

**ПЕРЕНОС РЕЗОНАНСНОЙ ЛИНИИ ИОНА NeX В ПОГЛОЩАЮЩЕЙ НЕПОДВИЖНОЙ ПЛАЗМЕ
В ОТСУТСТВИЕ ПОЛНОГО ПЕРЕРАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПО ЧАСТОТЕ**

А.Г. Жидков, А.Н. Чекмезов

Для плоского слоя покоящейся плазмы с заданными параметрами N_e, N_i, T_e, T_i и ионным составом численно решены балансовые уравнения поуровневой кинетики H-подобного иона NeX с учетом реабсорбции резонансных линий без предположения о полном перераспределении по частоте в акте переизлучения. Расчеты выполнены для доплеровского контура с точной (не усредненной по углам) редиистрибутивной функцией.

Влияние неполного перераспределения (НП) по частоте в акте переизлучения на перенос резонансного излучения при доплеровском уширении излучалось в /1, 2/. Однако эти исследования ограничивались одномерным приближением по пространству в приложении к модели двухуровневого атома. Данная работа выходит за рамки указанного приближения. При этом исследуется многоуровневая кинетика реального водородоподобного иона. Численно решается система балансовых уравнений для заселенностей уровней H-подобного иона NeX при заданных параметрах плазмы и ионном составе с учетом реабсорбции излучения на переходах $m = 2, 3, 4, 5, 6 \rightarrow m' = 1$. Для линии L_α расчеты проводятся без предположения о полном перераспределении (ПП) по частоте.

Квазистационарные балансовые уравнения поуровневой кинетики, учитывающие реабсорбцию резонансных линий в плоском слое плазмы, имеют вид /3-6/

$$\frac{dN_m}{dt} = 0 = \sum_{m'} K_{mm'} N_{m'} + D_m + 2\pi \int \frac{d\omega}{\hbar\omega} \kappa_{\omega}^{m1}(x) I_{\omega}^0 \exp\left[-\int_0^x \frac{dx'}{\mu_0} \kappa_{\omega}^{m1}(x')\right] + \quad (1)$$

$$+ 2\pi \int \frac{d\omega}{\hbar\omega} \kappa_{\omega}^{m1}(x) \int_0^1 \frac{d\mu}{\mu} \int_0^{\Delta L} dx' q_{\omega}^{1m}(x') \exp\left[-\int_x^{x'} \frac{dx''}{\mu} \kappa_{\omega}^{m1}(x'')\right],$$

где N_m – населенность состояния m иона; $K_{mm'}$ – элементы релаксационной матрицы, учитывающие спонтанные радиационные переходы и переходы, вызванные столкновениями с электронами ($K_m = -K_{mm}$ – обратное время жизни уровня m); D_m – поток на уровень m из континуума /3/; κ_{ω}^{m1} – коэффициент поглощения на частоте ω , здесь

$$\kappa_{\omega}^{m1}(x) = \frac{\lambda_{1m}^2}{4} A_{1m} S_{\omega}^{1m} N_1(x) g_m/g_1,$$

$$S_{\omega}^{1m} = \frac{1}{\sqrt{\pi}\gamma_D^{1m}} \exp\left[-\left(\frac{\omega - \omega_{1m}}{\gamma_D^{1m}}\right)^2\right], \quad \gamma_D^{1m} = \omega_{1m} \sqrt{2T_i/Mc^2}, \quad (2)$$

A_{1m}, ω_{1m} – вероятность спонтанного перехода $m \rightarrow 1$ и его частота, λ_{1m} – длина волны, g_m – статистический вес состояний, $m = 1$ – основное состояние, S_{ω}^{1m} – спектральная функция, γ_D^{1m} – доплеровская ширина, T_i – температура ионов, M – их масса; I_{ω}^0 – интенсивность внешнего излучения, падающего на плазму под углом $\Theta_0 = \arccos(\mu_0)$; μ – косинус угла между направлением движения кванта и осью x , направленной перпендикулярно слою плазмы, ΔL – толщина слоя плазмы; q_{ω}^{1m} – функция источника (ср. /1/), удовлетворяющая в пренебрежении ион-ионными столкновениями /6/ уравнению:

$$\begin{aligned}
q_{\omega}^{1m}(x) &= \frac{\hbar\omega}{4\pi} A_{1m} N_m(x) S_{\omega}^{1m} + \int d\omega' \kappa_{\omega'}^{m1}(x) I_{\omega'}^0 \exp\left(-\int_0^x \frac{dx'}{\mu_0} \kappa_{\omega'}^{m1}(x')\right) \times \\
&\times \xi_m \int_0^{2\pi} d\varphi \left\{ \frac{1}{\sin \Theta_{\mu\mu_0}} \exp\left[-\left(\frac{\omega - \omega' \cos \Theta_{\mu\mu_0}}{\gamma_D^{1m} \sin \Theta_{\mu\mu_0}}\right)^2\right] - \exp\left[-\left(\frac{\omega}{\gamma_D^{1m}}\right)^2\right] \right\} + \\
&+ \int d\omega' \kappa_{\omega'}^{m1}(x) \int_0^1 \frac{d\mu'}{\mu'} \int_0^{\Delta L} dx' q_{\omega'}^{1m}(x') \exp\left(-\int_x^{x'} \frac{dx''}{\mu'} \kappa_{\omega'}^{m1}(x'')\right) \times \\
&\times \xi_m \int_0^{2\pi} d\varphi \left\{ \frac{1}{\sin \Theta_{\mu\mu'}} \exp\left[-\left(\frac{\omega - \omega' \cos \Theta_{\mu\mu'}}{\gamma_D^{1m} \sin \Theta_{\mu\mu'}}\right)^2\right] - \exp\left[-\left(\frac{\omega}{\gamma_D^{1m}}\right)^2\right] \right\}; \\
\xi_m &= \frac{A_{1m}}{\sqrt{\pi} K_m \gamma_D^{1m}}; \quad \cos \Theta_{\mu\mu'} = \mu\mu' + \cos \varphi \sqrt{(1-\mu^2)(1-\mu'^2)}; \quad \sin \Theta_{\mu\mu'} = \sqrt{1 - \cos^2 \Theta_{\mu\mu'}}.
\end{aligned} \tag{3}$$

В приближении ПП функция источника $q_{\omega}^{1m}(\text{ПП})$ равна первому слагаемому (3). Более грубое приближение Бибермана – Холстейна (БХ) состоит в замене $q_{\omega}^{1m}(\text{ПП})(x) \sim A_{1m} N_m(x) S_{\omega}^{1m}$ на $q_{\omega}^{1m}(\text{БХ})(x) \sim A_{1m} N_m(x) S_{\omega}^{1m}$ и введении фактора ускользания $\Theta_{1m}(x)$ /3–5/.

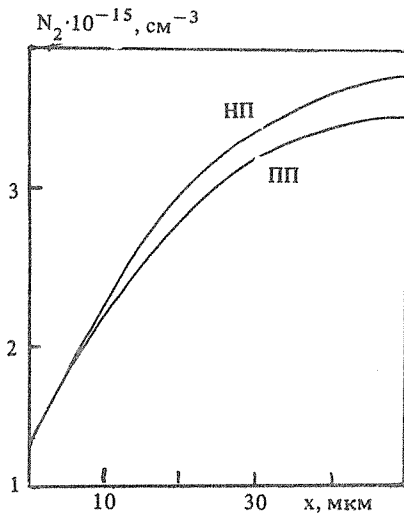
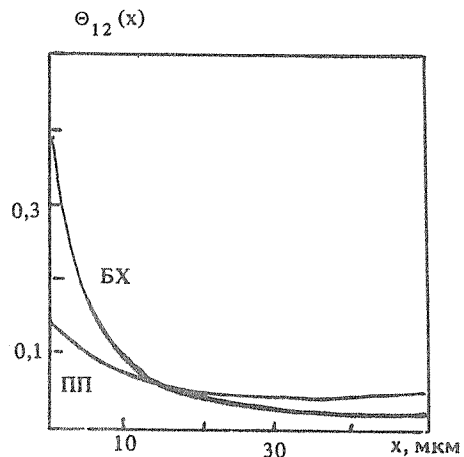


Рис. 1. Изменение населенности состояния $m = 2$ иона NeX в направлении поперек плоского слоя плазмы толщины 100 мкм. Распределение симметрично относительно плоскости $x = 50$ мкм. НП – расчет с помощью уравнений (1) – (3).

Рис. 2. Фактор ускользания для линии L_{α} иона NeX для приближений ПП и БХ. Распределение симметрично.



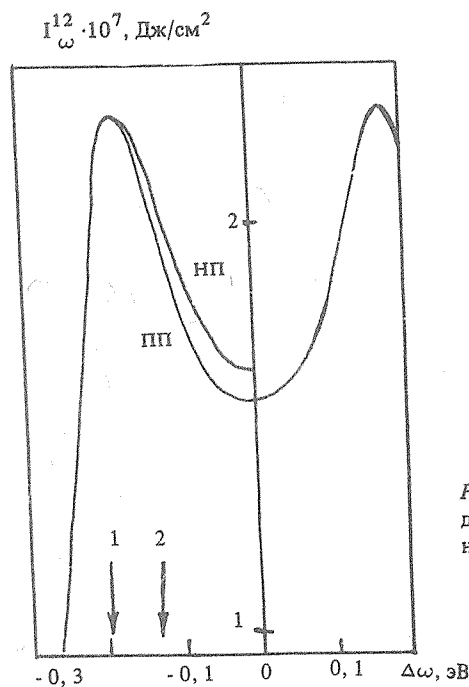


Рис. 3. Спектр излучения линии L_a иона NeX под углом $\Theta = \arccos(0,956)$ для НП и ПП. Стрелки: 1 - $\Delta\omega_e = 0,203$ эВ - эквивалентная ширина линии ($\kappa^{12}(\Delta\omega_e)\Delta L/2 = 1$, см. /3/), 2 - $\gamma_D^{12} = 0,142$ эВ ($\omega_{12} = 1,02$ кэВ).

Решение уравнений (1), (3) проводилось итерационным методом, аналогичным использованному в /5/ для решения уравнения (1) в пределе ПП. Число точек по пространству выбиралось равным 40. Интегрирование по μ и μ' проводилось методом Чебышева на 9 точках; интеграл по φ вычислялся методом трапеций на 20 точках; интегрирование по плоскости частот выполнялось в пределах $-5\gamma_D \leq \omega, \omega' \leq 5\gamma_D$ с шагом $h_\omega = \gamma_D/6$. Погрешность расчетов $\leq 2\%$.

На рис. 1-3 приведены результаты расчетов при $I_\omega^0 = 0$ населенности состояния $m = 2$ иона NeX по модели /3/, и спектра линии L_a для покоящейся плазмы с температурой $T_e = T_i = 200$ эВ, плотности $N_i = N_e/10 = 10^{19}$ см $^{-3}$; отношение концентраций H-подобных ионов к концентрации ядер равно 9, толщина слоя $\Delta L = 100$ мкм (оптическая толщина $\kappa^{m1}(\omega = \omega_{12})\Delta L/2 = 7,755$). Как видно, во всем объеме плазмы отличие приближения ПП от решения (1), (3) невелико, оно не превышает 10% (ср. /1/); то же относится и к спектру линии L_a . Точность приближения БХ существенно хуже, особенно вблизи границы плазмы. В частности, в приведенных расчетах точное значение населенности в 5 раз выше, чем для приближения БХ.

В случае шарковского уширения эффекты неполного перераспределения могут быть более существенными /6/.

ЛИТЕРАТУРА

1. Соболев В. В. Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет. М., ГИТТЛ, 1956.
2. Михалас Д. Звездные атмосферы. М., Мир, 1982, т. 2.
3. Держиев В. И., Жидков А. Г., Яковленко С. И. Излучение ионов в неравновесной плотной плазме. М., Энергоатомиздат, 1986, с. 46, 81.
4. Держиев В. И. и др. Препринт ИОФАН № 216, М., 1986.
5. Держиев В. И. и др. Препринт ИОФАН № 164, М., 1987.
6. Жидков А. Г., Яковленко С. И. Препринт ИОФАН № 4, М., 1987.