

КИНЕТИЧЕСКОЕ МНОГОУРОВНЕВОЕ ОПИСАНИЕ H- И He-ПОДОБНЫХ ИОНОВ В СТАЦИОНАРНОЙ ЛАЗЕРНОЙ КОРОНЕ ПРИ ОГРАНИЧЕНИИ ТЕПЛОПЕРЕНОСА

Е. Н. Рагозин

УДК 621.375.826 + 533.9

Предложен самосогласованный метод расчета атомной кинетики и гидродинамики стационарной лазерной короны при сильном ограничении теплопереноса. Сделан вывод об ограничении максимального потока тепла на уровне 2-3% от свободно-молекулярного предела. Исследованы кинетика ионизации и излучение углеродной плазмы.

Исследование ионного состава (ИС) и заселенностей возбужденных состояний (ВС) многозарядных ионов в лазерной плазме (ЛП) представляет интерес с точки зрения создания инверсной заселенности на переходах в далекой ВУФ области спектра, а также для выяснения эффективности преобразования лазерной энергии в излучение многозарядных ионов, имея в виду использование линейчатого излучения для резонансной оптической накачки.

Имеются указания на то, что максимальный тепловой поток, который могут переносить электроны в стационарной плазме, гораздо ниже свободно-молекулярного предела $q_{fs} = N_e T_e (2T_e / \lambda_{Te})^{1/2} / l - 3/4$. Отказ от закона Фурье ($\bar{q}_{cl} = -\chi \nabla T_e$) и ограничение максимального (насыщенного) потока тепла на уровне доли от свободно-молекулярного потока $|q_{max}| = f q_{fs} = 5 \Phi_{rc}^3$, где

$\Phi \approx 6,8 \cdot r(A/Z)^{1/2} (1 + T_1/ZT_e)^{-3/2}$, при $r < (0,06 - 0,1)$ ведет к сильной перестройке пространственных профилей N_e , T_e , T_1 и v в короне ЛП и выдвигает на первое место механизмы поглощения на критической поверхности. Перестройка сопровождается укрупнением профилей гидродинамических параметров; в

этих условиях времена релаксации ИС и заселенностей ВС сравнимы или превосходят времена изменения параметров элементарного объема ЛП (L_T/v , L_p/v и т.п.). Ввиду этого ИС и заселенности ВС должны определяться в рамках кинетического подхода. В свою очередь атомные процессы влияют на профили гидродинамических величин, в частности, за счет потерь энергии на излучение и ионизацию. Особенно сильно это влияние проявляется в условиях ограничения теплопереноса. При этом гидродинамика оказывается принципиально обусловленной атомными процессами, и единственно возможным становится самосогласованный подход. Данной работой мы преследовали цель в рамках одномерной стационарной модели внутренне согласованно описать ИС и заселенности ВС, с одной стороны, и гидродинамику — с другой. Стационарность короны подразумевает, что частная производная по времени от любой переменной приравнена к нулю; такое описание пригодно, если длительность лазерного импульса превосходит время установления стационарной короны r_0/c (r_0 — геометрический масштаб задачи, c — скорость звука). Нестационарность (нелокальность) ИС и заселенностей ВС, связанная с быстрым изменением параметров элементарного объема, полностью описывается в рамках данного подхода.

Используемая система уравнений гидродинамики включает уравнение непрерывности (1), уравнение Эйлера (2), уравнения для T_e (3) и T_i (4):

$$N_1 v r^{\epsilon} = \text{const}, \quad (1)$$

$$M_1 N_1 v \frac{dv}{dr} + \frac{dp}{dr} = 0, \quad (2)$$

$$\frac{d}{dr} (\epsilon v r^{\epsilon}) + p \frac{d}{dr} (v r^{\epsilon}) + \frac{d}{dr} (q_T r^{\epsilon}) = (Q_L - Q_R) r^{\epsilon}, \quad (3)$$

$$\frac{3}{2} v \frac{d}{dr} (N_1 T_i) + \frac{5}{2} N_1 T_i \frac{1}{r^{\epsilon}} \frac{d}{dr} (v r^{\epsilon}) = Q_{ei}, \quad (4)$$

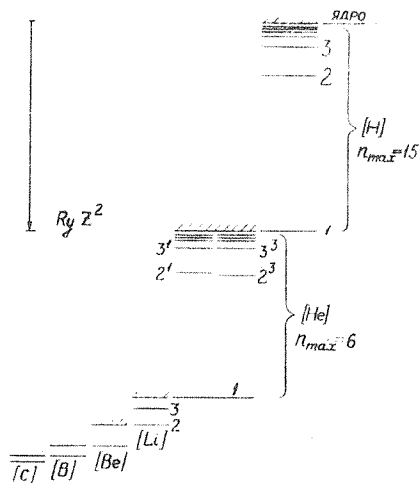
Здесь $p = N_1 (Z T_e + T_i)$ — давление; $\epsilon = 3p/2 + N_1 I$ — сумма тепловой и ионизационной энергий; Q_{ei} — скорость обмена энергией между электронами и ионами; g — геометрический фактор. Значение q_T задавалось выражением $q_T^{-1} = q_{\text{max}}^{-1} + q_{c1}^{-1}$, качественно

правильно описывающим переход от классической теплопроводности, справедливой при $\lambda_{e1}/L_T \ll 10^{-2}$, к насыщению. Эмпирический коэффициент f выбирается путем согласования теории с экспериментом. Распространение излучения описывалось уравнением

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} (r^2 q_L(r)) = Q_L \quad (5)$$

предполагалось, что отражение отсутствует и что поле волны не проникает в область $\rho > \rho_{cr}$. Кроме тормозного поглощения (частота ν_{e1}) эффективно учитывалось резонансное поглощение, приводящее к энерговкладу в тонком пространственном слое между критической точкой ρ_{cr} и точкой Куте ρ^* .

На рис. I показана принятая нами схема уровней. В ионе [H] могут учитываться ВС с $n \leq 15$, в ионе [He] — отдельно синглетные и триплетные уровни с $n \leq 6$. Существенными для гидродинамики атомными характеристиками являются объемная мощность радиационных потерь Q_R , средний заряд ионов $Z = \sum_K \alpha_K Z_K$ и ионизационная энергия $I = \sum_K \alpha_K \tilde{\chi}_K$ ($\alpha_K = N_K/N_1$ — доля ионов в состоянии K; $\tilde{\chi}_K$ — энергия, идущая на образование иона в состоянии K



Р и с. I. Атомная модель

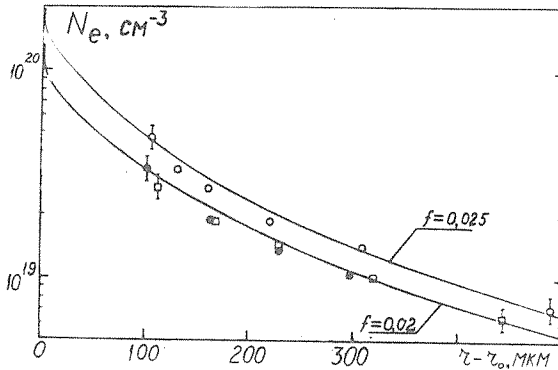
из нейтрального атома). Относительные концентрации описывались кинетическими уравнениями вида (6), где S_K — суммарные мощности источников ионов в состоянии K в единице объема,

$$v d\alpha_K/dr = S_K/N_1 \quad (K = 1 - 31). \quad (6)$$

В кинетике принимались в расчет все столкновительные и радиационные переходы, ионизация электронами со всех уровней, фото- и трехчастичная рекомбинация на все уровни иона предыдущей кратности.

Интегрирование системы (1) — (6) проводилось методом Рунге — Кутты (модификация Мерсона) на ЭВМ PDP-11/70 и велось от точки r_0 с начальными условиями T_{e0} , N_{i0} и v_0 . Начальная плотность существенно превосходит критическую плотность, но меньше плотности твердого тела. Значение dT_{e0}/dr выбирается с тем расчетом, чтобы поток $q_T(r_0)$ компенсировал сумму гидродинамического и ионизационного потоков энергии.

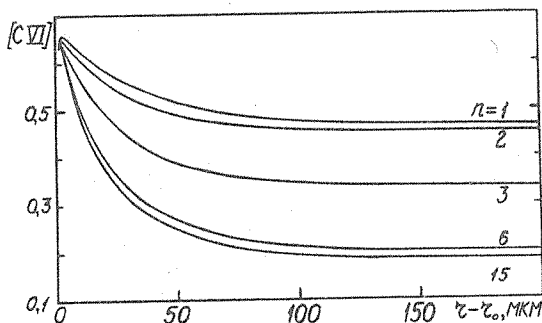
Для согласования расчетных и экспериментальных профилей N_e необходимо допустить сильное ограничение теплопереноса. На рис. 2 приведены значения N_e в углеродной плазме, измеренные



Р и с. 2. Значения N_e , измеренные по штарковскому уширению бальмеровских линий иона CVI : N_e во втором (o) и в третьем (●) порядке дифракции, N_e во втором порядке (□). Расчетные профили N_e для $r_0 = 200$ мкм, $\lambda_L = 1,06$ мкм при $f = 0,02$, $q_L = 0,6 \cdot 10^{12}$ Вт/см² и $f = 0,025$, $q_L = 1,3 \cdot 10^{12}$ Вт/см²

по штарковскому уширению бальмеровских линий, и расчетные профили N_0 при $f = 0,02$ и $f = 0,025$. Это сравнение опирается на аналогию между коническим разлетом плазмы, имеющим место при облучении твердых веществ сфокусированным лазерным пучком, и сферическим разлетом (расчет). Радиус r_0 выбран равным 200 мкм — расстоянию от поверхности до точки схождения образующих конуса разлета.

Сильное ограничение теплопереноса сопровождается образованием скачка разрежения на критической поверхности. В области $\rho > \rho_{ср}$ тепловой поток компенсирует гидродинамический поток энергии, поток ионизационной энергии и радиационные потери. Максимальное число Маха M , до которого теплопроводность обеспечивает ускорение плазмы, определяется из условия $M(1 + M^2/5) = 2\Phi(1 + \epsilon)^{-1}$, где ϵ — отношение суммы ионизационных и радиационных потерь к гидродинамическому потоку энергии, взятое в точке $r_{ср}$. Точка M представляет собой особую точку уравнений гидродинамики, при подходе к которой производные T_e , ρ , v и T_1 стремятся к бесконечности. С физической точки зрения это означает начало гидродинамического разрыва (скачка разрежения) /3/. Дальнейшее ускорение возможно лишь при учете диссипации лазерной энергии в тепло, так что точка M отождествляется нами с критической точкой. Плотность сразу после скачка разрежения, в точке Жуге, определяется из соотношения $\rho^*/\rho_{ср} = 2M^2/(1 + M^2)$. Так проявляется связь между коэффициентом ограничения теплопе-



Р и с. 3. Относительная концентрация иона CVI в области $r > r_{ср}$ при учете 1, 2, 3, 6 и 15 уровней для $q_L = 0,6 \cdot 10^{12}$ Вт/см²

реноса в области $\rho > \rho_{сг}$ и значениями ρ в области $r \geq r^*$. В углеродной плазме при $q_L = (0,5 - 2) \cdot 10^{12}$ Вт/см² и $f = 0,02 - 0,03$, как показывают расчеты, $\epsilon \approx 0,4 - 0,6$, $M \approx 0,23 - 0,4$ и $\rho^*/\rho_{сг} \approx 0,11 - 0,28$. Оценивая особенности данного метода определения f и специфику эксперимента, мы заключаем, что f лежит в пределах $0,02 - 0,03$. В отличие от гидродинамических переменных, относительные концентрации ионов из-за инерционности процесса ионизации меняются на разрыве незначительно ($(Z^* - Z_{сг})/Z < 10^{-2}$). Различие между T_e и ионизационной температурой T_Z , возникающее еще в области $\rho > \rho_{сг}$, в точке Жуге максимально. В области $\rho < \rho_{сг}$ для описания ИС и заселенностей ВС необходимо привлекать 15 уровней (рис. 3), тогда как в области $\rho > \rho_{сг}$ хорошим приближением служит шестилуровневая модель иона [Н]. Зависимость ИС от n_{max} обусловлена наличием ступенчатой ионизации. Для варианта расчета на рис. 3 в области $r > r_{сг}$ при учете двух, трех, шести и 15 уровней в линиях переизлучается соответственно 4,1; 3,4; 2,2 и 2,1% лазерной энергии. Суммарный к.п.д при $n_{max} = 15$ составляет 3,1% (линии) и 0,5% (непрерывное излучение).

Автор признателен Н. А. Коноплеву и Е. А. Кюкову за содействие.

Поступила в редакцию
 28 июня 1983 г.

Л и т е р а т у р а

1. E. Benattar et al., Phys. Rev. Lett., 42, 766 (1979).
2. M. D. Rosen et al., Phys. Fluids, 22, 2020 (1979).
3. Е. Н. Рагозин, П. В. Сасоров, ЖЭТФ, 80, 1371 (1981).