

УДК 533.9

НЕЙТРОННЫЙ ИСТОЧНИК ДЛЯ ГИБРИДНОЙ (FUSION + FISSION) СИСТЕМЫ

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

В гидродинамическом приближении рассматриваются условия стационарного горения струи дейтерия в Z-пинчевой конфигурации. Приводятся оценки возможного использования получаемых нейтронов в гибридной (Fusion + Fission) энергетической системе.

Ключевые слова: гибридная энергетическая система, Z-пинч, струя дейтериевой плазмы, урановая оболочка.

Введение

Исследования по энергетической системе тяжелоионного термоядерного синтеза привели к заключению о возможной реализации такого проекта с тяжелоионным драйвером и на дейтериево-урановом (^{238}U) топливе, но только при очень большом масштабе процесса (энергия микровзрыва ~ 10 т ТЭ¹ [1, 2]. Программа токамаков (ITER) разрабатывается в настоящее время в основном только для энергетической системы с DT-топливом.

Таким образом, с учетом этих соображений достаточно актуальной представляется задача по дальнейшему поиску путей реализации гибридной энергетической системы с дейтериево-урановым топливом. Данная работа направлена на определение характерных параметров такой установки при использовании Z-пинча [3] (рис. 1).

В ИПМ РАН им. М. В. Келдыша при расчете задачи IRRM по программе НЗТ [4] было получено достаточно длительное протекание дейтериевой плазменной струи, рассматриваемой как DD-топливо, через область Z-пинча ($t \approx 1208$ нс). Это было достигнуто за счет сокращения длины области Z-пинча от 500 до 100 см. При этом плазма не успевала оказаться в условиях перетяжки и выходила из области магнитного воздействия. Данный расчет, по мнению авторов настоящей статьи, де-

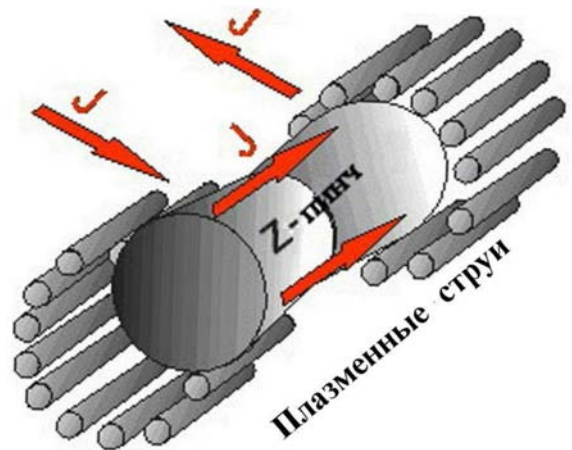


Рис. 1. Некоторые особенности гибридной (Fusion + Fission) энергетической системы на основе Z-пинча

монстрирует возможность *стационарного горения* DD с интенсивностью нейтронного излучения на уровне $N_n \sim (0,42 \cdot 10^{15}) / (120,8 \cdot 10^{-8}) \approx 3,5 \cdot 10^{20} \text{ с}^{-1}$, что соответствует мощности примерно 137,5 МВт. Мощность термоядерного энерговыделения без нейтронов — 255 МВт. Каждый нейтрон с энергией 2,45 МэВ, попадая в уран и вызывая деление, производит энерговыделение 170 МэВ с коэффициентом размножения $G_{fiss} = 2,5$. Поэтому при эффективном использовании нейтронов в гибридной (Fusion + Fission) системе может быть получена мощность на уровне 24 ГВт.

¹1 т ТЭ = $4 \cdot 10^{16}$ эрг.

Принципиальные особенности рассматриваемой схемы энергетической установки:

- стационарность процесса;
- отрыв ионной температуры: в трехтемпературном приближении для характерных задач при термоядерном горении получается $T_i > T_e > T_r$ (прозрачная малоплотная плазма);
- существенная подкритичность ($G_{fiss} \sim 2,5$) ядерной сборки;
- высокая степень сжатия;
- малые потери энергии при возможном повороте плазменной струи.

Такие особенности схемы позволяют выделить специальную зону параметров плазмы, характерную для Z-пинчевых процессов (рис. 2).

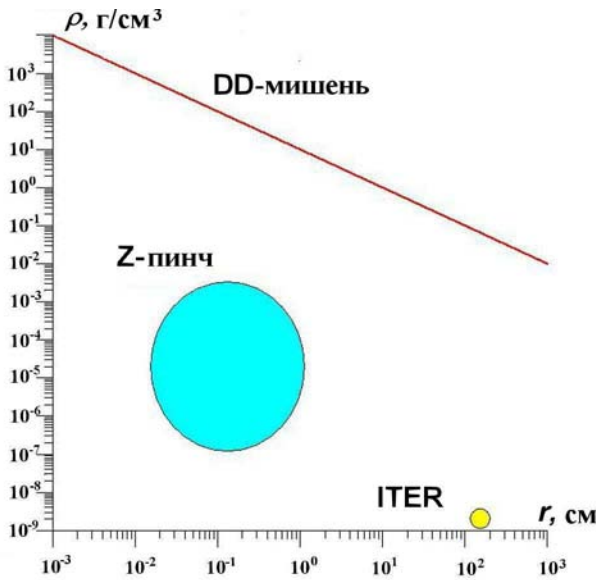


Рис. 2. Области параметров плазмы в различных энергетических системах

Плазменная струя

Рабочее высказывание Д. Г. Кошкарёва (2008 г.) о возможности получения в ускорительной системе большого числа дейтериевых ионов ($N_{\Sigma} \sim 10^{20}$) послужило началом для данных исследований по гибридной (Fusion + Fission) энергетической системе. Но для обеспечения функционирования энергетической системы на основе Z-пинча, конечно, важны и другие параметры плазменной струи, входящей в магнитную область.

Мощность и интенсивность струи, *облучающей* мишень, должны быть очень высокими, чтобы обеспечить существенную разницу температур T_i, T_e, T_r :

$$P_s = 0,7 \cdot 10^{26} \rho \pi r^2 \text{ эрг/с}; \quad J_s = 0,7 \cdot 10^{26} \rho \text{ эрг}/(\text{см}^2 \cdot \text{с}).$$

При плотности в струе $\rho \sim 10^{-4} \text{ г/см}^3$ мощность находится на уровне $P_s \sim 0,7 \cdot 10^{26} \times \rho \pi r^2 \text{ эрг/с} \sim 20 \text{ ТВт}$ для радиуса $r = 0,1 \text{ см}$, а интенсивность $J_s \sim 0,7 \cdot 10^{26} \rho \text{ эрг}/(\text{см}^2 \cdot \text{с}) \sim 700 \text{ ТВт/см}^2$.

Получение таких параметров струи возможно только в сложной системе сложения и фокусировки струй даже при очень большом числе ($\sim 10^4$) реальных источников дейтронов. В этой задаче приходится бороться как с предварительным разогревом плазмы (при сложении струй), так и за обеспечение высокой степени сжатия ($\delta_{\rho} \sim 10^6$). В каком-то смысле данная задача является продолжением работ А. В. Забродина по безударному сжатию.

Однако в системе на основе Z-пинча имеется целый ряд особенностей, позволяющих достаточно реалистично оценивать возможность достижения нужных для энергетики параметров:

1. Магнитное давление $p_H \sim 1/r^2$ создает определенное профилирование для улучшения сжатия.
2. Сжатие осуществляется не оболочкой, а магнитным давлением, что устраняет проблему перемешивания.
3. Система управления (струями) распределением интенсивности облучения мишени (по радиусу, углу, времени) создает дополнительные возможности для профилирования.

Сжатие и нагрев плазмы

Высокие значения сжатия (δ) были получены в ряде расчетов. На рис. 3 показана (R, t)-диаграмма расчета VANTK с $\delta \sim 10^4$, полученная по программе Deira4 [5], а на рис. 4, 5 (см. также цветную вкладку) приведены результаты расчета задачи IPPM по программе НЗТ [4]. В предварительном расчете одномерной модели MAPL по этой программе было получено сжатие $\delta > 10^9$ при задании давления на границе $p = (8\pi)^{-1} (Hr_0/r)^2 \text{ дин/см}^2$ с $H = 10^5 \text{ эрстед}$ ($T_0 = 0,01 \text{ эВ}$; $\rho_0 = 10^{-8} \text{ г/см}^3$; $T_{\text{гр}} = 0$). Однако эти расчеты являются только некоторой иллюстрацией всей сложности задачи по достижению необходимых условий для сжатия и нагрева плазмы.

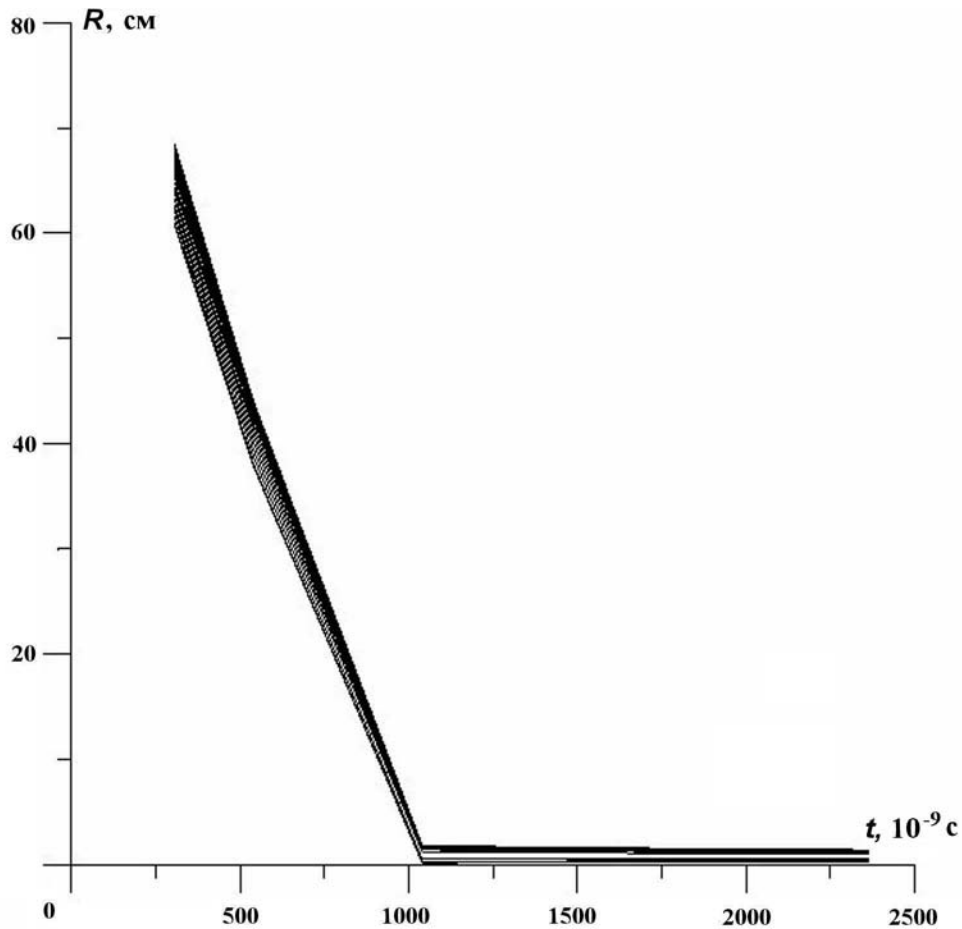


Рис. 3. (R, t) -диаграмма расчета VANTK

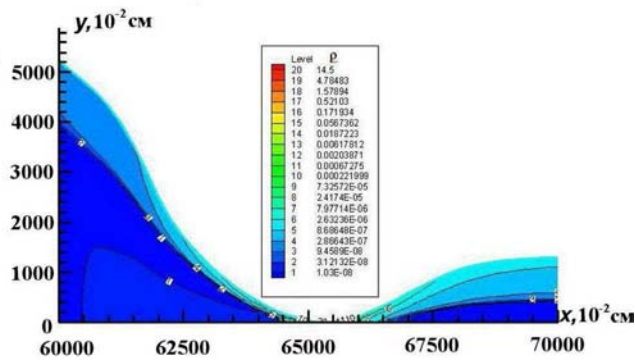


Рис. 4. Задача IPRM. Распределение плотности (в $\text{г}/\text{см}^3$) в области пережатия на момент времени $t = 32,6821 \cdot 10^{-8}$ с

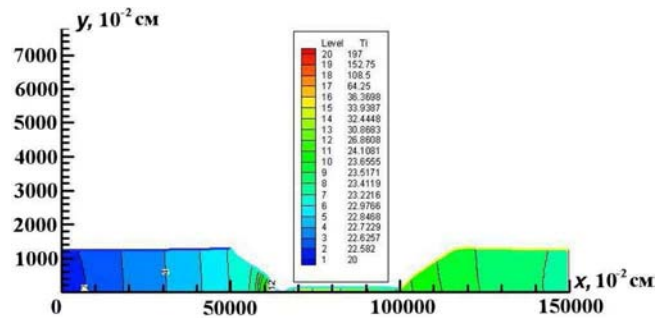


Рис. 5. Задача IPRM. Распределение температуры ионов T_i (в кэВ) во всей области на момент времени $t = 32,6821 \cdot 10^{-8}$ с

В расчете VANTK, учитывающем магнитогидродинамические эффекты, вводилось специальное профилирование граничного тока $J_z(t) \sim 1/r$. В этой задаче полая плазменная цилиндрическая оболочка ($r_0 = 90\text{--}100$ см, $\rho_0 = 10^{-8}$ г/см³) сжалась до плотностей $\rho \sim 10^{-4}$ г/см³ при существенно неравновесных

значениях температур $T_e \sim 20$ кэВ, $T_i \sim 200$ кэВ, $T_r \sim 0,01$ кэВ.

В задаче IPRM вещество — DD, уравнение состояния — для идеального газа с $\gamma = 5/3$; заданы температуры ионов T_i и электронов T_e ; осесимметричная геометрия.

Начальные данные: плотность $\rho_0 = 10^{-8}$ г/см³; размеры $0 < x < 150\,000$ (по оси симметрии), $0 < y < 10\,000$ (по радиусу); единица измерения — 10^{-2} см; температура ионов и электронов $T_i = T_e = 1$ кэВ; скорость струи плазмы вдоль оси симметрии $v_0 = 500 \cdot 10^6$ см/с.

Граничные условия: давление на верхней границе (в 10^{12} дин/см²)

$$p = \begin{cases} p_0 = 0,96486 \cdot 10^{-5} \\ \quad \text{при } 0 < x < 50\,000, \\ \quad 100\,000 < x < 150\,000; \\ 4 \cdot 10^{-4} \left(\frac{y_0}{y}\right)^2, & y_0 = 10\,000, \\ \quad \text{при } 50\,000 < x < 100\,000. \end{cases}$$

Левая и правая границы — эйлеровы. Тепловой поток на всех границах задан нулевым.

В двумерной задаче IPPM (см. рис. 4, 5, а также цветную вкладку) пока не удалось получить такого сжатия, как в VANTK, не говоря уже о результатах одномерного расчета MARL.

Результаты этой группы расчетов свидетельствуют о необходимости учета в данной задаче и магнитных, и двумерных (трехмерных) эффектов.

Масштаб энергетической системы

Основной характеристикой большинства термоядерных систем является значение коэффициента термоядерного усиления G . Для мишени инерциального термоядерного синтеза главная задача — получение коэффициента термоядерного усиления $G = E_{fus}/E_0 \geq 100$. При этом надежно обеспечивается замкнутость энергетического цикла.

В системах типа токамака в качестве рабочего числа часто принимается $G = 10$, что обеспечивает поддержание рабочих параметров плазмы (DD) в процессе горения.

В системе Z-пинча значение G не столь критично, так как рабочие параметры изначально заложены в параметрах задачи: для струи — в ее скорости, для магнитной системы — в величине продольного тока. Вместе с тем величина G позволяет оценить сложность задачи по уменьшению потерь энергии в гидродинамических и магнитных процессах.

Полагая, что скорость DD-реакции равна $\langle \sigma v \rangle = 10^{-16}$ см³/с, характерную мощность энерговыделения в гибридной системе можно

выразить через энергию нейтрона $\varepsilon_n \sim 2,45$ МэВ и энергию деления (при полном поглощении нейтронов на деление) $\varepsilon_{fis} \sim 170 G_{fis} \sim 425$ МэВ в виде

$$P_g = 1,2 \cdot 10^{31} \rho_0^2 r_0^2 L (\varepsilon_n + \varepsilon_{fis}).$$

Мощность струи, входящей в магнитную область:

$$P_s = 10^{24} \rho_0 r_0^2 v_0 \varepsilon_n.$$

Коэффициент термоядерного усиления $G = P_g/P_s$ равен

$$G = 1,2 \cdot 10^7 \frac{\rho_0 L}{v_0} \frac{\varepsilon_n + \varepsilon_{fis}}{\varepsilon_n} = 1,2 \cdot 10^7 \rho_0 \tau \frac{\varepsilon_n + \varepsilon_{fis}}{\varepsilon_n}.$$

Если предположить, что процесс может продолжаться $\tau \sim 10^{-3}$ с, то для дейтериевого топлива при $\rho_0 = 10^{-4}$ получится коэффициент термоядерного усиления $G_{DD} = 1,2$. Для гибридной системы $G_{F+F} = 137,7$.

Параметры гибридной (Fusion + Fission) системы

Гибридная энергетическая система стационарного горения на основе Z-пинча требует для характеристики своей функциональной способности введения таких новых параметров, как:

- мощность процессов деления и термоядерного горения P_{fis}, P_{fus} ;
- степень выгорания дейтерия и урана-238;
- мощность магнитной системы P_H ;
- потери и перераспределение энергии в термоядерной, делительной и магнитной системах.

Для сравнения с электроядерной системой необходимо определить такой параметр, как стоимость получения нейтрона для гибридной схемы.

В расчете ISRM (где вместо нулевого потока, как в IRRM, на боковых границах задана постоянная температура) получено $N = 3 \cdot 10^{15}$ нейтронов за время $\sim 3 \cdot 10^{-6}$ с при мощности входящей в магнитную область струи $P_s = 2\,000$ ТВт ($\rho_0 = 10^{-8}$ г/см³; $R_0 = 100$ см), что соответствует стоимости нейтрона $S_n = 10^7/N$ МэВ. Таким образом, для того чтобы сравняться по параметру S_n с электроядерной системой, в задаче ISRM необходимо увеличить эффективность горения (число рожденных нейтронов) в $3 \cdot 10^5$ раз.

Характерные параметры рассматриваемого процесса можно представить в виде зависимостей от плотности ρ_0 , размеров r_0 , $L = v_0\tau$ и времени горения τ :

$$\frac{dN}{dt} = 1,2 \cdot 10^{31} \rho_0^2 r_0^2 L.$$

Число дейтонов, входящих в магнитную область:

$$\frac{dN_v}{dt} = 10^{24} \rho_0 r_0^2 v_0.$$

При энергии дейтона $\varepsilon_v = 1 \text{ МэВ} = 1,6 \cdot 10^{-6} \text{ эрг}$ стоимость нейтрона $S_n = E_v/N$ при $E_v = \varepsilon_v N_v$ равна $S_n = 6,4 \cdot 10^{-5} / \rho_0 L$. Следует отметить, что при стремлении L или $\tau = L/v_0$ к бесконечности S_n стремится к нулю.

Таким образом, проблема снижения стоимости получения нейтрона может быть переведена в проблему эффективности соответствующего дивертора, подобного дивертору в системе токамаков.

Стационарная энергетическая система

Рассматриваемый нейтронный источник DD-нейтронов может служить основой для стационарной гибридной энергетической системы. Простейшее возражение против подобной системы связано с определением стоимости получаемого нейтрона. Если же это возражение отпадает, то следующим аргументом *против* может быть существование уже продвинутых разработок по системам на основе токамака. В этом смысле рассматриваемая система является дублирующей, но использующей несколько иные принципы.

Основным принципиальным отличием данной схемы является использование магнитного сдерживания с током J_z , что позволяет сместить рабочую область параметров по сравнению с токамаками в сторону больших плотностей $\rho \sim 10^{-4} - 10^{-7} \text{ г/см}^3$ и снизить необходимое условие $\rho r > \rho r_{кр}$ по сравнению с мишенями инерциального синтеза.

Другим принципиальным отличием является возможность обеспечить горение дейтерия в существенно неравновесном режиме с температурами $T_i > T_e > T_r$ (в трехтемпературном приближении).

На рис. 6, 7 (см. также цветную вкладку) представлены значения температур ионов и

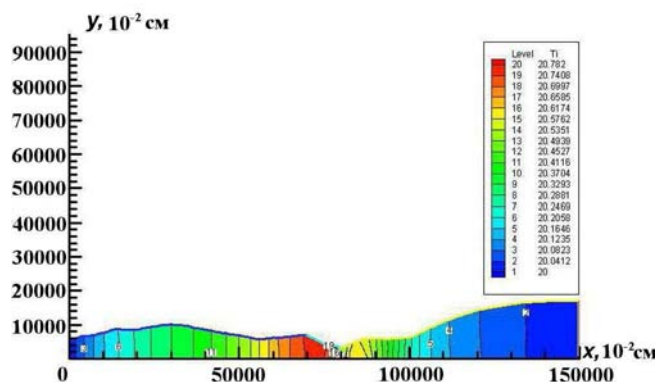


Рис. 6. Задача ISRM. Распределение температуры ионов T_i (в кэВ) во всей расчетной области на момент времени $t = 288,9015 \cdot 10^{-8} \text{ с}$

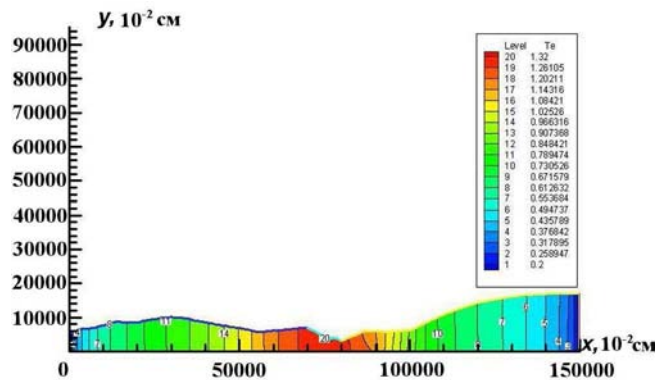


Рис. 7. Задача ISRM. Распределение температуры электронов T_e (в кэВ) во всей расчетной области на момент времени $t = 288,9015 \cdot 10^{-8} \text{ с}$

электронов, полученные в задаче ISRM, рассчитанной в двухтемпературном приближении без учета излучения.

В задаче ISRM вещество — DD, уравнение состояния — для идеального газа с $\gamma = 5/3$; заданы температуры ионов и электронов; осесимметричная геометрия.

Начальные данные: плотность $\rho_0 = 10^{-8} \text{ г/см}^3$; размеры $0 < x < 150\,000$ (по оси симметрии), $0 < y < 10\,000$ (по радиусу); единица измерения — 10^{-2} см ; температура ионов $T_i = 20 \text{ кэВ}$, электронов $T_e = 0$; скорость струи плазмы вдоль оси симметрии $v_0 = 500 \cdot 10^6 \text{ см/с}$.

Граничные условия: давление на верхней границе (в 10^{12} дин/см^2)

$$p = \begin{cases} p_0 = 0,96486 \cdot 10^{-4} & \text{при } 0 < x < 70\,000, \\ & 80\,000 < x < 150\,000; \\ 4 \cdot 10^{-4} \left(\frac{y_0}{y}\right)^2, & y_0 = 10\,000, \\ & \text{при } 70\,000 < x < 80\,000. \end{cases}$$

Левая и правая границы — эйлеровы. Тепловой поток на горизонтальных границах задан нулевым. На левой и правой вертикальных границах заданы температуры, равные начальным.

Важное значение на пути к реальной энергетической системе имеют возможность использования большого объемного сжатия (без перемешивания) $\delta > 10^4$ и возможность снижения критичности проблемы развития неустойчивости при пролете струи через область магнитного поля.

Расчет задачи ISRM, демонстрирующий реальность стационарного процесса, позволяет также сделать оценку параметров рассматриваемой энергетической системы. На рис. 8 представлено развитие термоядерного энерговыделения системы при задании следующих характерных параметров: $\rho_0 \sim 10^{-8}$ г/см³; $r_0 = 100$ см; $L_H = 100$ см.

В варианте ISRM возможно как существенное сокращение начального числа дейтонов в подготовленной струе до $N_v = 3 \cdot 10^{20}$ ($L = 10^5$ см), так и значительное увеличение числа подобных Z-пинчевых участков в энергетической системе (например, до $N_j = 100$). В этом случае мощность гибридной энергетической системы можно оценить как $P_g \sim 1$ ГВт. Планируется непосредственная численная проверка такого вывода.

Такие параметры стационарной гибридной энергетической системы выглядят уже достаточно реалистично, а повышение эффективности горения, возможное благодаря системе управления струями, делает данную систему вполне надежной.

На рис. 9 представлены значения мощностей гибридной энергетической системы в зависимости от полного числа дейтонов (N_v) в подготовленной струе плазмы. Линия 1 соответствует случаю сжатия в Z-пинчевой области до эффективного радиуса 0,1 см, линия 2 — до 1 см.

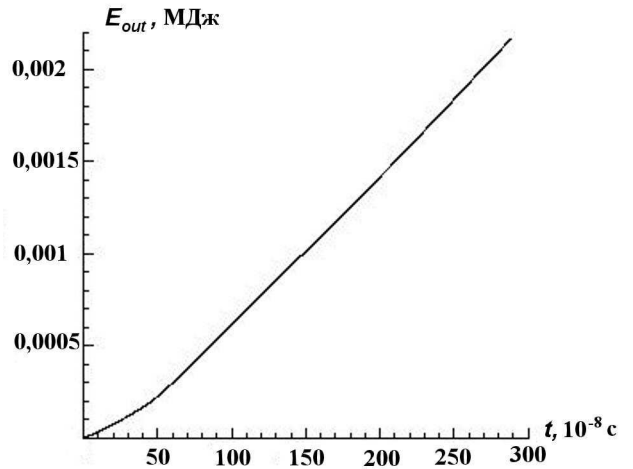


Рис. 8. Задача ISRM. Термоядерное энерговыделение в зависимости от времени

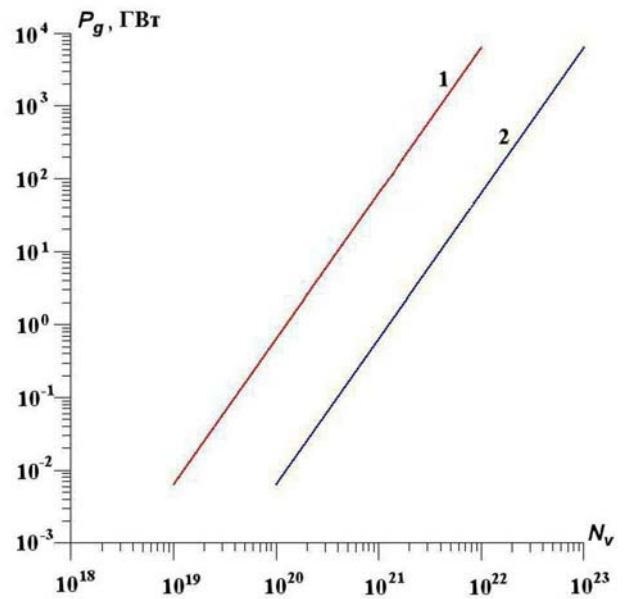


Рис. 9. Мощности гибридной энергетической системы в зависимости от полного числа дейтонов в подготовленной струе плазмы

Заключение

Объединение систем ускорительной и Z-пинчевой техники позволяет создать непрерывный по времени источник нейтронов DD-реакции. Такой источник, в свою очередь, может служить основой для стационарной гибридной (Fusion + Fission) энергетической системы.

В данном рассмотрении область параметров гибридной энергетической системы оказывается достаточно широкой, с различными режимами работы (и различными трудностями в реализа-

ции) в разных точках этой области. Эффективные параметры плазмы в Z-пинчевой области горения могут быть выбраны как

$$\rho_0 \sim 10^{-7} \text{ г/см}^3; \quad r_0 = 0,1 \text{ см}; \quad v_0 = 5 \cdot 10^8 \text{ см/с.}$$

Эффективные параметры магнитной области:

$$J_z = 10 \text{ МА}; \quad L_H = 100 \text{ см.}$$

Полная длина области подготовленной струи плазмы:

$$L_\Sigma = 10^5 \text{ см.}$$

В этом случае мощность стационарной гибридной энергетической системы может быть оценена как $P_g \sim 1 \text{ ГВт}$.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект 08-01-00144).

Список литературы

1. Кошкарёв Д. Г. Мощный компактный тяжелоионный драйвер: Препринт 21-03. М.: ИТЭФ, 2003.

2. Аксёнов А. Г., Баско М. М., Кошкарёв Д. Г., Забродина Е. А., Чуразов М. Д. Волна термоядерного горения дейтерия в цилиндрическом канале с оболочкой из урана-238 // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Математическое моделирование физических процессов. Вып. 2. 2006. С. 33–36.
3. Имшенник В. С., Боброва Н. А. Динамика столкновительной плазмы. М.: Энергоатомиздат, 1997.
4. Забродин А. В., Прокопов Г. П. Методики численного моделирования двумерных нестационарных течений теплопроводного газа в трехтемпературном приближении // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Математическое моделирование физических процессов. 1998. Вып. 3. С. 3–16.
5. Баско М. М. Уравнения одномерной радиационной гидродинамики с теплопроводностью и кинетикой термоядерного горения: Препринт 145. М.: ИТЭФ, 1985.

Статья поступила в редакцию 21.10.09.
