

УДК 533.9

ВОЛНА ТЕРМОЯДЕРНОГО ГОРЕНИЯ ДЕЙТЕРИЯ В ЦИЛИНДРИЧЕСКОМ КАНАЛЕ С ОБОЛОЧКОЙ ИЗ УРАНА-238

А. Г. Аксенов, М. М. Баско, Д. Г. Кошкарёв, Е. А. Забродина, М. Д. Чуразов
(ИТЭФ, г. Москва)

Для волны термоядерного горения дейтерия в цилиндрическом канале с урановой (U^{238}) оболочкой исследуется возможность сокращения рабочего параметра ρR (с 10 до 3 г/см^2).

Введение

В работе рассматривается комплекс расчетно-теоретических оценок процесса распространения волны термоядерного горения дейтерия в цилиндрическом канале с урановой (U^{238}) оболочкой.

Исследования по сокращению минимального значения рабочего параметра ρR (с $\rho R \sim 10 \text{ г/см}^2$) для существования волны термоядерного горения дейтерия имеют довольно давнюю историю. В настоящее время развитие работ по ускорительной технике позволяет рассматривать достаточно большой масштаб процесса ($E_0 > 100 \text{ МДж}$), возможность существенного приближения к режиму *холодного сжатия* топлива, реализацию воспламенения инициирующей таблетки DT в режиме *Fast-Ignition*.

В докладе [1] на Международной конференции по тяжелоионному термоядерному синтезу NIF-2004 (Принстон, США) сделано заключение о возможном существовании волны термоядерного горения дейтерия в замагниченном канале с $\rho R \sim 1 \text{ г/см}^2$ для состава $D_{0,85}T_{0,03}{}^3\text{He}_{0,12}$. В данной работе рассматривается возможность исключения трития из основного состава дейтериевого топлива при использовании в оболочке мишени урана-238.

Заранее не является очевидным существование волны термоядерного горения в таких сложных условиях при значительной разнице в скоростях гидродинамических, излучательных и нейтронных процессов. В случае существования волны термоядерного горения дейтерия может быть исключена проблема по воспроизводству трития в литиевом blankets термоядерной микровзрывной энергетической системы.

Термоядерное горение дейтерия в условиях мощного тяжелоионного драйвера

Рассмотрение проблемы термоядерного горения дейтерия в условиях мощного релятивистского драйвера [2] базируется на трех основных гипотезах:

1. В энергетической системе допустимо увеличение масштаба микровзрыва до $E_k \sim 30 \text{ ГДж}$ в отличие от ограничения $E_k \sim 3 \text{ ГДж}$ [3], соответствующего заключению Европейской исследовательской группы по тяжелоионному синтезу [4].
2. Мощный релятивистский драйвер позволяет обеспечить сжатие дейтерия до плотностей $\rho \sim 100 \text{ г/см}^3$.
3. Использование оболочки из урана-238 способствует распространению волны термоядерного горения по цилиндрическому каналу из дейтерия ($\rho R \geq 3 \text{ г/см}^2$).

Сжатие мишени

В предположении возможности существования волны термоядерного горения дейтерия при параметрах сжатия $\rho R \sim 3 \text{ г/см}^2$ были рассмотрены два типа конструкции мишеней и определены основные требования к параметрам пучков ионов тяжелоионного ускорителя.

Многослойная мишень. Схема многослойной мишени для одномерных расчетов отражена в табл. 1. В ней N — число расчетных точек в слое; R — радиус слоя в мишени; ρ — начальная плотность слоя; M_L — погонная масса слоя;

X_D, X_T, X_{He} — концентрация дейтерия, трития и гелия соответственно.

Параметры облучающих пучков приведены в табл. 2, где J_m — мощность энерговложения в мишень; R_j — радиус кольцевой зоны облучения мишени; τ_j — время облучения мишени; P_{ow} — мощность облучающего пучка; E_j — полная энергия пучка.

Для многослойной мишени были получены следующие данные:

$$\begin{aligned} \rho R &= 3,84 \text{ г/см}^2; & \rho_{DD} &\sim 50 \text{ г/см}^3; \\ \rho_U &\sim 200 \text{ г/см}^3; & M_U &\sim 34,4 \text{ г/см}. \end{aligned}$$

(R, t) -диаграмма сжатия представлена на рис. 1.

Таблица 1

Схема многослойной мишени

| Номер слоя | Состав слоя | N | R , см | ρ г/см ³ | M_L , г/см | X_D | X_T | X_{He} |
|------------|-------------|-----|----------|--------------------------|--------------|-------|-------|----------|
| 1 | DD | 10 | 1,4 | 0,16 | 0,985 | 1,0 | 0,0 | 0,0 |
| 2 | U | 30 | 1,58 | 19,5 | 34,4 | — | — | — |
| 3 | U | 10 | 2,3 | 5,5 | 47,8 | — | — | — |
| 4 | U | 30 | 2,5 | 19,5 | 58,8 | — | — | — |
| 5 | U | 30 | 3,2 | 19,5 | 244,4 | — | — | — |
| 6 | U | 30 | 4,0 | 19,5 | 352,9 | — | — | — |

Таблица 2

Параметры ионных пучков

| Пучок (j) | J_m , ТВТ/г | R_j , см | τ_j , нс | P_{ow} , ТВТ | E_j , МДж |
|------------------------------|---------------|-------------|---------------|----------------|-------------|
| 1 | 2,5 | 2,50—3,30 | 0—250 | 2180,0 | 546,0 |
| 2 | 100 | 1,540—1,580 | 640—700 | 2350,0 | 142,0 |
| 3 | 250 | 0,900—1,000 | 900—940 | 5870,0 | 358,0 |
| Полная энергия пучков ионов: | | | | | 1046,0 |

Схема мишени с игольчатым ионным пучком. Система управления пучками релятивистских ионов позволяет рассматривать и такую конструкцию мишени, в которой хорошо сфокусированный релятивистский игольчатый пучок ионов (с радиусом $r \sim 0,0500$ см) создает последовательно несколько узких кольцевых зон облучения сжимающей оболочки, "следящих" за ее движением. Предполагается, что на этом пути существует возможность существенного сокращения масштаба энерговложения.

Для мишени с игольчатым ионным пучком, схема которой для одномерных расчетов отражена в табл. 3, а параметры облучающих пучков приведены в табл. 4, были получены следующие данные:

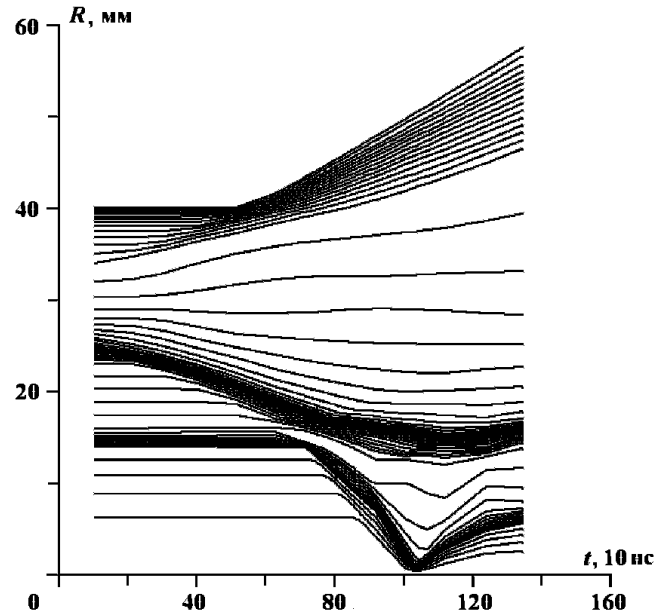


Рис. 1. (R, t) -диаграмма сжатия многослойной мишени

$$\begin{aligned} \rho R &= 2,94 \text{ г/см}^2; & \rho_{DD} &\sim 55 \text{ г/см}^3; \\ \rho_U &\sim 200 \text{ г/см}^3; & M_U &\sim 152,5 \text{ г/см}. \end{aligned}$$

На рис. 2 представлена (R, t) -диаграмма сжатия мишени с игольчатым пучком.

Таблица 3

Схема мишени с игольчатым ионным пучком

| Номер слоя | Состав слоя | N | R , см | ρ г/см ³ | M_L , г/см | X_D | X_T | X_{He} |
|------------|-------------|-----|----------|--------------------------|--------------|-------|-------|----------|
| 1 | DD | 5 | 3,9 | 0,16 | 0,194 | 1,0 | 0,0 | 0,0 |
| 2 | DD | 5 | 3,95 | 0,16 | 0,197 | 1,0 | 0,0 | 0,0 |
| 3 | DD | 5 | 4,00 | 0,16 | 0,199 | 1,0 | 0,0 | 0,0 |
| 4 | U | 50 | 4,30 | 19,5 | 152,5 | — | — | — |
| 5 | U | 30 | 5,00 | 19,5 | 398,8 | — | — | — |
| 6 | U | 25 | 6,00 | 19,5 | 673,9 | — | — | — |

Таблица 4

Параметры ионных пучков с пробегом ~ 100 г/см²

| Пучок (j) | J_m , ТВТ/г | R_j , см | τ_j , нс | P_{ow} , ТВТ | E_j , МДж |
|------------------------------|---------------|-----------------|---------------|----------------|-------------|
| 1 | 0,085 | $4,70 \pm 0,05$ | 0—2 000 | 0,015 | 30,0 |
| 2 | 0,400 | $4,00 \pm 0,05$ | 2 000—4 000 | 0,06 | 120,0 |
| 3 | 1,18 | $2,70 \pm 0,05$ | 4 000—5 500 | 0,12 | 180,0 |
| 4 | 12,8 | $1,00 \pm 0,05$ | 5 500—5 750 | 0,48 | 120,0 |
| 5 | 15,9 | $1,00 \pm 0,05$ | 5 750—5 840 | 0,60 | 60,0 |
| 6 | 316,0 | $0,05 \pm 0,05$ | 5 840—5 850 | 0,60 | 60,0 |
| Полная энергия пучков ионов: | | | | | 570,0 |

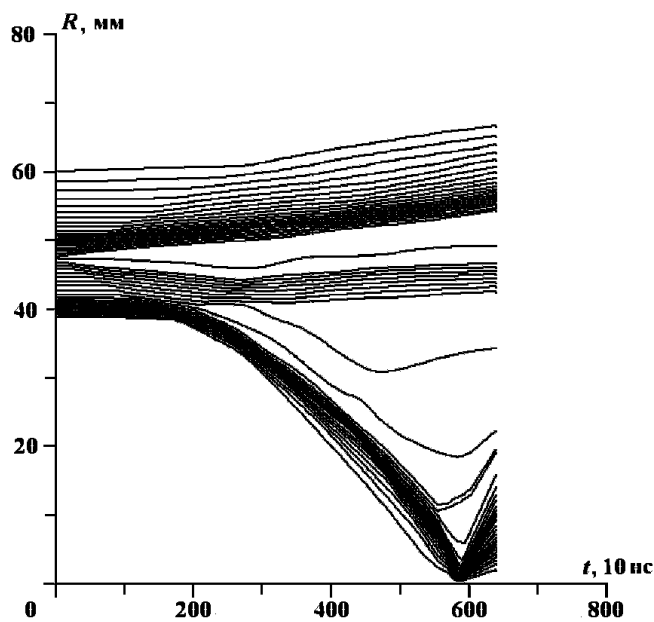


Рис. 2. (R, t) -диаграмма сжатия мишени с игольчатым пучком

Горение дейтериевой мишени

Для упрощения расчетов процесс горения дейтериевой мишени пока рассматривается как отдельная двумерная задача. Начальные параметры для такого расчета задавались в следующем виде:

$$\begin{aligned} \rho R &= 3,0 \text{ г/см}^2; & \rho_{\text{DD}} &\sim 100 \text{ г/см}^3; \\ \rho_{\text{U}} &\sim 1000 \text{ г/см}^3; & M_{\text{U}} &\sim 10,0 \text{ г/см}. \end{aligned}$$

Состав основной "дейтериевой" области: $\text{D}_{0,85}{}^3\text{T}_{0,01}{}^3\text{He}_{0,14}$. Воспламенение мишени осуществлялось от DT-таблетки с помощью специального воспламеняющего пучка с параметрами, предложенными в проекте ИТЭФ на конференции NIF-2002 [5].

В результате расчета было получено, что полное энергосодержание на длине в 2 см равняется $E_k = 1,9 \cdot 10^{17}$ эрг. В данном модельном расчете в оболочке из урана-238 выделялась энергия $E_u = 3,0 \cdot 10^{16}$ эрг за счет процессов деления под действием термоядерных нейтронов горения DD-состава. Такое энергосодержание соответствует выгоранию урана-238 примерно в 2%.

Распространение волны термоядерного горения дейтерия представлено на рис. 3. Можно отметить, что при распространении волны горения происходит существенное разделение температур ионов (T_i), электронов (T_e) и излучения (T_r): $T_i > T_e$; $T_r < 2 \cdot 10^8$ К. При этом наиболее

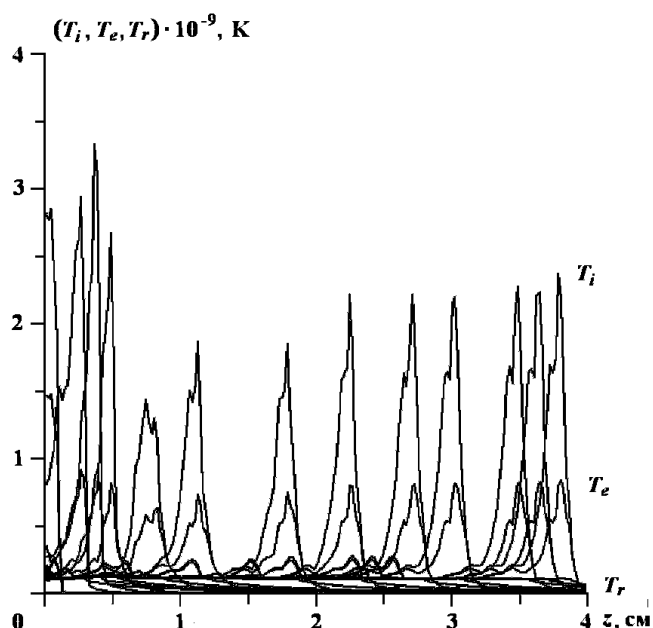


Рис. 3. Распространение волны термоядерного горения дейтерия, скорость волны горения $D \sim 0,8$ см/нс, профили температур представлены через интервалы времени $\Delta t \sim 0,2$ нс

интенсивное горение происходит при значительном увеличении начальной плотности в зоне горения, как это можно увидеть на рис. 4, где представлен профиль плотности дейтерия на момент $t = 2$ нс.

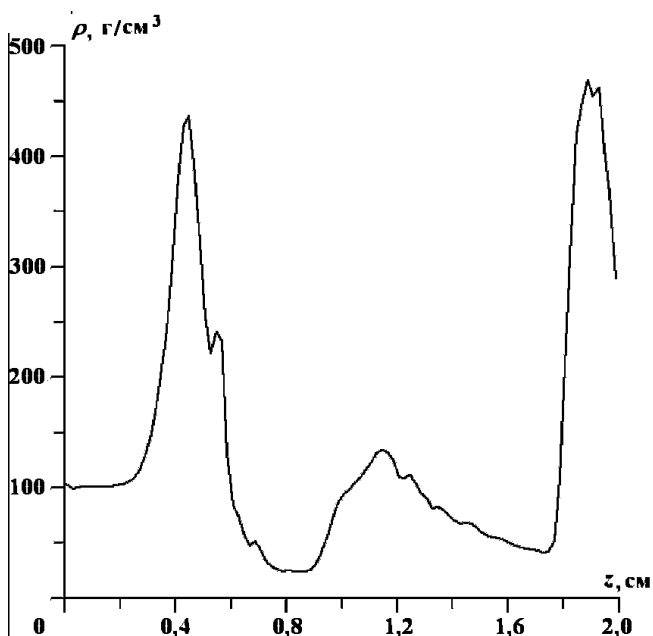


Рис. 4. Профиль плотности дейтерия на оси мишени в момент $t = 2$ нс

Можно отметить также, что в расчете для релятивистского драйвера ($\rho L = 100 \text{ г/см}^2$) получено воспламенение мишени при следующих параметрах воспламеняющего пучка:

$$J_m = 4 \cdot 10^{23} \text{ эрг}/(\text{г} \cdot \text{с}) = 4 \cdot 10^4 \text{ ТВт/г};$$

$$P_{ow} = 12\,000 \text{ ТВт};$$

$$R_{foc} = 0,0300 \text{ см}; \quad \tau = 1 \text{ нс}.$$

Заключение

В данной работе используется очень упрощенная физико-математическая модель процессов горения дейтерия в цилиндрическом канале с оболочкой из урана-238. Задача рассчитывалась по двумерной программе А. Г. Аксенова [6] в трехтемпературном приближении с учетом только эффектов комптоновского рассеяния фотонов. Горение урана-238 под действием термоядерных нейтронов учитывалось только как дополнительное энерговложение в виде бегущей волны с постоянной скоростью, примерно соответствующей скорости волны термоядерного горения дейтерия.

В ближайшее время представляется возможным провести существенное усовершенствование физико-математической модели: ввести учет тормозных и фотопроцессов в излучении (как это сделано в одномерной программе М. М. Баско [7]), учет распространения нейтронов в диффузионном приближении и т. п. Рассматривается также вопрос о переходе к более детальному учету спектральных и кинетических эффектов переноса энергии излучением и нейтронами.

Однако следует отметить, что, несмотря на все усовершенствования физико-математической модели, вопрос о необходимости экспериментальной проверки рассматриваемой гипотезы всегда будет сохранять свое значение. Кроме того, проведенная серия расчетов, конечно, не

является достаточной для оптимизации системы *драйвер — мишень — реактор*, хотя необходимый масштаб релятивистского ускорителя с энергией пучков ионов ≥ 100 МДж, видимо, сохранится.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 05-01-00097).

Список литературы

1. *Aksenov A. G., Churazov M. D., Golubev A. A., Koshkarev D. G., Zabrodina E. A.* Cylindrical targets for heavy ions fusion // Nucl. Instr. and Methods. 2005. Vol. A 544. P. 412—416.
2. *Кошкарёв Д. Г.* Мощный компактный тяжелоионный драйвер: Препринт 21-03. М.: ИТЭФ. 2003.
3. *Atzeni S., Ciampi M. L.* Potentiality of tritium-poor fuels for ICF fast ignitors // Fus. Eng. and Design. 1999. Vol. 44. P. 225—231.
4. The HIDIF-Study, Report of the European Study Group on Heavy Ion Driven Inertial Fusion. <http://www-aix.gsi.de/>.
5. *Basko M. M., Churazov M. D., Koshkarev D. G. and Aksenov A. G.* Prospects of Heavy Ion Fusion in Cylindrical Geometry // Laser Part. Beams. 2002. Vol. 10. P. 411.
6. *Aksenov A. G., Churazov M. D.* Deuterium targets and MDMT-code // Ibid. 2003. Vol. 21(1), issue 1. P. 81—84.
7. *Basko M. M.* Spark and volume ignition of DT and DD microspheres // Nucl. Fusion. 1990. Vol. 30. P. 2443.

Статья поступила в редакцию 10.04.06.