

Ю. В. АФАНАСЬЕВ, Н. Г. БАСОВ, П. П. ВОЛОСЕВИЧ,
Е. Г. ГАМАЛИЙ, О. Н. КРОХИН, С. П. КУРДИУМОВ,
В. В. РОЗАНОВ, А. А. САМАРСКИЙ

**ЭКСТРЕМАЛЬНЫЕ ФИЗИЧЕСКИЕ УСЛОВИЯ
В ПРОЦЕССЕ 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 $E_{\text{лнз}} \leq 10^6$ Дж в мишени с массой DT-горючего $M \geq 10^{-3}$ г выделяется термоядерная энергия $E_{\text{ТЯ}} \geq 10^8$ Дж, что соответствует рождению $\geq 10^{19}$ нейтронов (14 МэВ) и такого же количества α -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 ρ_0 сжатого ядра согласно численным расчетам составляют $R_0 \approx 10^{-2}$ см и $\rho_0 \approx 2,5 \cdot 10^3$ г/см³, т. е. $\rho_0 R_0 \approx 2,5$ г/см². В этом случае длина пробега α -частиц $l_\alpha \ll R_0 \approx 10^{-2}$ см, т. е. все рожденные α -частицы остаются в области горения. Пробег нейтронов $l_n \approx R_0 \approx 10^{-2}$ см, и приблизительно 80% нейтронов вылетает, 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

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

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 α -частиц и нейтронов с характерными временами $\tau_{\alpha i} \approx \tau_{ni} \approx 10^{-11}$ с.

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

Характерные величины плотности нейтронов (с энергией 14 МэВ) и α -частиц в течение времени горения составляют $n_n \approx 10^{24}$ см⁻³, $n_\alpha \approx 10^{25}$ см⁻³. Интенсивность нейтронного излучения $\sim 10^{30}$ нейтр./с. При такой высокой плотности нейтронов возможно рассеяние нейтрона на нейтроне с образованием нейтронов с энергией ~ 28 МэВ. Отметим также интересное обстоятельство, связанное с генерацией в такой плазме магнитных полей [3]. В принципе физически допустима ситуация в рассмотренных условиях, когда в ре-

зультате процесса сжатия в центральной части мишени могут возникнуть токи и поля, верхняя граница которых дается оценкой $H^2/8\pi \leq P$, что при $P \sim 10^{14}$ атм приводит к $H \leq 5 \cdot 10^{10}$ Гс.

Приведенные оценки можно проиллюстрировать результатами численных расчетов термоядерного горения [1], проведенных по программе «Луч», учитывающей в рамках двухтемпературной гидродинамики процессы электронной теплопроводности, ионной вязкости, объемного излучения и выделения энергии в результате замедления α -частиц и нейтронов. При этом в случае $\rho_0 R_0 \geq 0,15$ г/см² применялась модель локального поглощения α -частиц, в противоположном — модель объемного выделения энергии с учетом вылета α -частиц [2]. Ниже приводятся результаты расчета горения для мишени с массой горючего $M = 6 \cdot 10^{-4}$ г при энергии лазерного излучения $E_{\text{лаз}} = 10^8$ Дж.

τ горения, с	$2 \cdot 10^{-11}$	\bar{T}_i , кэВ	350
ρ_0 , г/см ³	$4 \cdot 10^2$	\bar{T}_e , кэВ	120
R_0 , см	$1,4 \cdot 10^{-2}$	T_{max} , МэВ	4
$E_{\text{ТЯ}}$, Дж	$8,3 \cdot 10^7$	$N_n = N_\alpha$	$3 \cdot 10^{19}$
P , атм	$3 \cdot 10^{14}$	η_n	0,9

Здесь ρ_0 , R_0 — начальные (в момент начала вспышки) плотность и радиус; $N_n = N_\alpha$ — число родившихся нейтронов и α -частиц; \bar{T}_i , \bar{T}_e — средние по массе и максимальные за время горения значения температур; T_{max} — максимальная ионная температура; η_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 10^8 раз выше давления в центральных областях Солнца; плотность нейтронного газа $n_n = 10^{24}$ см⁻³ и газа α -частиц $n_\alpha \approx 10^{25}$ см⁻³ выше плотности частиц в твердом теле в нормальном состоянии; «сверхвысокие» ионные $T_i \geq 1$ МэВ и электронные $T_e \geq 10^2$ кэВ температуры; интенсивность нейтронного излучения $\sim 10^{30}$ нейтр./с, 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.

ЛИТЕРАТУРА

1. Афанасьев Ю. В., Басов Н. Г., Болосевич П. П., Гамалий Е. Г., Крохин О. Н., Курдюмов С. П., Леваков Е. И., Розанов В. Б., Самарский А. А., Тихонов А. Н. — Письма в ЖЭТФ, 1975, 21, с. 150—152.
2. Крохин О. Н., Розанов В. Б. — В кн.: Квантовая электроника: Сборник / Под ред. Н. Г. Басова. М., 1972, № 4, с. 10—25.
3. Афанасьев Ю. В., Гамалий Е. Г., Лебо И. Г., Розанов В. Б. — ЖЭТФ, 1978, 74, с. 516—524.