

ствием поля. Конечные стадии этой картины $t = 2,9$, $t = 3,1$ соответствуют свободному движению плазмы и распаду волноводного канала. Параметры фиг. 5 те же, что и на фиг. 3, 4.

Поступила 23 VIII 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. Карман В. Н. Нелинейные волны в диспергирующих средах. М., Наука, 1973.
2. Kerr L. Filamentary tracks formed in transparent optical glass by laser beam self-focusing. Theoretical analysis.— Phys. Rev., 1971, vol. 4, N 3.
3. Steinberg G. Filamentary tracks formed in transparent optical glass by laser beam self-focusing. Experimental investigation.— Phys. Rev., 1971, vol. 4, N 3.
4. Райзер Ю. П. Самофокусировка и расфокусировка, неустойчивость и стабилизация световых пучков в слабо поглощающих средах.— ЖЭТФ, 1967, т. 52, вып. 2.
5. Матрюков А. Ф., Сынах В. С. Численное моделирование самофокусировки волновых пакетов в средах со стрикционной нелинейностью.— ПМТФ, 1977, № 3.
6. Ахманов С. А., Сухоруков Л. П., Хохлов Р. В. Самофокусировка и дифракция света в нелинейной среде.— УФН, 1967, т. 93, № 1.

УДК 532.51+533.95

СИНГУЛЯРНЫЕ АВТОМОДЕЛЬНЫЕ РЕЖИМЫ СВЕРХПЛОТНОГО СЖАТИЯ ЛАЗЕРНЫХ МИШЕНЕЙ

С. И. Анисимов, Н. А. Иногамов

(Черноголовка)

Предложенный в [1, 2] подход к лазерному инициированию термоядерных реакций основан на специальном режиме подвода энергии к лазерной мишени, обеспечивающем сжатие вещества до плотностей порядка 10^3 — 10^4 от начальной твердотельной. Оптимальный выбор формы лазерного импульса и параметров мишени на основании численных расчетов представляет значительные трудности. В качестве руководящей идеи при расчетах обычно используется требование адиабатичности сжатия плотного ядра мишени; соображения размерности позволяют тогда установить асимптотический закон возрастания со временем механической мощности, затрачиваемой на сжатие [3]: $E_m \sim |t|^{-2}$ (здесь и далее речь идет о сферическом сжатии вещества с показателем адиабаты $\gamma = 5/3$; время отсчитывается от момента коллапса). Частное автомодельное решение, отвечающее такому закону, указано в [4, 5]. При этом оставались невыясненными следующие вопросы: 1. Соответствует ли автомодельное решение [4, 5] единственному оптимальному режиму сжатия и реализуются ли при численном моделировании течения, близкие к автомодельным? 2. Как связана форма лазерного импульса с зависимостью от времени механической мощности? В данной работе показано, что решение [4, 5] неединственно в указанном смысле, и построены два новых семейства автомодельных решений уравнений газодинамики, описывающих сжатие простых оболочек и сплошных однородных лазерных мишеней. Построенные решения являются сингулярными; соответствующие значения показателя автомодельности лежат внутри некоторого интервала допустимых значений. Для построения решений необходимо перейти к масштабно-инвариантному представлению гидродинамических переменных. Для обратной процедуры

вычисления физических величин необходимы характерные параметры среды: удельная энтропия в случае оболочек и начальная плотность плазмы в случае сплошных мишеней. Построенные решения описывают процесс неограниченной концентрации энергии при приближении к моменту коллапса; в реальном эксперименте величина полной энергии, разумеется, ограничена и определяет максимальную степень сжатия. Путем сравнения с численными расчетами показано, что найденные автомодельные решения при правильном выборе параметров дают количественное описание динамики сжатия плотного ядра мишени в режимах, аналогичных изучавшимся численными методами в работах [1, 2]. Выяснено, что для оболочек при практически интересных степенях сжатия закон изменения мощности может заметно отличаться от асимптотического. Отметим, что рассматриваемые решения пригодны для описания неизэнтропических режимов сжатия, при которых начальным возмущением является сходящаяся ударная волна (УВ). Это существенно, поскольку в эксперименте не удастся избежать образования начальной УВ и соответствующего нагрева центральной части мишени.

Анализ численных расчетов [6] показывает, что в случае тонких оболочек лазерная и механическая мощности существенно различным образом зависят от времени. Такое различие почти целиком связано с абляцией материала, приводящей к уменьшению массы плотного ядра.

Как известно, в лазерных мишенях имеются две области с резко различающимися свойствами: горячая корона, в которой поглощается свет и создается реактивный импульс, и плотное ядро, которое сжимается под действием реактивного импульса. В ядре тепловой поток пренебрежимо мал, а температуры электронов и ионов равны. Поэтому сжатие ядра можно описывать системой уравнений газодинамики. Последняя имеет класс частных решений, зависящих от переменной $\xi = ar/(-t)^\delta$. По смыслу задачи о сверхплотном сжатии интерес представляют сингулярные решения, описывающие кумуляцию всей массы вещества в центре симметрии в некоторый момент времени $t = 0$.

Рассмотрим сначала коллапс оболочки. После включения лазерного импульса с начальной мощностью E_0 в оболочке возникает УВ, которая сообщает веществу удельную энтропию $\Delta S = c_V \ln \mu$, $\mu \simeq 0,02 \rho_0^{1/3} E_0^{2/3} p_0^{-1} R_0^{-4/3}$ (ρ_0 — начальная плотность). Для тонких оболочек распределение энтропии по массе однородно. Дальнейшее сжатие происходит с постоянной энтропией, и конечная степень сжатия зависит от величины энтропии. Система уравнений газодинамики обычным образом [7] сводится к одному обыкновенному дифференциальному уравнению, переменными в котором являются безразмерные скорость течения и скорость звука, связанные с соответствующими размерными величинами соотношениями $v(r, t) = (r\delta/t) \varphi(\xi)$, $c(r, t) = -(r\delta/t) \psi(\xi)$. Искомому сингулярному решению соответствует интегральная кривая в плоскости (φ, ψ) , соединяющая особую точку $Q(1, 0)$, которая соответствует границе с пустотой, и особую точку $R(1/2\delta, 1/2\sqrt{3}\delta)$. Действительно, для простейшего сингулярного решения $v = r/2t$, $c = -r/2\sqrt{3}t$ закон мощности $\dot{E}_M = 4\pi R_n^2 p_n v_n \sim |t|^{-2}$ (индексом n отмечены параметры некоторой фиксированной лагранжевой частицы, принадлежащей плотному ядру). Для сингулярных режимов с асимптотикой $\dot{E}_M \sim |t|^{-2}$ при $t \rightarrow 0$ необходимо $\varphi(\xi_n(t)) \rightarrow 1/2\delta$, $\psi(\xi_n(t)) \rightarrow 1/2\sqrt{3}\delta$. Такие интегральные кривые существуют при условии, что показатель автомодельности δ удовлетворяет неравенствам $1/2 \leq \delta \leq (\sqrt{3} + 1)/2\sqrt{3} \simeq 0,7887$. При $\delta = 0,5$ искомое

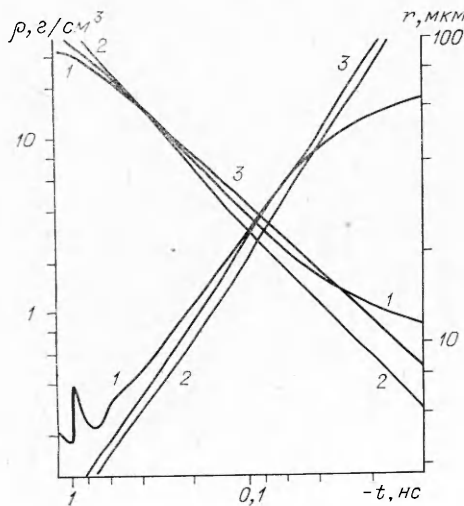
решение дается отрезком прямой $\varphi = 1$, распределение температуры следует из формулы $\psi^2 = (\xi^2 - 1)/3\xi^2$, а распределение скорости линейно по радиусу. Этот частный случай изучен в [4]. При $\delta < 0,5$ интегральная кривая вся лежит в области $\varphi > 1$. При этом не выполняется требуемая асимптотика при $t \rightarrow 0$. При $\delta > 0,7887$ интегральная кривая пересекает прямую удвоения решений S , уравнение которой $\psi = 1 - \varphi$ (подробнее о прямой S см в [7]). Действительно, кривая выходит из седла Q вдоль сепаратрисы $\varphi = 1 - \frac{9}{5} \frac{2\delta - 1}{1 - \delta} \psi^2 + O(\psi^3)$, но при этом $(2\sqrt{3}\delta)^{-1} < 1 - (2\delta)^{-1}$. Наконец, если $\delta < 0,7887$, имеем $(2\sqrt{3}\delta)^{-1} > 1 - (2\delta)^{-1}$. Точка R при этом — узел. Можно показать, что в пучке кривых, выходящих из R , всегда найдется одна, попадающая в Q .

Для нахождения искомой интегральной кривой необходимо численное интегрирование. Достаточную точность имеет, однако, простое приближенное решение, которое дает для профиля плотности формулы

$$\rho(r, t) \simeq \begin{cases} 0,25 \left(-\frac{r}{\sqrt{\mu t}}\right)^3 [\delta(1-\delta) \ln \xi]^{3/2}, & \xi < 1,4, \\ 0,011 \left(-\frac{r}{\sqrt{\mu t}}\right)^3, & \xi > 2, \end{cases}$$

где $\xi = r/r_0(t)$; $r_0(t)$ — внутренний радиус оболочки. Точность формул не ниже 10%. На фиг. 1 показана траектория лагранжевой частицы $0,18 M_0$ и изменение плотности в частице со временем и сравнивается найденное автомодельное решение (кривые 2, 3, $\delta = 0,77$ и $0,53$ соответственно) с численным расчетом (кривая 1) сжатия оболочки, выполненным для одномерной двухтемпературной гидродинамической модели с учетом поглощения света и процессов переноса с ограничением по потоку [6] (мишень из смеси DT , $M_0 = 0,2$ мкг, толщина 10 мкм, $E_0 = 3 \cdot 10^9$ Вт). Расчет проводился для лазерного импульса вида $E_L(t) = E_0(t_0/|t|)^m$ с параметрами $t_0 = 1,2$ нс, $m = 1,3$ и энергией 200 Дж. Видно, что движение плотной части мишени хорошо описывается автомодельным решением.

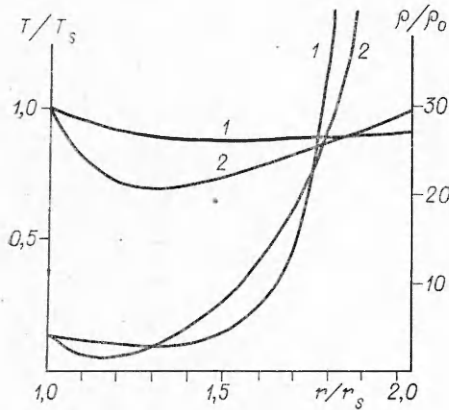
Отметим, что при практически интересных степенях сжатия $\sim 10^3 - 10^4$ движение оболочки еще существенно отличается от асимптотического,



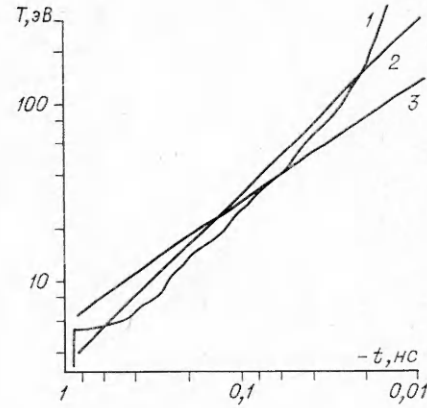
Фиг. 1

соответствующего бесконечному сжатию, а мощность, расходуемая на сжатие, зависит от времени не по степенному закону. Если принять для мощности обычно используемую степенную аппроксимацию, то показатель степени оказывается всегда меньше асимптотического значения. Величина показателя зависит, конечно, от параметров оболочки и степени сжатия, так что приведенное выше приближенное выражение для лазерной мощности не является универсальным.

Рассмотрим теперь сингулярные режимы сжатия сплошных мишеней. Предположение об автомодельности движения снова позволяет свести задачу к ин-



Фиг. 2



Фиг. 3

тегрированию одного обыкновенного дифференциального уравнения [7, 8]. Искомая интегральная кривая соединяет особую точку $M(3/4, \sqrt{5}/4)$, соответствующую сильной ударной волне, с особой точкой $N(1/2\delta, \sqrt{\frac{5}{3} \frac{2\delta-1}{4\delta+1}}/2\delta)$. Приближение к последней соответствует выходу

на асимптотику $\dot{E}_M \sim |t|^{-2}$. Физически корректное решение существует для всех значений δ , удовлетворяющих неравенствам $1/2 \leq \delta < A(\gamma)$. Верхний край спектра определяется из того условия, что точки M и N находятся по одну сторону от прямой удвоения S ; при этом N — узел. Заметим, что $A(\gamma) \leq \delta_r(\gamma)$, где $\delta_r(\gamma)$ — показатель, соответствующий сходящейся ударной волне Ландау—Гудерлея [8, 9], $A(5/3) = \delta_r(5/3) = 0,688$. При $\delta < 1/2$ точка N выходит из физической области $p > 0$, $\psi > 0$. Отметим еще (это замечание относится и к случаю оболочечной мишени), что выше найденного края непрерывного спектра δ в принципе могут находиться дискретные значения показателя δ , дающие корректные решения задачи, которым соответствуют интегральные кривые, пересекающие S в особой точке. Этот вопрос требует специального изучения.

Решение устроено следующим образом. К центру мишени сходится УВ, за фронтом которой температура $T \approx 0,1 \frac{M_i}{k} \left(\frac{\delta R_0}{t_0} \right)^2 \left(\frac{|t|}{t_0} \right)^{2(\delta-1)}$, где

M_i — масса иона; k — постоянная Больцмана; R_0 — начальный радиус мишени; t_0 — длительность импульса. Пространственные профили плотности и температуры в сплошной мишени показаны на фиг. 2 (1 — $\delta = 0,527$, 2 — $\delta = 0,667$). В режиме с ударной волной температура в возмущенной области слабо зависит от координаты. На фиг. 3 приведено сравнение средней температуры сжатого вещества, рассчитанной численно (кривая 1), с температурой за фронтом автомодельной ударной волны при $\delta = 0,527$ и $0,667$ (кривые 2 и 3 соответственно). Результаты относятся к сплошной мишени, $M_0 = 0,2$ мкг, $R_0 = 66$ мкм, $t_0 = 0,87$ нс, $m = 2$, $E = 200$ Дж. Результаты хорошо согласуются.

Таким образом, описанные автомодельные решения дают правильное количественное описание сжатия и нагревания плотных областей лазерных мишеней и могут быть использованы для оптимизации режимов лазерного сжатия плазмы и оценки условий зажигания термоядерной реакции при лазерном иницировании.

Авторы выражают благодарность М. Ф. Иванову за помощь в численных расчетах.

Поступила 19 VII 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. Nuckolls J., Wood L., Thiessen G., Zimmerman G. Laser compression of matter to super-high densities: thermonuclear (CTR) applications.— Nature, 1972, vol. 139, N 2.
2. Clark J. S., Fisher H. N., Mason R. J. Laser-driven implosion of spherical DT targets to thermonuclear burn conditions.— Phys. Rev. Lett., 1973, vol. 30, N 2.
3. Прохоров А. М., Анисимов С. И., Пашинин П. П. Лазерный термоядерный синтез.— УФН, 1976, т. 119, № 3.
4. Kidder R. E. Laser-driven compression of hollow shells: power requirements and stability limitations.— Nucl. Fusion, 1976, vol. 16, N 1.
5. Анисимов С. И. О переходе водорода в металлическое состояние в волне сжатия, инициированной лазерным импульсом.— Письма в ЖЭТФ, 1972, т. 16, № 10.
6. Анисимов С. И., Иванов М. Ф., Иногамов Н. А., Пашинин П. П., Прохоров А. М. Численное моделирование процессов лазерного сжатия и нагрева простых оболочечных мишеней.— Физ. плазмы, 1977, т. 3, № 4.
7. Седов Л. И. Методы подобия и размерности в механике. М., Наука, 1966.
8. Брушлинский К. В., Каждан Я. М. Об автомодельных решениях некоторых задач газовой динамики.— УМН, 1963, т. 18, № 1.
9. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., Наука, 1966.

УДК 533.932

ДИФфуЗИЯ И ПЕРЕНОС ТЕПЛА В МНОГОКОМПОНЕНТНОЙ ПОЛИОСТЬЮ ИОНИЗОВАННОЙ ПЛАЗМЕ

В. М. Жданов, П. Н. Юшманов

(Москва)

В лабораторной плазме, особенно высокотемпературной, существенную роль играют примеси, поступающие со стенок разрядной камеры, диафрагм и т. д. Даже небольшая доля примесных ионов может заметно определять излучение, электропроводность и другие параметры плазмы. В связи с этим важное значение приобретают исследования диффузии примесей, их временного и пространственного распределений [1, 2].

При высоких температурах атомы примесей многократно ионизировались, поэтому задача сводится к исследованию процессов переноса в полностью ионизованной многокомпонентной плазме, образованной из электронов и нескольких сортов ионов произвольного заряда и массы.

Классическая диффузия в плазме, состоящей из электронов и ионов двух сортов, рассматривалась в работе [3]. Анализ, выполненный на основе квази-гидродинамического приближения, т. е. в пренебрежении вкладом термосилы в уравнения движения для отдельных компонентов плазмы, показал, что при диффузии ионов поперек сильного магнитного поля ионы с большим зарядом должны концентрироваться в области плазмы большей плотности. Аналогичный вывод независимо сделан в [4]. Однако в этих работах пренебрегалось влиянием на диффузию поперечного градиента температуры, хотя последний всегда присутствует в условиях реальных экспериментов. Для частного случая плазмы с малой концентрацией примеси и при условии $m_I \gg m_i$ (m_I и m_i — массы ионов примеси и плазмы соответственно) диффузия примеси с учетом градиента температуры рассматривалась в [5] применительно к задаче «стеночного» или «немагнитного» удержания плазмы. В работе [6] рассчитывались продольные силы трения и потоки тепла в плазме с двумя сортами ионов произвольных масс в связи с анализом переноса примесей в тороидальных системах. При этом учет термосилы позволил проанализировать эффект температурного экранирования примесей.

В данной работе получена общая система уравнений для определения диффузионных скоростей и потоков тепла в многокомпонентной плазме с ионами произвольных масс, находящимися в произвольных зарядовых состояниях. Для