

## ЛОКАЛИЗАЦИЯ ТЕРМОЯДЕРНОГО ГОРЕНИЯ В ПЛАЗМЕ С ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬЮ

Н. В. Змитренко, С. П. Курдюмов, А. П. Михайлов,  
А. А. Самарский

Показано, что в рамках плоской геометрии процесс зажигания термоядерного горения в D + T плазме при учете электронной теплопроводности и локального поглощения  $\alpha$ -частиц может сопровождаться локализацией горения на определенных участках среды в течение конечного промежутка времени. Указаны величины размера и амплитуды начальных возмущений температуры, приводящих к резонансному возбуждению горения. Даны масштабы размера и времени развития структуры термоядерного горения.

В рамках плоской геометрии и модели среды, учитывающей электронную теплопроводность и локальное поглощение  $\alpha$ -частиц, рассмотрены особенности зажигания термоядерного горения (ТГ) в D + T-плазме. Показано, что этот процесс может сопровождаться локализацией горения на определенных участках среды в течение конечного промежутка времени, а его возбуждение носит резонансный характер и зависит от амплитуды и размера начального возмущения температуры.

1. Распространение волны ТГ изучалось в [1 - 3]. В данной работе рассмотрена начальная стадия горения, вызванного возмущением температуры конечной амплитуды. В мишенях, используемых в ЛТС, это возмущение создается, как показывают расчеты на ЭВМ, первоначальной УВ и дальнейшим нагревом вещества при его почти адиабатическом сжатии [1, 4, 5].

Будем пренебрегать выгоранием DT-материала и процессами переноса излучения и рассматривать плазму как однотемпературную, идеальную и неподвижную среду. Справедливость допущений будет проверена ниже.

Для сечения реакции  $\langle \sigma v \rangle_{DT}$  используется выражение из [6], справедливое в диапазоне  $1 \lesssim T \lesssim 30$  кэВ. Тогда для полностью ионизованной плазмы с равными концентрациями D и T процесс зажигания описывается уравнением

$$\frac{\partial T}{\partial t} = k_0 \frac{\partial}{\partial r} \left( T^\sigma \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{q_0 T^\beta}{1 + BT^b} \quad (1)$$

где  $T$  (кэВ) - температура;  $k_0 T^\sigma$  - коэффициент электронной теплопроводности,  $k_0 = 8,1 \cdot 10^3 \rho^{-1} \text{ см}^2 \text{ сек}^{-1} \text{ кэВ}^{-2,5}$ ,  $\sigma = 2,5$ ;  $q_0 = 4,7 \cdot 10^5 \rho \text{ сек}^{-1} \text{ кэВ}^{-4,2}$ ,  $\beta = 5,2$ ,  $B = 2,4 \cdot 10^{-3} \text{ кэВ}^{-3,6}$ ,  $b = 3,6$ ;  $\rho$  ( $\text{г}/\text{см}^3$ ) - плотность.

2. Решения уравнения (1) с  $B \equiv 0$  изучались в [7] и более подробно в [8]. Эти исследования привели к формулировке понятий "режима с обострением" и "вспышки". Первое обусловлено видом источника: если  $\beta > 1$ , то у (1) существуют решения, в которых температура возмущения нарастает так быстро, что обрывается в бесконечность за конечный про-

межутков времени. Второе связано с наличием конкуренции между процессами выделения тепла за счет источника и его растеканием за счет теплопроводности. Если для возмущения данного размера  $\Delta r_0$  и данной амплитуды  $T_m$  растекание тепла не компенсируется источником, то его температура падает. Возбуждение горения в среде имеет место, когда  $\Delta r_0 \geq \Delta r_*$ ,

$$\Delta r_* = \pi \sqrt{\frac{2(\beta + \sigma + 1)}{\sigma(\beta - 1)}} \sqrt{\frac{k_0}{q_0}} T_m \frac{\sigma + 1 - \beta}{2}, \quad (2)$$

где  $\Delta r_*$  — резонансная длина (РД), аналогичная критическому размеру в линейных размножающих средах [7, 8]. В этом случае сразу развивается вспышка горения, сопровождающаяся ростом температуры в "режиме с обострением". На стадии вспышки, в так называемых *S*- и *LS*-режимах горения ( $\beta \geq \sigma + 1$ ) формируется "вогнутый" профиль температуры и, вследствие этого, горение оказывается локализованным на РД в течение конечного времени  $\Delta t_* \approx (q_0 T_m^{\beta-1})^{-1}$  [7, 8]. В *LS*-режиме полуширина области горения сокращается со временем. В *HS*-режиме ( $1 < \beta < \sigma + 1$ ) профиль температуры "выпуклый" и размер области горения растет [7, 8]. В *S*-режиме ( $\beta = \sigma + 1$ ) этот размер постоянен, а РД, в отличие от *LS*-режима, зависит только от свойств среды и не зависит от величины начального возмущения.

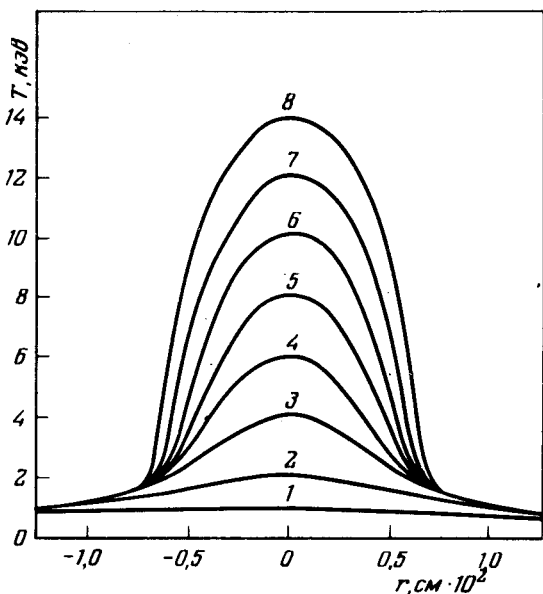


Рис. 1. Профили температуры даны на следующие моменты времени:  $t = 0,0$  сек (1);  $t = 3,538 \times 10^{-8}$  сек (2);  $t = 3,715 \cdot 10^{-8}$  сек (3);  $t = 3,728 \cdot 10^{-8}$  сек (4);  $t = 3,732 \cdot 10^{-8}$  сек (5);  $t = 3,735 \times 10^{-8}$  сек (6);  $t = 3,737 \cdot 10^{-8}$  сек (7);  $t = 3,738 \cdot 10^{-8}$  сек (8)

3. В диапазоне температур 1 — 3 кэВ источник в (1) близок к выражению  $q_0 T^\beta$ . Так как  $\beta = 5,2 > 3,5 = \sigma + 1$ , то этот источник может приводить, в соответствии с [7, 8] к локализации горения на определенной длине. При больших температурах учет члена  $VT^b$  в знаменателе выражения для  $q(T)$  в (1) приводит к изменению эффективного значения  $\beta_{eff}$  в записи  $q(T) = q_{eff} T^{\beta_{eff}}$ . Так при  $T \approx 5$  кэВ  $q(T) \approx q_S T^{\sigma+1}$  с  $q_S \approx 5,1 \cdot 10^6$   $\rho$  сек $^{-1}$  кэВ $^{-2}$ . При  $T \gg 5$  кэВ  $\beta_{eff} < \sigma + 1$ .

Эти аппроксимации позволяют, пользуясь результатами [7, 8], получить основные характеристики ТГ в диапазоне 1 – 10 кэв, если оно возбуждается возмущением с  $\Delta r_0 \geq \Delta r_*$ . Размер области локализации ТГ

$\Delta r_{\text{я}}$  дается формулой (2):  $\Delta r_{\text{я}} \approx \frac{0,5}{\rho T_m^{0,85}}$  см (при изменении начальной

амплитуды в диапазоне  $T_m \sim 1 - 3$  кэв). Горение локализовано в течение

времени  $\Delta t_{\text{я}} \approx \frac{10^{-6}}{\rho T_m^{4,3}}$  сек. При достижении в процессе горения температур  $\sim 5$  кэв размер и время локализации области горения определяются "S-режимом":  $\Delta r_{\text{я}}^{(S)} \approx \frac{0,2}{\rho}$  см и  $\Delta t_{\text{я}}^{(S)} \approx \frac{8 \cdot 10^{-8}}{\rho T_m^{2,5}}$  сек. При

дальнейшем росте температуры профиль ее внутри области локализации начинает перестраиваться на выпуклый и при  $T > 10$  кэв начинается увеличение области горения.

На рис. 1 приведены результаты численного решения уравнения (1), описывающего развитие начального возмущения, заданного на длине  $\approx 0,1$  см и имевшего амплитуду  $T_m = 1$  кэв. Плотность  $\rho = 20$  г/см<sup>3</sup>. Область вспышки имеет размер  $\sim 2,5 \cdot 10^{-2}$  см. Время существования структуры ТГ  $\sim 4 \cdot 10^{-8}$  сек, что тоже соответствует приведенным формулам. Заметим, что поскольку  $\rho = \text{const}$  в (1) можно сделать замену независимых переменных  $t' = \rho t$  и  $r' = \rho r$ . Тем самым, решения (1) будут одинаковыми для любых плотностей, если при увеличении сжатия в  $K$  раз уменьшить масштабы длины и времени тоже в  $K$  раз.

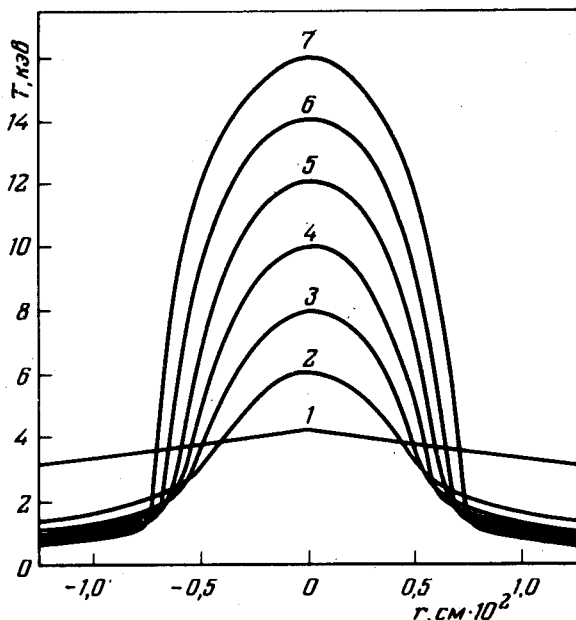


Рис. 2. Профили температуры даны на следующие моменты времени:  $t = 0,0$  сек (1);  $t = 3,2 \cdot 10^{-10}$  сек (2);  $t = 3,8 \times 10^{-10}$  сек (3);  $t = 4,1 \cdot 10^{-10}$  сек (4);  $t = 4,3 \cdot 10^{-10}$  сек (5);  $t = 4,5 \cdot 10^{-10}$  сек (6);  $t = 4,7 \cdot 10^{-10}$  сек (7)

#### 4. Оценим влияние процессов, неучтенных в предлагаемой модели.

Сравнивая величины времени релаксации ионной и электронной температур  $\Delta t_{ei}$  [9] и длины пробега  $\alpha$ -частиц  $\Delta r_\alpha$  [10] с  $\Delta t_{\text{я}}$  и  $\Delta r_{\text{я}}$ , полу-

чаем, что однотопемпературное приближение и модель локального поглощения  $\alpha$ -частиц справедливы для  $T \lesssim 7$  кэв. Вклад нейтронов можно не учитывать, так как длина их пробега  $\Delta r_n$  [11] велика по сравнению с  $\Delta r_\alpha$ . Используя полученное в [6] решение, найдем, что половина термоядерного горючего выгорит за время

$$\Delta t_{0,5} \approx \frac{8,4 \cdot 10^{-24}}{\rho < \sigma v >_{DT}} \text{ сек.}$$

Из сравнения этого выражения с  $\Delta t_\alpha$  следует, что развитие горящего образования можно рассматривать без учета выгорания. Все эти оценки не зависят от плотности, потому что  $\Delta t_{ei}$  и  $\Delta t_{0,5}$ ,  $\Delta r_\alpha$  и  $\Delta r_n$ , также как и  $\Delta t_\alpha$  и  $\Delta r_\alpha$ , пропорциональны  $\rho^{-1}$ .

Учет объемного излучения необходим, если длина пробега  $\gamma$ -квантов  $\Delta r_\gamma$  [9] больше размера горячей области. Вычисление показывает, что в разумных диапазонах температур (не ниже 1 кэв) и плотностей сжатия (не больше, чем в  $10^4$  раз) горящее образование прозрачно. Высвечивание эквивалентно добавлению в (1) стока  $g(T) = g_0 T^{0,5}$ , где  $g_0 = 2,2 \cdot 10^8 \rho \text{ сек}^{-1} \text{ кэв}^{0,5}$  [9]. Для  $T \gtrsim 3,7$  кэв  $g(T) < q(T)$  независимо от плотности, так как  $q$  и  $g$  пропорциональны  $\rho$ . Если структура ТГ начинает образовываться при температурах 4 кэв, то объемное излучение уже не сможет ее загасить. На рис. 2 приведены результаты расчета с учетом потерь на объемное излучение. Начальная амплитуда возмущения  $\approx 4$  кэв,  $\Delta r_0 \approx 0,1$  см,  $\rho = 20$  г/см<sup>3</sup>.

С другой стороны, существует диапазон плотностей, при которых горящая область является оптически плотной, а лучистая теплопроводность мала по сравнению с электронной. При  $T \lesssim 7$  кэв это соответствует сжатиям в  $\sim 10^6$  раз по отношению к плотности ДТ-льда. В этом случае объемного высвечивания нет.

$$\text{Время разлета горячей области можно оценить как } \Delta t_s \approx \frac{\Delta r_\alpha}{c_s},$$

где  $c_s \approx 2 \cdot 10^7 T^{0,5}$  см/сек. На стадии образования структуры ТГ вполне  $\Delta t_s > \Delta t_\alpha$ , если  $T_m \gtrsim 3$  кэв.

Учет гидродинамического движения к центру может компенсировать потери на объемное излучение в оптически прозрачной плазме при  $T < 4$  кэв.

5. Проведенное исследование показывает, что условие зажигания зависит от величины и размера начального возмущения, в частности от соотношения между размерами сжатой области в ДТ-мишенях и области локализации ТГ.

Расчеты аналогичные [7, 8] показывают, что для сферического случая РД примерно в полтора раза больше. Тогда критерий  $\rho \Delta r_\alpha$  в сферическом случае будет иметь значение  $\sim 0,3 - 0,4$  г/см<sup>2</sup>.

Институт прикладной математики  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
3 октября 1977 г.

### Литература

- [1] Сб. статей "Проблемы лазерного термоядерного синтеза". (Пер. под ред. А.А.Филокова, М., Атомиздат, 1976.)  
[2] А.Ф.Настоящий, Л.П.Шевченко. АЭ, 32, 451, 1972.

- [3] S. G. Alikhanov, I. K. Konkashbaev. Nuclear Fusion, 11, 119, 1972.
- [4] П.П.Волосевич, Л.М.Дегтярев и др. Физика плазмы, 2, 883, 1976.
- [5] 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.
- [6] Ю.В.Афанасьев, Н.Г.Басов и др. Препринт ФИАН №66, М., 1972.
- [7] А.А.Самарский, Н.В.Змитренко и др. ДАН СССР, 227, 321, 1976.
- [8] А.А.Самарский, Н.В.Змитренко и др. Препринт ИПМ №74, 109, М., 1976.
- [9] Я.Б.Зельдович, Ю.П.Райзер. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений, М., изд. Наука, 1966.
- [10] О.Н.Крохин, В.Б.Розанов. Квантовая электроника, №4, 10, 118, 1972.
- [11] К.Н.Мухин. Введение в ядерную физику, М., Атомиздат, 1965.
-