

## ЭКСТРЕМАЛЬНЫЕ ФИЗИЧЕСКИЕ УСЛОВИЯ В ПРОЦЕССЕ ТЕРМОЯДЕРНОГО ГОРЕНИЯ, ИНИЦИИРОВАННОГО ИЗЛУЧЕНИЕМ ЛАЗЕРА

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

Приводится анализ физических условий, возникающих в плазме мишеней на стадии термоядерного горения инициированного излучением лазера.

Анализ физических процессов, протекающих на стадии термоядерного горения в лазерных термоядерных мишенях [1] свидетельствует о возможности существования в плазме мишеней уникальных физических условий, ранее нигде не обсуждавшихся.

Согласно [1] при инициирующей энергии лазерного излучения  $E_{\text{лаз}} \lesssim 10^6$  дж в мишени с массой ДТ-горючего  $M \gtrsim 10^{-3}$  г выделяется термоядерная энергия  $E_{\text{тя}} \gtrsim 10^8$  дж, что соответствует рождению  $\gtrsim 10^{19}$  нейтронов (14 Мэв) и такого же количества  $\alpha$ -частиц (3,6 Мэв). Оценим характерные величины параметров термоядерной плазмы в процессе горения. При  $M \approx 10^{-3}$  г начальные значения радиуса  $R_0$  и плотности  $\rho_0$  сжатого ядра согласно численным расчетам составляют  $R_0 \approx 10^{-2}$  см и  $\rho_0 \approx 2,5 \cdot 10^2$  г/см<sup>3</sup>, т. е.  $\rho_0 R_0 \approx 2,5$  г/см<sup>2</sup>. В этом случае длина пробега  $\alpha$ -частиц  $l_\alpha \ll R_0 \approx 10^{-2}$  см, т. е. все рожденные  $\alpha$ -частицы остаются в области горения. Пробег нейтронов  $l_n \approx R_0 \approx 10^{-2}$  см и, приблизительно, 80% нейтронов вылетают, претерпев не более одного столкновения с ионами плазмы. Следовательно, характерная величина давления составляет

$$P \approx \frac{0,4 E_{\text{тя}}}{4/3 \pi R_0^3} \approx 10^{20} \text{ эрг/см}^3 = 10^{14} \text{ атм}, \quad (1)$$

откуда время горения, определяемое гидродинамическим временем разлета  $\tau_{\text{гидр}}$  равно по порядку величины

$$\tau_{\text{гидр}} \approx \frac{R_0}{\sqrt{P/\rho}} \approx 2 \cdot 10^{-11} \text{ сек} \quad (2)$$

Средняя по объему температура ионов  $\bar{T}_i$  определяется соотношением

$$P \approx n_i \bar{T}_i, \quad n_i \approx 10^{26} \text{ см}^{-3}, \quad \bar{T}_i \approx 0,6 \text{ Мэв} \quad (3)$$

и связана с процессами передачи энергии ионам от  $\alpha$ -частиц и нейтронов с характерными временами  $\tau_{\alpha i} \approx \tau_{ni} \approx 10^{-11}$  сек.

С другой стороны, поскольку времена нейтрон-ионной и ион-ионной релаксации ( $T_i \approx 0,5 \div 1 \text{ Мэв}$ ) в рассматриваемом случае также совпадают по порядку величины с временем жизни термоядерной плазмы  $\tau_{\text{гидр}} \approx 10^{-11} \text{ сек}$ , то можно ожидать существования группы ионов с температурой  $T_i \gg 1 \text{ Мэв}$ , поскольку при одном ион-нейтронном столкновении иону ( $D^+$ ,  $T^+$ ) передается энергия  $1 \div 2 \text{ Мэв}$ . При этом число горячих ионов  $T_i \gg 1 \text{ Мэв}$  должно быть приблизительно равно числу родившихся нейтронов  $\sim 10^{19}$ .

Характерные величины плотности нейтронов (с энергией  $14 \text{ Мэв}$ ) и  $\alpha$ -частиц в течение времени горения составляют  $n_n \approx 10^{24} \text{ см}^{-3}$ ,  $n_\alpha \approx 10^{25} \text{ см}^{-3}$ . Интенсивность нейтронного излучения  $\sim 10^{30} \text{ нейтрон/сек}$ . При такой высокой плотности нейтронов возможно рассеяние нейтрона на нейтроне с образованием нейтронов с энергией  $\sim 28 \text{ Мэв}$ .

Приведенные оценки можно проиллюстрировать результатами численных расчетов термоядерного горения [1], проведенных по программе, учитывающей в рамках двухтемпературной гидродинамики процессы электронной теплопроводности, ионной вязкости, объемного излучения и выделения энергии в результате замедления  $\alpha$ -частиц и нейтронов. При этом в случае  $\rho_0 R_0 \approx 0,15 \text{ г/см}^2$  применялась модель локального поглощения  $\alpha$ -частиц, в противоположном — модель объемного выделения энергии с учетом вылета  $\alpha$ -частиц [2]. В таблице приводятся результаты расчета горения для мишени с массой горючего  $M = 6 \cdot 10^{-4} \text{ г}$  при энергии лазерного излучения  $E_{\text{лаз}} = 10^6 \text{ Дж}$ .

$\tau$ горения, сек	$2 \cdot 10^{-11}$	—
$\rho_0, \text{ г/см}^3$	—	$4 \cdot 10^2$
$R_0, \text{ см}$	$1,4 \cdot 10^{-2}$	—
$E_{\text{ТЯ}}, \text{ Дж}$	—	$8,3 \cdot 10^7$
$P, \text{ атм}$	$3 \cdot 10^{14}$	—
$\bar{T}_i, \text{ кэв}$	—	350
$\bar{T}_e, \text{ кэв}$	120	—
$T_i^{\text{max}}, \text{ Мэв}$	4	—
$N_n = N_\alpha$	$3 \cdot 10^{19}$	—
$\eta_n$	0,9	—

В таблице —  $\rho_0, R_0$  — начальные (в момент начала вспышки) плотность и радиус,  $N_n = N_\alpha$  — число родившихся нейтронов и  $\alpha$ -частиц,  $\bar{T}_i, \bar{T}_e$  — средние по массе и максимальные за время горения значения температур,  $T_i^{\text{max}}$  — максимальная ионная температура,  $\eta_n$  — доля вылетевших нейтронов. Таким образом, полученная в численном эксперименте плазма на стадии термоядерного горения обладает рядом уникальных

параметров — давление  $\sim 10^{14}$  атм, что значительно превосходит величины, достигнутые в земных условиях и примерно в  $10^3$  раз выше давления в центральных областях Солнца; плотность нейтронного газа  $n_n \approx 10^{24}$  см<sup>-3</sup> и газа  $\alpha$ -частиц  $n_\alpha \approx 10^{25}$  см<sup>-3</sup> выше плотности частиц в твердом теле в нормальном состоянии; "сверхвысокие" ионные  $T_i \gg 1$  Мэв и электронные  $T_e \gg 10^2$  кэв температуры; интенсивность нейтронного излучения  $\sim 10^{30}$  н/сек, что делает рассматриваемую мишень уникальным точечным источником нейтронов, который может быть использован в разнообразных экспериментах. В принципе, плазменные параметры, полученные в описанном численном эксперименте, могут быть зарегистрированы на опыте средствами современной диагностики, например, по ионным, нейтронным и рентгеновским спектрам.

Физический институт  
им. П.Н.Лебедева  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
5 мая 1976 г.

### Литература

- [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] О.Н.Крохин, В.Б.Розанов. Сб. Квантовая электроника под редакцией Н.Г.Басова, №4, 10, 1972.

Письма в ЖЭТФ, том 24, вып. 1, стр. 25 — 29

5 июля 1976 г.

## ВЛИЯНИЕ ЗВУКОВОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ НА КОЛЛАПС ЛЕНГМЮРОВСКИХ ВОЛН

А.А.Галеев, Р.З.Салдеев, В.Д.Шапиро,  
В.И.Шевченко

Показано, что звуковые пульсации, излучаемые из схлопывающихся каверн с плазмонами, создают дополнительный механизм коротковолновой перекачки ленгмюровских волн, обусловленной конверсией, и могут стабилизировать коллапс.

Анализ численных экспериментов [1, 2] позволил обратить внимание на следующую особенность коллапса ленгмюровских волн. При достижении каверной с запертыми в ней плазмонами достаточно малых размеров, когда существенно поглощение плазменных волн частицами, происходит нарушение равновесия между высокочастотным и газокINETическим давлением. При этом избыточная плотность обрасывается в ви-