

ИЗ ИСТОРИИ ФИЗИКИ

# Термоядерная детонация

Л.П. Феоктистов

*В статье рассматриваются характерные особенности термоядерной детонации и механизмы передачи энергии. Принципиальное отличие детонации с ядерными реакциями от химической состоит в большом удельном энерговыделении. Это создает возможность преобразования части выделившейся энергии в тепловое излучение и использования ее для предварительного сжатия термоядерной смеси перед фронтом горения. Тем самым открывается возможность для проектирования лабораторного эксперимента с выходом на стационарный режим детонации и неограниченным усилением энергии при умеренных энергозатратах на инициирование (масштаба мегаджоулей).*

PACS numbers: 44.90.+c, 47.40.-x

## Содержание

1. Введение (1247).
  2. Гидродинамическая детонация Жуге–Зельдовича (1248).
  3. Сверхзвуковое горение (1249).
  4. Тепловыделение (1251).
    - 4.1. Процедура временного замыкания. 4.2. Поперечный разрез двойного цилиндра. 4.3. Температурные условия в зазоре. 4.4. Испарение стенок. 4.5. Время сжатия. 4.6. Внешняя теплопроводная задача — распространение тепла по зазору.
  5. Устойчивость, применения (1254).
- Список литературы (1255).

*Памяти Первых Учителей —  
Ю.Б. Харитона, Я.Б. Зельдовича,  
Д.А. Франк-Каменецкого*

## 1. Введение

В начале 50-х годов я оказался в ныне всемирно известном ядерном центре Арзамас-16 в теоретической группе, которой заведовали Я.Б. Зельдович и Д.А. Франк-Каменецкий. Напомню, что это было время, когда успешно завершился первый этап в развитии атомного оружия и шелестели слухи о еще более могущественном вооружении — водородной бомбе. В условиях глубочайшей секретности нащупывались разные пути, в том числе знаменитая "слойка" Сахарова, о которой довольно подробно написано в журнале *Природа* [1]. Группа Я.Б. Зельдовича изучала, можно сказать, "рафинированный" водородный вариант, без примеси тяжелых делящихся материалов. А именно, распространяющееся

горение в тяжелом изотопе водорода — дейтерии. Нужно сразу сказать, что схема не имела технического завершения и военного применения. Вместе с тем, круг вопросов, который сюда примыкал, оказался необыкновенно физически насыщенным.

Очень важно и по существу, и с приоритетных позиций рассекретить и опубликовать работы Я.Б. Зельдовича и другие, относящиеся к этому периоду. В ожидании такого лучшего времени совсем бегло обозначим проблемы, с которыми мы столкнулись. Они оказались серьезными, почти непреодолимыми, что в конечном счете и привело к полному свертыванию работ.

Широко известна теорема Ю.Б. Харитона [2] о том, что любое экзотермическое вещество способно к детонации, если его характерный размер превосходит некоторый минимальный, или критический. Скорость термоядерной реакции является сильной функцией температуры. Наряду с энерговыделением происходят также энергопотери вследствие переноса тепла через поверхность, так что эффективный источник можно представить в виде

$$q = q_+(T) - q_-(T).$$

Приравнивая положительный и отрицательный источники друг к другу, найдем типичную температуру  $T_{\max}$  и, следовательно, время горения. С другой стороны, время жизни плазмы, определяемое ее гидродинамическим разлетом, по порядку величины равно

$$t_p = \frac{r}{c_{\text{зв}}} \cong \frac{r}{\sqrt{T_{\max}}}.$$

Из сравнения этих двух времен и выделяется критический размер. Попутно отмечу одно важнейшее обстоятельство. Поскольку скорость горения пропорциональна плотности вещества  $\rho$ , то подобие в разных системах строится по параметру "оптической толщины"  $\rho r$ . Это означает, что безразмерные величины, такие, как выгорание, являются функциями  $\rho r$ . В частности, критический размер  $r \sim 1/\rho$ , поэтому масса, способная к горению,

Л.П. Феоктистов. Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН,  
117924 Москва, Ленинский просп. 53, Россия  
Тел. (095) 135-42-71. Факс (095) 135-78-80

Статья поступила 14 ноября 1997 г.

$M \sim 1/\rho^2$  для сферы и  $M \sim 1/\rho$  (г см<sup>-1</sup>) для цилиндра. Положение в точности аналогично тому, что имеет место при описании нейтронных цепных реакций деления, так как, в сущности, объясняется сходной физической причиной: рождение пропорционально массе тела, потери — ограничивающей его поверхности.

Вместе с тем, при изучении термоядерной детонации в дейтерии исследователи столкнулись с другой трудностью — ограничением радиуса трубы сверху, чего при детонации химических веществ не возникало. Физическая причина состояла в следующем. Всем известно, что фотон, рассеиваясь на неподвижном электроны, теряет часть своей энергии. Если же электрон энергичен, а квант, наоборот, мягкий, то соударение ведет к возрастанию энергии фотона. Эти процессы: прямой — комптон-эффект и обратный — комптонизация<sup>1</sup> приводят, в конечном счете, к термодинамическому равновесию между материальной плазмой и излучением (планковизация излучения).

Поскольку основным источником фотонов в водородной среде является очень мягкое тормозное излучение, то в горячей плазме происходит паразитный отток энергии от материи в излучение. Чтобы его как-то уменьшить, приходится сокращать размер трубы для того, чтобы фотоны вылетали наружу раньше, чем они наберут от электронов заметную энергию. Это значит, что радиус трубы не может существенно превосходить комптоновскую длину пробега света ( $l = 5/\rho$ ,  $\rho = 0,14$  г см<sup>-3</sup> для жидкого дейтерия). По всем расчетам получалось, что нижняя граница радиуса почти перекрывалась с верхней, система оказывалась весьма чувствительной к деталям. Например, толщина и материал стенки, ограничивающей жидкий водород, оказывали значительное влияние на общую картину. (Во избежание недоразумения поясню, что выделение верхней границы не противоречит общей теореме Ю.Б. Харитона. В дейтерии можно указать такой, достаточно большой, радиус, при котором термоядерная детонация будет поддерживаться и в условиях полного термодинамического равновесия, однако он настолько велик, что задача теряет полностью практический смысл.)

Прежде чем закончить исторический экскурс, хочу вспомнить об одном факте, о котором я узнал в начале 50-х годов от Я.Б. Зельдовича. В то время уже было известно, что скорость горения дейтерия с тритием в 100 раз больше, чем у чистого дейтерия. Сочетание двух причин — наименьшего заряда у водорода ( $Z = 1$ ) и сильной реакции  $D + T$  — приводило к тому, что за время горения излучение не успевало планковизоваться. Вследствие этого эффективная температура излучения оставалась низкой, энерговыделение перекачивалось в температуру материальной среды.

Много лет спустя это явление удалось зафиксировать экспериментально. По доплеровскому размытию энергии 14-МэВ нейтронов, продуктов сгорания ДТ непосредственно во взрывном эксперименте была отмечена рекордная температура, превосходящая 1 млрд градусов.

Химическая и термоядерная детонация имеют много общего. В эту меру переносятся многие вычислительные

приемы. С другой стороны, есть и существенное различие, помимо простейшего — различия в калорийности. В дальнейшем мы будем рассматривать исключительно ДТ-реакцию как наиболее быстропротекающую. Именно на основе дейтерий-тритиевой смеси возможно выйти на предельно малые размеры детонационного шнура. Только на этом пути можно реально осуществить переход от военного к мирному использованию термоядерной детонации со сколько-нибудь приемлемыми энергозатратами на инициирование в условиях "лабораторного" эксперимента.

При этом выясняется, что самоподдерживающаяся реакция происходит при  $\rho r \geq 0,35$  г см<sup>-2</sup>. Горячая плазма с температурой  $\sim 10$  кэВ обнаруживает множество механизмов передачи энергии: и гидродинамическая детонация, и электронная теплопроводность, и вынос энергии заряженными  $\alpha$ -частицами и нейтронами, и радиационные явления. В разных условиях преобладают различные процессы: так, для бесконечной среды определяющим может оказаться перенос энергии 14-МэВ нейтронами, выносящими 80 % энергии реакции  $D + T \rightarrow \alpha + n$ . Для предельно небольших размеров шнура, наоборот, роль нейтронов в передаче энергии "вперед" невелика, так как среда для них прозрачна (пробег нейтронов  $l_n = 5/\rho$  в десятки раз больше радиуса). В чистом водородном веществе, как уже упоминалось, несуществен и радиационный перенос. Передача энергии  $\alpha$ -частицами также значительно уступает из-за малости пробега электронной теплопроводности. По сути дела конкурируют два процесса: гидродинамическая детонация Жуге–Зельдовича и скоростное (теплопроводное) горение.

Для химической детонации боковые потери, как правило, малосущественны, тогда как при термоядерной детонации в наиболее интересных случаях пренебречь энергетическими потерями никак нельзя. Например, в некоторых условиях вынос энергии  $\alpha$ -частицами, а не разлет определяет критический радиус. Некоторые вопросы термоядерных волн рассматривались в [4, 5].

## 2. Гидродинамическая детонация Жуге–Зельдовича

По сути дела, все вопросы детонации, в том числе с учетом потерь, содержатся в монографии [6]. Ниже дается еще один вывод формулы скорости детонации, достаточно простой и наглядный. Для этого выпишем уравнение плоской стационарной детонации в безразмерной форме и системе координат, где фронт покоится:

$$\begin{aligned} \rho u &= 1, & \rho &= [\rho_0], \\ p + \rho u^2 &= 1, & u &= [D], \\ \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{p}{\rho} + \frac{u^2}{2} &= \frac{1}{2} + E, & p &= [\rho_0 D^2], \quad E = [D^2]. \end{aligned}$$

Функция  $E = \int q dt = \int_0^z [q_+ - q_-] D^{-1} dz$  — энергия эффективного источника. Ее качественный вид представлен на рис. 1 (отсчет  $z = 0$  ведется от фронта ударной волны).

Характерная особенность функции  $E(z)$  состоит в наличии у нее максимума, который объясняется тем, что роль положительного источника ослабевает в результате выгорания. Вся выделившаяся энергия в конечном итоге уходит из зоны горения через боковые стенки, так что в пределе  $E_{z \rightarrow \infty} = 0$ . Поэтому правильным

<sup>1</sup> Этими вопросами занимались многие исследователи, включая Я.Б. Зельдовича, А.С. Компанейца и других. Современное изложение вопроса можно найти, например, в [3].

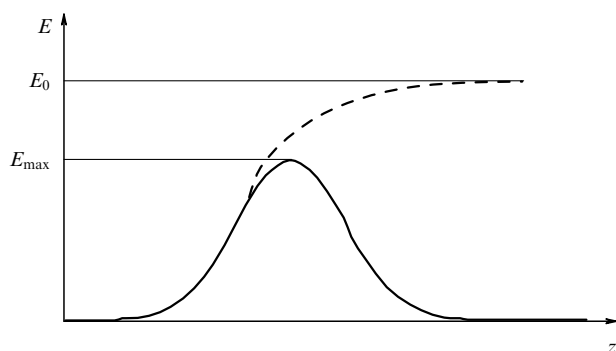


Рис. 1. Зависимость эффективного энергосвечения от координаты (штрихом обозначена кривая без потерь:  $q_- = 0$ ).

краевым условием для всех гидродинамических величин — давления, температуры, продольной скорости  $v = 1 - u$  — является обращение их в нуль вдали от фронта.

Разрешая уравнение, получим

$$u = \frac{1}{\gamma + 1} \left[ \gamma \pm \sqrt{1 - 2(\gamma^2 - 1)E} \right].$$

На фронте ударной волны  $z = 0$ ,  $E = 0$ ,  $u_{\text{ф}} = (\gamma - 1)/(\gamma + 1)$  необходимо использовать нижний знак. На другом конце  $z \rightarrow \infty$ ,  $E$  опять обращается в нуль, а  $u = 1$ . Такое возможно только на ветви с верхним знаком. Следовательно, должен быть найден способ перехода с одного решения на другое. Легко убедиться, что единственная возможность заключена в том, чтобы обратить радикал в нуль в максимуме — в точке  $E = E_{\text{max}}$ . Отсюда  $2(\gamma^2 - 1)E_{\text{max}} = 1$  или в размерной форме

$$D_J^2 = 2(\gamma^2 - 1)E_{\text{max}}.$$

Выведенная формула находится в соответствии с общеизвестным выражением Жуге для  $E_{\text{max}} = E_0$ , равной калорийности топлива, и повторяет аналогичные выражения в [6].

Отметим, что  $E = E_{\text{max}}$  наступает в точке  $q_+(\rho, T) = q_-(\rho, T)$  и одновременно в точке Жуге, где значение плотности определено ( $\rho_J = (\gamma + 1)/\gamma$ ). Так что выписанное равенство может служить для нахождения температуры в точке Жуге. Зная температуру, легко найти скорость звука и скорость детонации

$$D = \frac{\gamma + 1}{\gamma} C(T_{\text{max}}).$$

Численное значение  $E_{\text{max}}$  можно привлечь для определения эффективной ширины зоны реакции. В точке Жуге надо иметь в виду, что реакция не обрывается, но и не проявляет себя при вычислении  $D$ , так как эта зона энергосвечения расположена вне области влияния возмущений на фронт волны.

### 3. Сверхзвуковое горение

В химических реакциях передача энергии от атома к атому происходит при их столкновениях. Поскольку скорость перемещения атомов в процессе диффузии не может быть больше скорости самих атомов, которая, в свою очередь, масштаба скорости звука, то теплопроводное горение в химической среде всегда медленное

(дозвуковое). В высокотемпературной ионизированной плазме скорость агента, передающего тепло (электронов, фотонов и т.п.), может намного превысить тепловую скорость ионов. Тогда скорость распространения может превысить скорость звука:  $D > c \cong D_J$ . Интуитивно ясно, что это ведет к снижению роли газодинамических процессов. Непосредственно из уравнения Эйлера следует:

$$\frac{du}{dt} = D \frac{du}{dx} = \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dx},$$

$$Du \cong \frac{p}{\rho} = c^2,$$

$$\frac{u^2}{c^2} = \frac{c^2}{D^2} \cong \frac{D_J^2}{D^2}.$$

Видно, как с ростом  $D$  уменьшается отношение кинетической энергии к тепловой. Тем самым смыкается описание дозвукового и сверхзвукового горения, как опирающееся на уравнение теплопроводности (переноса). С учетом тепловых потерь в настоящем разделе производится обобщение широко известной формулы Зельдовича и Франк-Каменецкого (ЗФК) для скорости горения [7].

Стационарное уравнение теплопроводности

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = D \frac{d\varepsilon}{dx} = \frac{d}{dx} \left( \kappa \frac{dT}{dx} \right) + q(T)$$

( $\varepsilon$  — внутренняя энергия,  $\kappa$  — коэффициент теплопроводности, являющийся функцией температуры) сводится к уравнению первого порядка, если коэффициенты  $\kappa$  и  $q$  не являются явными функциями координаты,

$$Q = Q \frac{dQ}{d\varepsilon} + q_0(\varepsilon).$$

Величина  $Q = D^{-1} \kappa dT/dx$  пропорциональна потоку,  $q_0 = \kappa q / (D^2 d\varepsilon/dT)$  — некий обобщенный источник,  $T$  и  $\varepsilon$  связаны друг с другом через теплоемкость. На переднем фронте  $\varepsilon \rightarrow 0$ ,  $q \rightarrow 0$ . Предположим, что  $q_0 \approx \varepsilon^n$ . Легко видеть, что при  $n < 1$  решения нет ( $D \rightarrow \infty$ ). Происходит это потому, что при  $n < 1$  происходит локальное самовозгорание — за конечное время  $\varepsilon$  от нуля достигает конечного значения. При  $n > 1$  и  $\varepsilon \rightarrow 0$  источник слаб, решение  $Q|_{\varepsilon \rightarrow 0} = \varepsilon$ .

Будем считать  $q_0$  сильно нарастающей функцией  $\varepsilon$ . Тогда основное энергосвечение происходит в узкой области максимального значения  $\varepsilon = \varepsilon_{\text{max}}$ . Но при максимальной температуре поток  $Q = 0$ . Отбрасывая теплоемкостный член в уравнении, получим решение

$$Q^2 = 2 \int_{\varepsilon}^{\varepsilon_{\text{max}}} q_0 d\varepsilon.$$

Значение интеграла нечувствительно к нижнему пределу и можно устремить  $\varepsilon \rightarrow 0$ . С другой стороны, решение должно быть сопряжено с тем, которое следует из области  $q_0 = 0$ ,  $Q = \varepsilon \approx \varepsilon_{\text{max}}$ . С учетом этого получается решение в размерной форме:

$$D^2 = \frac{2}{\varepsilon_{\text{max}}^2} \int_0^{T_{\text{max}}} \kappa q dT,$$

где  $\varepsilon_{\text{max}}$  полагается равной калорийности.

Приведенные рассуждения и результат в точности следуют логике Я.Б. Зельдовича и Д.А. Франк-Каменец-

кого, предложивших эту формулу для определения скорости распространения горения химических веществ.

Применительно к термоядерному горению нужны уточнения. Для DT-реакции температурное нарастание скорости реакции резко замедляется после достижения температуры 10–15 кэВ, тогда как следующая из калорийности температура намного выше. С учетом выгорания температурная зависимость скорости реакции может стать даже спадающей. Если источник не является монотонным как функция температуры, а такое может случиться также при учете тепловых потерь, то прямое использование формулы ЗФК может привести к парадоксальному результату: с ростом калорийности скорость детонации падает. Чтобы разрешить эту ситуацию, посмотрим, каков вид интегральных кривых исходного уравнения в зависимости от параметра  $D$ . При большом значении  $D$  искомая температура уходит в бесконечность, при малых  $D$  она, достигая максимума, обращается в нуль на конечном расстоянии  $x$ . Очевидно, физически разумным и предельным является значение скорости, разделяющее эти два решения. Другими словами, необходимо найти решение, в котором при  $\varepsilon = \varepsilon_{\max}$  одновременно  $Q$ ,  $Q dQ/d\varepsilon$  и, следовательно,  $q(\varepsilon_{\max})$  обращаются в нуль. Тогда равенство  $q_+ = q_-$  определяет максимальную температуру. Как видим, условие совпадает с правилом, выведенным для газодинамической детонации. (Замечу в скобках, что предельное решение — не что иное, как модная ныне "уединенная волна".)

Обратимся вновь к исходному уравнению и трансформируем его в интегральное, удобное для итерации при  $\varepsilon \rightarrow 0$ :

$$Q = \varepsilon - \int_0^\varepsilon \frac{q_0}{Q} d\varepsilon,$$

$$Q_0 = \varepsilon, \quad Q_1 = \varepsilon - \int_0^\varepsilon \frac{q_0}{Q_0} d\varepsilon \quad \text{и т.д.}$$

Вместе с тем при  $\varepsilon = \varepsilon_{\max}$   $Q \cong q_0$  и возможна простейшая интерполяция:

$$Q = \begin{cases} Q_{\varepsilon \rightarrow 0}, & \varepsilon < \varepsilon_0, \\ q_0, & \varepsilon > \varepsilon_0, \end{cases}$$

где  $0 < \varepsilon_0 < \varepsilon_{\max}$  — некоторое промежуточное число. Устремляя  $\varepsilon \rightarrow \varepsilon_{\max}$ , получим

$$1 = \frac{1}{\varepsilon_0} \int_0^{\varepsilon_0} \frac{q_0}{Q|_{\varepsilon \rightarrow 0}} d\varepsilon \cong \frac{2}{\varepsilon_0} \int_0^{\varepsilon_0} \frac{q_0}{\varepsilon} d\varepsilon.$$

В последней части равенства принято простейшее выражение для  $Q = \varepsilon$ , наибольшее по величине. Чтобы это как-то компенсировать и выйти на правильную асимптотику для  $\delta$ -образного источника (решение ЗФК), введен числовой коэффициент 2. Поскольку из всех физических решений ищется то, которое имеет наибольшую скорость, возникает процедура определения параметра  $\varepsilon_0$ . В размерной форме окончательная формула имеет следующий вид:

$$D^2 = \max_{(T_0)} \left( \frac{2}{\varepsilon(T_0)} \int_0^{T_0} \frac{q\kappa}{\varepsilon(T)} dT \right).$$

Формула носит приближенный характер и степень ее достоверности может быть установлена на примерах.

Для столообразного источника ( $\varepsilon = T$ ,  $\kappa = 1$ )

$$q(T) = \begin{cases} 0, & T < T_0, \\ 1, & T_0 < T < 1, \\ 0, & T > 1 \end{cases}$$

решение уравнения имеет вид

$$T = Q + q_0 \ln \frac{q_0 - Q}{q_0 - T_0}, \quad q_0 = \frac{q}{D^2}.$$

При  $T = 1$ ,  $Q = 0$ , что и дает трансцендентную связь:  $q_0 \ln[q_0/(q_0 - T_0)] = 1$  или, что то же самое,  $T_0 = [1 - \exp(-D^2)]/D^2$ .

Ниже (см. табл. 1) проводится сравнение точного ( $D^2$ ) решения, решения по формуле ЗФК ( $ID^2 = 2(1 - T_0)$ ) и решения по предлагаемой процедуре

$$D^2 = \begin{cases} \frac{2}{T_0 e}, & T_0 < \frac{1}{e}, \\ 2 \ln \frac{1}{T_0}, & T_0 > \frac{1}{e}. \end{cases}$$

**Таблица 1.** Сравнение скорости горения:  $D^2$  — точное решение,  $ID^2$  — решение по ЗФК,  $D^2$  — данная работа

| $T_0$ | $D^2$ | $ID^2$ | $D^2$ |
|-------|-------|--------|-------|
| 1     | 0     | 0      | 0     |
| 0,91  | 0,2   | 0,18   | 0,19  |
| 0,79  | 0,5   | 0,42   | 0,47  |
| 0,63  | 1     | 0,78   | 0,92  |
| 0,43  | 2     | 1,14   | 1,7   |
| 0,2   | 5     | 1,6    | 3,7   |
| 0,1   | 10    | 1,8    | 7,4   |

Другой пример. Решение исходного уравнения может быть предположено, тогда из него следует выражение для источника. Например, если

$$Q = T(1 - T^k)^m,$$

то

$$q_0 = T(1 - T^k)^m \left[ 1 + (1 - T^k)^{m-1} ((mk + 1)T^k - 1) \right].$$

Вычисленные по приближенным формулам  $D^2$  должны сравниваться с 1:

$$m = 1, \quad ID^2 = \frac{k}{k+2}, \quad D^2 = \frac{2k+1}{2k+2};$$

$$m = 2, \quad ID^2 = \frac{k^2}{k+2},$$

$$D^2 = \max \left\{ 2 \left[ 2x - \frac{6k+5}{2k+1}x^2 + \frac{6k+4}{3k+1}x^3 - \frac{2k+1}{4k+1}x^4 \right] \right\}_{x=T^k}.$$

При  $k \rightarrow \infty$  все формулы дают правильное значение. При небольших  $k$  — различие существенно:

$$k = 1, \quad m = 1, \quad ID^2 = \frac{1}{3}, \quad D^2 = 0,75;$$

$$k = 1, \quad m = 2, \quad ID^2 = \frac{1}{6}, \quad D^2(x \cong 0,5) = 0,73;$$

$$k = 2, \quad m = 2, \quad ID^2 = \frac{1}{3}, \quad D^2 = 0,81.$$

Во всех найденных примерах предлагаемый способ вычисления скорости волны оказался точнее и шире по диапазону.

#### 4. Тепловыделение и сжатие

Уже говорилось, что подобие в термоядерных системах диктуется параметром  $\rho r$ , а не плотностью вещества и характерным размером порознь. Важнейшая особенность термоядерной детонации по сравнению с химической заключена в возможности многократного сжатия вещества, физической причиной которого служит превосходство ядерной энергии над химической. И при нормальной детонации происходит сжатие вещества на фронте ударной волны в  $(\gamma + 1)/(\gamma - 1)$  раз. Сейчас же речь идет о сжатии топлива в сотни раз.

Среда подготавливается для последующего воспламенения не только передачей тепла, но и сильным сжатием, которое только и делает вещество реакционно-способным. Чтобы как-то конкретно выразить, о чем идет речь, для начала представим себе некий объем, разделенный на две части. В первом отсеке находится термоядерная мишень. Мишень под действием внешнего источника энергии  $E_{\text{и}}$  (лазера) сжимается и вспыхивает. При этом выделяется энергия  $E$ , которая распространяется на оба отсека. Мишень настолько мала, что не задерживает нейтроны и поэтому 80 % энергии теряется безвозвратно. Допустим, что из оставшихся 20 % 10 % приходится на бесполезную кинетическую энергию разлета мишени. Остальные 10 % распределяется по двум отсекам, но поскольку в первом отсеке "горячее", то в пропорции, скажем, 2:1. Наконец, если во втором отсеке также расположена мишень, то на ее долю, пропорционально поверхности, приходится около 1 % от всей выделившейся энергии в первом отсеке. При всей примитивности подсчета довольно ясно, что существует некоторое минимальное число  $K = E/E_{\text{и}}$  (коэффициент усиления мишени; оно получилось примерно равным 100), такое, что если  $K \geq K_{\text{min}}$ , то вторая мишень оказывается в условиях по разжиганию не хуже, чем первая. Таким образом, появляются шансы путем некоторого усложнения конструкции (присоединения второго отсека) удвоить (суммарно) выделившуюся энергию. Но коль удалось один раз, то почему бы не попробовать еще, присоединяя третий, четвертый и т.д. шары и используя энергию предыдущего (или предыдущих) взрыва для организации последующего. По прошествии достаточно большого количества шаров, после стадии разжигания установится своеобразная детонация, в которой передача энергии осуществляется не только в продольном направлении, но также и в поперечном. Чтобы как-то отличать этот вид детонации, обозначим ее буквами "ПД" — поперечная детонация.

Ниже приводятся оценки для такой конструкции. В трубе эквидистантно расположены шары радиуса  $r$ , расстояние между центрами шаров  $h = 4r$ . Если время процесса лимитируется, главным образом временем сжатия шаров, то скорость распространения, очевидно, равна  $D = 4v$ , где  $v$  — скорость сжатия. Предполагается, что шары устроены самым простым образом. В тонкую оболочку из тяжелого материала массой  $M$  помещен водород (DT) с массой  $m$ . Первоначально оболочке сообщена кинетическая энергия  $E_0 = Mv^2/2$ , которая, в свою очередь, составляет долю  $1/K$  от энергосодержания

( $K$ , как отмечалось,  $\approx 100$ ). Если оболочка остается тонкой до конца сжатия, то вся ее энергия переходит в энергию газа, находящегося внутри оболочки:

$$AmT_k = E_0,$$

где  $A \cong 10^{15}$  эрг г $^{-1}$  кэВ $^{-1}$  — теплоемкость,  $T_k$  — конечная температура газа, возникающая в момент максимального сжатия.

Величина сжатия  $\delta_k$  легкого вещества следует из соображения, что энтропия вносится ударной волной, имеющей массовую скорость  $V$ , равную скорости оболочки. Для одноатомного газа ( $\gamma = 5/3$ )  $\delta_k = 4(M/m)^{3/2}$ . Если отношение  $M/m$  слишком велико, то необходимо учитывать расход энергии на сжатие оболочки, так как ее нельзя считать тонкой. Тогда

$$AmT_k = SE_0,$$

$$\delta_k = 4 \left( \frac{SM}{m} \right)^{3/2},$$

где  $S$  — доля переданной газу энергии.

При решении уравнения состояния "холодной" оболочки  $p = B\delta_{\text{т}}^{\gamma}$  ( $\delta_{\text{т}} = \rho_{\text{т}}/\rho_{0\text{т}}$  — сжатие) непосредственно из закона сохранения энергии и равенства давления в горячей газовой сердцевине и оболочке следует

$$1 = S + vS^{5(\gamma-1)/2\gamma},$$

$$v = \frac{1}{\gamma - 1} \left( \frac{4B}{A\rho_{0\text{т}} T_{\text{max}} \delta_{\text{max}}} \right)^{1/\gamma} \left( \frac{\delta_{\text{max}}}{4} \right)^{5/3} \left( \frac{8}{3} \frac{\rho_{0\text{л}}}{\rho_{0\text{т}}} \right)^{(\gamma-1)/\gamma},$$

где  $T_{\text{max}} = E_0/Am$ ,  $\delta_{\text{max}} = 4(M/m)^{3/2}$  — соответственно температура и сжатие при  $S = 1$ , т.е. максимальные, без учета потерь в оболочке.

Для типичных значений констант ( $\gamma = 2,5$ ,  $B = 10^{12}$ )

$$v = 0,5 \left( \frac{\delta_{\text{max}}}{1000} \right)^{5/3} \left( \frac{T_{\text{max}}}{10} \frac{\delta_{\text{max}}}{1000} \right)^{-2/5}.$$

Сама же величина потерь с достаточной точностью может быть выражена как

$$S = \frac{1}{(1 + v)^{2/3}}.$$

Для жидкого водорода, заключенного в оболочку из тяжелого материала (например, золота),  $S = 0,5$  для  $M/m = 80$  и  $\delta_k = 1000$ . Помимо того, что при большом сжатии происходит непроизводительный расход энергии на оболочку, наступают также ограничения, связанные с нарушением сферической симметрии сжатия.

Типичные значения параметров:

$$m = 10^{-3} \text{ г}, \quad \delta_k = 800, \quad T_k = 6 \text{ кэВ}, \quad K = 70,$$

$$M = 5 \times 10^{-2} \text{ г}, \quad r_0 = 1 \text{ мм}, \quad v = 2 \times 10^7,$$

$$E_0 = 1 \text{ МДж}, \quad D \cong 10^3 \text{ км с}^{-1}.$$

Замыкание задачи и выбор размеров возникает из требования  $K \cong 100$ , необходимого для поддержания распространения горения от одного шара к другому. В свою очередь, коэффициент усиления  $K$  зависит от массы шара  $m$  (или размера  $r_0$ ), скорости сжатия и выполнения критерия разжигания, т.е. достижения некоторой температуры  $T \sim 6$  кэВ и  $\rho r \cong 1$  г см $^{-2}$ , достаточного по уровню выгорания ( $\eta \cong \rho r/6$ ).

В приведенных выше рассуждениях содержится одна логическая незавершенность — никак не обусловлено расстояние между центрами шаров. Я надеюсь, читателю ясно, что ради простоты изложения некоторые детали опускаются. Например, существенную роль при сжатии может оказывать нейтронный разогрев, вызванный взрывами предыдущих шаров. Его значение тем больше, чем меньше межцентровое расстояние. При сближении шаров труднее организовать приемлемую для сферического сжатия симметрию. С другой стороны, чрезмерное раздвижение шаров создает "холостое" пространство, требующее дополнительных энергозатрат. Полная оптимизация задачи требует достаточно точных и сложных расчетов [8]. Вместе с тем, интересно рассмотреть еще одну предельную ситуацию, а именно, сближая шары, трансформировать картину до непрерывной — "цилиндр в цилиндре".

Итак, пусть в цилиндре радиуса  $r_n$  и безграничными стенками из тяжелого материала находится другой цилиндр  $r_0$ , состоящий из тонкой тяжелой оболочки массы  $M$  (г см<sup>-1</sup>) и внутреннего ДТ-газа с массой  $m$ . Между цилиндрами — легкий материал, типа Ве, прозрачный для излучения.

Часть энергии горения в виде излучения вытянется по легкому веществу в зазоре между цилиндрами, образуя факел впереди области горения. Та самая энергия, которая опережает фронт и осуществляет предварительное сжатие термоядерного вещества. При этом может возникнуть два режима. Первый из них в принципиальном плане не отличается от изолированных шаров — при сжатии возникает одновременно высокая температура, необходимая для воспламенения, т.е. скорость распространения регулируется поперечным сжатием (ПД-режим). Может случиться и по-другому. Энергия в зазоре сжимает, но не поджигает смесь. Поскольку цилиндр — односвязная конфигурация, то необходимое для поджога тепло (высокая температура) передается по внутреннему цилиндру гидродинамическим или теплопроводным механизмом. Такая детонация ничем не отличается от естественной, за исключением важнейшего звена — в ней плотность вещества многократно превосходит твердотельную. Так как последний режим сочетает в себе и продольное, и поперечное движение, назовем его продольно-поперечной детонацией (ППД).

Какой из двух режимов установится, зависит от конкретной конструкции (соотношения  $r_n$  и  $r_0$ , толщины оболочки внутреннего цилиндра, плотности и вещества в зазоре между цилиндрами). По нашим представлениям, ППД-режим наиболее экономный, но и наиболее тонкий с точки зрения воплощения. Несомненно, есть широкий выбор параметров, при которых возможны оба режима. Фактически осуществляется тот, для которого скорость распространения выше.

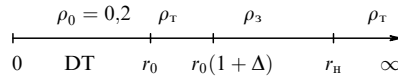
#### 4.1. Процедура временного замыкания

На конкретном примере постараемся понять особенности цилиндрической детонации, примерный ход рассуждений, приводящих к определению скорости распространения. Будем иметь в виду, что в соответствии с [8] распространение возможно лишь для  $\rho r > 0,35$  г см<sup>-2</sup>. Все числовые оценки относятся (с запасом) к  $\rho r = 0,4$  г см<sup>-2</sup>. При этом КПД сгорания топлива  $\eta \cong 0,2$ , а скорость детонации (без согласования)  $D = 2 \times 10^8 = 20$  (единицы времени —  $10^{-7}$  с, энергии —

$10^{14}$  эрг). Примем по условиям симметрии  $M/m = 10$ , тогда предельное сжатие  $\delta_{\max} \cong 4(M/m)^{3/2} = 125$  ( $\sim 11$  раз по радиусу).

Наконец, из требования  $(\rho r)_{\max} = (\rho r)_0 \delta_{\max}^{1/2} = 0,4$  найдем радиус внутреннего цилиндра:  $r_0 = 0,18$  см.

#### 4.2. Поперечный разрез двойного цилиндра



$\rho_\tau$  — плотность тяжелой оболочки ( $M$ ) и наружного кожуха ( $\rho_\tau \cong 20$  г см<sup>-2</sup>);

$\rho_з$  — плотность зазора (выбирается из условия неперекрывания зазора продуктами испарения);

$\Delta$  — относительная толщины оболочки, при  $M/m = 10$   $\Delta = 0,05$  (5 %);

$r_n$  — внутренняя граница наружного цилиндра;

$r_n/r_0$  — оптимизируется.

#### 4.3. Температурные условия в зазоре

Полная калорийность ДТ-топлива  $q_0 = 3,4 \times 10^{18}$  эрг г<sup>-1</sup> =  $3,4 \times 10^4$  по  $\alpha$ -частицам ( $q_\alpha = 6,8 \times 10^3$ ). С учетом КПД  $\eta = 0,2$  энерговыделение составляет  $\varepsilon = 1,4 \times 10^3 m$  ( $m \cong 2 \times 10^{-2}$  г см<sup>-1</sup>).

Далее будем полагать, что эта энергия в конце концов распределится по сечению и температура установится в соответствии с теплоемкостью. Тогда

$$A_{DT} m T + A_{\max} M T + A_3 M_3 T + S \sigma T^4 = \frac{\varepsilon}{2}$$

( $S = \pi r_n^2$  — площадь поперечного сечения). Буквой  $A$  обозначены теплоемкости, последний член слева — потеря на излучение. В баланс (справа) введена произвольная двойка, чтобы как-то учесть неравномерность температуры, потери на разлет. Итог содержится в табл. 2.

**Таблица 2.** Температура  $T_3$  (кэВ) в точке энерговыделения в зависимости от плотности  $\rho_з$  в зазоре и соотношения наружного ( $r_n$ ) и внутреннего ( $r_0$ ) радиусов цилиндров

| $\rho_з$ | $r_n/r_0$ |     |      |
|----------|-----------|-----|------|
|          | 1,5       | 2   | 3    |
| 0,5      | 2,4       | 2,0 | 1,55 |
| 1        | 2,25      | 1,9 | 1,3  |
| 2        | 2,15      | 1,6 | 0,95 |

Левый верхний угол (табл. 2) — преобладающее влияние энергии излучения, правый нижний угол — материальная теплоемкость.

#### 4.4. Испарение стенок

Если внутри зазора содержится вещество с достаточно высокой плотностью, то движение стенок при испарении подавлено. В этом приближении решение уравнения теплопроводности

$$(A\rho)_\tau \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{lc}{3} \frac{\partial \sigma T^4}{\partial x} \right)$$

возможно в следующей постановке. Между веществом зазора и тяжелой стенкой образуется "подушка" испаренного вещества, у которого давление выравнено с

окружением ("сахаризовано"):  $(A\rho)_T = (A\rho)_3$ . Толщина "подушки" нарастает по времени, как будто тепловая волна бежит по заранее приготовленному тяжелому веществу с "сахаризованной" плотностью. Для длины пробега, выраженной в виде степенной функции  $l = aT^n/\rho^m$ , имеет место автомодельность и точное решение. Мы воспользуемся более простыми размерными соображениями, достаточными для оценок.

Поток:

$$q = -\frac{lc}{3} \frac{\partial \sigma T^4}{\partial x} = \left(\frac{ac}{3t}\right)^{1/2} (\sigma T^4)^{1/2} (A\rho T)^{1/2} \sqrt{\frac{4}{4+n}} \frac{T^{n/2}}{\rho^{m/2}},$$

длина испарения:

$$x = \frac{qt}{(A\rho T)_T}.$$

Подставляя для оценок цифры (которые на самом деле должны быть уточнены):

$$a = 10^{-3}, \quad t = 10^{-8} \text{ с} = 0,1 \text{ (в ед. } 10^{-7}), \quad n = 3, \quad m = 1, \\ (A\rho)_T = 10\rho_3, \quad q = 6,5T^4 \text{ (в ед. } 10^{21}), \quad \frac{x}{t} = 0,65 \frac{T^3}{\rho_3}.$$

Последняя величина определяет собой скорость нарастания испаренного слоя. С точки зрения закрытия зазора ее нужно сравнивать с общей скоростью сноса вещества ударной волной

$$v_{y.B} = \sqrt{\frac{3}{4} \frac{2}{3} \frac{10\rho_3 T}{\rho_{0T}}} = \frac{(\rho_3 T)^{1/2}}{2}.$$

Зазор "стоит" при выполнении условия:  $v_{y.B} > x/t$  или  $T^{2,5}/\rho_3^{3/2} < 0,8$ .

В дальнейшем для оценок будем считать

$$T_3 = 1,4, \quad \rho_3 = 2, \quad \frac{r_H}{r_0} = 2,2.$$

Поток излучения черного тела

$$q_{ч.Т} = 10^{24} T^4 = 10^3 T^4 \text{ (в ед. } 10^{21}),$$

а отношение  $\alpha = q/q_{ч.Т} = 6,5 \times 10^{-3} \approx 10^{-2}$  суть альбедо "стенки", полезная вспомогательная величина, используемая далее.

#### 4.5. Время сжатия

Нами определены все характерные значения параметров. В частности, давление в зазоре, сжимающее внутренний цилиндр,  $p_H = 5\rho_3 T_3 = 14$ , средняя скорость полета оболочки  $M \bar{v} = (p_H m / \rho_0 M)^{1/2} = 2,6$  и время сжатия (отношенное к радиусу внутреннего цилиндра)  $t_c/r_0 \cong 0,4$ . Наконец, можно найти максимальную температуру сжатия, исходя из энергетических соображений:

$$T_{\max} = \frac{p_H}{A_{DT} \rho_0} \cong 7 \text{ кэВ}.$$

Найденная температура достаточно велика, чтобы вызвать воспламенение ДТ-смеси (даже с учетом некоторых энергопотерь на сжатие тяжелой оболочки). В самом деле, время разгорания следует непосредственно из решения уравнения (см. также [9])

$$A_{DT} \frac{dT}{dt} = q_{\alpha} \frac{1}{\tau_{DT}},$$

где  $q_{\alpha}$  — калорийность по  $\alpha$ -частицам,  $1/\tau_{DT}$  — скорость термоядерной реакции, которую в диапазоне температур 1–5 кэВ можно представить в степенном виде

$$\frac{1}{\tau_{DT}} = 2\theta^4 \rho_{DT}, \quad \theta = \frac{T}{10}.$$

Отсюда время вспышки, необходимое для обращения температуры в бесконечность, когда она провоцируется начальной температурой  $\theta_0$ ,

$$t_{всп} = \frac{5}{3} \frac{A_{DT}}{q_{\alpha} \rho_{DT} \theta_0^3} = \frac{1}{400} \frac{1}{\rho_{DT} \theta_0^3}.$$

Это время нужно сравнить с гидродинамическим временем нахождения газа ДТ вблизи максимального сжатия

$$t_{гидр} = 0,5 \frac{r_{\min}}{v}.$$

Профильный коэффициент 0,5 вычислен из точного решения и соответствует снижению скорости реакции вдвое по отношению к максимальной.

Будем считать, что вспышка состоялась, если  $t_{всп} < t_{гидр}$ , т.е.

$$\frac{200(\rho r)_0 \theta^3}{\bar{v}} > 1, \quad \text{или} \quad \theta^3 > \frac{1}{30} \quad (\theta > 0,3, \quad T > 3 \text{ кэВ}).$$

Таким образом, можно констатировать, что при выбранных параметрах среды имеет место ПД-режим с принудительным разжиганием вследствие сжатия. "Естественная" скорость детонации фактически выпадает из рассмотрения, если она меньше принудительной.

#### 4.6. Внешняя теплопроводная задача — распространение тепла по зазору

Уравнение теплопроводности по зазору:

$$A_3 \rho_3 \frac{\partial T}{\partial t} = -A_3 \rho_3 D \frac{dT}{dx} = \\ = \frac{d}{dx} \left( \kappa \frac{d\sigma T^4}{dx} \right) - \alpha \frac{c}{4} \sigma T^4 \frac{2\pi(r_H + r_B)}{\pi(r_H^2 - r_B^2)}.$$

Коэффициент теплопроводности по зазору

$$\kappa = \frac{lc}{3} = \frac{2(r_H - r_B)c}{3}$$

фактически не зависит от материала в межцилиндровом пространстве и полностью определяется геометрическим фактором (геометрическая длина пробега света раз в десять меньше материальной).

В уравнении опущен малосущественный член, связанный с теплоемкостью излучения, и это дает возможность перейти к полностью обезразмеренной форме уравнения

$$-\frac{d\theta}{dy} + \theta^4 = \frac{d^2\theta^4}{dy^2},$$

$$y = \frac{x}{x_0},$$

$$x_0 = \sqrt{\frac{4}{3\alpha}} (r_H - r_B),$$

$$T_0^3 = \frac{A_3 \rho_3 D/c}{\sigma \alpha^{1/2}},$$

$$\theta = \frac{T}{T_0}.$$

На переднем "носу"  $\theta = -d\theta^4/dy = 0$ . Счет обрывается при  $\theta = \theta_{\max}$  (см. раздел 4.3, где определена температура в зазоре). Путем замены  $q = -d\theta^4/dy$  можно получить уравнение первого порядка

$$q + 4\theta^7 = q \frac{dq}{d\theta}.$$

При малых значениях  $\theta \rightarrow 0$   $q = \theta$ . Не допуская большой неточности, можно воспользоваться равенством  $q = \theta$  в левой части уравнения

$$q \frac{dq}{d\theta} = \theta + 4\theta^7, \quad q^2 = \theta^2 + \theta^8,$$

$$y = \int \frac{d\theta^4}{q} = \frac{4}{3} \int_0^\theta \frac{d\theta^3}{\sqrt{1 + \theta^6}} = \frac{4}{3} \ln(\sqrt{1 + \theta^6} + \theta^3).$$

Для выбранных ранее параметров  $T_k = 1,4$ ,  $\rho_3 = 2$ ,  $r_n/r_0 = 2,2$  определим при разных значениях  $D$  длину  $x/r_0$  вытянутой по зазору зоны излучения (перед фронтом горения) и ее временную протяженность  $t/r_0 = x/(Dr_0)$  (см. табл. 3).

Таблица 3. Зависимость скорости детонации от параметров

| $D$ | $T_k^3/T_0^3$ | $x/r_0$ | $t/r_0$ |
|-----|---------------|---------|---------|
| 20  | 2,28          | 28,9    | 1,44    |
| 30  | 1,52          | 22,3    | 0,74    |
| 40  | 1,14          | 18,0    | 0,45    |
| 50  | 0,91          | 15,1    | 0,3     |

Сравнивая последний столбец табл. 3 с временем сжатия  $t_c/r_0$ , найдем, что скорость распространения  $D \approx 40$ , действительно, заметно превосходит скорость горения: при  $(\rho r)_k = 0,4$   $D = 20$ . Целью нашего приближенного рассмотрения было наметить процедуру временного замыкания задачи, а также обозначить числовые значения, которые могут быть использованы в качестве первой итерации для более детального численного счета.

Фактически ясно, что истинное замыкание произойдет при несколько меньшем энерговыделении (где-то в промежутке  $0,35 < \rho r < 0,4$ ) и  $D \cong 30$ , т.е. с запасом до момента максимального сжатия.

Существенно, однако, отметить, что из-за многочисленных связей задача "цилиндр в цилиндре" доступна лишь численному счету на современных ЭВМ и к настоящему времени не завершена. Наоборот, многошаровая композиция не только полностью рассчитана, но также осуществлена практически, правда, в масштабе, далеком от "комнатного".

## 5. Устойчивость, применения

Еще одним преимуществом детонации со сжатием является ее устойчивость (в химической детонации устойчивость возникает по причине полного выгорания), если выполнено простое требование. Всякая сжимающая система испытывает три стадии: движение внутрь, прекращение движения в момент максимального сжатия и разлет, т.е. движение наружу. Утверждение сводится к тому, что процесс распространения устойчив, когда он реализуется в стадии, предшествующей максимальному сжатию. Другими словами, поскольку наилучшие усло-

вия горения возникают при наибольшем сжатии, реализовать их буквально невозможно, надо отступить, иметь некоторый запас.

Допустим, произошел сбой, где-то выделилась энергия меньше, чем в среднем. Это значит, что последующих участков трубы достигнет также уменьшенная, против ожидаемой, энергия излучения. Значит, вспышка этого участка наступит несколько позже, при большем сжатии, так как выполнение критерия воспламенения диктуется прежде всего температурой. Для ППД-режима рассуждения аналогичны, так как при снижении энерговыделения падает температура и вместе с ней скорость распространения пламени по внутренней трубе. Компенсирующий момент заключен в том, что с ростом плотности энерговыделение возрастает и, следовательно, при понижении энергии в одном месте она нарастает в другом и, в целом, усредняется.

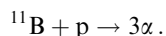
В многошаровой трубе, когда шары находятся на достаточно большом удалении друг от друга, на сжатие последующего шара оказывает влияние, главным образом, предыдущий: при их сближении начинает чувствоваться влияние все большего количества шаров. И нарастает устойчивость, так как отклонение одного шара размещивается в других. По этой причине непрерывная труба, по-видимому, обладает наибольшей устойчивостью.

Устойчиво детонирующая система полностью решает энергетический баланс, ее можно использовать для выгодного производства энергии. Если обеспечено инициирование, то произведенная энергия произвольно велика. По нашим оценкам, необходимая инициирующая энергия составляет несколько мегаджоулей. В этом утверждении подчеркивается огромное преимущество инерционных устройств по сравнению с магнитными, стационарными. В роли внешнего инициирующего устройства несомненное лидерство имеют лазеры, как наиболее технически освоенные. Но, повторяюсь, нужен запас. Наличие же запаса выше некоторого минимального, обусловленного всякого рода неточностями (допусками), может быть использовано для возникновения совсем экзотических построений.

Суть сводится к тому, что доступными тогда становятся не только цилиндрические конструкции, но также конусообразные — расширители. Угол раствора конуса пропорционален запасу. Но каков бы ни был запас, рано или поздно энерговыделение удвоится и станет возможным повести энергию не по одному, а по двум каналам. Так возникает произвольная энерговыделяющая сеть двумерной, или даже трехмерной, конфигурации.

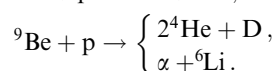
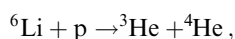
И последнее. Я хотел бы закончить на той же ноте, на какой начал. При продвижении по расширителю энерговыделение, приходящееся на единицу длины, нарастает в геометрической прогрессии. Наконец, энергия становится настолько большой, что способна разжечь не только DT-реакцию, использующую дефицитный тритий, но и другие: по началу DD-реакцию или  $D^3\text{He}$ -реакции, а затем и совсем экзотические. Нужно сказать, что вопрос о безнейтронных реакциях возникал в литературе многократно [10]. Дело в том, что наиболее доступные реакции нельзя отнести к вполне "чистым". Они сопровождаются мощным потоком нейтронов: 14-МэВ нейтроны DT-реакции имеют множество путей для взаимодействия практически с любым веществом посредством  $(n, 2n)$ ,  $(n, \gamma)$ ,  $(n, p)$  и т.п. реакций. Избежать

полностью наведенной радиоактивности невозможно, ее можно лишь уменьшить выбором конструктивных материалов. Тем более, что нейтронный выход в реакциях на изотопах водорода в пять раз больше, чем при делении (как здесь не упомянуть нейтронную бомбу). Итак, речь идет дальше о безнейтронных реакциях. Распространенным примером является



Замечательной особенностью этой реакции является полное отсутствие радиоактивных веществ как в исходных компонентах, так и в конечных. Невозможно себе представить вредных реакций на слабо пробежных  $\alpha$ -частицах при их взаимодействии со стенками со сколько-нибудь существенным выходом. Можно сказать даже, что приведенная реакция с выходом лишь инертного газа гелия более экологически чистая, чем химическая. С этих позиций, если говорить о взрыве, то становится неясно, к какому разряду его отнести — усовершенствованному ядерному или мощному химическому, как не имеющему радиоактивности.

Помимо приведенной привлекательными являются реакции

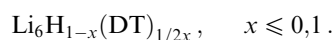


Они протекают даже быстрее, чем на боре, и все же на 3–4 порядка (в зависимости от температуры) медленнее, чем DT-реакция. Так как время жизни плазмы должно быть пропорционально времени реакции, то соответственно возрастает размер области горения, или, лучше сказать, оптическая толщина

$$\rho r \sim \frac{1}{(1/\tau)_{\text{т.р}}}.$$

Вычисления показывают, что за исключением DT-реакции никакие другие не могут протекать в масштабах

лабораторного эксперимента. Более того, экзотические реакции обнаруживают повышенную зависимость скорости реакции от температуры. Поэтому рациональный путь к разжиганию состоит в примешивании в относительно небольшом количестве дейтерия и трития



Если удастся сжать такую смесь только до плотности  $100 \text{ г см}^{-3}$ , то реакция практически не может быть использована (расход трития — сотни килограммов, мощность — десятки мегатонн). А вот если осуществить сжатие до  $1000 \text{ г см}^{-3}$ , то расходы трития становятся приемлемыми — до 100 г, а мощность опускается до десятков килотонн.

Кто знает, не случится ли так, что при нашем взаимодействии с природой окажутся полезными взрывные устройства, в создании и совершенствовании которых большая роль принадлежит Ю.Б. Харитону, Я.Б. Зельдовичу и Д.А. Франк-Каменецкому.

Еще до завершения настоящей работы мне стало известно, что она получила грант РФФИ (№ 97-02-16727), и я выражаю благодарность за поддержку.

## Список литературы

1. Романов Ю А *Природа* (8) 20 (1990)
2. Зельдович Я Б *Избр. труды. Химическая физика и гидродинамика* (М.: Наука, 1984) с. 23
3. Гинзбург В Л *Теоретическая физика и астрофизика* (М.: Наука, 1987)
4. Chu M S *Phys. Fluids* **15** 413 (1972)
5. Настоящий А Ф, Шевченко Л П *Атомная энергия* **32** 451 (1972)
6. Зельдович Я Б, Компанец А С *Теория детонации* (М.: Гостехиздат, 1955)
7. Зельдович Я Б, Франк-Каменецкий Д А *Ж. физ. хим.* **12** 100–105 (1938)
8. Аврорин Е Н и др. *Физика плазмы* **10** 514 (1984)
9. Аврорин Е Н, Феоктистов Л П, Шибаршов Л И *Физика плазмы* **6** 965 (1980)
10. Белоконов В А, Ильинский Ю А, Хохлов Р В *Письма в ЖЭТФ* **24** 569 (1976)

## Thermonuclear detonation

L.P. Feoktistov

*P.N. Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences  
Leninskii prosp. 53, 117924 Moscow, Russia  
Tel. (7-095) 135-42 71. Fax (7-095) 135-78 80*

The characteristics of, and energy transfer mechanisms involved in, thermonuclear detonation are discussed. What makes the fundamental difference between thermonuclear and chemical detonation is that the former has a high specific energy release and can therefore be employed for preliminarily compressing the thermonuclear mixture ahead of the burning wave. Consequently, with moderate (megajoule) initiation energies, a steady-state detonation laboratory experiment with unlimited energy multiplication becomes a possibility.

PACS numbers: **44.90. + c, 47.40. – x**

Bibliography — 10 references

*Received 14 November 1997*