Краткие сообщения по физике № 3-1988 г.

УДК 621.373.826:533.9

НАСЫЩЕНИЕ ИНВЕРСНО ЗАСЕЛЕННЫХ ПЕРЕХОДОВ СПОНТАННЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ, РАСПРОСТРАНЯЮЩИМСЯ ПОД БОЛЬШИМИ УГЛАМИ К ОСИ ПЛАЗМЕННОЙ НИТИ

А.В. Боровский, А.Л. Галкин, В.В. Коробкин

Разработан метод, позволяющий при расчетах поуровневой кинетики иона в поперечно-неоднородной, разлетающейся плазме цилиндрической конфигурации учитывать насыщение инверсно заселенных переходов спонтанным излучением, распространяющимся под углами к оси системы. Метод иллюстрируется решением конкретной задачи.

Пространственно-трехмерный перенос линейчатого излучения в плазме в сочетании с поглощением либо усилением линий (в зависимости от знака инверсии перехода) может существенно менять населенности возбужденных уровней ионов /1/, от которых, в свою очередь, зависят коэффициенты усиления и ослабления стимулированного излучения, распространяющегося вдоль оси системы. Далее представлен теоретический метод, позволяющий учитывать влияние указанного эффекта на поуровневую кинетику ионов в разлетающихся плазменных шнурах (или слоях).

Пусть движение плазмы, занимающей объем V, описывается полем скоростей $\mathbf{u}(\mathbf{r})$. Тогда населенности возбужденных уровней иона $N_i(\mathbf{r})$, $i = 0, 1, 2, \ldots, \gamma$ ($i = 0$ отвечает основному состоянию, населенность которого считается известной) удовлетворяют следующей системе интегральных уравнений ($i = 1, 2, \ldots, \gamma$):

$$\sum_{j=0}^{\gamma} K_{ji}(\mathbf{r}) N_j(\mathbf{r}) + P_i(\mathbf{r}) - \sum_{j>i} \widetilde{D}_{ji}(\mathbf{r};\, N_j, N_i) + \sum_{j<i} \widetilde{D}_{ij}(\mathbf{r};\, N_i, N_j) = 0,$$

$$\widetilde{D}_{ij}(\mathbf{r};\, N_i, N_j) = \int_0^{\infty} d\omega \int_V d\mathbf{r}'\, \kappa_{ij}^{-}(\mathbf{r};\, N_i, N_j;\, \omega + \Delta\omega_D(\mathbf{r}, \mathbf{r}'))\, \frac{\dot{N}_i(\mathbf{r}') A_{ij} S_{ij}(\mathbf{r}';\, \omega)}{4\pi |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^2} \times \tag{1}$$

$$\times \exp\left\{ - \int_0^{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} \kappa_{ij}^{-}(\mathbf{r}_s;\, N_i(\mathbf{r}_s),\, N_j(\mathbf{r}_s);\, \omega + \Delta\omega_D(\mathbf{r}_s;\, \mathbf{r}'))\, ds \right\}.$$

Здесь K_{ij} релаксационная матрица иона, записываемая в приближении оптически тонкой плазмы; P_i – скорость внешнего заселения уровня; операторы $\widetilde{D}_{ij}$ имеют смысл числа переходов $j \to i$ в 1 см^3 за 1 с, заселяющих уровень i в точке $\mathbf{r}$ вследствие поглощения излучения линии $i \to j$, испущенного в различных точках $\mathbf{r}'$ плазменного объема. Коэффициент поглощения определяется следующим выражением:

$$\kappa_{ij}^{-}(\mathbf{r};\, N_i, N_j;\, \omega) = (\pi^2 c^2/\omega_{ij}^2) A_{ij} (N_j(\mathbf{r}) g_i/g_j - N_i(\mathbf{r})) S_{ij}(\mathbf{r};\, \omega), \tag{2}$$

где ω_{ij} и A_{ij} – частота и скорость радиационного перехода $i \to j$; g_i, g_j – статвеса уровней; $S_{ij}(\mathbf{r};\, \omega)$ – спектральная функция перехода $i \to j$ в точке $\mathbf{r}$. Фактор $4\pi |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^2$ описывает сферическое ослабление интенсивности излучения, испущенного в точке $\mathbf{r}'$ в телесный угол 4π. Знак величины κ_{ij}^{-} произвольный. Экспоненциальный фактор учитывает ослабление (усиление) излучения на пути его распространения из точки $\mathbf{r}'$ в точку $\mathbf{r}$. Величина $\Delta\omega_D(\mathbf{r}';\, \mathbf{r})$ – динамическое доплеровское смещение частоты вследствие относительного движения точек испускания и поглощения излучения.

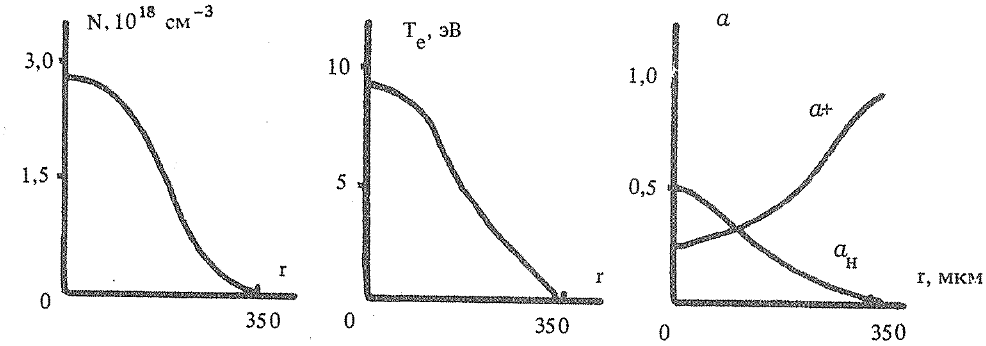

Рис. 1. Радиальные профили газодинамических параметров. Профиль скорости линейный, $u(R) = 4\cdot 10^7$ см/с.

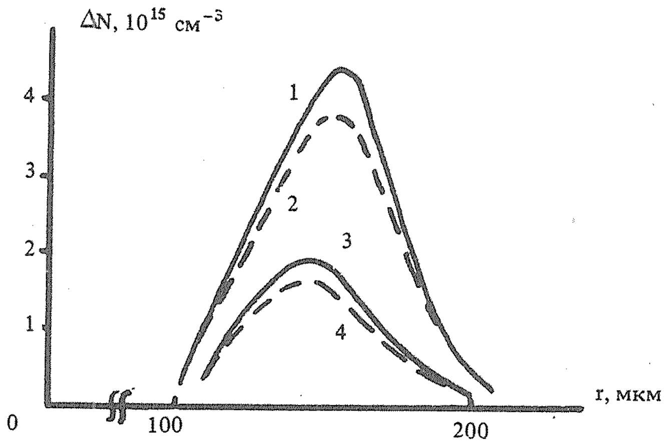

Рис. 2. Радиальные профили инверсной заселенности для линий $nj \to n'j'$ $3\,{}^5/_2-2\,{}^3/_2$ (кривые 2, 4) и $3\,{}^3/_2-2\,{}^1/_2$ (кривые 1 и 3) спектроскопического дублета 3–2 иона CVI: 1, 2 – без учета, 3, 4 – с учетом насыщения спонтанным излучением.

В быстро разлетающейся плазме в точке r поглощается излучение, родившееся лишь в малой δ-окрестности, радиус которой определяется из примерного равенства динамического смещения частоты локальной ширине линии $\delta \approx c\Delta\omega(r)/\omega|\nabla u(r)|$. Элементы объема плазмы, находящиеся за пределами δ-окрестности, не дают вклада в $\tilde D_{ij}$. Если в пределах δ-окрестности параметры плазмы постоянны, то можно вынести величину $N_i(r')$ из-под знака интегрирования по dr' и прийти к более простой алгебраической задаче ($i = 1, 2 \ldots$):

$$\sum_{j=0}^{\gamma} \tilde K_{ji}(r) N_j(r) + P_i(r) = 0; \quad \tilde K_{ij}(r) = N_e V_{ij}(r) + A_{ij}\theta_{ij}(r);$$

$$\theta_{ij}(r) = 1 - \int_0^{\infty} d\omega \int_V dr' \kappa_{\overline{ij}}(r; N_i, N_j; \omega + \Delta\omega_D(r; r')) \frac{S_{ij}(r;\omega)}{4\pi|r-r'|^2} \times$$
$$\times \exp\left\{-\int_0^{|r-r'|} \kappa_{\overline{ij}}(r; N_i, N_j; \omega + \Delta\omega_D(r_s; r'))\, ds\right\}. \qquad (3)$$

В тех же приближениях можно существенно упростить выражение для величины θ_{ij}. Так, для аксиально-симметричной задачи (разлетающийся плазменный шнур) с учетом динамического доплер-эффекта получаем

$$\theta_{ij}(r) = \int_0^\infty d\omega S_{ij}(r;\omega) \int_0^{1-\epsilon_\Gamma} d\xi \exp\left[-\frac{\chi_{ij}(r)}{(1-\xi^2)} \int_{\omega-\gamma_D\sqrt{1-\xi^2}}^{\omega} S_{ij}(r;\omega')d\omega'\right], \tag{4}$$

$$\chi_{ij}(r) = (\pi^2 c^3/\omega_{ij}^3) A_{ij} (N_j(r) g_i/g_j - N_i(r)) \,|\nabla u(r)|^{-1}, \quad \gamma_D = \omega_{ij} u(R)/c.$$

Здесь $\xi = \cos\varphi$ (φ – угол между осью шнура и вектором r'). Для поглощающих ($\chi_{ij} > 0$) переходов $\epsilon_\Gamma = 0$. Для усиливающих переходов ($\chi_{ij} < 0$) при $\epsilon_\Gamma \to 0$ величина $\theta_{ij} \to \infty$. Расходимость возникает вследствие формального учета излучения, проходящего в точку r из ∞. Поэтому интеграл (4) следует обрезать, вводя конечную величину $\epsilon = \epsilon_\Gamma > 0$. Физические причины обрезания могут быть следующими: рефракция излучения в неоднородной среде, дифракция излучения на конечной апертуре, ограниченная длина шнура, нестационарность активной среды.

В области малых углов, ограниченных условием $\varphi < \varphi_{\text{вз}} = \Delta\omega/\gamma_D$, в любой точке луча динамическое смещение частоты не превосходит локальную ширину линии, и поэтому происходит эффективное взаимодействие излучения с активной средой. Если $\epsilon_\Gamma \equiv \varphi_\Gamma^2/2 > \epsilon_{\text{вз}} \equiv \varphi_{\text{вз}}^2/2$, то можно заменить нижний предел интеграла, стоящего в экспоненте, нулем и получить более простое выражение для θ_{ij}

$$\theta_{ij}(r) = \int_0^{1-\epsilon_\Gamma} d\xi \frac{1-\exp[-\chi_{ij}(r)/(1-\xi^2)]}{\chi_{ij}(r)/(1-\xi^2)}. \tag{5}$$

Если $\epsilon_\Gamma < \epsilon_{\text{вз}}$, то следует пользоваться (4). Для случая разлетающегося плазменного слоя соответствующие формулы приведены в /2/.

В качестве иллюстрации рассмотренного метода на рис. 1, 2 представлены результаты решения задачи (3) для разлетающегося плазменного шнура, содержащего водородоподобные ионы углерода. Релаксационная матрица Н-иона углерода, учитывающая тонкое расщепление уровней n = 2 и n = 3, описана в /3/. Расчет θ_{ij} проводился с использованием выражения (5). Кривые 1, 2 на рис. 2 (две линии дублета 3–2) отвечают случаю, когда учитывается лишь реабсорбция резонансных линий. Кривые 3, 4 учитывают θ_{ij} для всех радиационных переходов при сборе излучения из телесного угла $(49/50)4\pi$. Таким образом, учет насыщения рабочего перехода спонтанным излучением в данном случае приводит примерно к двукратному уменьшению инверсной заселенности.

В заключение отметим основные приближения, в рамках которых получены выражения (4), (5): а) не учитывается вклад в $\tilde{D}_{ij}$ излучения, рассеянного на атомных частицах среды; б) предполагается, что спектральные контуры при испускании и поглощении идентичны; в) принято, что локальный контур линии достаточно быстро спадает (случай лоренцевского контура требует специального рассмотрения); г) считается, что населенность основного состояния иона существенно превосходит населенности возбужденных уровней (при этом применим метод стационарного стока, т.е. уравнения (1) или (3) не содержат временных производных); д) не учитывается волновой характер распространения излучения, т.е. описание проводится без учета фазовых соотношений.

Авторы благодарны С.И. Яковленко за стимулирующую дискуссию на семинаре отдела колебаний ИОФАН.

ЛИТЕРАТУРА

1. Держиев В.И. и др. Препринт ИОФАН № 216, М., 1986; № 164, М., 1987.
2. Боровский А.В., Галкин А.Л., Коробкин В.В. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 12, 9 (1987).
3. Боровский А.В. и др. Препринт ИОФАН № 183, М., 1987.

Институт общей физики АН СССР

Поступила в редакцию 24 декабря 1987 г.