазмы для различных H-подобных ионов: 1 – $T = 0,1Z^2$; 2 – $T = Z^2$. Стрелками указаны критические значения $N_{кр}$ для перехода 4 – 3. Крестом на рисунке обозначено значение $\overline{\Delta\omega}$ для HeII из /1/.

В наиболее интересной для нас области параметров N_e, T_e ширина линии 4 – 3 примерно в 2–3 раза меньше, чем по формуле Грима. Это обусловлено существенным вкладом в центральную область спектра несмещен-

ных штарковских компонентов ($c_{ij} = 0$), которые не учитываются приближенным рассмотрением. Таким образом, значения коэффициентов усиления, протабулированные в /12/, на самом деле занижены.



Р и с. 3. Зависимость $\overline{\Delta\omega}$ от плотности плазмы для перехода 3 - 2. Правая ось дана в масштабе скоростей разлета, обеспечивающих динамическое уширение равное масштабу левой оси. Стрелками даны $N_{кр}$ для перехода 4 - 3.

Для переходов 3 - 2 несмещенные штарковские компоненты несущественны, поэтому результаты табуляции оказываются как выше, так и ниже значений (6). С ростом Z происходит смена основного механизма уширения 3 - 2: при низких Z - это доплеровское уширение, при высоких Z начинает преобладать спонтанная ширина. С этим связано изменение отношения $\overline{\Delta\omega}_{II} / \overline{\Delta\omega}_{32}$ (при N_e , вычисляемом по формуле (2)) с изменением Z .

При рассмотрении реабсорбции излучения на переходе 3 - 2 может оказаться существенным динамическое доплеровское уширение $\overline{\Delta\omega}_{DD} = \omega_{23} V/c$, обусловленное разбросом скоростей V движения различных участков сгустка. Значение V , при котором $\overline{\Delta\omega}_{DD} = \overline{\Delta\omega}_{23}$, дано на правой оси рис. 2.

4. Точность проведенных расчетов ограничена следующими стандартными допущениями: предположением прямолинейности траектории; пренебрежением неупругими переходами; учетом только линейного по полю штар-

ковского смещения; использованием хольцмарковской функции распределения, не учитывающий эффекты экранировки. Однако корректный учет всех этих эффектов сильно усложняет задачу, не приводя (в рамках нужных нам параметров и точности) к существенному изменению $\overline{\Delta\omega}$. Отметим также, что полученные результаты не приводят к неоправданно оптимистическим оценкам коэффициента усиления k_{43} , которые часто получают, используя доплеровскую ширину (подробнее см. /5/).

Институт общей физики
АН СССР

Поступила в редакцию 22 июня 1984 г.
После переработки 17 августа 1984 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Грим Г. Уширение спектральных линий в плазме. М., Мир, 1978.
2. Лисица В.С. УФН, 122, 449 (1977).
3. Вайнштейн Л.А., Собельман И.И., Юков Е.А. Возбуждение атомов и уширение спектральных линий. М., Наука, 1979.
4. Бункин Ф.В., Держиев В.И., Яковленко С.И. Квантовая электроника, 8, 1621 (1981).
5. Бойко В.А. и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 47, 1880 (1983).
6. Боровский А.В. и др. Препринт ФИАН № 189, М., 1983.
7. Бункин Ф.В. и др. Квантовая электроника, 10, 1063 (1983).
8. Боровский А.В., Держиев В.И., Яковленко С.И. Квантовая электроника, 11, 49 (1984).
9. Шолин Г.В., Демура А.В., Лисица В.С. Препринт ИАЭ-2232, М., 1972.
10. Griem H.R., Kepple P. Phys. Rev., A26, 484 (1983).
11. Griem H.R., Astrophys. J., 132, 883 (1960).
12. Боровский А.В., Держиев В.И., Яковленко С.И. Препринт ФИАН № 2, М., 1983.