

СПЕКТР ПЕРЕХОДОВ $n = 4 \rightarrow n' = 3$ РЕЛЯТИВИСТСКОГО НЕ-ПОДОБНОГО ИОНА

А.В. Гулов, А.Г. Жидков, А.Н. Ткачев, С.И. Яковленко

На основе последовательной теории штарк-эффекта, опирающейся на теорию энергетических спектров, выполнены расчеты контура линии $n = 4 \rightarrow n' = 3$ релятивистского Не-подобного иона TiXXI. Учитывались квазистатическое ионное и доплеровское уширения.

В работах /1, 2/ предложена теория штарковского уширения неводородоподобных релятивистских ионов, опирающаяся на метод теории возмущения по параметру $1/Z$ (Z – заряд иона), ранее использованный для расчетов энергетических спектров /3–5/. Развитый подход позволил учесть в штарковском уширении все особенности поведения энергетических спектров, связанные с взаимодействием конфигураций, и рассчитать контуры линий $n = 3 \rightarrow n' = 2,1$ Не-подобного иона. В данной работе приведены результаты расчета контура линии $n = 4 \rightarrow n' = 3$ иона TiXXI.

Контур спектральной линии определяется выражением

$$S_{n \rightarrow n'}(E) = \frac{\sum_{j,m,j',m'} J_{njm \rightarrow n'j'm'}(E)}{\sum_{j,m,j',m'} N_{njmn'j'm'}},$$

$$N_{\alpha\beta} = \int_{-\infty}^{\infty} J_{\alpha\beta}(E) dE, \quad J_{\alpha\beta}(E) = \frac{c}{\sqrt{\pi}v_T} \int_0^{\infty} A_{\alpha\beta}(F) H\left(\frac{F}{F_0}\right) \exp\left[-\left(\frac{E - E_{\alpha\beta}(F)}{E_{\alpha\beta}(F) v_T/c}\right)^2\right] \frac{dF}{F_0},$$

где v_T – тепловая скорость ионов; $H(F/F_0)$ – хольцмарковская функция распределения напряженности ионного микрополя; F_0 – среднее значение напряженности ионного микрополя в плазме; $A_{\alpha\beta}$, $E_{\alpha\beta}$ – вероятность радиационного перехода и энергия перехода между состояниями α, β , зависящая от напряженности ионного микрополя.

Для расчета $A(F)$ и $E(F)$ проводилась диагонализация секулярного оператора энергии $\tilde{T}^{(n)}$ /2/

$$S^{(n)} + \tilde{T}^{(n)} S^{(n)} = \tilde{E}^{(n)}(F),$$

где

$$\tilde{T}^{(n)} = \tilde{T}_n^{(E)} + \tilde{T}_n^{(F)}; \quad T_n^{(F)} = -D_Z F; \quad \tilde{T}_n^{(E)} = T_0^0 Z^2 + T_1^0 Z + T_2^0 + T_3^0/Z + \dots +$$

$$+ (Z\alpha)^2 (T_0^1 Z^2 + T_1^1 Z + T_2^1 + T_3^1/Z + \dots);$$

α – постоянная тонкой структуры. Коэффициенты T_j^i одинаковы для разных ионов данной изоэлектронной последовательности, их вычисление является сложной и громоздкой задачей /3–5/. В данной работе для T_j^i использовались данные У.И. Сафроновой для T_j^0 до $j=3$ и T_j^1 до $j=4$ при $n=3, 4$. Результаты расчетов $E_{njm}(F)$ для $n = 4$ иллюстрирует рис. 1, где приведены значения $E_{njm}(F)$ при $m = 0$. Отметим существенное влияние взаимодействия конфигураций с разным значением проекции спина на штарковский сдвиг уровней.

Вероятность спонтанного радиационного перехода $A_{\alpha\beta}(F)$ определялась из равенства

$$A_{\text{nan}'\beta} = (4/3) (a\omega)^3 \left| \sum_{\gamma, \gamma'} (S_{\alpha\gamma}^{(n)})^* (S_{\beta\gamma'}^{(n)}) \right| < n\gamma | \bar{D} | n'\gamma' >|^2,$$

где $S_{\alpha\beta}^{(n)}$ — элементы матрицы, диагонализующей секулярный оператор.

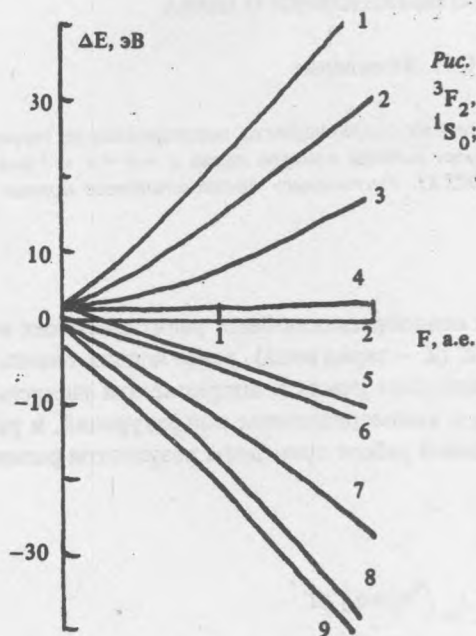
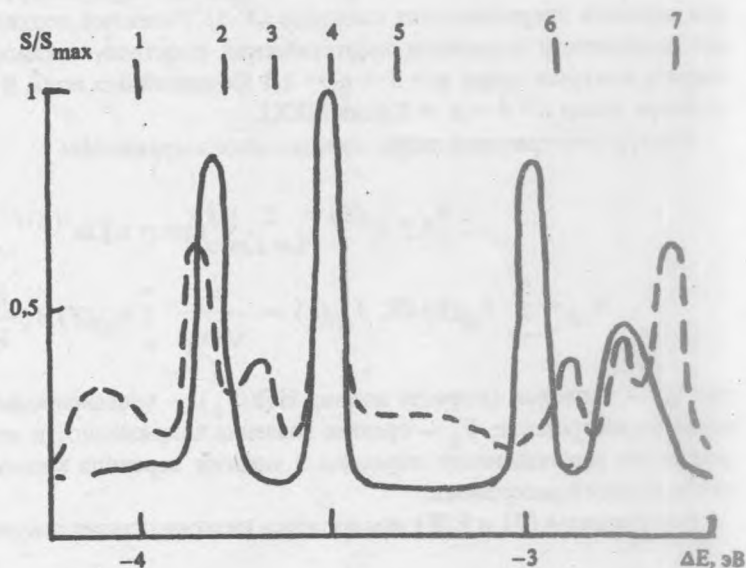


Рис. 1. Сдвиги термов $2S+1L_J(m_J=0)$ для $n=4$ иона TiXXI в поле: 1 — 3F_4 ; 2 — ${}^3F_2, {}^1D_2$; 3 — ${}^3D_3, {}^3F_3$; 4 — ${}^3D_1, {}^1P_1$; 5 — 3P_2 ; 6 — 3D_2 ; 7 — ${}^3P_0, {}^3P_1$; 8 — 1S_0 ; 9 — 3S_1 .

Рис. 2. Контур линии $n=4 \rightarrow n'=3$ He-подобного иона титана при $T=400$ эВ и $N_1 = 10^{20} \text{ см}^{-3}$ (пунктир), $A_{34} = 10^{14} \text{ с}^{-1}$, $S_{\text{max}} = 0,94 \text{ эВ}^{-1}$; $N_1 = 10^{21} \text{ см}^{-3}$ (сплошная кривая), $A_{34} = 9,6 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$, $S_{\text{max}} = 0,726 \text{ эВ}^{-1}$. Сверху обозначены значения энергий некоторых переходов в отсутствие поля: 1 — $4^3D_2 - 3^1P_1$; 2 — $4^3D_2 - 3^3D_3$; 3 — $4^3F_3 - 3^3D_3$; 4 — $4^1F_3 - 3^1D_2$; 5 — $4^3D_2 - 3^3D_1$; 6 — $4^1D_2 - 3^3D_1$; 7 — $4^3F_4 - 3^3D_2$.



На рис. 2 приведены спектры линии $n=4 \rightarrow n'=3$ иона TiXXI при $T=400$ эВ и плотности ионов $N_1 = 10^{20}$ (пунктир) и 10^{21} см^{-3} (сплошная кривая). Изменение плотности плазмы на порядок величины приводит к существенному изменению контура линии. В частности, исчезает значительное число компонент из-за штарковского уширения. Ряд компонент сдвигается асимптотически. Имеются также и несмещенные компоненты, например, $4^1F_3 \rightarrow 3^1D_2 / 4$, ширина которых определяется доплеровским уширением.

В расчетах параметры плазмы выбраны так, что ударное электронное уширение несущественно по сравнению с доплеровским. Это легко проверить, учитывая, что вайскопфовская частота для электронов существенно превосходит энергию расщепления состояния $n=4$ He-подобного иона TiXXI, и используя оценочную формулу $\gamma_e \sim 30N_e n^4 / Z^2 v_e$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Жидков А. Г., Ткачев А. Н., Яковленко С. И. В кн. Краткое содержание докладов I Советско-Британского симпозиума по спектроскопии многозарядных ионов. Троицк, изд. Совета по спектроскопии АН СССР, 1986.
2. Жидков А. Г., Ткачев А. Н., Яковленко С. И. В сб. Спектроскопия многозарядных ионов, изд. Совета по спектроскопии АН СССР, 1987, с. 5.
3. Сафронова У. И., Сенашенко В. С. В сб. Вопросы теории плазмы, т. 12, М., Энергоатомиздат, 1982, с. 3.
4. Сафронова У. И., Сенашенко В. С. Теория спектров многозарядных ионов. М., Энергоатомиздат, 1984.
5. Браун М. А., Гурчумелия А. Д., Сафронова У. И. Релятивистская теория атома. М., Наука, 1984.

Институт общей физики АН СССР

Поступила в редакцию 27 октября 1988 г.