

УДК 533.9

ПЕРЕОХЛАЖДЕНИЕ ГОРЯЧЕГО ЯДРА ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬЮ В ОКРУЖАЮЩУЮ ХОЛОДНУЮ ПЛАЗМУ

С. А. Майоров

При острой фокусировке сверхкороткого и сверхмощного лазерного импульса в газе горячее ядро лазерной плазмы многозарядных ионов окружено обширной плазменной областью со значительно более низкой температурой. Показана возможность значительного и быстрого, по сравнению с релаксационными временами, охлаждения горячего ядра плазмы электронной теплопроводностью в окружающую холодную плазму. Переохлаждение плазмы многозарядных ионов за счет теплопроводности улучшает условия для получения инверсной заселенности ионных уровней и усиления излучения в далеком ультрафиолете.

Эксперименты последних лет по созданию лазерной плазмы многозарядных ионов путем фокусировки в газе излучения сверхмощных и сверхкоротких лазерных импульсов демонстрируют возможность достижения параметров, необходимых для лазеров с рекомбинационной накачкой [1] в области вакуумного ультрафиолета [2, 3].

Многофотонная ионизация приводит к образованию полностью ионизованных ионов с зарядом $z = 5 - 10$ при интенсивности лазерного излучения $10^{18} - 10^{19} \text{ Вт/см}^2$. Величина тепловой энергии электронов после прохождения лазерного импульса при различных оценках может иметь значительный разброс. Например, в работе [3] для лазерной плазмы в неоне с плотностью атомов 10^{20} см^{-3} , создаваемой при воздействии лазерного излучения интенсивности 10^{18} Вт/см^2 , с длиной волны 248 нм , длительностью импульса 350 фс , электронная температура имеет весьма значительную величину $800 - 1200 \text{ эВ}$. Но для получения высоких коэффициентов усиления на переходах водородо-

гелиеподобных ионов температура в этих условиях должна быть порядка 40 эВ. Поэтому в [3] сделан вывод о сложности использования такой плазмы для рекомбинационных лазеров.

В большинстве экспериментов из-за острой фокусировки лазерного излучения в плазме возникает большой градиент электронной температуры. Поэтому за счет высокой электронной теплопроводности возможен значительный по величине и быстрый теплоотвод в окружающую плазму, которая характеризуется значительно более низкими температурой и степенью ионизации. Качественному анализу этого эффекта посвящена данная работа.

Радиационное охлаждение горячего ядра лазерной плазмы [4 – 6]. Оценим сначала времена радиационного охлаждения горячего ядра лазерной плазмы в режиме объемного высвечивания. Энергия, теряемая плазмой (ее электронной компонентой) за счет тормозного излучения [4], $Q_b = 1,54 \cdot 10^{-32} z^2 T_e^{1/2} N_i N_e \text{ Вт/см}^3$, энергия фоторекомбинационного излучения [5] $Q_{pr} = 5 \cdot 10^{-31} z^4 T_e^{-1/2} N_i N_e \text{ Вт/см}^3$. Отношение мощностей тормозного и фоторекомбинационного излучений составляет величину $Q_b/Q_{pr} = T_e/30z^2$. Для $z = 7$ и $T_e < 1 \text{ кэВ}$ фоторекомбинационное излучение преобладает над тормозным. Для оценки характерного времени охлаждения плазмы за счет радиационных потерь рассмотрим случай низкой электронной плотности $N_e < N_{epr} = 3,1 \cdot 10^{13} T_e^{3,75} / z \text{ см}^{-3}$, когда фоторекомбинация преобладает над столкновительной электрон-ионной рекомбинацией [7]. Для $z = 7$ и $N_e = 2 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ электронная температура $T_{epr} = 50 \text{ эВ}$ является граничной для режима низкой электронной плотности. Время охлаждения электронов из-за фоторекомбинационного высвечивания при начальной электронной температуре $T_e = 100 \text{ эВ}$ будет равно $\tau_{pr} = 3T_e N_e / 2Q_{pr} = 1 \text{ нс}$, время охлаждения при начальной температуре 1 кэВ, соответственно, $\tau_{pr} = 30 \text{ нс}$. Охлаждение за счет перехода тепловой энергии в энергию газодинамического движения активно исследовалось для лазерной плазмы, разлетающейся в вакуум [6], но при фокусировке лазерного излучения в газе разлетное охлаждение не является эффективным из-за торможения потока и формирования ударной волны [7].

Переохлаждение горячего ядра лазерной плазмы за счет электронной теплопроводности. Рассмотрим процесс охлаждения горячего ядра лазерной плазмы за счет теплоотвода в окружающую холодную плазму. Предположим, что маленькая горячая, сильно ионизованная область $r < r_0$ окружена холодной, однородно ионизованной плазмой со средним зарядом ионов z_0 и электронной температурой $T_0 \ll T_{max}$; плотность ионов (тяжелых частиц) N_i всюду одинакова. Положим, что нет неупругих процессов

и нет теплообмена между ионами и электронами. В этом случае для анализа можно использовать известное решение задачи о распространении тепловой волны в среде с нелинейным коэффициентом теплопроводности от мгновенного точечного источника.

Исследуем временную зависимость температуры электронов в горячем ядре при различных параметрах задачи – радиусе ядра горячей плазмы r_0 , начальной электронной температуре в нем T_{max} , заряде ионов в горячем ядре z_{max} , в окружающей плазме z_0 . Распространение волны теплопроводности описывается уравнением

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{r^s} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^s \chi \frac{\partial T}{\partial r} \right),$$

где $s = 0, 1, 2$ для случаев плоской, цилиндрической и сферической симметрии. Коэффициент электронной температуропроводности для плазмы может быть записан в виде $\chi = aT^n$; для электронной теплопроводности показатель степени $n = 5/2$. Рассмотрим вначале сферически симметричный случай $s = 2$. Положим, что температура окружающего газа $T_0 = 0$ и что тепловая энергия мгновенно выделяется в точке $r = 0$ в момент времени $t = 0$. Тогда решение зависит только от автомодельной переменной $\xi = r/(aQ^n t)^{1/(3n+2)}$, где $Q = \int T dV$ – константа, характеризующая источник температуры (энерговклад). Решение имеет вид $T(\xi) = T_c [1 - (r/r_f)^2]^{1/n}$, где радиус фронта тепловой волны $r_f = \xi_1 (aQ^n t)^{1/(3n+2)}$, T_c – температура в центре, значение константы $\xi_1 \approx 1$ [7]. Средняя температура электронов внутри волны теплопроводности $r < r_f$ равна $T_{pl} = 3Q/4\pi r_f^3$, и из-за сильной зависимости коэффициента теплопроводности от температуры она мало отличается от температуры в центре T_c [7]. Поэтому для оценки температуры в центре будем полагать

$$T_c \approx (Q^{2/3}/at)^{3/(3n+2)} \sim t^{-6/19},$$

где константа источника температуры $Q = 4\pi r_0^3 z_{max} T_{max}/3z_0$, коэффициент электронной температуропроводности при $z_0 = 1$ равен $\chi = 2\kappa_e/3N_e \approx 6,32T_e\tau_e/m_e$, κ_e – коэффициент электронной теплопроводности, $\tau_e = 3,5 \cdot 10^4 T_e^{3/2}/(\Lambda/10)z_0^2 N_i$ с – время между электронными столкновениями, Λ – кулоновский логарифм [8]. Применимость этой модели ограничена условием $T_0 < T_c < T_{max}$.

Для малых времен, когда радиус фронта тепловой волны $r_f < r_0$, автомодельное решение для источника конечного размера несправедливо. В этом случае можно воспользоваться оценкой для длины волны прогрева из источника с постоянной температурой

$\sim (\chi t)^{1/2}$ [7], тогда для радиуса теплового фронта имеем $r_f = r_0 + (\chi t)^{1/2}$. Полагая температуру внутри тепловой волны постоянной, из закона сохранения энергии получаем

$$T_{pl} = 3Q/4\pi(r_f^3 + (z_{max}/z_0 - 1)r_0^3) = z_{max}T_{max}/(r_f^3/r_0^3 + z_{max}/z_0 - 1).$$

Для цилиндрической геометрии аналогично получаем следующую оценку температуры в центре цилиндра:

$$T_c \approx (Q/at)^{1/(n+2)} \sim f^{-2/7},$$

где константа источника температуры $Q = \pi r_0^2 z_{max} T_{max} / z_0$. Для малых времен, когда радиус фронта тепловой волны в автомодельном решении $r_f < r_0$, аналогично сферически-симметричному случаю, получаем $r_f = r_0 + (\chi t)^{1/2}$, и температура плазмы внутри тепловой волны равна

$$T_{pl} = Q/\pi(r_f^2 + (z_{max}/z_0 - 1)r_0^2) = z_{max}T_{max}/(r_f^2/r_0^2 + z_{max}/z_0 - 1).$$

Сравнение временных зависимостей падения температур для случаев сферической и цилиндрической симметрии показывает их незначительное отличие. Причина состоит в том, что в цилиндрической геометрии замедленное падение температуры из-за геометрического фактора почти целиком компенсируется более быстрым движением теплового фронта. Поэтому при анализе эксперимента, где реальная картина практически всегда имеет сложную геометрическую структуру, можно с хорошей точностью пользоваться простым автомодельным решением.

Результаты оценок для температуры электронов в горячем ядре лазерной плазмы для различных моментов времени приведены в таблице 1. Параметры, характеризующие начальный сгусток плазмы: r_0 , T_{max} , z_{max} и окружающую холодную плазму z_0 , а также геометрия разлета, выбирались в соответствии с экспериментами, выполненными для азота [8], неона [2] и гелия [10].

Расчеты 1-12 сделаны для азота, 1-8 в сферической геометрии, 9-12 в цилиндрической геометрии, плотность электронов в горячем ядре $N_e = 2 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$, $z_{max} = 7$. Расчеты 13-18 сделаны для неона в цилиндрической геометрии, плотность электронов в горячем ядре $N_e = 10^{20} \text{ см}^{-3}$, $z_{max} = 10$. Расчеты 19-23 сделаны для гелия в цилиндрической геометрии, плотность электронов в горячем ядре $N_e = 6 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, $z_{max} = 2$.

Т а б л и ц а 1

Параметры плазмы и температуры электронов в различные моменты времени

N	z_0	r_0 , мкм	T_{max} , эВ	T_e , эВ при временах				
				100 фс	1 пс	10 пс	100 пс	1 нс
1	1	5	100	48,6	29,9	16,7	8,7	4,4
2	1	5	1000	121,3	61,9	30,8	15,1	7,3
3	5	5	100	90,8	50,7	26,5	13,3	6,6
4	5	5	1000	188,3	93,6	45,9	22,3	10,8
5	1	20	100	73,7	52,9	33,4	18,9	10,0
6	1	20	1000	254,1	138,4	71,2	35,5	17,5
7	1	5	100	60,4	41,7	26,1	15,2	8,4
8	1	5	1000	200,4	113,2	61,5	32,7	17,2
9	5	5	100	85,7	64,4	36,6	20,0	10,6
10	5	5	1000	271,5	146,1	77,2	40,4	21,1
11	1	20	100	82,1	64,3	45,4	28,9	17,0
12	1	20	1000	366,5	223,7	127,7	69,8	37,2
13	1	5	200	80,1	50,2	29,2	16,2	8,7
14	1	5	2000	218,2	118,7	63,1	33,1	17,3
15	8	5	200	140,9	78,3	42,1	22,3	1,7
16	8	5	2000	307,0	161,4	84,2	43,8	2,7
17	1	20	200	123,3	87,1	55,7	32,8	8,3
18	1	20	2000	430,8	246,1	134,7	71,9	37,8
19	1	2	100	41,7	24,0	13,2	7,1	3,7
20	1	2	500	77,0	41,4	21,9	11,5	6,0
21	0,1	2	100	25,5	14,9	8,3	4,5	2,4
22	0,1	2	500	48,4	26,2	13,9	7,3	3,8
23	0,1	10	500	106,6	61,2	33,6	17,9	9,4

Из полученных оценок и приведенных в таблице данных следует, что электронная теплопроводность из горячего ядра лазерной плазмы в окружающую холодную плазму является значительно более эффективным каналом охлаждения, чем традиционный механизм радиационного охлаждения. Этот же канал охлаждения лазерной плазмы в качестве основного отмечен в работе [11].

- [11] Glover T. E., Crane J. K., Perry M. D., Lee R. W., Falcone R. W. Phys. Rev. E, **57**, 982 (1998).

Институт общей физики РАН

Поступила в редакцию 20 мая 1998 г.