

Ядерное деление с инерционным удержанием

Д. Г. Кошкарёв¹⁾, Б. Ю. Шарков

Институт теоретической и экспериментальной физики, 117218 Москва, Россия

Поступила в редакцию 27 февраля 2002 г.

Рассмотрена возможность иницирования взрывной реакции деления в малом количестве делящегося вещества с помощью пучка тяжелых ионов от мощного ускорителя-драйвера, разработанного для реализации термоядерного синтеза в дейтерий-тритиевых цилиндрических мишенях с прямым поджигом. Обсуждены последствия использования этого метода в ядерной энергетике.

PACS: 28.50.Ft

1. При увеличении плотности $\rho = mn_f$ делящегося вещества происходит более эффективное размножение нейтронов, поскольку пробег нейтрона до размножения $\lambda_f = 1/n_f \sigma_f$ зависит от концентрации делящихся ядер n_f и от сечения реакции деления σ_f . Для быстрых нейтронов с энергией $E \geq 1$ МэВ сечение реакции деления слабо зависит от энергии. В дальнейшем, пренебрегая функцией распределения нейтронов по энергиям, будем считать $E \approx 2$ МэВ, а $\sigma_f \approx 2$ бн (для ^{239}Pu). Таким образом, увеличение плотности делящегося вещества приводит к уменьшению критического размера как ρ^{-1} ($R_k \sim \lambda_f \sim 1/\rho$) и связанной с ним критической массы как ρ^{-2} ($M_k \sim \rho \lambda_f^3 \sim \rho^{-2}$). В данной статье предлагается использовать сильное сжатие делящегося вещества с помощью интенсивного пучка тяжелых ионов от мощного ускорителя-драйвера [1] для решения проблемы получения субмиллиграммовой критической массы вещества делящегося тяжелого элемента.

2. При рассмотрении имплозии цилиндрических мишеней прямого действия в схеме тяжелоионного инерционного термоядерного синтеза [2] тяжелая оболочка “поршня”, сделанная из Au или Pb, разгоняется к оси цилиндрической мишени до скоростей $V_{\text{имп}} \geq 3 \cdot 10^7$ см/с за счет газодинамического давления вещества поглотителя, нагретого пучком тяжелых ионов. В момент стагнации (максимального сжатия, когда выравнивается давление поршня и сжимаемой дейтерий-тритиевой (DT) смеси) вещество поршня достигает плотности $\rho \approx 10^3$ г/см³. Существенным является то, что при реализации режима квазиизэнтропического сжатия энергии ускорителя-драйвера ~ 5 МДж достаточно для получения сильно сжатого вещества с массой $M \approx 1$ г. Таким образом, при замене вещества поршня из термоядерной мишени на делящееся вещество появляется возможность с помо-

щью интенсивных пучков тяжелых ионов с реалистическими параметрами создавать физические условия для протекания взрывного деления малого количества делящегося вещества.

3. Для уменьшения критической массы на практике обычно используется ударное сжатие делящегося вещества с помощью химических взрывчатых веществ (ВВ). Ранее в работе [3] было предложено использовать абляционное давление, возникающее при воздействии мощного лазера. Здесь следует отметить ряд преимуществ интенсивного тяжелоионного пучка по сравнению с другими импульсными методами получения сверхсжатого состояния вещества с точки зрения эффективности преобразования энергии драйвера в энергию сжимаемой оболочки мишени (так называемой гидродинамической КПД). Во-первых, преобразование энергии ионов в энергию нагретого слоя поршня происходит с почти 100%-ным КПД, в отличие от лазерного излучения, где этот коэффициент заметно ниже ($\leq 10\%$). Во-вторых, пучки тяжелых ионов по сравнению, например, с лазерным облучением, больше подходят для осуществления режима так называемого “безударного” сжатия [4]. При безударном сжатии вещество практически не нагревается (энтропия в таком процессе почти не растет) и процесс сжатия происходит при минимальных затратах энергии. Следовательно, когда требуется реализовать “холодное” сжатие больших масс тяжелого вещества, то, по сравнению с лазером, в конечном счете сопоставимые плотности получаются при значительно меньших затратах энергии.

4. Уравнение нейтронного баланса для сферы объемом V и радиусом R в упрощенной форме можно записать в виде

$$\frac{d \int n dV}{dt} = \mu \sigma_f n_f \int n v dV - \frac{1}{4} \int n v dS, \quad (1)$$

¹⁾e-mail: koshkarev@vitep1.itep.ru

где t – время, n – среднее по сфере значение плотности нейтронов, v – величина средней скорости нейтронов, S – поверхность сферы радиуса R , n_f – плотность сжатого вещества мишени, μ – величина эффективного размножения нейтронов в веществе мишени (в соответствии с данными из [5] для ^{239}Pu величина $\mu = 2.03$).

При получении (1) предполагалось, что плотность нейтронов внутри сферы постоянна, а вне сферы равна нулю. Интегрируя в (1), находим количество нейтронов $N(t)$, содержащихся в сфере с радиусом R к моменту времени t :

$$N(t) = N_0 \exp(\alpha \cdot t), \quad (2)$$

где

$$\alpha = \left(\mu n_f \sigma_f - \frac{3}{4R} \right) v, \quad (3)$$

а N_0 есть начальное количество “затравочных” нейтронов, созданное в объеме мишени с помощью дополнительного внешнего устройства, представляющего собой линейный ускоритель протонов.

Так как произведение vt есть виртуальный пробег нейтрона за все время процесса, то величина $x = vt/\lambda_f$ есть число нейтронных поколений. Тогда полное число нейтронов в зависимости от начального количества и от числа поколений находится из соотношения

$$N(t) = N_0 \times \mu^x. \quad (4)$$

Комбинируя соотношения (2), (3) и (4), получим выражение для “разгонного” радиуса ядерной капли R_b в виде

$$R_b = 0.75 \lambda_f / (\mu - \ln \mu). \quad (5)$$

Подставляя в (5) значение $\mu = 2.03$ для R_b , получим простое соотношение: $R_b = 0.567 \lambda_f$. При получении соотношения (5) предполагалось выполнение следующей системы неравенств:

$$\tau_i < \tau_b < \tau_{st}, \quad (6)$$

где τ_i – время ввода “затравочных” нейтронов, τ_b – время “разгонной” реакции деления ядерной материи, τ_{st} – время разлета самой мишени (время стагнации).

5. Сценарий достижения с помощью пучка тяжелых ионов положительного энергетического выхода из сжатого делящегося вещества почти полностью повторяет описанный в работе [2]. Интенсивный ионный пучок концентрируется на торец цилиндрической мишени, выделяя около 5 МДж энергии в цилиндрическом слое поглотителя. Временной профиль вложения энергии ионного пучка и сама конструкция слоев мишени подбираются так, чтобы при движении к оси цилиндра энтропия сжимаемого вещества

оставалась низкой. Получаемое в этом режиме холодного сжатия время стагнации $\tau_{st} \approx 2$ нс. Ниже приведена таблица параметров энергетических систем для 4 случаев с различной степенью объемного сжатия: 300, 400, 500 и 600 (верхняя строка). Линейное сжатие дано во второй строке (II). Плотность сжатого вещества дана в строке III. Атомная плотность (в 10^{25} см^{-3}) – в IV. Разгонный радиус мишени указан в V. Выделение энергии в мишени – в VII. При расчетах коэффициента усиления энергии в мишени предполагалось, что энерговыделение не зависит от массы сжимаемого ядерного топлива (VI), а выгорание ядерного топлива $\approx 30\%$. Частота работы ускорителя-драйвера (в IX) подобрана так, чтобы установка имела среднюю тепловую мощность = 10 ГВт и электрическую ≈ 4 ГВт. Количество реакторов, облучаемых от одного драйвера, зависит от средней тепловой мощности, поглощаемой системой охлаждения реактора. Если эта мощность составляет 2.5 ГВт, то для любого варианта из таблицы, очевидно, потребуются четыре реактора.

I	300	400	500	600
II	17.3	20	22.4	24.5
III, ($\text{кг} \cdot \text{см}^{-3}$)	6	8	10	12
IV	1.5	2	2.5	3
V (мкм)	189	142	113	94.5
VI (мг)	170	95	61	42
VII (ГДж)	4.2	2.4	1.5	1.0
VIII	840	480	300	200
IX (Гц)	2.4	4.2	6.7	10

6. За ≈ 1 нс до момента наибольшего сжатия мишени (наибольшего схождения по радиусу) на ось мишени направляется короткий во времени (длительностью $\tau_i = 0.1$ нс) пучок протонов с энергией ≈ 0.5 ГэВ и с интенсивностью 10^9 протонов за импульс. Простейший способ получения столь мощного (1 ГВт) протонного пучка состоит в пятидесятикратной продольной компрессии пучка с током ≈ 40 мА на выходе из линейного ускорителя. Воздействуя на сжатую мишень, такой пучок обеспечит в реакциях срыва генерацию “затравочных” нейтронов в количестве $N_0 \approx 10^{10}$. Тогда, в соответствии с формулой (4), время разгона меняется от ≈ 0.6 нс для варианта 1 до ≈ 0.3 нс для варианта 4. Видно, что условие (6) достаточно хорошо выполняется для всех четырех вариантов: $\tau_i \approx 0.1$ нс, $\tau_b \approx 0.5$ нс, а $\tau_{st} \approx 2$ нс.

7. Следует отметить очевидную возможность дальнейшего уменьшения массы делящегося вещества за счет уменьшения скорости потерь нейтронов во внешние слои сжатой мишени. Для этого можно

применить эффект отражения нейтронов внутрь объема от внешних, легких слоев конструкции мишени, имеющих большое сечение отражения. В наилучшем случае можно вернуть около четверти от потока уходящих нейтронов и тогда уравнение (1) примет вид

$$\frac{d \int n dV}{dt} = \mu \sigma_f n_f \int n \nu dV - \frac{3}{16} \int n \nu dS.$$

Соответственно, величина R_b примет значение $R_b = 0.56 \lambda_f / \mu - \ln \mu$, а после подстановки величины $\mu = 2.03$, $R_b = 0.42 \lambda_f$. Практически, для достижения коэффициента отражения $F = n_{\text{ref}} \sigma_{\text{ref}} \Delta \sim 1$ потребуется довольно скромное увеличение плотности слоя бериллия $\sim (1.6 \div 2) \cdot 10^3 \text{ г/см}^3$ при сжатии до толщины $\Delta \sim 10^{-2} \text{ см}$.

8. Для наработки делящегося материала по схеме реактора-бридера внешний стабилизирующий слой мишени делается из природного урана ^{238}U . Под действием быстрых нейтронов в нем происходит наработка плутония ^{239}Pu , обеспечивающая естественное воспроизводство делящегося материала.

Основными достоинствами предложенной схемы являются.

- Полное исключение неконтролируемого развития взрывного процесса, обусловленное ограничен-

ностью массы делящегося вещества.

- Малое количество нарабатываемых старших актиноидов (^{243}Am , ^{247}Cm) за счет большой скорости протекания процесса.

- В конечном итоге, при полном воспроизводстве делящегося материала по схеме реактора-бридера, в данной схеме в качестве топлива используется природный уран или торий.

Отметим, что полный расчет установки, использующей рассматриваемую схему производства энергии с оптимизацией всех ее параметров, очевидно, выходит за рамки данной работы.

Авторы благодарят академиков РАН В. И. Субботина и Л. П. Феокистова за полезные обсуждения данной работы.

-
1. Д. Г. Кошкарёв, Б. Ю. Шарков, Заявка на изобретение №2002100801 с приоритетом от 8 января 2002 г.
 2. Д. Г. Кошкарёв, М. Д. Чуразов, Атомная энергия **91**, 47 (2001).
 3. Г. А. Аскаръян, В. А. Намиот, М. С. Рабинович, Письма в ЖЭТФ **17**, 597 (1973).
 4. А. Ф. Сидоров, ДАН **318**, 548 (1991).
 5. Физика деления атомных ядер, Приложение №1 к журналу Атомная энергия за 1957 г., М.: Атомиздат, 1957.