

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕРАВНОВЕСНЫХ ПРОЦЕССОВ В ПОТОКАХ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ

В.А. Грибков, Г.И. Змиевская*, В.Я. Никулин

Экспериментально и численно исследованы неравновесные процессы в сталкивающихся потоках лазерной плазмы.

При экспериментальном исследовании сталкивающихся потоков лазерной плазмы /1, 2/ обнаружены аномалии в величине ионной поляризуемости многозарядной плазмы углерода, которые можно интерпретировать как следствие создания повышенной заселенности возбужденных состояний многозарядного иона CVI.

Для получения плазмы в экспериментах использовалась установка, аналогичная описанной в /3/. Плотность потока излучения в точке фокусировки менялась в пределах $(1 \div 5) 10^{13}$ Вт/см². Луч неодимового лазера разбивался на два пучка с энергией в каждом около 30 Дж (длительность импульса ≈ 12 нс, длительность переднего фронта ≈ 6 нс). Облучение каждой из мишеней производилось со стороны, обращенной к другой мишени. Мишени представляли собой частички из полиэтилена, имеющие форму куба с ребром $\approx 0,2$ мм. Они подвешивались на расстоянии ≈ 1 мм друг от друга на тонких нитях. В экспериментах использована методика скоростного интерферометрического фотографирования в двух длинах волн /3/ ($\lambda_1 = 0,69$, $\lambda_2 = 0,35$ мкм), благодаря которой получены интерферограммы столкновения лазерных плазм, относящиеся к моменту времени через 10 нс после начала действия нагревающего импульса. Показатель преломления плазмы определяется формулой:

$$n - 1 = - 4,49 \cdot 10^{-14} \lambda^2 N_e + 7,128 \cdot 10^{-15} \sum_{i,k} 2\pi \frac{\lambda^2 \lambda_{ik}^2}{\lambda^2 - \lambda_{ik}^2} f_{ik} N_i, \quad (1)$$

где λ — длина волны зондирующего излучения (в см); N_e — электронная плотность; N_i — плотность ионов, находящихся в i -ом состоянии; λ_{ik} , f_{ik} — длина волны излучения и сила осциллятора, соответствующие переходу с i -го на k -й уровень. Для плазмы, в которой одновременно присутствуют ионы разных кратностей ионизации, в формуле (1) необходимо провести дополнительное суммирование по разным сортам ионов. В случае больших длин волн $\lambda \gg \lambda_{ik}$, что справедливо для большинства ионов в горячей плазме, формулу (1) можно записать в виде $n - 1 = - 4,49 \cdot 10^{-14} \lambda^2 N_e + 2\pi \sum_i N_i a_i$, где a_i — поляризуемость атома (или иона), находящегося в i -ом состоянии. Результаты совместной обработки интерферограмм приведены на рис. 1. Из графиков видно, что электронная и, особенно, ионная поляризуемости в районе столкновения резко возрастают по сравнению со свободным разлетом плазмы в случае нагрева одной частички. Поляризуемости a_i ионов углерода, рассчитанные методом постоянной экранирования Слэйттера /1/ с учетом данных /4/, приведены в табл. 1.

Т а б л и ц а 1

Значения ионных поляризуемостей $a_i (10^{24} \text{ см}^3)$, рассчитанные по методу Слэйттера

Ион	n = 0	n = 1	n = 2
CIV	0,245–0,5	4	—
CV	0,00132–0,00139	1,7	13
CVI	0,0005	0,81	6,5

* Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша АН СССР, Москва.

Из таблицы видно, что поляризуемости ионов, находящихся в возбужденных состояниях ($n = 1, 2$), на порядок величины больше поляризуемостей ионов в основном состоянии ($n = 0$) и сравниваются с поляризуемостью электронов $8,8 \cdot 10^{-24} \text{ см}^3$ при $\lambda = 0,35 \text{ мкм}$. Оценки [2,3] показывают реализацию как в разлетающихся, так и в сталкивающихся потоках лазерной плазмы "заморозки" по ионизационным состояниям и $T_e \ll T_i$. Аномально высокая величина поляризуемости ионной компоненты плазмы, полученная в опытах по столкновению углеродных факелов, свидетельствует о наличии заметного количества ионов, находящихся в высоковозбужденных состояниях. Отличие функции распределения ионов по возбужденным состояниям от равновесной в случае холодных электронов может быть связано с процессом фоторекомбинации на высоковозбужденные уровни и с неупругими ион-ионными столкновениями, включая процессы перезарядки. Действительно, при $T_e \sim 1 \text{ эВ}$, $Z \sim 10$ и $N_1^0 \sim 10^{20} \text{ см}^{-3}$ характерное время фоторекомбинации $\tau_{\text{phr}} \sim 10^{-9} \text{ с}$, т.е. меньше τ_{ie} — времени существования плазмы с холодными электронами. Время радиационного распада ионных уровней с большим номером n $\tau_d \sim n^{4,5}/Z^4$ (n — главное квантовое число) может оказаться порядка $10^{-9} - 10^{-10} \text{ с}$. Что касается неупругих ион-ионных столкновений, то соответствующие сечения могут достигать величины $\gg 10^{-19} \text{ см}^2$ в случае киловольтных ионов. Следовательно, при $N_1^0 \sim 10^{20} \text{ см}^{-3}$ характерное время возбуждения ионных уровней $\tau_{\text{ex}} < 10^{-9} \text{ с}$.

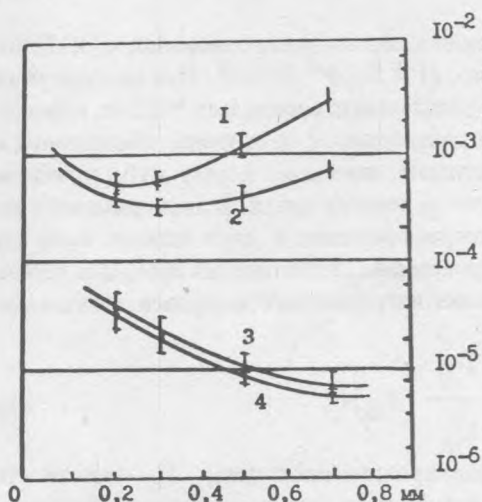
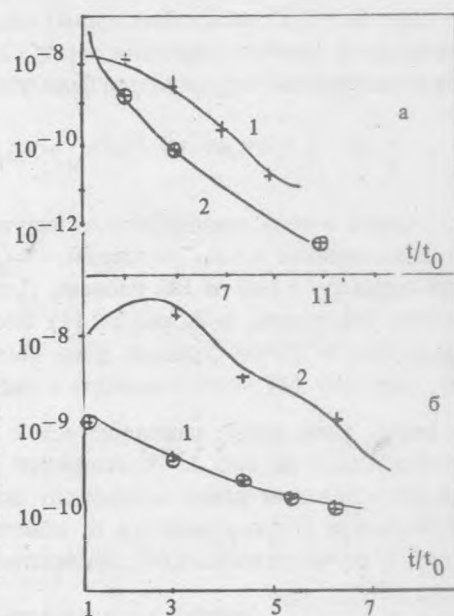


Рис. 1. Распределение поляризуемостей на длине волны 0,347 мкм для электронов (2) и ионов (1) в области столкновения факелов, а также в лазерной плазме, получаемой от одной частички для электронов (3) и ионов (4) соответственно.

Рис. 2. Влияние начальной температуры электронов на соотношение поляризуемости ионной и электронной компонент плазмы: а — $T_e^0 = 1 \text{ кэВ}$, $t_0 \sim (T_e^0)^{-1/2}$, плазма содержит ионы CV, CVI и C $Z = +6$ в основных состояниях; б — $T_e^0 = 1 \text{ эВ}$, $t_0 \sim (T_e^0)^{-1/2}$, моделируется среда, содержащая CV в 1-ом и 2-ом возбужденных состояниях и CVI в основном состоянии; 1 — временная зависимость электронной поляризуемости; 2 — временная зависимость суммарной ионной поляризуемости.



Очевидно, рассмотренные процессы могут привести к инверсной заселенности также при цилиндрическом сжатии (пинч-эффект) и в сильноионизованной плазме кумулятивных струй. Особо следует отметить возможность создания аналогичного эффекта в плазме за счет метастабильных уровней [2], что связано с отсутствием процесса расселения метастабильных уровней по соседним близкорасположенным уровням за счет электронного удара вследствие низкой электронной температуры плазмы. Такая плазма может быть использована для создания в ней инверсной заселенности, т.е. она может быть использована в качестве активной среды для лазеров. Ввиду наличия большого количества параметров, которые могут повлиять на результирующий коэффициент усиления (геометрические факторы, плотность, зарядовый со-

став плазмы, функции распределения компонент плазмы и др.), представляется целесообразным осуществить численное моделирование основных процессов, протекающих в плазменных образованиях с тем, чтобы математическая схема оптимизации создания инверсной заселенности позволила бы в дальнейшем проводить целенаправленные эксперименты.

При численном моделировании сталкивающихся потоков лазерной плазмы возникает необходимость анализа следующих задач: 1) определения состава, плотности и температуры компонент плазмы многозарядных ионов в функции времени для различных точек объема вещества сталкивающихся или разлетающихся потоков плазмы; 2) сопоставления воздействия электромагнитных полей, возникающих при движении заряженных частиц и плазменных столкновений, на ускорение ионов различной кратности заряда и различной массы; 3) оценки эффективности неупругих столкновений различной природы в связи со сравнительной характеристикой физических механизмов создания инверсной заселенности возбужденных многозарядных ионов. Ниже речь пойдет о последней из перечисленных задач.

К исследованию кинетики лазерной разлетающейся плазмы и сталкивающихся ее потоков применялись численные методы решения систем кинетических уравнений бальцмановского типа для описания пространственно-временной эволюции одночастичных функций распределения частиц по скоростям и неравновесно заселенным уровням внутренней энергии для случая однородного расширения (или сжатия) среды /5/. Подход к моделированию неравновесных сред осуществляется численным решением систем стохастических дифференциальных уравнений /6/, отражающих свойства скачкообразных марковских процессов, моделирующих столкновения. Постоянство скорости разлета позволяет преобразовать уравнения Больцмана, учитывающие пространственную неоднородность течения, к уравнениям, стохастический аналог которых допускает использование пространственно однородных моделей.

Обоснование такого подхода содержится в /7/. Таким образом, за время T в среде сначала последовательно моделируется процесс столкновительной релаксации в единице объема с шагом Δt_1 , а затем с шагом Δt_2 рассматривается бесстолкновительный разлет со скоростью v_0 ; $\Delta t_{1,2} \in [0, T]$.

В качестве примера использования численного метода стохастического моделирования в задачах исследования лазерной плазмы анализируются ионизационно-рекомбинационные процессы и сверхупругие столкновения, а также процессы возбуждения уровней внутренней энергии электронным ударом. Рассмотрены два варианта смесей — плазма с $T_e^0 = 1$ кэВ и с $T_e^0 = 1$ эВ. В первом случае смесь содержала многозарядные ионы в основном состоянии, во втором в рассмотрение было принято два уровня внутренней энергии иона CVI. На рис. 2а вклад электронной поляризуемости выше, чем вклад, вносимый ионами CV, CVI и C $Z = 6$. Из рис. 2б видно, что в плазме с "холодными" электронами и возбужденными ионами в течение всего вычислительного эксперимента ионная поляризуемость оказывается больше электронной на 1-2 порядка по величине.

Авторы благодарны А.А. Пярнпуу и В.И. Шематовичу за участие в разработке численного метода и сотрудничество, а также О.Н. Крохину и М.Я. Марову за внимание к работе и полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Грибков В. А., Никулин В. Я., Склизков Г. В. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 2, 45 (1971).
2. Афанасьев Ю. В. и др. Препринт ФИАН № 87, М., 1973.
3. Басов Н. Г. и др. ЖЭТФ, 54, 1073 (1968).
4. Dalgaard A. Advances Phys., 11, № 44, 281 (1962).
5. Черемисин Ф. Г. ДАН СССР, 163, № 2, 315 (1965).
6. Леонтович М. А. ЖЭТФ, 5, вып. 3-4, 211 (1935).
7. Змиевская Г. И., Пярнпуу А. А., Шематович В. И. Препринт ИПМ № 116, М., 1980; ДАН СССР, 248, № 3, 561 (1979); Пярнпуу А. А., Шематович В. И., Змиевская Г. И. ДАН СССР, 258, № 4, 815 (1981); Шематович В. И., Змиевская Г. И., Пярнпуу А. А. ДАН СССР, 266, № 3, 573 (1982).