

- [1] З а р о с л о в Д.Ю., К а р л о в Н.В. и др. - Изв. АН СССР, сер. физ., 1979, т. 43, № 2, с. 230-236.
- [2] Б а р а н о в В.Ю., Б о р и с о в В.М. и др. - Препринт № 347217, Институт атомной энергии, М., 1981 г.
- [3] Д а ш у к П.Н., Д е м е н т ь е в В.А. и др. - Письма в ЖТФ, 1983, т. 9, вып. 2, с. 89-94.
- [4] Б а р а н о в В.Ю., Б о р и с о в В.М., В ы ш к а й л о Ф.И., Х р и с т о ф о р о в О.Б. - ТВТ, 1984, т. 22, с. 661.
- [5] Г о р к о в с к и й В.П., К а р л о в Н.В. и др. - Квантовая электроника, 1984, т. 11, № 9, с. 1867-1869.
- [6] Б о р и с о в В.М., В и н о х о д о в А.Ю., К и р ь у х и н Ю.Б., М о р о з о в А.Н. - Квантовая электроника, 1987, т. 14, с. 2168-2174.
- [7] Д а ш у к П.Н., К у л а к о в С.Л. - Письма в ЖТФ, 1981, т. 7, в. 21, с. 1307-1311.
- [8] А н т о н о в В.С., К н я з е в И.Н., М о в ш е в В.Г. - Квантовая электроника, 1974, т. 1, № 2, с. 433-435.
- [9] Б р ь н з а л о в П.П., З и к р и н Б.О., К а р л о в Н.В. и др. - Письма в ЖТФ, 1988, т. 14, в. 10, с. 946-949.

Институт общей физики
АН СССР, Москва

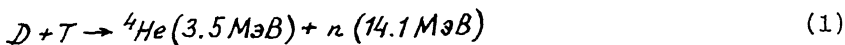
Поступило в Редакцию
27 июля 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 20 26 октября 1988 г.

К ОЦЕНКЕ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ
ТЕРМОЯДЕРНОГО РЕАКТОРА НА D^3He ТОПЛИВЕ

И.Н. Г о л о в и н, В.В. К о с т е н к о,
В.И. Х в е с ю к, Н.В. Ш а б р о в

Современная программа управляемого термоядерного синтеза ориентируется на создание реакторов, использующих в качестве топлива прежде всего равнокомпонентную смесь дейтерия с тритием, так как реакция



протекает с наибольшей скоростью и при наименее высокой температуре среди всех реакций термоядерного синтеза.

Однако с точки зрения практического использования реакция (1) обладает двумя существенными недостатками. Топливо - тритий - радиоактивно и в нем рождаются нейтроны с высокой энергией. Образующиеся нейтроны будут приводить к сильным радиационным повреждениям первой стенки и прилегающих к ней конструкций

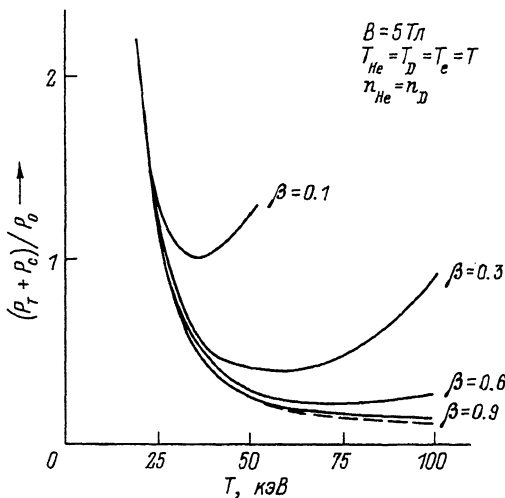
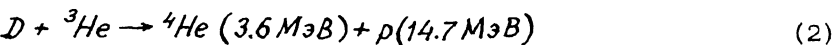


Рис.1. Зависимость от температуры отношения суммы мощностей тормозного и циклотронного излучений к мощности термоядерной D^3He реакции. Видно, что при $\beta \lesssim 0.1$ зажигание реакции невозможно.

бланкета и наводить в них высокую радиоактивность. В результате, по оценкам [1, 2], суммарная радиоактивность ядерного и термоядерного DT реакторов оказывается примерно одинаковой, хотя, правда, биологическая опасность термоядерного реактора на один-два порядка ниже, чем ядерного.

Большой интерес представляет анализ возможности использования в качестве топлива смеси дейтерия с гелием-3. Компоненты соответствующей реакции



не содержат ни радиоактивных элементов, ни нейтронов.

Детальный анализ использования этого топлива только начался, поскольку на Земле отсутствуют промышленные запасы 3He . Недавно показано [3, 4], что развитие космонавтики к началу будущего века обеспечит техническую возможность добычи 3He на Луне, где его запасы значительны ($\sim 10^9$ кг) и их хватило бы для обеспечения растущего производства электроэнергии всей Земли примерно на тысячу лет.

В данной заметке представлены некоторые общие оценки параметров термоядерного реактора с магнитным удержанием плазмы использующего D^3He топливо.

1. Температура плазмы.

Пользуясь данными по скорости синтеза D^3He [5, 6], получаем, что максимальное энерговыделение при заданных величинах $\beta =$

$= 2\mu_0 \rho / \beta^2$ и магнитной индукции B (ρ - газокINETическое давление плазмы) лежит при температуре 50 кэВ. Это приводит к увеличенным потерям энергии из плазмы с циклотронным излучением и теплопроводностью по сравнению с $D-T$ реакцией, для которой максимум энерговыделения получается при температуре 15 кэВ. При одинаковых β и B максимальная мощность, выделяемая в $D-T$ плазме, примерно в 50 раз больше, чем в D^3He плазме.

2. Допустимые значения β .

Удобной характеристикой термоядерной реакции является отношение суммы мощностей тормозного P_T и циклотронного P_C излучений к мощности термоядерной реакции P_0

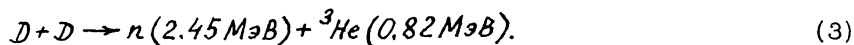
$$\xi(T) = \frac{P_T + P_C}{P_0}.$$

Результаты расчета $\xi(T)$ для D^3He реакции при $B = 5$ Тл и при разных β приведены на рис. 1. Видно, что зажигание реакции ($\xi < 1$) возможно только при относительно больших значениях β , а именно $\beta > \beta^* = 0.12$. Значение β^* возрастает при учете теплопроводности, потерь энергии с частицами, покидающими плазму, а также при увеличении K_n - отношения плотности гелия-3 к плотности дейтерия в топливе.

Как известно, к настоящему времени столь большие значения β достигнуты лишь в экспериментах с адиабатическими магнитными ловушками. Поэтому при оценках баланса энергии мы использовали формулы для удержания плазмы в амбиполярных системах.

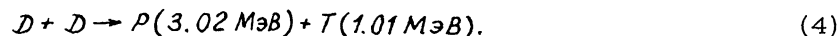
3. Нейтронные потоки.

Несмотря на отсутствие среди продуктов реакции (2) нейтронов, они образуются в сопутствующей реакции DD :



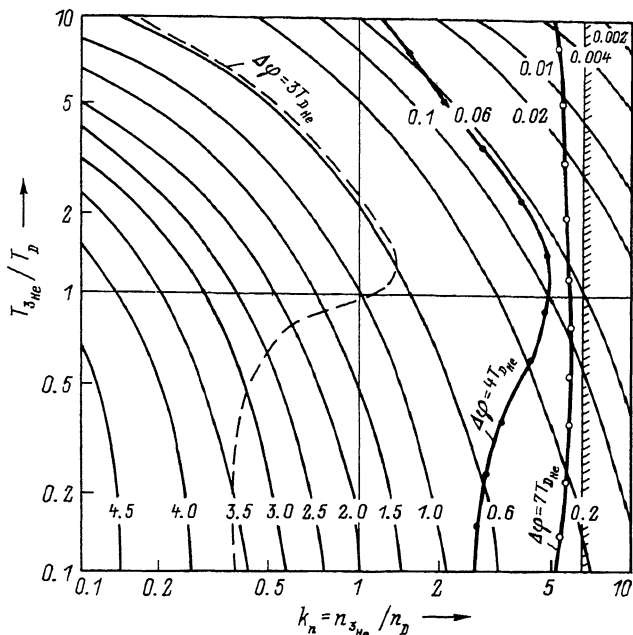
Скорость реакции (3) в 6-7 раз меньше, чем (2) в диапазоне температур 60-80 кэВ, характерных для D^3He плазмы.

Мы провели расчеты мощностей, выделяющихся с нейтронами, рассмотрели возможности минимизации этих мощностей. При этом учитывали также мощности, выделяющиеся с нейтронами, возникающими в результате взаимодействия дейтерия с тритием, образующимся в реакции



Расчеты нейтронных мощностей дали следующие результаты. Сравнение пятидесятипроцентных смесей $D-T$ и D^3He показывает, что при одинаковой выделяемой мощности P_0 отношение нейтронных мощностей

$$\frac{P_n^{D^3He}}{P_n^{DT}} (50 \text{ кэВ}) / \frac{P_n^{DT}}{P_n^{DT}} (10 \text{ кэВ}) = 0.025-0.05.$$



$$T_e = T_{D-He} = 50 \text{ кэВ}$$

$$\beta = 0.5$$

$$B = 5 \text{ Тл}$$

Рис. 2. Линии постоянной мощности, уносимой нейтронами, а также границы, правее которых зажигание невозможно. На линии мощность термоядерной реакции P_0 равна мощности излучения $P_T + P_C$. Остальные линии соответствуют различным высотам $\Delta\varphi$ амбиполярных барьеров.

При фиксированных β и B

$$\rho_H^{D^3He}(50 \text{ кэВ}) / \rho_H^{DT}(10 \text{ кэВ}) = 4 \cdot 10^{-4}.$$

В принципе возможны два пути дальнейшего снижения нейтронных потоков: а) увеличением отношения плотностей $k_n = n_{3He} / n_D$; б) увеличением отношения температур $K_T = T_{3He} / T_D$. Уровень нейтронных потоков мы характеризуем безразмерной величиной

$$\bar{\rho}_H^{D^3He}(k_n, K_T) = \rho_H^{D^3He}(k_n, K_T) / \rho_H^{D^3He}(1, 1). \quad (5)$$

На рис. 2 в плоскости k_n, K_T представлены изолинии поверхности (5). Расчеты выполнены для постоянных значений B, ρ, β и параметра $T_{DHe} = (A_{He} T_D + A_D T_{He}) / (A_{He} + A_D)$, $T_{DHe} = T_e = 50 \text{ кэВ}$, где A_D и A_{He} массовые числа ядер D и He [7].

На том же рисунке представлены кривые, ограничивающие области горения реакции в D^3Ne плазме. Учтены тормозное и циклотронное излучения, а также унос энергии с частицами P_t через амбиполярные барьеры высотой $\Delta\varphi$ в амбиполярном реакторе в предположении отсутствия потерь поперек магнитного поля. Параметром являлось отношение удерживающего амбиполярного потенциала $\Delta\varphi$ и T_{DHe} . Снижение $\bar{P}_H^{D^3Ne}(K_n, K_T)$ в 100 раз достигается при $K_n = 5$, $K_T = 6$. Это еще соответствует условию горения реакции. На поверхности $\bar{P}_H(K_n, K_T)$ была также найдена линия, где функция $\bar{P}_H / (P_0 - P_T - P_C - P_t)$ достигает минимума. Например, для $K_T = 1$ минимум достигается при $K_n = 3$.

Таким образом, есть возможность существенного снижения нейтронных потоков в термоядерных реакторах при переходе от DT к D^3Ne топливу. Для установления более реалистических пределов следует выполнить полные и строгие исследования плазмофизических процессов в D^3Ne реакторе.

4. Параметр Лаусона $n\tau_E$.

Как видно из рис. 2, потоки нейтронов тем меньше, чем больше отношение K_n плотности гелия-3 к плотности дейтерия. Однако расчеты показывают, что с ростом K_n кривые Лаусона поднимаются все выше, т.е. необходимо все более совершенное удержание плазмы. Если под n подразумевать сумму плотностей электронов и ионов, то зависимость минимальных значений $n\tau_E$ на кривых Лаусона для разных K_n от K_n следующая:

K_n	1	3	6
$n\tau_E$	$1.6 \cdot 10^{15}$	$3.1 \cdot 10^{15}$	$8.8 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3} \text{ с}$

Отметим, что минимальные значения $n\tau_E$ лежат для D^3Ne при температуре около 100 кэВ, в то время как минимальное значение $n\tau_E$, равное для DT реакции $3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3} \text{ с}$, лежит при температуре 25 кэВ. Таким образом, для зажигания D^3Ne топлива необходимо существенно лучшее магнитное удержание, чем для DT топлива. Но при $K_n = 1$, как показывают расчеты, зажигание и горение в D^3Ne плазме возможно при $T_i = 40$ кэВ и $n\tau_E = 4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3} \text{ с}$, что по температуре совсем близко к $T_i = 30$ кэВ, достигнутой в токамаке *TFTR*.

Л и т е р а т у р а

- [1] Holdren J.P. et al. Report of the Senior Committee on Environmental, Safety and Economic Aspects of Magnetic Fusion Energy. UCRL-5376, 1986, p. 1-102.
- [2] Hafele W., Holdren J.P., Kessler G., Kulcinski G.L. Fusion and Fast Breeder Reactors. International Institute for Applied System Analysis. A-2361, Luxenburg, Austria, Nov. 1976.

- [3] W i t t e n b e r g L.J., S a n t a r i u s J.F.,
K u l c i n s k i G.L. - Fusion Technology, 1986,
v. 10, N 2, p. 167-171.
- [4] K u l c i n s k i G.L., S c h m i t t H.H.
The Moon: an abundant source of clean and
safe fusion fuel for the 21-st century. 11-th in-
ternational scientific forum on fueling the 21st centu-
ry. 1987, UWEDM-730.
- [5] К о з л о в Б.Н. - Атомная энергия, 1962, т. 12, в. 3.
с. 238-240.
- [6] Г у с ь к о в С.Ю., И л ь и н Д.В., Л е в к о в с к и й А.А.
и др. - Атомная энергия, 1987, т. 63, в. 4, с. 252-255.
- [7] Г о л а н т В.Е., Ж и л и н с к и й А.Н., С а х а р о в И.Е.
Основы физики плазмы - М.: Атомиздат, 1977, 384 с.
- [8] П а с т у х о в В.П. Классические потери плазмы в открытых
адиабатических ловушках в кн.: Вопросы теории плазмы. -
М.: Энергоатомиздат, 1984, вып. 13, с. 160-204.

Поступило в Редакцию
2 августа 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 20

26 октября 1988 г.

ВЛИЯНИЕ ЛАЗЕРНОЙ ИСКРЫ НА УСТОЙЧИВОСТЬ НЕСАМОСТОЯТЕЛЬНОГО РАЗРЯДА

Д.А. М а з а л о в, А.П. Н а п а р т о в и ч,
А.Ф. П а л ь

Для выяснения природы шнурования объемного разряда при по-
вышенных давлениях представляет интерес исследовать реакцию та-
кого разряда на внешние возмущения проводимости, плотности или
потенциала. Так, в [1], объемные возмущения проводимости в плаз-
менном столбе стационарного самостоятельного разряда создавались
вспомогательным импульсным разрядом между головками подвижно-
го зонда. Аналогичный способ применялся и в несамостоятельном
разряде [2]. Удобно использовать для этой цели лазерный пробой,
вызванный сфокусированным в разрядном промежутке импульсным
излучением. При этом легко изменяется локализация искры и от-
сутствуют неконтролируемые возмущения от присутствия в плазме
самих зондов.

Мощный импульс излучения за короткое для разряда время
(~ 20 нс) создает шар плазмы с концентрацией, заметно превы-
шающей характерную для несамостоятельного разряда ($\sim 10^{12}$ см $^{-3}$).
Кроме того, лазерная искра сильно разогревает газ, что приводит
к формированию ударной волны и разлету газа и плазмы [3].