

ПАРАМЕТРЫ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ ВЕЛИЗИ ФИЗИЧЕСКОГО ПОРОГА
ТЕРМОЯДЕРНОЙ РЕАКЦИИ

Ю. В. Афанасьев, Е. Г. Гамалей, И. Г. Лебо, В. Б. Розанов

УДК 533.903

Приближенно определяются критические параметры лазерной мишени на конечной стадии сжатия, соответствующие физическому порогу термоядерной реакции.

В ряде теоретических работ с помощью численного моделирования изучались мишени, облучаемые лазерами с большой энергией (10^4 – 10^6 Дж). При этом выделявшаяся энергия термоядерного синтеза значительно превосходила лазерную /1,2/. С другой стороны, теоретически и экспериментально изучались процессы в лазерных мишенях при поглощенных в мишени энергиях порядка 10 – 100 Дж /3,4/. В этом случае термоядерное энерговыделение практически не влияет на состояние плазмы, а продукты реакции служат лишь средством диагностики. Представляет интерес исследовать случай, когда термоядерная энергия $E_{ТЯ}$ сравнима с внутренней энергией DT-плазмы $E_{ДТ}$, переданной веществу в результате процесса сжатия от лазерного импульса. При выполнении условия $E_{ТЯ}/E_{ДТ} = 1$ можно говорить о достижении физического порога термоядерной реакции. Исследование пороговых условий интересно и потому, что оно позволяет установить связь между современными экспериментами и расчетами, в которых прогнозируется значительное термоядерное горение.

Ниже теоретически определяются критические параметры лазерной мишени на конечной стадии сжатия, соответствующие физическому порогу термоядерной реакции. Рассмотрим простейший тип мишени – тонкая стеклянная оболочка, наполненная смесью дейтерия и третия.

Из численных расчетов /1/ следует, что в момент максимального сжатия плотность и температура DT-смеси практически не зависят от радиуса. Это обстоятельство связано с выравнивающим

действием электронной теплопроводности, поэтому естественно использовать следующую аналитическую модель: мишень DT-смеси массы m , с температурой T и плотностью ρ , окруженная тонкой ($\Delta R \ll R$) стеклянной оболочкой массы M . Начальное состояние в рассматриваемой задаче соответствует конечной стадии сжатия, а параметры плазмы - максимальным, достигнутым на этой стадии. Полагая, что распределение всех величин по радиусу однородно, можно описать мишень системой обыкновенных дифференциальных уравнений.

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{M+m}{2} v^2 \right) = 4\pi r^2 p v \quad (1)$$

$$\frac{d}{dt} (C_{DT} m T) + p \frac{d}{dt} \left(\frac{4\pi}{3} r^3 \right) = \frac{dE_{TЯ}}{dt}.$$

Здесь p , v , C_{DT} , T - давление, скорость, теплоемкость и температура DT-плазмы, r - текущий радиус мишени,

$$\frac{dE_{TЯ}}{dt} = 8,06 \cdot 10^{40} \rho r \langle \sigma v \rangle_{DT} (1 - \eta), \quad (2)$$

а $1 - \eta = (3/2) 92,3 \rho R / T^{3/2}$ - доля энергии, оставляемой в плазме α -частицами /5/ (предполагается, что все нейтроны вылетают из плазмы).

Легко показать, что термоядерное энерговыделение превышает потери на тормозное излучение при $T > 4$ кэВ и $\rho R > 0,025$ г/см², а электронная теплопроводность незначительна. Поэтому соответствующие члены в (1) опущены.

Полагая приближенно $\langle \sigma v \rangle = \Lambda T^n$ и переходя к безразмерным переменным $x = r/R_0$, $\theta = T/T_0$, $\xi = t/t_0$, получим

$$x \ddot{x} = \theta \quad (3)$$

$$\dot{\theta} + 3(\gamma - 1) \frac{\dot{\theta}}{\theta} = \beta \frac{\theta^{n-3/2}}{x^5} \quad (4)$$

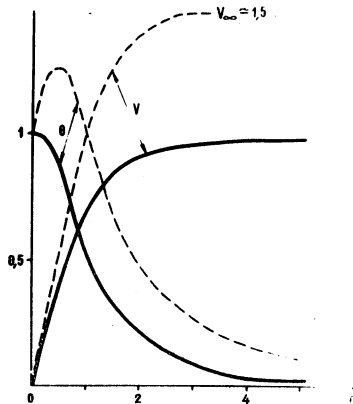
при $\xi = 0$ $x = 1$; $\theta = 1$; $\dot{x} = 0$.

Задача зависит от единственного параметра

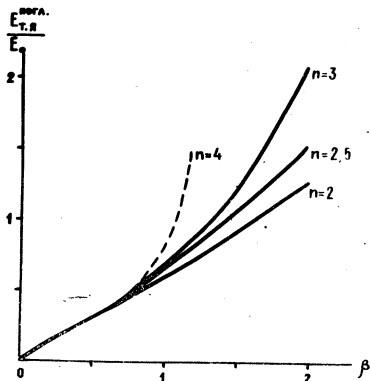
$$\beta = \left(\frac{dE_{TЯ}}{dt} t_0 \right)_{\rho=\rho_0, T=T_0, R=R_0} = \Phi(\rho_0, R_0, T_0), \quad (5)$$

где $t_0 = \left(\frac{M + m}{m} \frac{1}{3(\gamma - 1)C_{ДТТ}} \right)^{1/2} R_0$ имеет смысл характерного времени разлета.

Решение (4) для $\beta = 0$ (нет энерговыделения) тривиально. Уравнения (4) легко проинтегрировать численно при различных зна-



Р и с. 1. Зависимость безразмерных температуры θ и скорости \hat{v} от $\xi = t/t_0$ для случая свободного разлета ($\beta = 0$, сплошные кривые) и с выделением энергии ($\beta = 1$, пунктир)

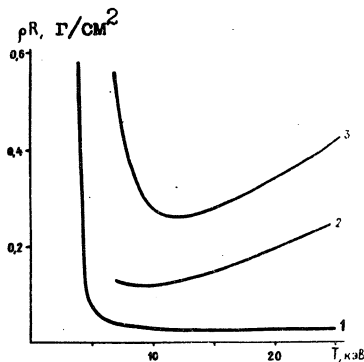


Р и с. 2. Выделяющаяся энергия, как функция β , при различной скорости выделения энергии (разные \bar{n})

чениях параметров β и n . Разные n соответствуют различным температурным интервалам, где степенная интерполяция $\langle \sigma v \rangle$ достаточно точна. Результаты расчетов (температура и скорость) приведены на рис. 1. Можно проследить, как меняется отношение поглощенной в плазме энергии α -частиц к ее начальной внутренней энергии $E_{ТЯ}^{ПОГ}/E_0$ при различных n и β (см. рис. 2). Из рисунка следует, что равенство $E_{ТЯ}^{ПОГ}/E_{ВН ДТ} = 1$, характеризующее физический порог самоподдерживающейся термоядерной реакции достигается в диапазоне $0,8 < \beta < 1,6$. Последнее означает, что приближенное условие $\beta = 1$ позволяет определить параметры мишени ρ , R и T на

конечной стадии сжатия, необходимые для достижения физического порога реакции

$$\frac{8,06 \cdot 10^{40} \langle \sigma v \rangle (1 - \eta) \rho R}{\left[\frac{2(\gamma - 1)m}{M + m} c^2 n^3 \right]^{1/2}} = 1. \quad (6)$$



Р и с. 3. Параметр инерциального удержания $\rho \bar{R}$ как функция температуры плазмы: 1 - из условия $E_{\text{тя}} = E_{\text{изл}}$; 2 - из условия $E_{\text{DT}} = E_{\text{погл}}$ для DT-газа в стеклянной оболочке; 3 - из того же условия для сплошного DT-шара

Выражение (6) дает связь между величинами ρR и T плазмы и по физическому смыслу аналогично критерию Лоусона /6/, однако параметр ρR является наиболее естественной характеристикой плазмы в импульсном режиме. Пользуясь (6), можно построить кривые, характеризующие состояние плазмы мишеней вблизи физического порога термоядерной реакции (см. рис. 3). Например, для DT-газа, окруженного оболочкой с $(M+m)/m = 50$ порог достигается при $(\rho R)_{\text{min}} = 0,1$ г/см² и $T = 10$ кэВ. Для сплошного DT-шара без оболочки $(\rho R)_{\text{min}} = 0,26$ г/см². Заметим, что величина отношения полной термоядерной энергии (энергия α -частиц и нейтронов) к внутренней может достигать 1 уже при $\rho R \sim 0,01 \div 0,005$ г/см² (при $T \approx 10$ кэВ). Такие параметры могут быть достигнуты в газонапол-

ненных стеклянных мишенях с $m = 4 \cdot 10^{-8}$ г, $R \sim 10^{-2}$ см, $E_{\text{лаз}} = 4 \cdot 10^2$ Дж, $\tau_{\text{имп}} \sim 10^{-9}$ с. В современных экспериментах получено $\rho R \sim 10^{-3}$ см, $T \sim 1 \div 2$ кэВ /4/.

Поступила в редакцию
11 октября 1976 г.

Л и т е р а т у р а

1. Ю. В. Афанасьев, Н. Г. Басов, П. П. Волосевич, Е. Г. Гамалий, О. Н. Крохин, С. П. Курдюмов, Е. И. Леванов, В. Б. Розанов, А. А. Самарский, А. Н. Тихонов, Письма в ЖЭТФ, 21, 150 (1975).
2. J. Nuckolls et al., Nature, 239, 139 (1972).
3. P. M. Campbell, G. Charatis, G. R. Monty, Phys. Rev. Lett., 34, 74 (1975).
4. Н. Г. Басов, А. А. Кологривов, О. Н. Крохин, А. А. Рупасов, Г. В. Склизков, А. С. Шиканов, Письма в ЖЭТФ, 23, 474 (1976).
5. О. Н. Крохин, В. Б. Розанов. Квантовая электроника № 4 (10), ИИВ (1972).
6. J. Lawson, Proc. Phys. Soc., B70, 6 (1957).