

НЕБИНАРНОЕ ЛИНЕЙНОЕ ШТАРКОВСКОЕ УШИРЕНИЕ В ИДЕАЛЬНОЙ ПЛАЗМЕ

А.Г. Жидков, А.О. Терских

Рассчитан контур спектральной линии при линейном шарковском уширении ионными микрополями для параметра бинарности $h = 1$ в идеальной плазме.

Теория шарковского уширения Н-подобных ионов хорошо развита для двух предельных значений параметра бинарности h /1 - 4/: $h \gg 1$ и $h \ll 1$. Параметр h определяет число частиц в сфере, радиус которой задается характерным размером взаимодействия излучающей и уширяющей частиц - вайскопфовским радиусом ρ_w /5/. Случай $h \ll 1$ соответствует бинарному пределу, контур линии в этом пределе - лоренцевский с шириной и сдвигом, пропорциональными плотности частиц N ; при $h \gg 1$ (многочастичный предел) контур линии в идеальной плазме хольцмарковский с шириной и сдвигом, пропорциональными $N^{2/3}$ /2, 3/. Промежуточная область параметра бинарности $h \approx 1$ практически не исследована из-за отсутствия аналитической теории (см., напр., /1/).

Работа посвящена расчету контура спектральной линии именно в области $h = 1$. Обсуждаются результаты расчетов спектра для эффективной системы - двухкратно вырожденного водородоподобного состояния, уширяемого ионным микрополем идеальной плазмы.

Без учета доплеровского и шарковского электронного механизмов уширения контур линии в данном приближении описывается выражением /5/:

$$S(\Delta\omega) = \left| \int_0^T \exp(i\Delta\omega t - i \int_0^t CF(t') dt') dt \right|^2 / 2\pi T \Big|_{T \rightarrow \infty}, \quad (1)$$

где $C = D_{12}/h$ - шарковская постоянная; D_{12} - дипольный момент перехода между вырожденными состояниями; $\Delta\omega = \omega - \omega_0$ - отстройка частоты; $F(t)$ - суммарное поле, создаваемое всеми ионами плазмы в заданной точке.

Для определения суммарного ионного поля $F(t)$ в выделенном объеме моделировалось движение (в случайных направлениях) n невзаимодействующих ионов, что соответствует приближению идеальной плазмы. От границ объема ионы отражались зеркально. Объем определялся числом частиц n и плотностью ионов N . В заданной точке r рассчитывалось суммарное поле, создаваемое всеми частицами,

$$F(t) = \sum_{i=1}^n e_i r_i / r_i^3. \quad (2)$$

Для увеличения эффективности счета на каждом шаге по времени использовалась линейная аппроксимация для величины поля $F(t)$. Это позволило свести вычисление (1) к расчету табличных функций $C(x)$ и $S(x)$. Шаг интегрирования выбирался автоматически по значению производной поля $F(t)$. Для улучшения сходимости выражение (1) усреднялось также по времени и по нескольким вариантам счета.

На рис. 1 приведены результаты тестового расчета спектральной функции $S(\Delta\omega)$ при $D_{12} = 1$ а. е. в бинарной области $h = 0,03$ (точки). Там же приведен лоренцевский контур, рассчитанный на основе бинарной теории уширения /2, 5/. Имеется хорошее согласие не только для ширины линии, но и для ее сдвига. Тестовый расчет для многочастичной области $h = 200$ показан на рис. 2. Согласие с хольцмарковским контуром (сплошная кривая) достаточно хорошее уже при сравнительно небольшом числе усреднений. Результаты расчета контура в промежуточном случае $h = 1$ даны на рис. 3. Там же приведены хольцмарковский и лоренцевский контуры линии (пунктир), вычисленные для данной плотности ионов N и их скорости v_i . Как видно, контур спектральной линии при $h = 1$ качественно отличается от известных предельных. В центре спектральной линии $\Delta\omega = (0,2 - 1) S_{\max}^{-1}$ контур похож на хольцмарковский, но сдвинут относительно него на

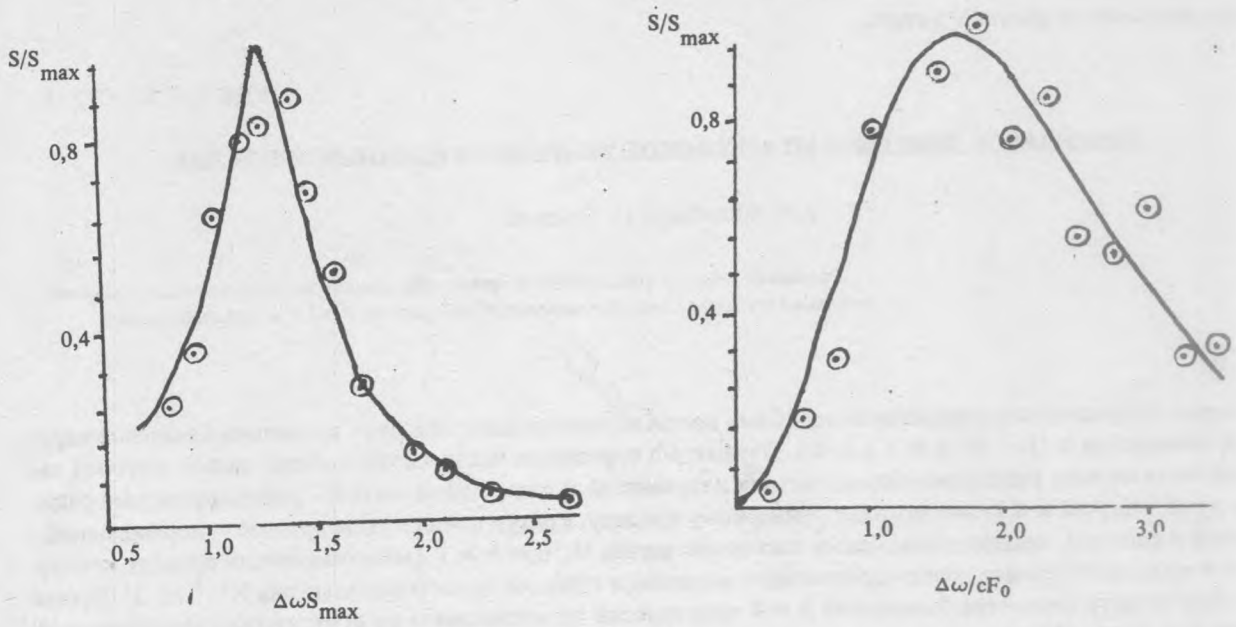


Рис. 1. Контур спектральной линии в бинарной области $h = 0,03 \ll 1$ ($N = 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $v = 1,7 \cdot 10^7 \text{ см/с}$). Кривая – лоренцевский контур, следующий из бинарной теории для $D = 1 \text{ а. е.}$, $\gamma = 1,9 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$, $\Delta = 7,5 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$; \odot – расчеты с числом частиц $n = 45$, усреднение по 11 вариантам, $S_{\text{max}} = 1,7 \cdot 10^{-11} \text{ с}$.

Рис. 2. Контур спектральной линии в многочастичной области $h = 200 \gg 1$ ($N = 7 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $v = 1,7 \cdot 10^7 \text{ см/с}$). Кривая – холцмарковский контур, $CF_0 = 2,6eDN^{2/3}/h = 1,1 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$; \odot – расчеты с числом частиц $n = 115$, усреднение по 4 вариантам, $S_{\text{max}} = 3,7 \cdot 10^{-14} \text{ с}$.

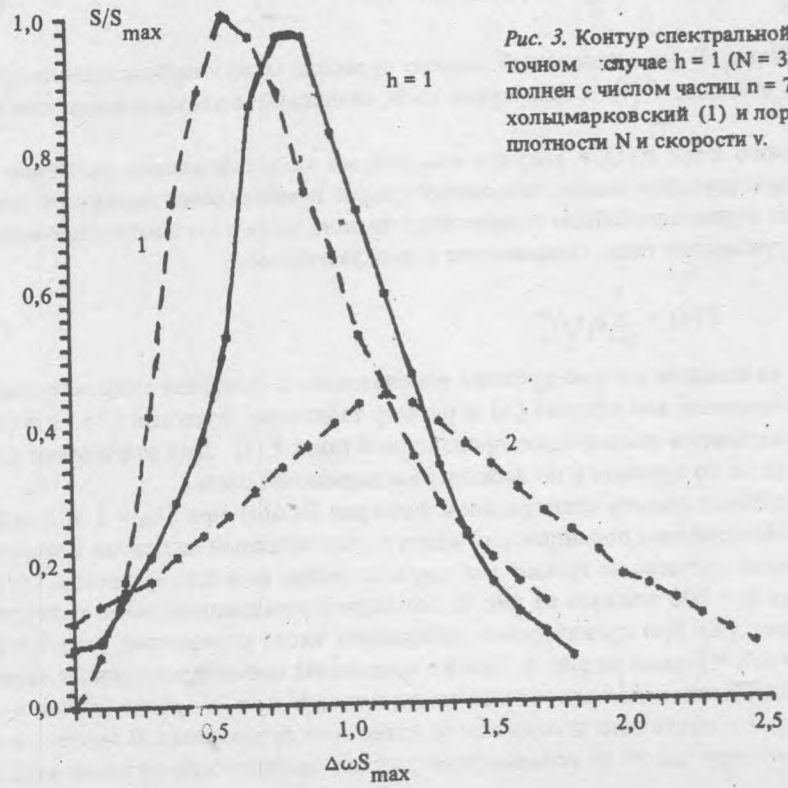


Рис. 3. Контур спектральной линии (сплошная кривая) в промежуточном случае $h = 1$ ($N = 3,1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $v = 1,7 \cdot 10^7 \text{ см/с}$). Расчет выполнен с числом частиц $n = 75$, усреднение по 9 вариантам. Пунктир – холцмарковский (1) и лоренцевский (2) контуры линии при данной плотности N и скорости v .

величину $\delta \cong 0,3 S_{\max}^{-1}$. Из-за этого при $\Delta\omega = 0,5 S_{\max}^{-1}$ эти спектральные функции отличаются в два раза. Вблизи $\Delta\omega = 0$ $S(0)$, в отличие от хольцмарковского контура, не равно нулю. Значение $S(0)$ ближе к бинарному пределу. Это же относится и к крыльям спектральной линии. В области $\Delta\omega \cong (0,2 - 1) S_{\max}^{-1}$ величина контура и от лоренцевского. Так, в максимуме S контур отличается от лоренцевского почти в три раза. Контур сдвинут относительно лоренцевского на величину $\delta \cong 0,3 S_{\max}^{-1}$; его максимум находится приблизительно посередине между максимумами хольцмарковского и лоренцевского контуров.

В работе [6] для оценки штарковского контура линии при $h = 1$ предложено аддитивное приближение, согласно которому часть ионов, пропорциональная $h/(1+h)$, уширяет статически, а остальная часть — ударно и

$$S(\Delta\omega) \cong [S_L(\Delta\omega) + hS_H(\Delta\omega)]/(1+h), \quad (3)$$

где S_L, S_H — соответственно лоренцевский и хольцмарковский контуры при данной плотности. Качественно выражение (3) согласуется с расчетом контура. С изменением плотности ионов отношение слагаемых в (3) меняется достаточно резко; так, вблизи центра $(S_L/h) S_H \propto N^{-4/3}$, и уже при $h = 2$ и $0,5$ контуры линии практически близки соответственно к хольцмарковскому и лоренцевскому. Таким образом, область, где необходим точный расчет контура линии, сравнительно невелика, $h \cong 1 \pm 0,5$.

Предложенный метод легко может быть обобщен для более сложных состояний иона.

ЛИТЕРАТУРА

1. К о г а н В. И. В сб. Физика плазмы и J₁C, под ред. М.А. Леонтовича, т. 4, М., изд. АН СССР, 1958, с. 258.
2. Л и с и ц а В. С. УФН, 122, 449 (1977).
3. Г р и м Г. Уширение спектральных линий в плазме. М., Мир, 1978.
4. Ж и д к о в А. Г., Т к а ч е в А. Н., Я к о в л е н к о С. И. Процессы во внутренних атомных оболочках. В сб. Совета по спектроскопии АН СССР, 1986, с. 5.
5. Я к о в л е н к о С. И. Радиационно-столкновительные явления. М., Энергоатомиздат, 1984.
6. Ж и д к о в А. Г., И в а н о в В. В. Препринт ИАЭ-3888/6, М., 1984.

Институт общей физики АН СССР

Поступила в редакцию 11 мая 1989 г.