

ОБ ЭФФЕКТИВНОСТИ УСКОРЕНИЯ МИШЕНЕЙ В ИТС НА ПУЧКАХ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

Ю.В. Афанасьев, В.А. Исаков, К.А. Хачиян

Показано, что при любой степени неоднородности энерговыделения максимальная гидродинамическая эффективность ускорения многослойной мишени пучками тяжелых ионов достигается, когда граница тампер — поглотитель неподвижна в течение времени действия ионного пучка.

Относительно большие глубины проникновения быстрых тяжелых ионов в различные материалы, а также наличие максимума энерговыделения в конце пробега иона (так называемый пик Брэгга) определяют структуру мишеней в инерциальном термоядерном синтезе на пучках тяжелых ионов. Как правило, рассматриваются трехслойные сферические мишени /1/: наружный тяжелый тампер, затем поглотитель низкой плотности, помещаемый в область пика Брэгга, и внутренний слой термоядерного горючего. Толщины слоев подбираются таким образом, чтобы большая часть энергии ионного пучка выделялась вблизи границы горючее—поглотитель. В результате горючее и некоторая часть поглотителя, с одной стороны, играющая роль поршня, а с другой — защищающая горючее от горячей зоны энерговыделения, движутся к центру, а тяжелый тампер ограничивает разлет испаренной части мишени, что ведет к росту реактивного давления и, следовательно, к росту эффективности ускорения мишени. В работах /2, 3/ построена аналитическая модель ускорения плоской трехслойной мишени пучками тяжелых ионов. В них, в частности, показано, что в отсутствие эффекта Брэгга, когда энерговыделение однородно по массе соответствующего слоя, а повышенное по сравнению с тампером энерговыделение в поглотителе обусловлено лишь его большей поглощательной способностью, максимальной эффективности ускорения мишени соответствует условие неподвижности границы тампер — поглотитель в течение всего времени действия ионного пучка. В этом случае тампер играет роль "жесткой стенки" и максимально ограничивает разлет испаренной части поглотителя.

Если энерговыделение неоднородно, это условие изменяется, так как наружные слои поглотителя, в которых энерговыделение по сравнению с областью пика Брэгга мало, сами начинают играть роль тампера. Однако в работах /2, 3/ при исследовании оптимальной структуры мишени условие неподвижности границы тампер — поглотитель распространялось на любой вид закона энерговыделения вплоть до $dE/dm \sim E^{-1}$, соответствующего кулоновскому рассеянию ионов на свободных или связанных зарядах плазмы. Такое приближение позволяет получить результаты в простейшей аналитической форме и, как предполагалось в работах /2, 3/, не приводит к существенным погрешностям, что подтверждалось удовлетворительным согласием с данными численного эксперимента.

Настоящая работа посвящена выводу закона движения границы тампер — поглотитель в случае неоднородного энерговыделения и оценке влияния на выбор структуры мишени предположения о неподвижности этой границы.

Неоднородное энерговыделение в поглотителе $dE/dm \sim E^{-a}$ ($a > 0$, E — энергия иона, массовая координата отсчитывается от границы неиспаренной части мишени) заменим однородным ($a = 0$) в двух слоях с различными поглощательными способностями. Массы M_1 и M_2 этих слоев выберем такими, чтобы в них выделялись некоторые доли, пусть для определенности половина энергии влетающего в поглотитель иона, а поглощательные способности a_1 и a_2 такими, чтобы массы этих слоев в точности равнялись массам областей поглотителя, в которых выделяется половина энергии иона при истинном законе энерговыделения (рис. 1). При этом

$$\gamma_i^{-2} = a_1/a_2 = M_2/M_1 = 2^{1+a} - 1.$$

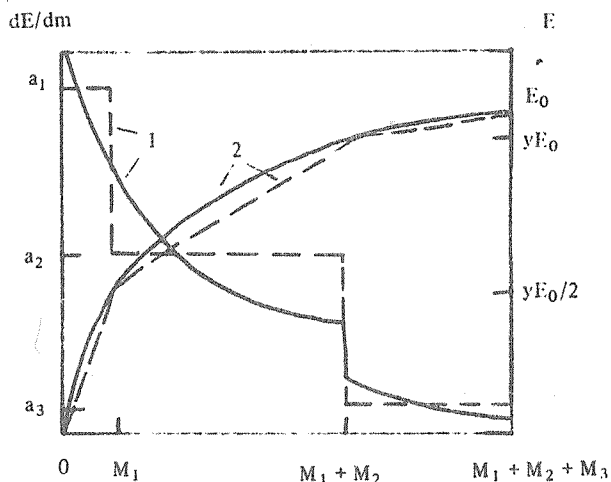


Рис. 1. Зависимости от массовой координаты m энерговыделения (1) и энергии иона (2). Сплошные кривые соответствуют реальному энерговыделению, пунктирные – тамперу и двухслойному поглотителю с однородным энерговыделением.

Неоднородное энерговыделение в тампере также заменим эффективным энерговыделением, однородным по массе тампера M_3 с поглощательной способностью a_3 , обеспечивающей исходную прозрачность тампера y (т.е. исходное отношение энергий ионов, влетающих в поглотитель и тампер). Отношение поглощательных способностей слоев M_3 и M_2 связано с отношением поглощательных способностей γ^2 реальных тампера и поглотителя соотношением

$$\gamma_2^2 = a_3/a_2 = \gamma^2 (y/2)^a (1-y)(1-y^{1+a})^{-1} \cong \gamma^2/2^a (1+a),$$

в котором учтено очевидное обстоятельство, что в мишенях оптимальной структуры тампер должен быть достаточно прозрачным.

Таким образом, задача ускорения трехслойной мишени с неоднородным энерговыделением сводится к задаче об ускорении четырехслойной мишени с однородным энерговыделением в каждом слое с поглощательными способностями a_3 в тампере и a_2 и a_1 в слоях поглотителя.

Задача об ускорении плоской мишени ионными пучками принадлежит к классу автомодельных (т.к. пробег иона в веществе и массы слоев мишени являются величинами одной размерности), причем при однородном энерговыделении в слоях мишени задача имеет точное аналитическое решение. Распространяя процедуру расчета работы /3/ на случай четырехслойной мишени, легко получить для гидродинамической эффективности ускорения мишени η (т.е. для отношения кинетической энергии неиспаренной части мишени M к полной энергии ионного пучка, вложенной в мишень) следующее выражение:

$$\eta = \pi^{-1/2} x_0 \exp(-x_0^2) \left\{ \gamma_1 \gamma_2 (1 - \operatorname{erf} x_2) \exp[(1 - \gamma_1^2)x_1^2 + (1 - \gamma_2^2)x_2^2] + 2[\operatorname{erf} x_0 + \operatorname{erf}(\gamma_1 x_1)] \right\}^{-1}, \quad (1)$$

где $x_0^2 = 2\delta^2 P_0^2 \gamma_1^2 \gamma_2^2 [1 - y(2 - \gamma_2^2 - \gamma_1^2 \gamma_2^2)/2]^{-1}$; $\gamma_1 x_1 = \beta_1 x_0$; $\gamma_1 \gamma_2 x_2 = \beta_2 x_0$; $\delta = M/(M_1 + M_2 + M_3)$;

P_0 – константа, характеризующая давление на поверхности неиспаренной части мишени ($\eta = 2\delta P_0^2$);

$\operatorname{erf} x = 2\pi^{-1/2} \int_0^x \exp(-x^2) dx$. При этом условие равенства энергокладов в слоях поглотителя M_1 и M_2 связывает величины x_0 , x_1 , x_2 соотношением

$$\gamma_1 [\operatorname{erf}(\gamma_2 x_2) - \operatorname{erf} x_1] \exp[(1 - \gamma_1^2)x_1^2] = \operatorname{erf} x_0 + \operatorname{erf}(\gamma_1 x_1). \quad (2)$$

Автомодельные координаты λ_1 и λ_2 (в обозначениях работ /2, 3/), отвечающие границам слоев M_1 и M_2 (абсциссы M_1 и $M_1 + M_2$ соответственно на рис. 1), связаны с введенными выше параметрами β_1 и β_2 следующим образом:

$$3\lambda_i/4 = (1 + \beta_i)\delta P_0, \quad i = 1, 2,$$

причем условие $\beta_1 = 0$ означает неподвижность соответствующей границы в лабораторной системе координат (в работах /2, 3/ полагалось $\beta_2 = 0$).

Исследование функции η на экстремум при условии (2) приводит к соотношениям:

$$\begin{aligned} \eta &= (1/2 - x_0^2) [1 + \pi^{1/2} (1 - \gamma_2^2) x_2 (1 - \operatorname{erf} x_2) \exp x_2^2], \\ (1 - \gamma_1^2) x_1 [\operatorname{erf}(\gamma_2 x_2) - \operatorname{erf} x_1] [1 - \pi^{1/2} (1 - \gamma_2^2) x_2 (1 - \operatorname{erf} x_2) \exp x_2^2] &= \\ &= (1 - \operatorname{erf} x_2) [2(1 - \gamma_2^2) x_2 \exp(-x_1^2) + \gamma_2 (1 - \gamma_1^2) x_1 \exp(-\gamma_2^2 x_2^2)] \exp x_2^2, \end{aligned} \quad (3)$$

которые вместе с формулами (1) и (2) определяют максимальное значение гидродинамической эффективности η и соответствующие ему значения параметров x_0, x_1, x_2 .

Простой анализ показывает, что $x_i < 1$ ($i = 0, 1, 2$). Тогда, сохраняя в (2) и (3) лишь линейные по x_i члены, получаем

$$\beta_2 = \gamma_2^2 [\gamma_2^2 + 4(1 - \gamma_2^2)/(1 - \gamma_1^2)]^{-1}, \quad 2\beta_1 = \beta_2 - 1. \quad (4)$$

Формулы (4) дают правильные результаты $\beta_2 = 0$ в предельных случаях изначально однородного энерговыделения $a = 0$ ($\gamma_1 = 1$) и предельно острого профиля энерговыделения $a \rightarrow \infty$ ($\gamma_1 \rightarrow 0, \gamma_2 \rightarrow 0$). В последнем случае неподвижность тампера обусловлена его бесконечно большой массой. Укажем также на правильность формул (4) в случае $\gamma_2 = 1$, когда слой M_2 неотличим от тампера M_3 , и поэтому $\beta_1 = 0$.

Оценим ошибку, вносимую в выбор структуры мишени предположением о неподвижности границы тампер — поглотитель ($\beta_2 = 0$). Для этого определим относительную разницу между массами поглотителя $M_{Ab} = M_1 + M_2$ и массой той его части, которая ограничена реально неподвижной границей,

$$M'_{Ab} = M_1 + \int_{M_1}^{m(\beta=0)} dm$$

$$\mu = (M_{Ab} - M'_{Ab})/M_{Ab} \cong 2\beta_2/(1 + \gamma_1^2)(1 + \beta_2).$$

Максимальное значение μ_m величины μ и соответствующее ему значение показателя неоднородности энерговыделения a_m оказываются монотонно возрастающими функциями отношения поглотительных способностей тампера и поглотителя γ^2 . При $\gamma^2 \rightarrow 0$ максимуму величины μ , также стремящемуся к нулю, соответствуют значения параметра $a \cong 0,6$ при $\gamma^2 \rightarrow 1, a_m \cong 0,8$, при этом $\mu_m \cong 5\%$.

Таким образом, при любой степени неоднородности энерговыделения максимальной эффективности ускорения, растущей с ростом показателя неоднородности a , соответствует (с точностью не хуже 5%) структура мишени, при которой граница тампер — поглотитель неподвижна в лабораторной системе координат в течение всего процесса ускорения многослойной мишени ионными пучками.

ЛИТЕРАТУРА

1. Metzler N., Meyer-ter-Vehn J. Laser and Particle Beams, 2, 27 (1984).
2. Афанасьев Ю. В., Исаков В. А., Хачиян К. А. Физика плазмы, 13, 101 (1987).
3. Афанасьев Ю. В., Исаков В. А., Хачиян К. А. Препринт ФИАН № 40, М., 1986.

Поступила в редакцию 22 июня 1988 г.