

УДК 533.601+533.95

А. М. Оришич, А. Г. Пономаренко, В. Н. Снытников

УПРАВЛЕНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ СТРУКТУРОЙ ОБЛАКА ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ ПРИ ЕГО РАЗЛЕТЕ В ВАКУУМ

Сферическое облако лазерной плазмы наиболее подходит для исследований ряда фундаментальных процессов физики плазмы, среди которых можно назвать взаимодействие движущейся плазмы с магнитным полем и с замагниченной средой, коллективное ускорение ионов и «аномальную» ионизацию нейтрального газа [1]. При использовании облака плазмы необходимо знать закономерности расширения плазмы в вакуум, изучение которых представляет также самостоятельный интерес, вызванный работами в области ЛТС [2], лабораторным моделированием астрофизических явлений взрывного характера и другими приложениями [3].

В многочисленных исследованиях лазерной плазмы выделяются три основных направления. Первое, связанное с ЛТС, изучает динамику вещества вблизи мишени с концентрацией плазмы порядка критической величины $n_* = \rho_*/M = m\omega^2/4\pi e^2$ для излучения с частотой ω (M — масса ионов фона). Различные аспекты течения плазмы в этом случае могут быть описаны квазистационарными гидродинамическими моделями с учетом конечной теплопроводности, переноса излучения и его поглощения [2]. Единственный параметр, определяющий состояние короны, $\gamma_0 = \kappa_0^{3/4} q / (\rho_*^2 R_0^3)^{1/4} \times (M/z)^{21/8}$ зависит от плотности ρ_* , мощности q и частоты излучения $\omega = 2\pi c/\lambda$ ($\kappa_0 \sim 1/ze^4 \Lambda n^{1/2}$ — коэффициент электронной теплопроводности). В [4] методом численного моделирования показано, что при стационарном облучении в отсутствие теплопроводности учет динамики испарения вещества и экранирования мишени плазмой при вспышке поглощения в парах приводит к решению в виде периодического режима формирования плазмы, характерное время которого равно газодинамическому $\tau \sim R_0/c_0$ (R_0 — размер мишени, c_0 — скорость звука).

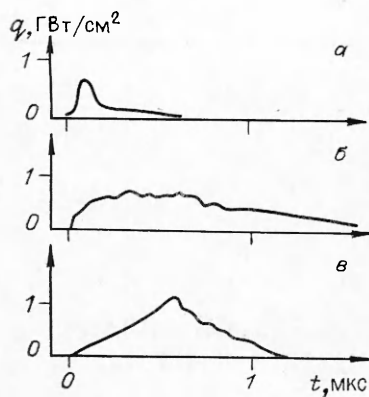
Второе направление связано с изучением нестационарных физических процессов в бесстолкновительной плазме короны. В одной из первых работ [5] о расширении плазмы в вакуум с изотермическими электронами найдено автомодельное решение с экспоненциально спадающей плотностью и линейно растущей скоростью ионов. В [3, 6—8] рассмотрены влияние быстрых немаксвелловских электронов и многокомпонентного состава ионов, движение ионного фронта и возбуждение волн. Экспериментальные результаты по течению плазмы в подобных условиях приведены в [9]. Разлет конечного сгустка плазмы исследован в [10], его дополнительный нагрев или охлаждение — в [11]. Все полученные решения обладают фактически монотонной, близкой к [5] пространственной зависимостью плотности плазмы в короне.

Третье направление [12] связано с анализом кинетических процессов ионизации и рекомбинации, учет которых для лазерной плазмы меняет относительные количества нейтралов и многозарядных ионов, но качественно не влияет на их функции распределения.

В [1, 13], по-видимому, впервые было обращено внимание на трансформацию функции распределения ионов $f_i(v)$ и пространственной структуры короны с изменением длительности лазерного излучения. Экспериментально показано, что увеличение длительности лазерного импульса в диапазоне 0,1—1 мкс при плотности мощности $\sim 10^{10}$ Вт/см² приводит к значительному росту относительного числа быстрых ионов вплоть до образования резкого максимума $f_i(v)$ вблизи высокоэнергетической границы их спектра. В пространстве этот максимум проявляется в виде сферической оболочки повышенной концентрации, содержащей до 50 % энергии и до 25 % числа частиц облака. Оболочка имеет толщину $\Delta R/R \leq 0,1$ и устойчива при разлете до больших расстояний. Существование такой оболочки связано в [13] с условиями формирования плазмы вблизи мишени.

Настоящая работа посвящена дальнейшему изучению экспериментально и методами численного моделирования физических процессов, определяющих наблюдаемую трансформацию распределения плотности в облаке лазерной плазмы, и разработке методов управления параметрами облака.

Экспериментальные результаты. Опыты проводились на стенке КИ-1, включающем вакуумную камеру диаметром 1,2 и длиной 5 м с остаточным давлением 10^{-4} Па. В качестве мишени использовалась капровая



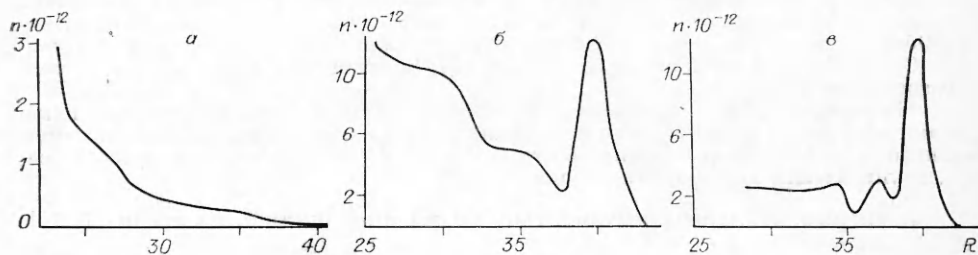
Р и с. 1

Эксперименты показали, что при диаметре пучка, значительно превышающем диаметр нити, в плоскости, перпендикулярной нити мишени, наблюдалась аксиальная симметрия потока (отклонение $\pm 10\%$). Однако для направления вдоль оси мишени зарегистрировано уменьшение потока ионов $j_R \sim \sin^3 \theta$. Методика определения полного числа частиц и энергии облака описана в [16]. В данных экспериментах, как и в [1, 13], изменение условий формирования плазмы осуществлялось варьированием параметров лазерного излучения, типичные осциллограммы которого приведены на рис. 1. Соответствующие распределения концентрации плазмы $n_e(r)$ к $t = 3$ мкс представлены на рис. 2. Для малой длительности импульса ($\tau_r \approx 0,1$ мкс) зависимость $n_e(r)$ показывает обычное уменьшение числа частиц с ростом расстояния. Однако увеличение τ_r при той же плотности мощности привело к принципиальному изменению структуры лазерной плазмы (рис. 2, б, в). Облако характеризовалось не только значительным ростом количества быстрых ионов в диапазоне скоростей $(0,8-1,3) \cdot 10^7$ см/с при $q = 10^9$ Вт/см², но и образованием резкого максимума плотности на его переднем фронте. Важно, что в формировании оболочки принимали участие легкие ионы водорода и ионы углерода с максимальным для данной плазмы значением $z = 4$ [1]. В оболочке толщиной ~ 2 см при $R \approx 30$ см содержалось до 25% числа ионов и до 50% энергии облака. Увеличение τ_r до 2-3 мкс приводило к потоку плазмы, состоящему из серии пиков (осциллограмма рис. 3). Сложную структуру облака, т. е. наличие нескольких расширяющихся оболочек, можно наблюдать по его фотографиям [1].

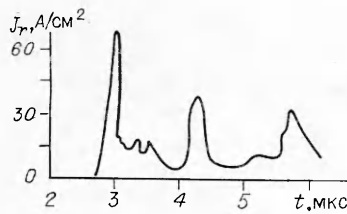
Совокупность экспериментальных данных позволяет высказать следующее предположение. С увеличением длительности импульса на динамику плазменной короны начинает оказывать существенное влияние нестационарность формирования плазмы вблизи мишени, которая обусловлена как конечной величиной фронта импульса излучения τ_f , превышающей гидродинамические масштабы $\tau_f > R_0/c_0$, так и неустойчивостью процесса формирования плазмы [4] при воздействии излучения на мишень. В результате могут создаваться несколько последовательных ак-

$\varnothing 0,27$ мм нить ($C_6H_{11}ON$). Излучение лазерного источника ($\lambda = 10,6$ мкм) делилось на два пучка, которые направлялись на мишень с противоположных радиальных сторон. Диаметр пучков вблизи мишени ~ 4 мм.

Измерение концентрации плазмы осуществлялось двойными электрическими зондами [14], расположенными под разными углами и на разных расстояниях от мишени. Зарядово-массовый состав облака определялся анализатором времяпролетного типа [15]. Контроль формы облака кроме зондов проводился также фотографированием свечения облака на ЭОП [1].



Р и с. 2



Р и с. 3

сиально-симметричных сгустков, расширяющихся радиально с разными скоростями, а также один сгусток с непрерывно изменяющейся скоростью. Их взаимодействие или перераспределение плотности внутри одного, происходящее уже на стадии инерционного движения, и приводит к перестройке структуры облака плазмы.

Численная модель. Для детального изучения влияния нестационарных условий создания плазмы на динамику и структуру короны на динамику и структуру короны применялась одножидкостная двухтемпературная гидродинамическая модель. Решалась система уравнений

$$(1) \quad \frac{\partial n}{\partial t} + \frac{1}{r^\nu} \frac{\partial (r^\nu n v)}{\partial r} = 0, \quad \frac{\partial (n v)}{\partial t} + \frac{1}{r^\nu} \frac{\partial (r^\nu n v^2)}{\partial r} = - \frac{\partial (p_i + p_e)}{\partial r},$$

$$\frac{\partial \varepsilon_i}{\partial t} + \frac{1}{r^\nu} \frac{\partial}{\partial r} [r^\nu v (p_i + \varepsilon_i)] = - n v \frac{\partial p_e}{\partial r}, \quad \varepsilon_i = \frac{n T_i}{\gamma - 1} + \frac{n v^2}{2},$$

$$\frac{\partial T_e}{\partial t} + v \frac{\partial T_e}{\partial r} + T_e \frac{(\gamma - 1)}{r^\nu} \frac{\partial (r^\nu v)}{\partial r} = 0, \quad p_e = n T_e, \quad p_i = n T_i$$

($\gamma = 5/3$, $\nu = 0, 1, 2$ для плоской, цилиндрической и сферической симметрии соответственно). Уравнения обезразмерены на R_0 — радиус мишени, T_0 — температуру электронов на границе мишени, $n_* M$ — критическую плотность, $\tau = R_0/c_0 = R_0(M/T_e)^{1/2}$ — масштаб времени. Задача решалась со следующими граничными условиями на поверхности мишени для источника плазмы, координата которого $r = R_0$ считалась неизменной:

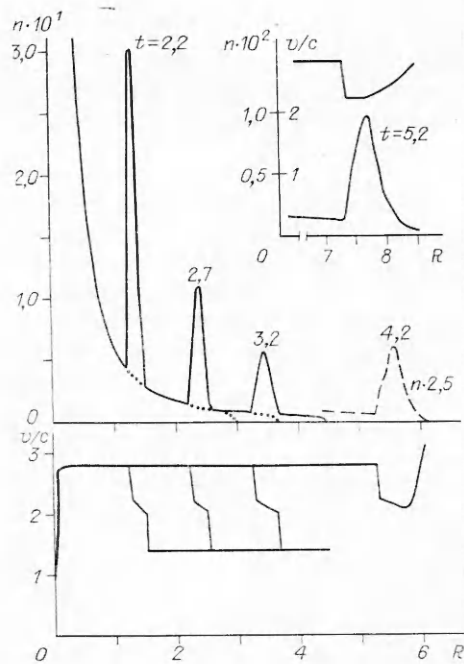
$$(2) \quad n|_{r=R_0} = n_*, \quad T_e = f(t), \quad v = T_e^{1/2} = f^{1/2}(t), \quad T_i = T_0.$$

На границе с вакуумом, положение которой находилось из решения, предполагалось $p_i = p_e = 0$. При выключении источника плазмы вместо (2) использовалось

$$(3) \quad \left. \frac{\partial n}{\partial r} \right|_{r=R_0} = \frac{\partial T_e}{\partial r} = \frac{\partial T_i}{\partial r} = 0, \quad v|_{r=R_0} = 0.$$

Система (1) с выписанными граничными условиями определяет математическую постановку задачи. Нестационарность формирования плазмы учитывалась через изменение граничных условий $f(t)$.

Как следует из [2], для интересующих нас значений плотности мощности $q \leq 10^{11}$ Вт/см², $\lambda = 10,6$ мкм точка Жуге R_c и точка с критической плотностью R_* пространственно практически совпадают и находятся вблизи поверхности мишени: $R_* \approx R_c \approx 1,2R_0$. Поэтому за исходную точку численной модели принята точка Жуге со скоростью плазмы, равной звуковой, и плотностью, равной критической. В качестве типичных начальных условий принимались $T_e = T_i = 30$ эВ, $n_* = 10^{19}$ см⁻³, что



Р и с. 4

отвечает $q \approx 10^{10}$ Вт/см² [47]. При данных параметрах длины пробега $\lambda_{ee} \approx \lambda_{ei} \approx \lambda_{ii} \approx 6 \cdot 10^{-4}$ см, т. е. $\lambda/R_* \ll 1$, что свидетельствует об ограниченности электронной и ионной теплопроводности и о слабом влиянии других диссипативных процессов вблизи мишени. Для адиабатического расширения с $\gamma = 5/3$ и $T/n^{\gamma-1} \sim Tr^{4/3} = \text{const}$ имеем $\lambda/r \sim T^2(nr)^{-1} \sim r^{-5/3}$. Это дает основание считать плазму на больших расстояниях ($r \gg R_0$) столкновительной и описывать ее в гидродинамическом приближении (1). Система (1) решалась численно способом, близким к методу крупных частиц [48]. Его относительно большую численную вязкость необходимо принимать во внимание при анализе полученных данных.

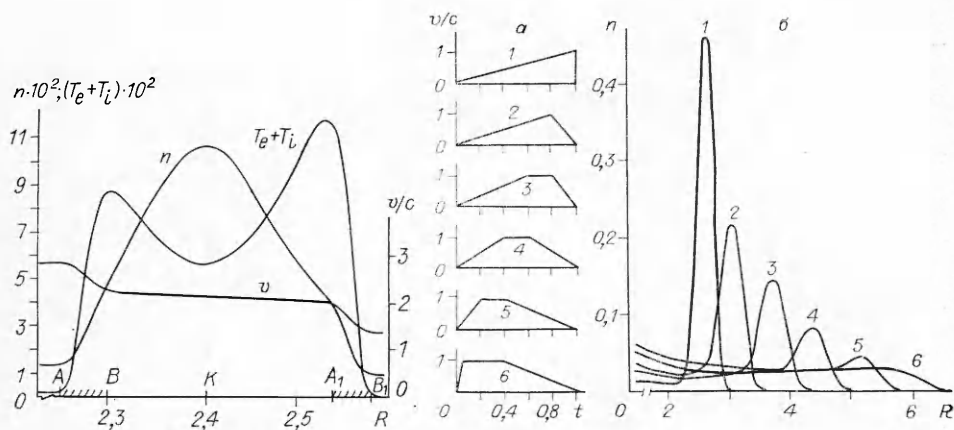
Результаты моделирования. А. Рассмотрим прежде всего столкновение двух потоков, взяв функцию $f(t)$ в виде «ступеньки»:

$$f(t) = \begin{cases} T_0, & t < \tau_0, \\ T_1, & t \geq \tau_0. \end{cases}$$

Решение задачи зависит от временной задержки τ_0 , которая однозначно связана с массой и энергией первого потока, и от отношения температур $T = T_1/T_0$ истечения в точке Жуге. В момент времени τ_0 , когда скачком меняется температура, возникает разрыв, распад которого происходит в нестационарных условиях расширяющихся потоков. Величина T , задающая одновременно и соотношение скоростей потоков, определяет характер распада. При $T < 1$ можно ожидать возникновения области разрежения между истекающими потоками, а при $T > 1$ — области сжатия.

На рис. 4 приведены распределения плотности и скорости плазмы в пространстве для сферически-симметричного случая с $\nu = 2$, $\tau_0 = 1,6$ и $T = 4$ в общей картине взаимодействия двух потоков на больших пространственно-временных масштабах. Видно, что возмущение, зародившись на границе, движется по квазистационарному профилю плазмы в сторону вакуума. В возмущении происходит переход от высокоскоростного второго потока к медленному первому. В процессе движения возникающая оболочка включает в себя весь первый поток и выходит на границу с вакуумом. С этого момента времени ($t \approx 3,7$) пространственная зависимость скорости меняет свой характер. Сформировавшаяся оболочка ускоряется под действием налетающей быстрой плазмы и расширяется в процессе движения. Внешний фронт оболочки движется быстрее внутреннего, благодаря чему вид возмущения становится несимметричным. Крутой внутренний спад плотности и более пологий внешний качественно совпадают со структурой оболочки, наблюдаемой в эксперименте (см. рис. 2, б, в). В асимптотике скорость всего сгустка сравнивается со скоростью второго потока, и возмущение устойчиво распространяется в режиме инерционного движения ионов.

При выборе условий истечения (2) скорость движущейся плазмы превышает соответствующую локальную скорость звука. Известно [49], что сверхзвуковое столкновение газов ведет к образованию двух ударных волн (УВ), каждая из которых движется в своем газе от контактной границы. Поэтому можно ожидать, что переходная область между плазменными потоками заключена между двумя УВ. Детально структура возмущения показана на рис. 5 в момент времени $t = 2,7$. На графике распределения скорости в пространстве четко выделяются области AB , A_1B_1 — размазанные счетной вязкостью фронты УВ, точка K — контактная граница между потоками. По обе стороны контактной границы в возмущении расположена плазма первого N_1 и второго N_2 потоков, нагретая УВ. Как показал расчет, до момента выхода сформированной оболочки на границу с вакуумом выполняется условие $N_1 \approx N_2$ (отклонение не превышает 5 %). Это означает, что потоки массы, проходящие через УВ, совпадают. Вывод о наличии двух УВ, распространяющихся от контактной поверхности, подтверждается выполнением в областях AB и A_1B_1 условий Гюгонио, рассчитанных по сумме всех температур. Так, в ка-



Р и с. 5

Р и с. 6

честве примера для внутренней ударной волны AB полученное в расчетах значение $T_2/T_1 \approx 56$ совпадает в пределах точности разностного метода с отношением температур, которое может быть найдено из выражения $T_2/T_1 = [2\gamma M_1^2 - (\gamma - 1)] [(\gamma - 1) M_1^2 + 2] / (\gamma + 1)^2 M_1^2$ ($M_1 = u_1/c_1 \approx 14$, u_1 — скорость потока перед УВ в ее системе отсчета).

Для бесконечно сильных УВ с $M_1 \rightarrow \infty$ и $\gamma = 5/3$ предельное поджатие плотности за фронтом волны $\rho_2/\rho_1 = (\gamma + 1)/(\gamma - 1) = 4$. В нашем случае после нагрева плазмы УВ тепловая энергия частиц переходит в кинетическую энергию направленного движения слоя сжатой плазмы в процессе адиабатического расширения оболочки. Частицы остывают и тем сильнее, чем дальше находятся от фронта УВ. Локальный минимум температуры в возмущении устанавливается вблизи контактной границы. В результате плазма в центре оболочки дополнительно сжимается до значений $\rho_{\max}/\rho_1 \gg 4$. Наиболее эффективно механизм остывания работает (и это подтверждается расчетами) в сферической геометрии, наименее — в плоской.

Б. Рассмотрим режим формирования оболочки при истечении плазмы с конечными числом частиц и энергией. Зафиксировав длительности первого и второго потоков, меняем температуру второго

$$f(t) = \begin{cases} T_0, & t < \tau_0, \\ T_1, & \tau_0 \leq t \leq \tau_1, \\ T_1(\tau_2 - t)/(\tau_2 - \tau_1), & \tau_1 \leq t < \tau_2, \\ (3), & t \geq \tau_2 \end{cases}$$

$$(\tau_0 = 0,4, \tau_1 = 0,8, \tau_2 = 1,4).$$

Расчетные значения числа частиц N_0 и энергии E_0 в оболочке в процентном отношении к числу частиц во всей плазме и ее энергии приведены в табл. 1 для различных отношений T_1/T_0 на границе в момент времени $t = 2$, близкий к асимптотическому режиму. Как следует из табл. 1, параметры N_0 и E_0 практически не зависят при $T_1/T_0 \geq 2$ от отношения температур в потоках. Поджатие оболочки $\Delta = \rho_{\max}/\rho_1$ (отношение плотности в максимуме к плотности в подножии за возмущением) также является слабой функцией начального отношения температур. Однако состав оболочки меняется с ростом T_1/T_0 . Так, процентное отношение числа частиц N_+ второго потока, содержащихся в оболочке, к числу частиц всей оболочки линейно растет с увеличением T_1/T_0 (E_+ — аналогичное отношение энергий). Изменение доли N_+ от $1/2$ до $2/3$ свидетельствует об эффективности торможения второго потока «стенкой» первого. При больших значениях температуры ($T_1/T_0 \approx 5$) почти вся энергия оболочки (93 %) приобретена за счет второго потока.

Таблица 1

T_1/T_0	N_0	E_0	N_+	E_+	Δ
	%				
1,4	50	55	44	61	1,4
2,0	52	57	52	75	2,16
3,0	53	58	58	85	2,59
4,0	53	58	62	90	2,75
5,0	53	59	66	93	2,85

Таблица 2

τ_0	N_0	E_0	N_1	E_1	Δ
	%				
0,2	48	60	39	58	2,66
0,4	64	74	52	71	4,39
0,6	73	81	59	78	6,00
0,8	79	85	65	82	7,67
1,0	82	87	68	84	9,69
1,2	84	88	70	85	12,13
1,4	86	89	71	86	14,71

Исследуем влияние длительности τ_0 первого потока при неизменном втором на энергетику формирования оболочки. Результаты сведены в табл. 2 для близкой к асимптотической стадии разлета при $T_1/T_0 = 4$ и $\tau_1 = \tau_0 + 0,2$, $\tau_2 = \tau_0 + 0,8$.

Максимальное поджатие (86 % частиц и 89 % энергии в оболочке) получено при $\tau_0 = 1,4$, когда число частиц в первом потоке близко к числу частиц во втором. Этот результат естественным образом вытекает из режима формирования оболочки. Как уже отмечалось, оболочка до выхода на границу с вакуумом содержит равное количество плазмы от первого и второго потоков. Следовательно, оптимальное условие завершения процесса формирования возмущения — одновременное израсходование всей массы M_1 и M_2 обоих потоков, что достигается при их равенстве ($M_1 \approx M_2$).

После выключения источника плазмы доля второго потока в оболочке зависит от результата воздействия на нее внутренней волны разрежения. Параметры N_1 и E_1 в табл. 2 показывают число частиц и энергию второго потока, которые находятся в оболочке, отнесенные к соответствующим величинам всего второго потока. В расчетах более половины толкающей плазмы при $\tau_0 > 0,2$ остается в оболочке, а значения $N_1 = 71$ % и $E_1 = 86$ % для $\tau_0 = 1,4$ позволяют говорить о сжатии плазменного потока в узкий летящий слой.

В. Для скорости истечения, непрерывно меняющейся во времени, проведена группа расчетов с граничным условием в виде

$$f(t) = \begin{cases} (T_1 - T_0)(t/\tau_0)^\alpha + T_0, & t \leq \tau_0, \\ T_1, & \tau_0 \leq t \leq \tau_1, \\ (T_1 - T_0)[(\tau_2 - t)/(\tau_2 - \tau_1)]^\alpha + T_0, & \tau_1 \leq t \leq \tau_2 \end{cases} \quad (T_1/T_0 = 100).$$

При $t > \tau_2$ ставятся условия «выключения» источника плазмы (3). Эти расчеты наиболее полно отражали характер изменения температуры и скорости плазмы при ее формировании реальным лазерным импульсом. Изменение скорости истечения плазмы на границе от времени для $\alpha = 2$ (линии 1—6) приведено на рис. 6, а, а соответствующие распределения плотности плазмы по пространству — на рис. 6, б ($t = 2$). Контрольные варианты с $\alpha = 0,25$ и 4 не дали качественного отличия от представленных результатов. Образование плазменной стенки и торможение на ней нарастающего плазменного потока — основной механизм компрессии потока ионов. Изменяя динамику потока у мишени, можно получить различные распределения плазмы в пространстве, что в эксперименте достигается варьированием формы лазерного импульса. Необходимое условие возникновения тонкой оболочки — преобразование выделяющейся тепловой энергии в кинетическую энергию разлета. В плоском случае, для которого ослаблено адиабатическое охлаждение, сжатия плазмы, большего, чем $(\gamma + 1)/(\gamma - 1)$, в расчетах не обнаружено.

Таким образом, предложена численная модель нового явления — компрессии ионов в тонкую оболочку при разлете лазерной плазмы в вакуум. Экспериментально и теоретически обоснована возможность управ-

ления функции распределения ионов и пространственной структурой короны лазерной плазмы с помощью профилирования импульса CO_2 -лазера в микросекундном диапазоне длительности. Отметим, что исследованное явление не зависит от способа создания плазменного потока или источника энергии, а определяется только режимом вытекания плазмы на границе и геометрией задачи. Изученная математическая модель в предположении равенства температур ионов и электронов представляет собой описание динамики сжимаемого газа. Поэтому вывод о механизме сжатия вещества за УВ до плотностей, больших предельной $\rho_2/\rho_1 = (\gamma + 1)/(\gamma - 1)$, верен и в газодинамике.

ЛИТЕРАТУРА

1. Антонов В. М., Захаров Ю. П. и др. Применение лазерной плазмы для лабораторного моделирования астрофизических процессов // Мощные CO_2 -лазеры для плазменных экспериментов и технологии.— Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1986.
2. Гуськов С. Ю., Зверев В. В. и др. Ускорение и сжатие сферических мишеней под действием длинноволнового лазерного излучения // Тр. ФИАН СССР.— 1986.— Т. 170.
3. Гуревич А. В., Питаевский Л. П. Нелинейная динамика разреженной плазмы и ионосферная аэродинамика // Вопросы теории плазмы.— М.: Атомиздат, 1980.— Вып. 10.
4. Виленская Г. Г., Немчинов И. В. Численный расчет движения и нагрева излучением ОКГ-плазмы, образовавшейся при «вспышке» поглощения в парах твердого тела // ПМТФ.— 1969.— № 6.
5. Гуревич А. В., Парийская Л. В., Питаевский Л. П. Автомодельное движение разреженной плазмы // ЖЭТФ.— 1965.— Т. 48, вып. 2.
6. Denavit J. Collisionless plasma expansion of a plasma into a vacuum // Phys. Fluids.— 1979.— V. 22, N 7.
7. Singh N., Schunk R. W. Numerical calculations relevant to the initial expansion of the polar wind // J. Geophys. Res.— 1982.— V. 87.— P. 9154.
8. Samir U., Wright K. H., Stone N. H. The expansion of a plasma into vacuum: basic phenomena and processes and applications to space plasma physics // Rev. Geophys. Space Phys.— 1983.— N 7.
9. Еселевич В. Г., Файнштейн В. Г. Расширение бесстолкновительной плазмы в вакуум // Физика плазмы.— 1981.— Т. 7, вып. 3.
10. Гуревич А. В., Мещеркин А. П. Ускорение ионов при сферическом расширении плазмы // Физика плазмы.— 1983.— Т. 9, вып. 5.
11. Чутов Ю. И., Кравченко А. Ю. Влияние дополнительного охлаждения и нагрева электронов на разлет плазменных сгустков в вакуум // Физика плазмы.— 1983.— Т. 9, вып. 3.
12. Быковский Ю. А., Дитяренко Н. Н. и др. Рекомбинация в разлетающемся плазменном сгустке // ЖТФ.— 1974.— Т. 44, № 1.
13. Orishich A. M., Ponomarenko A. G., Snytnikov V. N. Nonlinear transformation of ion fluxes into a thin sheath during the plasma expansion into vacuum // VII Intern. conf. on plasma physics, Kiev, 1987: Contrib. papers.— Kiev, 1987.— V. 4.
14. Захаров Ю. П. Особенности зондовых методов исследования взаимодействия потоков лазерной плазмы с замагниченной фоновой средой // Мощные CO_2 -лазеры для плазменных экспериментов и технологии.— Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1986.
15. Антонов В. М. Особенности диагностики корпускулярного состава и параметров интенсивных потоков лазерной плазмы на стенде КИ-1 // Там же.
16. Антонов В. М., Захаров Ю. П. и др. Создание облаков лазерной плазмы с числом частиц $N \sim 10^{19}$ // ТВТ.— 1985.— Т. 23, № 4.
17. Goel S. K., Gupta P. D., Bhawalkar D. D. Effect of radiation losses on scaling laws in laser produced plasmas // J. Appl. Phys.— 1982.— V. 53, N 1.
18. Белоцерковский О. М., Давыдов Ю. М. Метод крупных частиц в газовой динамике.— М.: Наука, 1982.
19. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Гидродинамика.— М.: Наука, 1986.

г. Новосибирск

Поступила 9/XII 1987 г.,
в окончательном варианте —
4/II 1988 г.