

О ВОЗМОЖНОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ ИМПУЛЬСНЫХ СИСТЕМ ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ КУМУЛЯТИВНЫХ СТРУЙ БОЛЬШОЙ СКОРОСТИ

*С.И.Анисимов, А.Л.Великович, Н.Г.Ковальский,
М.А.Либерман, М.И.Пергамент*

Лазеры, электронные и ионные пучки, разряды типа Z -пинча могут быть использованы для получения кумулятивных струй высокой скорости. Предложена схема применения этих импульсных систем для получения кумулятивных струй. Приведенные оценки показывают, что предлагаемый новый метод кумуляции в импульсных системах может обладать рядом преимуществ по сравнению с традиционными методами получения высокой плотности энергии.

Импульсные системы используются в современной физике для концентрации энергии, получения высоких давлений, создания источников рентгеновского излучения и нейтронов высокой яркости. Одним из важных применений импульсных систем – сильноточных ускорителей электронов и ионов, импульсных лазеров, Z -пинчей и др. – является ускорение макроскопических частиц до высоких скоростей. Ускоренные частицы могут затем быть использованы, в частности, для моделирования высокоскоростного удара, для изучения термодинамических свойств конденсированных веществ^{1,2} и т.д. Наибольшее распространение получила методика абляционного ускорения тонких фольг под действием лазерного излучения или пучков частиц (см., например,³). В настоящей статье предложен другой подход к проблеме высокоскоростного метания, основанный на получении кумулятивных струй при абляции полых конусов с внешней стороны. Преимуществом этого метода является воз-

возможность получения скоростей, значительно более высоких, чем при прямом абляционном ускорении.

Процесс формирования кумулятивных струй хорошо изучен^{4,5}. Пусть на внешнюю поверхность конуса толщиной d_0 действует импульс давления P . Стенки начинают двигаться по нормали к поверхности, и если скорость их движения достаточно велика, внутри конуса образуется кумулятивная струя, распространяющаяся от вершины конуса к его основанию. Скорость струи

$$v_j = v_0 \operatorname{ctg} \frac{\alpha}{2}, \quad (1)$$

где α — угол наклона образующей к оси конуса, v_0 — скорость движения вещества по нормали к поверхности конуса. Если масса ускоренного вещества равна m , то для массы струи имеем

$$m_j = m \sin^2 \frac{\alpha}{2}. \quad (2)$$

Минимальный угол раствора конуса, при котором образуется кумулятивная струя, определяется сжимаемостью вещества (эффективным показателем адиабаты γ) и равен

$$\alpha_c = \arcsin \gamma^{-1}, \quad (3)$$

откуда для максимальной скорости струи v_{jm} получаем

$$v_{jm} = (\gamma + \sqrt{\gamma^2 - 1}) v_0. \quad (4)$$

При фокусировке на поверхность твердого тела лазерного излучения или пучков заряженных частиц давление образующейся плазмы значительно превышает те давления, которые могут быть получены с помощью обычных взрывчатых веществ. Это позволяет значительно увеличить v_0 , а следовательно, и v_j . Из численных расчетов и экспериментальных данных по лазерному ускорению фольг^{3,6} следует, что при поглощении излучения с длиной волны $\lambda \sim 1$ мкм и интенсивностью I абляционное давление составляет

$$P \cong 2 (I/10^{13} \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2})^{0.6} \text{ Мбар}, \quad (5)$$

а максимальная скорость фольги равна

$$v_0 \cong 3 \cdot 10^7 \frac{\tau}{\rho_0 d_0} (I/10^{13} \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2})^{0.6} \text{ см/с}, \quad (6)$$

где τ — длительность импульса (нс), d_0 — начальная толщина фольги (мкм). Лазерный импульс с энергией 300 Дж и длительностью 1 нс, сфокусированный на внешнюю поверхность полиэтиленового конуса с толщиной стенок 5 мкм и длиной образующей 200 мкм позволяет получить давление около 10 Мбар и скорость стенок $v_0 \cong 2 \cdot 10^7$ см/с. Принимая для оценки $\gamma = 5/3$, из (3), (4) находим: $\alpha_c = 37^\circ$, $v_{jm} = 3v_0$. Таким образом, в рассматриваемых условиях можно ожидать образования кумулятивной струи, имеющей скорость $6 \cdot 10^7$ см/с и массу $5 \cdot 10^{-8}$ г.

В Z-пинче конус из проводящей фольги с вершиной, обращенной к токовому каналу, можно разместить внутри отверстия в центральной части анода. Обжатие конуса в данном случае происходит под действием давления, создаваемого абляцией внешней поверхности конуса электронным током Z-пинча. Для оценок рассмотрим нецилиндрический Z-пинч, работающий в режиме "убегания" токовой оболочки с типичными параметрами: полная энергия 100 кДж, ток ~ 1 МА, напряжение 100 кВ, время существования сжатого токового канала $\tau \sim 0,1$ мкс. Фокусировка тока в нецилиндрическом Z-пинче в режиме "убегания" связана с образованием перетяжки вблизи поверхности анода вследствие развития неустойчивостей (см., например, ⁷). Местоположение перетяжки, вообще говоря, может быть несколько смещено с оси установки, однако, как видно из эксперимента⁸, при наличии отверстия в центре анода ток быстрых электронов надежно фокусируется на ось.

Толщина фольги, из которой изготовлен конус, должна быть значительно больше характерной длины теплопроводности материала фольги и длины торможения основной группы быстрых электронов:

$$d_0 \gg \sqrt{\chi\tau}, \quad d_0 \gg L_e. \quad (7)$$

В указанных условиях $L_e \cong 20$ мкм и $\sqrt{\chi\tau} \cong 10$ мкм, поэтому можно выбрать толщину стенок $d_0 \cong 100$ мкм. Учитывая, что диаметр токового канала в плазменном фокусе порядка 1 мм, можно принять длину образующей конуса $l \cong 1$ мм. Давление плазмы на абляционной поверхности оценивается по формуле (3), в которую надо подставить $I = jU$ (j — плотность тока, eU — энергия быстрых электронов). В случае фокусировки тока 1 МА в миллиметровый канал, полагая $U \cong 100$ кВ, получим давление в несколько мегабар. Отметим, что джоулево тепловыделение в конусе на последней стадии при схлопывании токовой оболочки составляет примерно 0,1 МДж/г и испаряет фольгу с обеих сторон. Однако оно существенно меньше тепловыделения за счет торможения пучка быстрых электронов (соответствующее давление пара меньше примерно на порядок). Отметим также, что для защиты от испарения и токового повреждения конуса на начальной стадии сжатия пинча отверстие в аноде может быть первоначально закрыто тонкой (3 ÷ 5 мкм) фольгой, испарение которой при подходе токовой оболочки улучшает фокусировку разрядного тока на конус. В формуле (5) здесь надо учесть, что для выбранных размеров конуса время схлопывания примерно на порядок меньше длительности токового импульса. Оценка, аналогичная приведенной выше, дает для нецилиндрического Z-пинча с указанными параметрами скорость кумулятивной струи $\sim 3 \cdot 10^7$ см/с при массе струи $\sim 2 \cdot 10^{-5}$ г.

Оценки показывают перспективность предлагаемого метода и при использовании импульсных пучков заряженных частиц. Естественно, что при этом необходимо удовлетворить ряду специфических требований. В некоторых случаях может оказаться выгоднее плоская геометрия, т.е. облучение полого плоского клина вместо конуса. Однородное воздействие пучка на внешнюю поверхность такого клина создаст внутри него плоскую кумулятивную струю. Соединение клиньев с параллельными образующими в протяженную гофрированную поверхность позволит усилить кумуляцию энергии за счет схождения плоских струй на оси.

Литература

1. Манзон Б.М. УФН, 1981, 134, 611.
2. Анисимов С.И., Прохоров А.М., Фортвов В.Е. УФН, 1984, 142, 395.
3. McCall G.H. Plasma Phys., 1983, 25, 285; Gran J. et al. Phys. Fluids, 1983, 26, 588.
4. Birkhoff G., McDougall D., Pugh E., Taylor G. J. Appl. Phys., 1948, 19, 563.
5. Walsh J.M., Shreffler R.G., Willig F.J. J. Appl. Phys., 1953, 24, 349.
6. Eidmann K., Banfi G.P. et al. Laser Plasma Interaction Experiments at $\lambda = 1, 3 \mu\text{m}$ and $0,44 \mu\text{m}$. Preprint. Max-Planck-Institut für Quantenoptik, D-8046 Garching, 1983. Maaswinkel A.G.M., Eidmann K. et al. Comparative Study of Laser Acceleration of Thin Foils at Wavelengths $0,44 \mu\text{m}$ and $1,3 \mu\text{m}$. Preprint. Max-Planck-Institut für Quantenoptik, D-8046 Garching, 1983.
7. Великович А.Л., Либерман М.А. Письма в ЖЭТФ, 1978, 27, 449.
8. Денус С., Погора Л. и др. Физика плазмы, 1983, 9, 755.