

ОБ ИОНИЗАЦИОННОМ РАВНОВЕСИИ В ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЕ

И. Л. Бейтман, А. Е. Степанов

УДК 533.9.082.5

Решается кинетическая задача о формировании ионизационного равновесия в лазерной плазме. Экспериментальные данные для ионов Fe XXI - Fe XXV описываются с помощью газодинамической модели сферической короны лазерных мишеней. Исследуются зависимости от параметров задачи.

Теоретические и экспериментальные исследования ионизационного равновесия представляют большой интерес для понимания кинетики процессов в лазерной плазме. В настоящее время имеется ряд работ, посвященных расчету ионизационного состава горячей плазмы без учета гидродинамики (см., например, /1-3/). При сравнении этих расчетов с экспериментом оказывается, что вводимая ионизационная температура T_z , определяющая ионный состав в корональном приближении, оказывается существенно меньше температуры электронов плазмы. Кинетика ионизации лазерной плазмы с учетом газодинамики рассматривалась, например, в /4, 5/. Заметим, что двумерные модели типа /4/ отличаются крайней сложностью, в то время как их детальное количественное сопоставление с экспериментом в настоящее время невозможно. В работе /5/ газодинамика рассматривается в предположении отсутствия электронной теплопроводности.

Целью данной работы является построение простой модели, дающей качественное согласие с экспериментом и позволяющей в то же время исследовать основные зависимости ионизационного равновесия от физических параметров задачи. Указанная модель строится на основе модели /6/, в которой предполагается, что коэффициент электронной теплопроводности имеет классическое значение. Эксперименты, выполненные с временным разрешением

/7/, показывают, что для импульсов лазера в наносекундном диапазоне длительности спектр квазистационарен. Это обстоятельство оправдывает использование стационарной модели. Несмотря на то, что течение плазмы при облучении лазером плоских мишеней двумерно, можно надеяться, что допущение о сферической симметрии будет разумным первым приближением в случае, когда пятно фокусировки значительно меньше размеров факела.

Использованная в данной работе газодинамическая модель дает удовлетворительное согласие с совокупностью экспериментальных фактов /3/, полученных для железной мишени.

Будем предполагать, что лазерное излучение поглощается в области плазмы вблизи критической плотности $\rho_{cr} = \omega_0^2 m_1 m_e / 4\pi \bar{z} e^2$, где \bar{z} - средний заряд иона плазмы. Уравнения, описывающие сферически симметричное течение плазмы, имеют вид

$$\rho v r^2 = \text{const}, \quad (Ia)$$

$$v \frac{dv}{dr} + \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dr} = 0, \quad (Iб)$$

$$\rho v \left[\frac{d\varepsilon}{dr} + p \frac{d}{dr} \left(\frac{1}{\rho} \right) \right] = \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} r^2 \alpha_0 T^{5/2} \frac{dT}{dr} + Q_1 + q_{cr} \delta(r - R_{cr}), \quad (Iв)$$

где q_{cr} - плотность потока лазерного излучения в критической точке R_{cr} ; ρ , v , p - плотность, скорость и давление плазмы, ε - удельная внутренняя энергия, T - температура электронов, $\alpha_0 T^{5/2}$ - коэффициент электронной теплопроводности, Q_1 - объемные потери тепла на ионизацию.

Ионизационный состав плазмы в каждой точке описывается относительными концентрациями ионов различной кратности $c_z = n_z m_1 / \rho$, где n_z - объемная концентрация иона со спектроскопическим символом z . Средний заряд плазмы выражается как $\bar{z} = \sum_z (z-1)c_z$, а

$$Q_1 = - \frac{\rho v}{m_1} \sum_z \frac{dc_z}{dr} \sum_{j=1}^{z-1} I_j,$$

где I_z - потенциал ионизации. Кинетика ионизации описывается следующими уравнениями

$$v \frac{dc_z}{dr} = n_e \left\{ c_{z-1} S(z-1-z) - c_z S(z-z+1) + \right. \\ \left. + c_{z+1} \left[\alpha_r(z+1-z) + \alpha_d(z+1-z) + n_e \beta(z+1-z) \right] - \right. \\ \left. - c_z \left[\alpha_r(z-z-1) + \alpha_d(z-z-1) + n_e \beta(z-z-1) \right] \right\}, \quad (2)$$

где $n_e = \bar{z}\rho/m_1$ - плотность электронов, S - скорость ионизации, α_r, α_d - скорости фото- и диэлектрической рекомбинации, β - константа трехчастичной рекомбинации. Формулы для S, α_r, α_d и β взяты из [8/ж]. Система (1) и (2) должна быть дополнена граничными условиями

$$T(R_0) = 0, \quad v(R_0) = 0, \quad v(\infty) = \text{const}, \quad T(\infty) = 0, \quad \rho(R_{\text{сг}}) = \rho_{\text{сг}}, \\ c_1(R_0) = 1; \quad c_z(R_0) = 0, \quad z = 2, \dots, z_{\text{max}}, \quad (3)$$

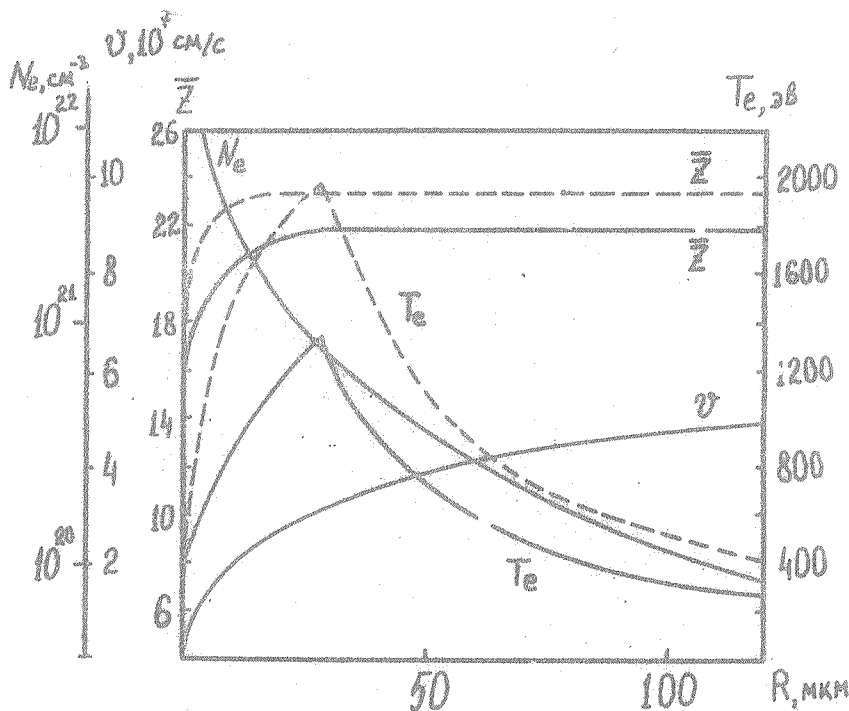
где R_0 - радиус мишени.

При условии $\bar{z} = \text{const}$, $Q_1 = 0$ задача (1) была решена в /6/. Качественное состояние короны при этом зависит от единственного безразмерного параметра $\gamma = \alpha_0^{3/4} Q_0 / \rho_{\text{сг}}^{7/4} R_0^{3/4} (m_1 / \bar{z})^{21/8}$, который определяет, находится ли критическая точка $R_{\text{сг}}$ дальше от поверхности мишени чем точка Жуге R^* (звуковая точка) или нет.

Решение газодинамической части задачи зависит от ионизационной через \bar{z} и Q_1 , причем зависимость от степени ионизации слабая, если рассматривается многозарядная плазма. Взяв зависимости $T(r), \rho(r), v(r)$ из /6/, можно решить задачу (2), которая в этом случае сводится к задаче Коши. Зависимость температуры от радиуса можно найти из уравнения (Iв), если тепловыделение вследствие теплопроводности и работу расширения вычислить, используя решение /6/, а Q_1 вычислять согласованно с (2). Такой подход оправдан в случае малости возмущения, вносимого добавочными членами в решение задачи.

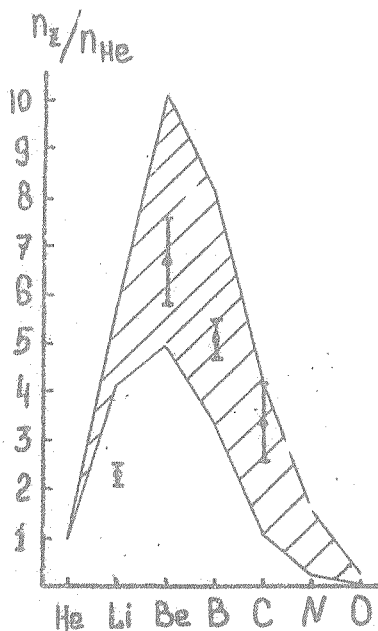
ж) Учитывается трехчастичная рекомбинация только в основном состоянии.

В дальнейшем мы будем рассматривать уравнения (1) - (3) применительно к условиям эксперимента /3/, где плазма получалась в результате воздействия неодимового лазера на плоскую мишень из железа. Т.к. наибольшая электронная температура достигается в области критической плотности, очевидно, что наблюдаемое неэлектронное равновесие определяется, главным образом, параметрами этой области (v , T , n_e и их градиентами). В то же время основным параметром уравнений (1) - (3) является поток \bar{q}_0 .



Р и с. 1. Распределение температуры, плотности, скорости и степени ионизации плазмы в зависимости от расстояния до поверхности мишени (штриховые линии - то же, но без учета потерь энергии на ионизацию)

Вначале рассмотрим решение уравнений (1) – (3) с q_0 , выбранным так, чтобы T в области критической плотности с учетом потерь соответствовала экспериментальному значению (~ 1200 эВ). При этом q_0 составляет 70% потока q_{exp} , измеренного в работе /3/. Зависимости плотности плазмы n_e , среднего заряда \bar{Z} , скорости v и температуры T (сплошные кривые) от расстояния до поверхности мишени приведены на рис. 1. Сравнение полученного ионизационного состава с экспериментальным /3/ приведено на рис. 2. Заштрихована область, в которую попадает рассчитанный ионный состав в точках, лежащих между R_1 , где $T \approx 1200$ эВ, и $R_2 = 300$ мкм. Видно, что рассчитанный ионный состав удовлетворительно согласуется с экспериментальным.



Р и с. 2. Сравнение измеренного и рассчитанного ионного состава плазмы

Рассмотрим теперь влияние изменения параметров модели на ионизационное равновесие. Радиус мишени в данной задаче не является вполне определенной величиной. В соответствии с /3/ он полагался равным 25 - 30 мкм. Если положить $R_0 = 15$ мкм, то приблизительно те же значения ионного состава, что и на рис. 2, получаются при $q_0 = q_{\text{exp}}$. Штриховые линии на рис. 1 демонстрируют влияние потерь на температуру и заряд плазмы. Учет потерь уменьшает температуру примерно на 30%, что приводит к изменению \bar{Z} на 1.

Вопрос о роли линейчатого излучения требует дополнительно-го исследования. В настоящей работе этот эффект учитывался качественно. Поскольку сечение возбуждения обычно в 2 - 3 раза больше сечения ионизации, то потери на линейчатое излучение можно приближенно учесть, увеличив ионизационные потери. Так, увеличение ионизационных потерь в 2 раза приводит к тому, что для согласования T в области критической плотности с экспериментальным значением требуется поток $q_0 = q_{\text{exp}}$, а увеличение в 4 раза требует $q_0 > 2q_{\text{exp}}$. При этом изменение температуры по сравнению с /6/ порядка самой температуры, что выходит за рамки применимости модели. Однако следует отметить, что само ионизационное равновесие при этом меняется мало.

Таким образом, приведенная модель формирования ионизационно-го состава дает, несмотря на ее простоту, удовлетворительное согласие с экспериментом.

Авторы признательны М. А. Мазинг, А. П. Шевелько и Е. А. Юкову за обсуждение работы.

Поступила в редакцию
12 апреля 1982 г.

Л и т е р а т у р а

1. C. Jordan, R. Mon, Astron. Soc., 142, 501 (1969); 148, 17 (1970).
2. Л. П. Пресняков, УФН, 119, 49 (1976).
3. I. L. Beigman et al., Physica Scripta, 23, 236 (1981); М. А. Мазинг, А. П. Шевелько, Препринт ФИАН № 155, М., 1980 г.
4. D. G. Colombant et al., Phys. Fluids, 18, N 12, 1687 (1976).
5. М. Е. Плоткин, Е. Н. Рагозин, Квант. электроника, 8, 1721 (1981).

6. Ю. В. Афанасьев и др., ЖЭТФ, 71, № 2 (8), 594 (1976).
7. Ю. С. Касьянов и др., Письма в ЖЭТФ, 25, 373 (1977); Ю. С. Касьянов и др., Письма в ЖТФ, 3, 1156 (1977).
8. Л. А. Вайнштейн, И. И. Собельман, Е. А. Клов, Возбуждение атомов и уширение спектральных линий, "Наука", М., 1979 г., И. Л. Бейгман, А. М. Урнов, Б. Н. Чичков, Препринт ФИАН № 7, М., 1980 г.