

04

Классические предельные значения производства энергии в плазме D–³He амбиполярного реактора

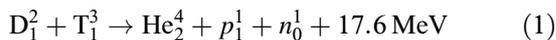
© В.И. Хвезюк, Н.В. Шабров, Д.В. Семенов, А.Н. Ляхов

Научно-исследовательский институт энергетического машиностроения
Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана,
107005 Москва, Россия

(Поступило в Редакцию 23 октября 1996 г.)

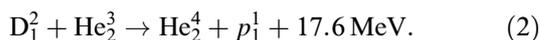
Введение

В связи с истощением запасов минерального топлива остро стоит вопрос о поиске новых источников энергии, обеспечивающих глобальные потребности человечества. Основными требованиями к таким источникам являются: наличие больших запасов топлива в природе, экологическая чистота, высокая энергетическая эффективность. Одним из перспективных источников являются будущие термоядерные реакторы. Слабой стороной этого направления является технологическая неосвоенность. Анализ показывает, однако, что наряду с этим остро стоит вопрос о выборе термоядерного топлива. Синтез дейтерия и трития



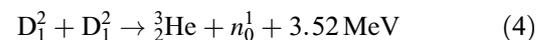
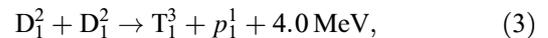
наиболее привлекателен с точки зрения достижимости параметров плазмы, обеспечивающих положительный энергетический выход (температура плазмы, параметр Лоусона), благодаря наибольшей скорости реакции (1) из всех известных сочетаний легких элементов. Однако использование этого топлива ставит очень серьезные (а возможно, и неразрешимые) экологические и технологические проблемы, которые связаны с тем, что в D–T реакции 80% энергии синтеза приходится на долю нейтронов. Взаимодействие быстрых нейтронов с ядрами материалов конструкции реактора приводит к большой наведенной радиоактивности материалов, уровень которой совпадает с радиоактивностью ядерного реактора той же мощности; изменениям в пространственной структуре решетки металлических сплавов, ведут к их распуханию и потере прочностных характеристик и, как следствие, к сокращению ресурса элементов конструкции до 5...6 лет [1].

Таким образом, использование D–T топлива делает весьма проблематичным обеспечение как требуемого уровня экологической чистоты, так и энергетической эффективности реактора синтеза. В связи с этим большой интерес представляет анализ осуществимости малорадиоактивного управляемого синтеза в реакции:



Как видно, в данной реакции не образуются нейтроны и отсутствуют радиоактивные ядра. Однако из-за относительно низкой скорости (2), необходим учет

параллельных ветвей реакции



а появление в (3) трития требует учета и реакции (1). Таким образом, при использовании D–³He топлива нейтроны появляются, но, как показывают расчеты, на их долю приходится менее 5% от общей мощности ядерного синтеза [2].

Однако скорость реакции (2) (а следовательно, и выделяемая при одинаковой концентрации выделяемая мощность) в несколько десятков раз меньше, чем в реакции (1). Поэтому необходим тщательный анализ потоков энергии в многокомпонентной плазме D, ³He, T, ⁴He, p, e для получения достоверной оценки энергетической эффективности.

Простые интегральные оценки [2] показывают, что положительный энергетический выход в D–³He плазме, удерживаемой магнитным полем, может быть достигнут при выполнении условия

$$T_{\text{fuel}} = T_D = T_{\text{He}} = 60 \dots 90 \text{ keV}. \quad (5)$$

При этом значения β_Σ должны быть достаточно большими ($\beta_\Sigma \sim 0.4 \dots 0.9$). В качестве параметра, характеризующего производство энергии в плазме, используем величину коэффициента усиления мощности Q_{pl}

$$Q_{\text{pl}} = \frac{P_{\text{fus}}}{P_{\text{req}}}, \quad (6)$$

где P_{fus} W/m³ — удельная мощность, выделяемая в результате реакций синтеза; P_{req} удельная, вводимая в плазму мощность, необходимая для поддержания заданной температуры топлива T_{fuel} .

Потоки энергии в технических устройствах здесь не рассматриваются. Для обеспечения конкурентоспособности термоядерного реактора необходимо достижение следующих значений параметров, характеризующих производство энергии в термоядерной плазме [3],

$$Q_{\text{pl}} > 10, \quad P_{\text{fus}} > 2 \text{ MW/m}^3. \quad (7), (8)$$

Главное содержание данной работы — оценка теоретически предельных значений Q_{pl} для центральной

ячейки амбиполярного термоядерного реактора. Для решения задачи использовались многокомпонентные классические кинетические модели без учета турбулентных эффектов.

Выбор амбиполярной системы удержания обусловлен тем, что в ней достижимы высокие значения β_Σ , простая геометрия и возможность использования системы прямого преобразования энергии; в осесимметричных системах отсутствуют неклассические переносы частиц и энергии поперек магнитного поля.

Кинетические расчеты, выполненные для $\beta_\Sigma = 0.7$, показали, что традиционная схема амбиполярного реактора не обеспечивает выполнение условий (7), (8) для D-³He плазмы. Причиной является то, что большую долю в β_Σ составляет зола реакции: протоны и α -частицы.

Показано, что использование системы принудительного селективного удаления золы в заданном интервале энергий позволяет существенно увеличить значения Q_{pl} вплоть до значений, характерных для коммерческого реактора. На основе полученных результатов формулируются требования к системе откачки золы.

Кинетическая модель многокомпонентной D-³He плазмы

Носителями выделяющийся в реакции синтеза энергии являются ядра золы: протоны, α -частицы и др. Поэтому ключевой проблемой в решении поставленной задачи является корректный расчет двух процессов: передачи энергии от компонент золы к ионам топлива и электронам, накопления золы в плазме. Очевидно, что эти процессы тесно взаимосвязаны. Действительно, первый из них однозначно определяется временем удержания протонов и α -частиц. Рост τ_p и τ_α ведет к росту доли энергии, передаваемой от золы к горючему и электронам. Благодаря этому в (2) снижается P_{req} . Однако увеличение τ_p и τ_α означает одновременное увеличение накопления золы β_Σ , а это приводит к снижению P_{fus} , так как уменьшается концентрация горючего. Сказанное означает, что условия удержания и энергообмена золы в плазме могут существенно влиять на величину Q_{pl} , причем существуют некоторые оптимальные условия, позволяющие достичь максимальных значений Q_{pl} .

Очевидно, что для расчета компонент золы необходимо решать соответствующие кинетические уравнения, так как их функции распределения существенно отличаются от максвелловской, а прямые потери в пространстве скоростей могут быть учтены только при использовании кинетической модели. Что касается ядер горючего и электронов, то их функции распределения по энергии с большой точностью можно считать равновесными и поэтому для них могут быть использованы балансовые уравнения, основанные на использовании соответствующих формул Спитцера и Пастухова.

Общая схема расчета многокомпонентной плазмы заключается в следующем. Основными заданными пара-

метрами системы являются: температура топлива T_{fuel} ; n_D/n_{He} — соотношение компонент топлива; B_0, B_p — вакуумные значения магнитных полей в центральной секции и в пробке; β_Σ — суммарное значение бета плазмы; $e\Delta\varphi/T_{fuel}$ — отношение удерживающего ионы потенциала к температуре топлива.

Из решений кинетических уравнений с соответствующими граничными условиями определяются функции распределения компонент золы и соответствующие потоки мощности как между различными компонентами плазмы, так и уходящие за пределы центральной ячейки. Кроме того, из расчета определяются P_{fus} — мощность термоядерного энерговыделения; T_e — электронная температура; φ_0 — плавающий потенциал, удерживающий электроны центральной ячейки; P_{req} — мощность, требуемая для поддержания заданной температуры горючего. Из этих данных определяется величина Q_{pl} , характеризующая производство энергии в плазме.

Кинетические уравнения записываются в предположении однородности плазмы центральной ячейки амбиполярного реактора. Особенностью рассматриваемой модели является учет упругого ядерного рассеяния путем использования совместно с оператором Фоккера–Планка оператора Больцмана. Это связано с тем, что уже при энергии в 5 MeV сечения кулоновского и ядерного рассеяний сравниваются, а при больших энергиях сечение упругого ядерного рассеяния становится больше (в силу независимости от энергии в данном диапазоне). Это в конечном итоге сказывается на распределении энергии быстрых частиц золы между ядрами топлива и электронами. Кинетическое уравнение имеет следующий вид [4–6]:

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \left(\frac{\delta f_a}{\delta t} \right)_{FP} + \left(\frac{\delta f_a}{\delta t} \right)_B + S_a - L_a, \quad (9)$$

где $f_a(v, r, t)$ — функция распределения частиц сорта a (здесь $a = p, {}^4\text{He}, \text{T}, {}^3\text{He}$); S_a — оператор, описывающий источники и L_a оператор, описывающий стоки частиц сорта a . Условие нормировки функции распределения

$$n_a = \int_0^\infty f_a(v) dv \quad (10)$$

с учетом

$$f(v)_{v \geq v_{max}} = f(v_{max}) = 0. \quad (11)$$

Здесь столкновительный оператор Фоккера–Планка

$$\left(\frac{\delta f_a}{\delta t} \right)_{FP} = \Gamma_a \left[-\frac{\partial}{\partial v_i} \left(f_a(v, t) \frac{\partial h_a(v)}{\partial v_i} \right) + \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial v_i \partial v_j} \left(f_a(v, t) \frac{\partial^2 g_a(v)}{\partial v_i \partial v_j} \right) \right], \quad (12)$$

где

$$\Gamma_a = \frac{z_a^2 e^4}{4\pi \epsilon_0^2 m_a^2}.$$

Потенциалы Розенблюта принимают вид [4,5]

$$g(v) = \sum_b \frac{z_b^2}{z_a^2} \lambda^{ab} \int_{v'} f_b(v, t) v - v' dv', \quad (13)$$

$$h(v) = \sum_b \frac{z_b^2}{z_a^2} \lambda^{ba} \frac{m_a + m_b}{m_b} \int_v \frac{f_b(v', t) dv'}{|v - v'|}, \quad (14)$$

$$\lambda^{ba} = \ln \left[\frac{m_a m_b}{m_a + m_b} \frac{2\alpha c \lambda_D}{z_a z_b e^2} \max \left(\frac{2\langle E \rangle}{m} \right)_{a,b}^{1/2} \right] - 0.5, \quad (15)$$

где λ^{ba} — кулоновский логарифм, α — постоянная тонкой структуры, c — скорость света,

$$\lambda_D^{-2} = \frac{3e^2}{2\varepsilon_0} \sum_b \frac{m_b z_b^2}{\langle E \rangle_b}$$

— радиус Дебая, $\langle E \rangle_b$ — средняя энергия частиц сорта b , ε_0 — диэлектрическая проницаемость.

Суммирование проводится по всем сортам частиц, включая и тестовые частицы; интегрирование ведется по всему пространству скоростей; $(\delta f_a / \delta t)_B$ — оператор столкновений Больцмана, описывающий близкие ядерные столкновения. Здесь n_b — плотность фоновых частиц; $\sigma(v \rightarrow v', dv)$ — сечение рассеяния, которое переводит частицу с координатами v' в элемент пространства dv с координатой v . В сферических координатах $dv = v^2 dv d\mu$. Тогда в упрощенном виде

$$\left(\frac{\delta f_a}{\delta t} \right)_B = \sum_b \left(\frac{n_b}{v\gamma} \int_v f_a(v') \sigma_t(v' \rightarrow v) v' dv' - f_a(v, \mu) \sigma_t(v) v n_b \right). \quad (16)$$

Здесь $\gamma = 2m_a m_b / (m_a + m_b)^2$; $\sigma_t(v') = \sigma(v' \rightarrow v, dv) v'^2 \times \gamma / v dv$ — полное сечение столкновений. Суммирование в выражении (16) производится по ионам топлива, а полные сечения столкновений определяются для всех пар частиц $a-b$.

Чтобы замкнуть систему уравнений, необходимо определить разность потенциалов $\Delta\varphi_a$ между плазмой и стенкой вакуумной камеры. Запишем уравнения баланса энергии для многокомпонентной плазмы

$$\frac{d(1.5n_a T_e)}{dt} = - \frac{n_a}{\tau_e} (T_e - e\Delta\varphi_e) - \frac{1.5n_e T_e}{(\tau_R)_e} + \sum_i Q^{i-e} - Q^{\text{rad}}. \quad (17)$$

Здесь T_e — температура электронов; Q^{a-b} — мощность, передаваемая от компоненты b к компоненте a ; Q^{rad} — радиационные потери (тормозное и циклотронное излучение электронов); $\tau_{i,e}$ — время продольного (аксиального) удержания ионов или электронов (время Пастухова); τ_R — время радиального удержания.

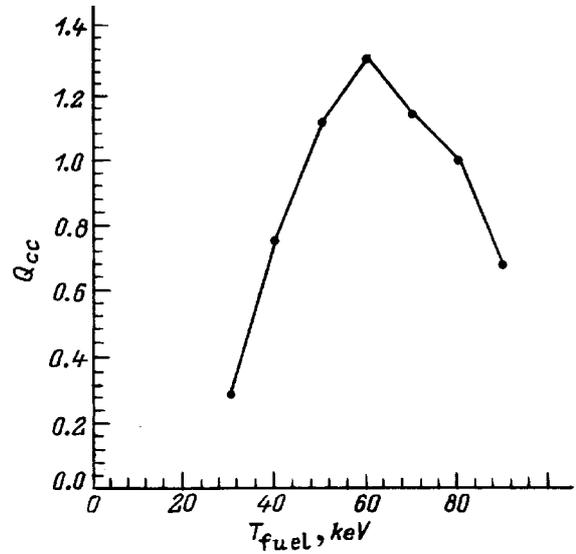


Рис. 1. Зависимость плазменного коэффициента усиления мощности от температуры горячего. $\beta_\Sigma = 0.7$, вакуумное магнитное поле $B = 5T$.

Для максвелловских частиц записывается уравнение баланса частиц [4,5]

$$\frac{dn_a}{dt} = -n_a \left(\frac{1}{\tau_a} + \frac{1}{\tau_R} \right) + S_a. \quad (18)$$

Концентрация электронов определяется из условия обеспечения квазинейтральности плазмы. Для этого используется уравнение амбиполярности, связывающее потоки ионов и электронов из области удержания

$$\frac{dn_e}{dt} = \sum_i z_i \frac{dn_i}{dt}. \quad (19)$$

При решении кинетических уравнений на функцию распределения накладываются граничные условия, учитывающие как наличие магнитных пробок, так и удерживающего потенциала. Так как плазма в центральной ячейке считается однородной, то принимается прямоугольная форма как магнитной ямы, так и удерживающего потенциала. Решение кинетических уравнений наряду с функцией распределения по энергии позволяет определить следующие важные величины: средняя энергия частиц, потоки энергии от частиц зола к электронам и ядрам топлива, потоки частиц в конус потерь и их функцию распределения.

Уравнение (9) будем решать при следующих граничных условиях. Область удержания в пространстве скоростей определяется пробочным отношением и электростатическим потенциалом в термобарьере. С учетом зарядов и масс частиц граница области удержания имеет вид однополостного или двуполостного гиперboloида с уравнением границы

$$\mu_i^2 = 1 - \frac{1 - 2ez_a \Delta\varphi_a / m_a v^2}{R}, \quad (20)$$

где $\mu = \cos \Theta$, Θ — питч-угол, $\Delta\varphi_a$ — скачок потенциала на границе центральной ячейки, $R = B_p/B_0$ — пробочное отношение.

Так как время пролета частиц вдоль ловушки много меньше среднего времени между столкновениями, можно считать, что

$$f_a(v, \mu_l(v), t) = 0, \text{ для } \mu \geq \mu_l(v), \quad (21)$$

т.е. частица, попадающая в область потерь, мгновенно теряется из ловушки. В силу малости функции распределения в области высоких энергий

$$f_a(v_{\max}, \mu, t) = 0. \quad (22)$$

Функция распределения не зависит от питч-угла при $v = 0$, т.е.

$$\frac{\partial f_a(v = 0, \mu, t)}{\partial \mu} = 0. \quad (23)$$

Так как функция распределения симметрична в пространстве скоростей, то

$$f_a(v, \mu, t) = f_a(-v, \mu, t), \quad (24)$$

$$\frac{\partial f_a(v, \mu = 0, t)}{\partial \mu} = 0, \quad (25)$$

$$\frac{\partial f_a(v, \mu = 1, t)}{\partial \mu} = 0. \quad (26)$$

Главная цель расчетов — определить, удовлетворяются ли в принятых условиях соотношения (7), (8). На первой стадии было выполнено две серии расчетов. В первой серии принималось, что отсутствует радиальный перенос, т.е. время радиального переноса частиц $\tau_R \rightarrow \infty$.

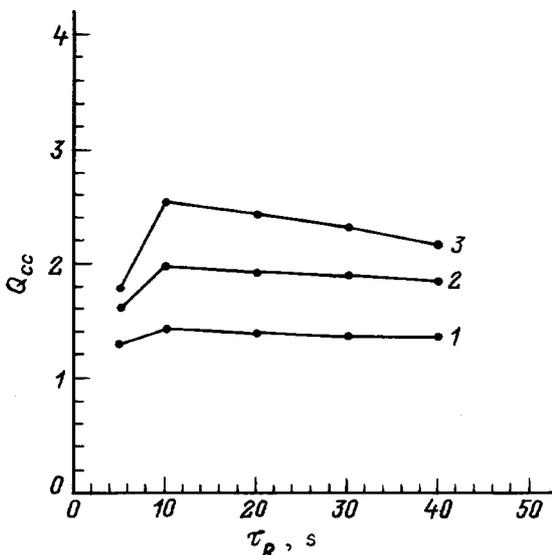


Рис. 2. Зависимость плазменного коэффициента усиления мощности от характеристического времени радиального переноса τ_R . T_{fuel} , keV: 1 — 70, 2 — 90, 3 — 80.

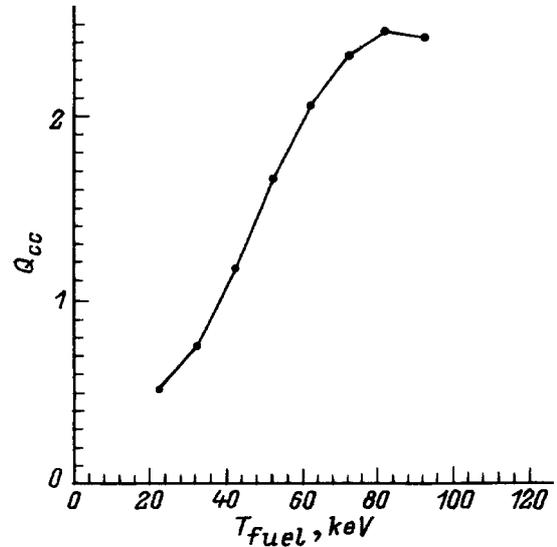


Рис. 3. Зависимость плазменного коэффициента усиления мощности от температуры горючего при фиксированном характеристическом времени радиального переноса. $\beta_{\Sigma} = 0.7$, $B = 5T$, $\tau_R = 20$ s, $\Delta\Phi_e = 4T_{\text{fuel}}$.

Соответствующие результаты представлены на рис. 1. Видно, что Q_{pl} не превышает 1.3 и, таким образом, не выполнено условие (7). Стоит отметить, что учет радиального переноса необходим, так как времена продольного удержания оказываются очень большими, больше времени классического поперечного переноса.

В связи с этим была проведена вторая серия расчетов, в которой изучалось влияние интенсивности радиального переноса частиц τ_R на Q_{pl} и P_{fus} . При этом принималось, что τ_R одинаковы для всех компонент плазмы (электроны, топливо, зола). Для этого кинетические уравнения были дополнены соответствующим параметрическим оператором [4]

$$L_R^a = \frac{f_a}{\tau_R}. \quad (27)$$

На рис. 2 и 3 представлены полученные зависимости Q_{pl} и P_{fus} от τ_R . Видно, что существует оптимальное значение, при котором Q_{pl} максимально.

В следующем разделе представлены результаты третьей серии расчетов, в которой учитываются возможности увеличения Q_{pl} в сравнении в первыми двумя вариантами.

Анализ кинетики D-³He плазмы с учетом удаления золы

Причина низкой энергетической эффективности (низкого значения Q_{pl}) связана с накоплением продуктов реакции синтеза [2,4]. Передавая свою энергию ионам горючего и электронам, ионы p и α замедляются и удерживаются магнитной системой. При этом низкоэнергетичные частицы играют паразитическую роль, отбирая

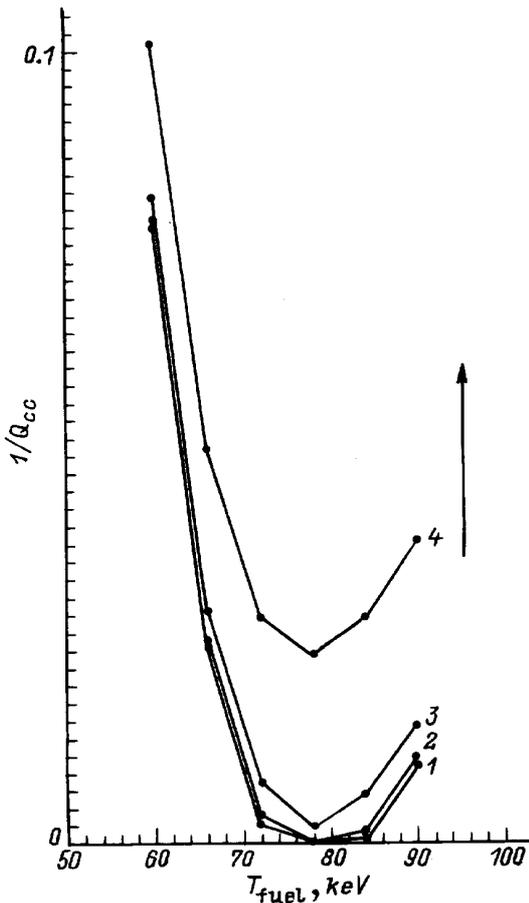


Рис. 4. Влияние ширины диапазона энергий откачки на зависимость плазменного коэффициента усиления мощности от температуры горючего. Низкоэнергетичная граница области откачки $\varepsilon_1 = 400 \text{ keV}$, $\beta_\Sigma = 0.7$, $B = 5T$, $\tau_R = 20 \text{ s}$, $\Delta\Phi e = 4T_{\text{fuel}}$. $\Delta\varepsilon$, keV: 1 — 5, 2 — 20, 3 — 80, 4 — 320.

на себя часть термоядерной мощности. Анализ результатов указывает на одну возможность увеличения Q_{pl} . Это селективное удаление из плазмы продуктов реакции синтеза, в первую очередь протонов и α -частиц. С помощью возбуждения слабых внешних нестационарных полей для протонов и α -частиц обеспечиваются такие условия, при которых время их радиального переноса поперек магнитного поля значительно меньше, чем для остальных компонент (см. Приложение А).

Главные цели расчетов — установление предельных значений Q_{pl} при наличии откачки золы и определение требований, предъявляемых к параметрам системы удаления частицы золы.

Ниже мы будем предполагать, что реактор снабжен специальной системой, обеспечивающей селективное удаление компонент золы. Относительно системы откачки золы предположим, что она обеспечивает удаление частиц определенного энергетического диапазона. Считаем, что существует механизм, обеспечивающий изменение как ширины этого диапазона, так и его расположения на энергетической шкале.

Постулируя указанные свойства, мы можем оценить именно предельное производство энергии в $D-^3\text{He}$ плазме (предельные значения Q_{pl} и P_{fus} в плазме). Дело в том, что предпочтительной зоной удаления золы является область относительно небольших энергий частиц (в сравнении с ε_0 — энергией их рождения). Тогда частицы за время своего замедления передают максимально возможную энергию плазме, при одновременном обеспечении относительно малых значений β_{ash} .

С другой стороны, если механизм откачки универсальный, т.е. зависит только от энергии частиц и не зависит от их индивидуальных свойств (масса, заряд), то интервал откачки должен располагаться заметно выше температуры топлива. Иначе будут резко возрастать потери горючего, а значит, и P_{req} .

В расчетах использовалась математическая модель (9)–(27). Кинетические уравнения для протонов и α -частиц содержат дополнительный оператор, соответствующий удалению этих частиц,

$$L_{ap} = \frac{f_a}{\tau_{ap}}. \tag{28}$$

Соответствующие потери учтены также в уравнениях баланса энергии и частиц. В расчетах изменялись две величины: время откачки τ_{ap} и ширина интервала энергии $\varepsilon_2 - \varepsilon_1$, в котором производится откачка. Область откачки располагается в нижней части энергетической шкалы таким образом, что существенно превышает температуру топлива T_{fuel} . Вследствие этого можно уверенно предположить, что возмущения не влияют на поперечное удержание частиц горючего.

Найдены параметры откачки [6] (рис. 4), при которых реализуется наивысшая энергетическая эффективность. Соответствующий этому режиму параметр Q_{pl} представлен на рис. 5.

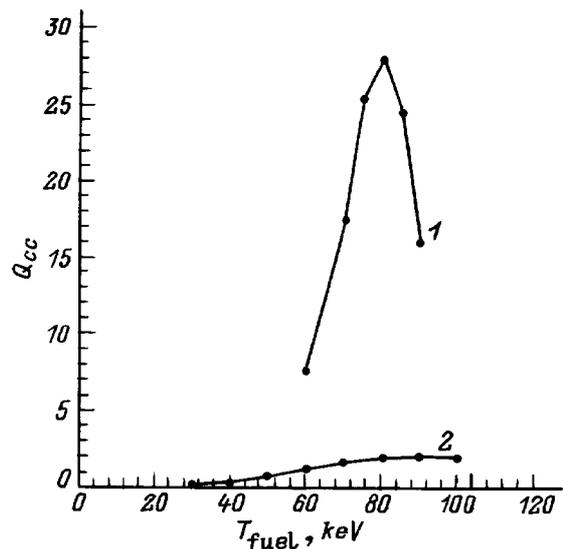


Рис. 5. Зависимость плазменного коэффициента усиления мощности от температуры горючего. $\beta_\Sigma = 0.7$, $B = 5T$, $\tau_R = 20 \text{ s}$, $\Delta\Phi e = 4T_{\text{fuel}}$. 1 — при откачке в диапазоне энергий 300–400 keV, $\tau_p = 0.02 \text{ s}$; 2 — откачки нет.

Остановимся на важной особенности, присущей Q_{pl} — максимуму вблизи температуры $T_{fuel} = 80 \text{ keV}$. Детальный анализ поведения $P_{fus}(T_{fuel})$ от температуры и всех величин, входящих в P_{req} , показал следующее. С одной стороны, во всем изученном интервале температур P_{fus} растет, так как увеличивается $\langle \sigma v \rangle = f(T_{fuel})$. Правда, возрастание это замедляется, так как n_D и n_{He} уменьшаются с температурой. Однако до $T_{fuel} = 80 \text{ keV}$ Q_{pl} растет. С другой стороны, начиная с $T_{fuel} = 70 \text{ keV}$ резко возрастают потери на циклотронное излучение, что ведет к росту P_{req} , и, как следствие, уменьшается Q_{pl} .

В результате расчетов было определено, что основная доля термоядерной мощности (примерно 90%) поступает на первую стенку реактора с излучением. Это означает, что для такого варианта реактора возможна реализация относительно низкотемпературного цикла производства электроэнергии с соответственно невысоким значением коэффициента полезного действия. Система прямого преобразования энергии в этом случае нецелесообразна.

Откачка шлаков существенно изменяет картину потоков мощностей в термоядерной плазме. Заметно сокращаются относительные потери с излучением из плазмы и растет доля мощности, уносимой из плазмы частицами через конуса потерь. В этом случае возможно установка систем прямого преобразования энергии является перспективной, способной заметно увеличить коэффициент полезного действия источника электроэнергии.

Заключение

В работе показана необходимость селективной откачки золы из $D-^3He$ термоядерной плазмы для достижения требуемой энергетической эффективности малорадиоактивного термоядерного реактора.

Использование селективной откачки существенно меняет энергетический баланс в плазме. При этом сокращаются относительные радиационные потери, уменьшается уход в область потерь ионов топлива, значительно снижается потребность в дополнительном нагреве.

Эта работа финансировалась грантом МНФ J5Y100.

Приложение А. Селективная откачка ионов из аксиально-симметричной магнитной ловушки

Ранее нами был разработан метод селективного удаления ионов из аксиально-симметричной магнитной ловушки. Подробно метод описан в [7]. Здесь мы кратко опишем основные принципы метода. Предложенный механизм радиального удаления ионов основан на следующих положениях.

1) Генерация слабого возмущающего магнитного поля, которое вносит асимметрию в основное поле ловушки.

При выборе определенного типа нестационарных возмущений задача о движении заряженной частицы поперек магнитного поля сводится к задаче о движении нелинейного маятника, возмущаемого периодической силой.

2) Вращение возмущающего многомодового магнитного поля вокруг оси системы с частотами, близкими к частоте азимутального дрейфа откачиваемых частиц. Это обеспечивает резонансные свойства возмущающего воздействия и селекцию частиц по направлению вращения и по энергии.

Известно [8], что даже слабые периодические воздействия на нелинейный маятник вызывают появление качественно нового свойства — хаотической динамики. Это открывает возможность организации стохастического бесстолкновительного переноса ионов поперек магнитного поля.

При наложении нескольких мод возмущающего поля топологии движения частицы на фазовой плоскости можно описать стандартным отображением

$$\tilde{I} = I + K_0 \sin \Theta, \quad \tilde{\Theta} = \Theta + \tilde{I}, \text{ mod } (2\pi). \quad (A1)$$

Здесь K_0 — коэффициент Чирикова,

$$K_0 = 4\pi \frac{AC}{\Delta\omega^2}, \quad (A2)$$

где $\Delta\omega$ — сдвиг частоты между двумя соседними модами возмущающего поля,

$$A = \frac{4m}{eB} \left(v_{\parallel}^2 + \frac{1}{2} v_{\perp}^2 \right) \frac{r^*}{(2L^2 - r^2)^2}, \quad (A3)$$

$$C = \frac{e}{m} \left(v_{\parallel}^2 + \frac{1}{2} v_{\perp}^2 \right) \frac{B^* R_{per}}{B^2 L^2}. \quad (A4)$$

Здесь e, m — заряд и масса откачиваемой частицы; B, L — основное магнитное поле и параметр его удвоения; R_{per} — радиус, на котором расположены обмотки возмущающего поля; B^* — величина поля возмущения; v_{\parallel}, v_{\perp} — параллельная и продольная компоненты скорости частицы; r, r^* — радиальная координата и ее значение, при котором частота азимутального дрейфа в точности равна частоте вращения возмущающего поля.

Критерием глобальной стохастичности служит $K_0 > 4.5$. В стохастическом режиме для частицы возможны изменения радиальной координаты по всей ширине стохастического слоя. Частица, первоначально бывшая в резонансе с первым возмущением, смещается по радиусу, подхватывается следующим возмущением и т.д. Частица, далекая от резонанса с возмущением, будет испытывать лишь слабое дрожание дрейфовой поверхности. Ширина слоя определяется величиной магнитного поля возмущения и частотами соседних возмущений.

Под воздействием внешних возмущений стохастизированная частица может достигнуть такой радиальной координаты, что либо попадет на лимитер, либо будет потеряна через пробки из-за уменьшения удерживающего потенциала вдали от оси системы. Для организации

такого стока частиц параметры возмущения подбираются такими, чтобы стохастический слой перекрыл все расстояние от оси системы до лимитера.

Коэффициент стохастической диффузии выводится из стандартного отображения и имеет следующий вид:

$$D_r = \pi \frac{C^2}{\Delta\omega}. \quad (\text{A5})$$

Это соотношение было выведено в приближении хаотизации фаз движения частиц за один период итерации стандартного отображения. Время удаления частиц из центральной секции реактора составит $\tau = 0.02 \dots 0.05$ s, при этом необходимые значения поля возмущения составят $1 \dots 2\%$ от основного.

Список литературы

- [1] *Hefele W., Holdren J.P., Ressler G., Kulcinsski G.L.* // Fusion and Fast Breeder Reactors. Luxemburg (Austria): International Institute for Applied System Analysis, 1976. Vol. A-2361.
- [2] *Golovin I.N., Khvesyuk V.I.* et al. // Proc. of the Course and Workshop Held at Villa Manastero. Varenna (Italy), 1989. P. 673–692.
- [3] *Костенко В.В., Хвезюк В.И., Шабров Н.В.* // Атомная энергия. 1990. Т. 68. Вып. 3. С. 188–193.
- [4] *Semionov D.V., Khvesyuk V.I., Poletaev D.L.* // Proc. of Intern. Conf. on Open Plasma Confinement Systems for Fusion. Novosibirsk, 1993.
- [5] *Golovin I.N., Khvesyuk V.I., Semionov D.V.* et al. // Proc. of Second Wisconsin Symposium on He-3 and Fusion Power. Madison (USA), 1993.
- [6] *Golovin I.N., Khvesyuk V.I., Semionov D.V.* // VI Intern. Toki Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion. Toki-city (Japan), 1994.
- [7] *Khvesyuk V.I., Shabrov N.V., Lyakhov A.N.* // Proc. of Intern. Conf. on Open Plasma Confinement Systems for Fusion. Singapore: World Scientific, 1993.
- [8] *Заславский Г.М., Сагдеев Р.З.* Введение в нелинейную физику. От маятника к турбулентности и хаосу. М.: Наука, 1988.