

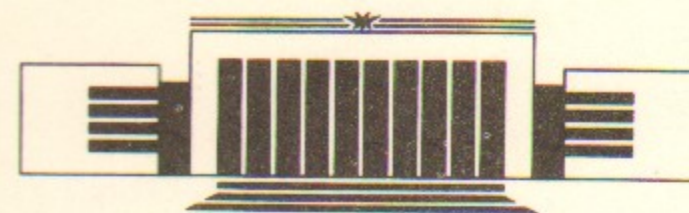


ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

И.А. Котельников, Д.Д. Рютов, Ю.А. Цидулко,
В.В. Катышев, А.В. Комин, В.М. Кривошеев

**МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ
ИСТОЧНИКА НЕЙТРОНОВ НА
ОСНОВЕ ГАЗОДИНАМИЧЕСКОЙ ЛОВУШКИ**

ПРЕПРИНТ 90-105



НОВОСИБИРСК

Математическая модель источника нейтронов
на основе газодинамической ловушки

И.А. Котельников, Д.Д. Рютов, Ю.А. Цидулко
ИЯФ СО АН СССР, Новосибирск

В.В. Катышев, А.В. Комин, В.М. Кривошеев
НИИЭФА им. Д.В. Ефремова, Ленинград

АННОТАЦИЯ

Проведен расчет энергетического и материального баланса источника термоядерных нейтронов на основе газодинамической ловушки. Построена математическая модель источника, включающая решение кинетического уравнения для ионов и нейтральных атомов высокоэнергетичной компоненты плазмы, учет продольных и перезарядных потерь, а также систему ограничений, накладываемых условиями поддержания МГД устойчивости и микроустойчивости плазмы. В качестве иллюстрации приведены параметры нескольких возможных вариантов нейтронного источника.

1. ВВЕДЕНИЕ

На основе газодинамической ловушки (ГДЛ) с двухкомпонентной плазмой может быть создан относительно простой и компактный источник термоядерных (14 МэВ) нейтронов для технологических испытаний материалов и других нужд. В работах [1, 2] была рассмотрена схема источника с холодной дейтериевой мишенной плазмой, в которую инжектируются быстрые (с энергией 240 кэВ) тритоны. Поскольку разработка стационарных инжекторов на такую энергию — достаточно трудная задача, двое из авторов настоящей работы (ИАК и ДДР) еще в 1984 году рассмотрели возможность снижения энергии инжекции до значений 80—100 кэВ. Оказалось, что такая возможность действительно существует и состоит в создании популяций как быстрых тритонов, так и быстрых дейтонов. Первые прикидки показали, правда, что нейтронные потоки на поверхности плазмы несколько снижаются по сравнению с исходной схемой [1, 2]. Тем не менее, так как значительное уменьшение энергии инжекции представляется очень желательным, была начата работа по более основательному численному анализу соответствующей схемы нейтронного генератора. Результаты этого анализа приводятся в настоящем сообщении. Ссылки на другие схемы плазменных нейтронных генераторов можно найти в обзорных работах [3—5].

Свое наименование газодинамическая ловушка^{*)} получила от

^{*)} Подробный анализ физических принципов ГДЛ содержится в обзоре [6].

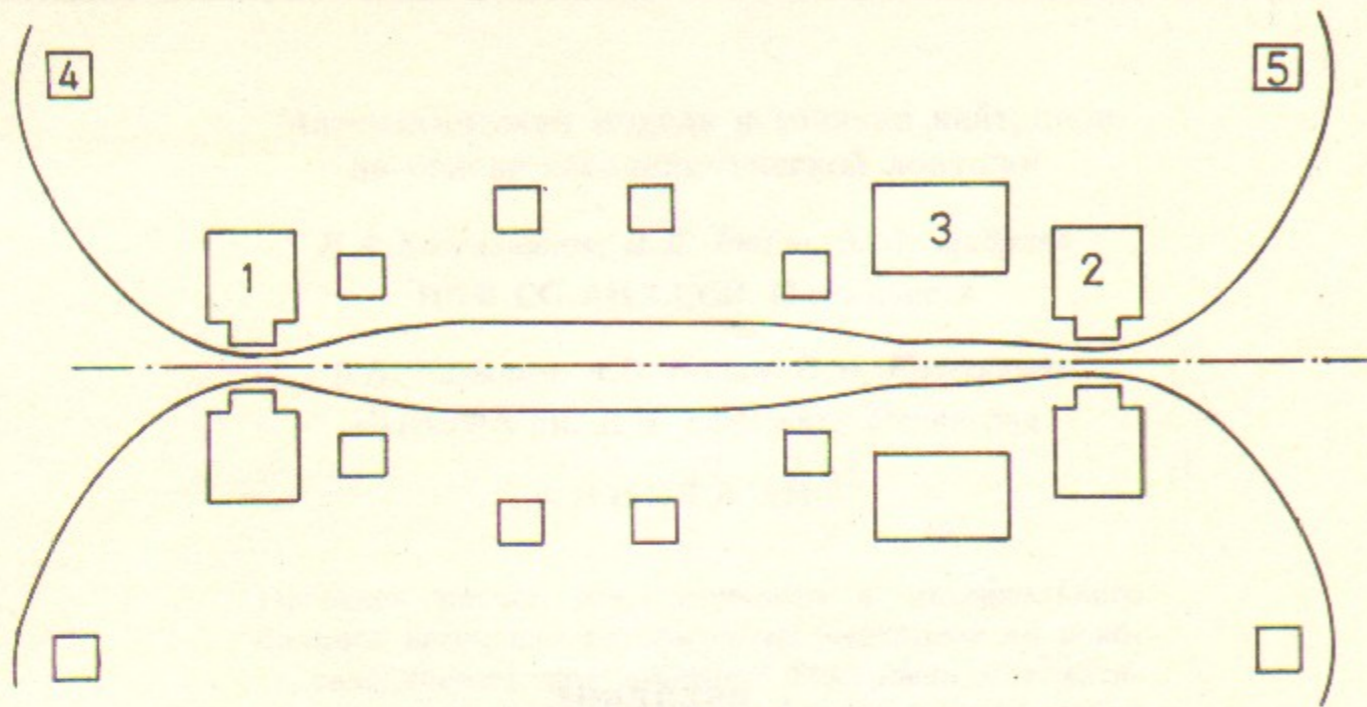


Рис. 1. Общая схема источника нейтронов:

1, 2 — пробочные узлы; 3 — испытательная зона; 4, 5 — катушки обратного тока в расширителях.

названия режима удержания плазмы (или ее «холодной» компоненты), характеризующегося большой частотой столкновений, когда эффективная длина пробега частиц относительно рассеяния в конус потерь меньше длины ловушки. Присутствие холодной компоненты позволяет обеспечить МГД-устойчивость системы в рамках аксиальной симметрии магнитной конфигурации [7, 8], которая может состоять из обычного пробкотрона с присоединенными к нему расширителями с катушками обратного тока (рис. 1).

Стационарное состояние «холодной» компоненты поддерживается периодическим впрыскиванием в плазму крупинок дейтерия или водорода. В эту холодную мишенную плазму инжектируются нейтральные атомы дейтерия и трития с энергией 80—100 кэВ. Захватываясь в плазму за счет ионизации и перезарядки, они нагревают холодную компоненту и одновременно обеспечивают достаточную скорость реакции синтеза дейтерия с тритием. Частицы горячей (или быстрой) компоненты имеют большую длину свободного пробега и в отличие от частиц холодной компоненты удерживаются в ГДЛ адиабатически, как в обычном пробкотроне, многократно отражаясь от магнитных пробок.

Из-за относительно низкой температуры холодной компоненты плазмы быстрые ионы рассеиваются значительно медленнее, чем тормозятся (главным образом, на электронах), и их угловое рас-

пределение остается весьма узким вплоть до энергии, в несколько раз меньшей энергии инжекции (при условии, что угловой разброс инжектированных нейтралов мал). По этой причине вблизи точки отражения быстрых ионов в области усиленного магнитного поля образуются пики их плотности. Там же достигается максимум потока нейтронов и образуются амбиполярные барьеры. Появление барьеров, с одной стороны, приводит к увеличению времени жизни холодной компоненты, а с другой — к выталкиванию холодных ионов из области, где расположен пик плотности, и к уменьшению там выхода нейтронов в реакциях между холодными и быстрыми ионами. Если к тому же учесть, что при энергии инжекции 80—100 кэВ (соответствующей оптимуму по реакции синтеза между быстрыми дейтонами и быстрыми тритонами) сечение D—T-реакции быстрых ионов с холодными невелико, можно вообще отказаться от вклада таких реакций в нейтронный поток и, во-первых, сделать холодную компоненту не дейтериевой, как в [1, 2], а например, чисто водородной и, во-вторых, уменьшить ее плотность.

Уменьшая поступление в систему холодной (водородной) плазмы, можно увеличивать температуру электронов T_e и уменьшать тем самым скорость торможения быстрых ионов об электроны. Параметры нейтронного генератора при этом формально улучшаются, так как при заданной мощности инжекции растет плотность быстрых ионов. Можно было бы даже, полностью выключив проток холодной плазмы, перейти в режим обычного пробкотрона, в котором коэффициент усиления Q был бы равен 1,2—1,3 и компенсировалась бы значительная доля подводимой мощности (разумеется, при этом нужно было бы увеличить магнитное поле на однородном участке, так как функция распределения ионов стала бы почти изотропной и поперечное давление p_{\perp} на однородном участке существенно выросло бы).

Однако, следует помнить, что при такой экстраполяции возникают две серьезные проблемы. Первая связана с тем, что в режиме обычного пробкотрона поток плазмы в расширитель исчезающе мал и не может быть использован для стабилизации. Вторая — и более серьезная — связана с проблемой микронеустойчивостей в плазме. Известно, что в экспериментах на установках нынешнего поколения (2XIB, TMX, TMX-U, GAMMA-10, ОГРА-4) не удавалось повысить температуру основной массы электронов*) до значе-

*) Речь не идет о малой доле очень быстрых электронов, получаемых с помощью ЭЦРН.

ний, которые превышали бы 1% от энергии инжекции ионов W . Особенно драматично проявлялся этот эффект на установках 2ХИВ и ТМХ, где при попытках повышения T_e выше этого предела в плазме возникала микротурбулентность, приводившая к быстрым потерям ионов. Поэтому представляется целесообразным накладывать на систему ограничение вида

$$T_e < \alpha W, \quad (1.1)$$

где $\alpha \sim 10^{-2}$. Реально этим условием ограничивается снизу величина протока холодной плазмы.

Замечательно, что при наложении условия (1.1) основные безразмерные параметры плазмы (β , T_e/W , r_{Li}/a , ω_{pi}/ω_{Bi}) в наиболее «напряженной» точке — точке остановки быстрых частиц — оказываются очень близкими к тем, которые были реализованы на установке 2ХИВ. Это придает дополнительную уверенность в осуществимости рассматриваемой схемы нейтронного источника.

Нельзя исключить того, что в ходе реального эксперимента удастся повысить T_e до значений, превышающих $10^{-2} W$. Но сейчас представляется разумным оставить эту возможность как резерв дополнительного улучшения параметров источника. Кроме того, не вполне ясно, как повышение T_e и магнитного поля на однородном участке повлияют на общую компоновку источника: не исключено, что возрастание нейтронного потока на инжекторы нейтралов и усложнение защиты пробочных катушек приведут к удорожанию системы в целом. Поэтому всюду ниже мы пользуемся условием (1.1) с $\alpha = 0.01$.

Основное содержание работы составляют 6 разделов. В следующем разделе 2 вычислена функция распределения быстрых ионов. В разделах 3—5 приведены системы уравнений материального и энергетического баланса в двухкомпонентной плазме и баланса нейтральных частиц. В разделе 6 на основе упрощенной физической модели нейтронного источника (в которой, в частности, не учитываются перезарядные потери) сделан предварительный выбор параметров источника с учетом технико-экономических ограничений. Результаты расчета параметров нейтронного источника по полной системе уравнений, полученной в разделах 3—5, приведены в разделе 7.

2. ФУНКЦИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ БЫСТРЫХ ИОНОВ

Основными процессами, определяющими вид функции распределения быстрых ионов в двухкомпонентной плазме, являются их торможение на электронах и холодных ионах, угловое рассеяние на холодных и быстрых ионах и перезарядные потери на примеси нейтрального газа в плазме. Предполагая, что большая часть объема плазмы приходится на длинную однородную часть ловушки, запишем кинетическое уравнение для функции распределения быстрых ионов $f_F(v, \theta)$ сорта «F» в этой части ловушки в следующем виде:

$$\frac{\partial f_F}{\partial t} = \frac{1}{\tau_{Fe} v^2} \frac{\partial}{\partial v} (v^3 + v_c^3) f_F + \frac{v_F^3}{v^3 \tau_{F\theta}} \frac{\partial^2 f_F}{\partial \theta^2} - \gamma^F \omega_{cx}^F f_F + \frac{Q_F \delta(v - v_F)}{4\pi V W_F \sin \theta_F v^2} [\delta(\theta - \theta_F) + \delta(\theta + \theta_F - \pi)], \quad (2.1)$$

где

$$\tau_{Fe} = \frac{3m_F T_e^{3/2}}{4\sqrt{2\pi} m_e Z_F^2 e^4 n_e \Lambda} \quad (2.2)$$

— время торможения иона с массой m_F и зарядом Z_F на электронах;

$$\frac{1}{\tau_{F\theta}} = \frac{2\pi \Lambda e^4 Z_F^2}{m_F^2 v_F^3} \left[n_i Z_i^2 + \sum_{F'} n_{F'} Z_{F'}^2 \right] \quad (2.3)$$

— время углового рассеяния быстрого иона на холодных ионах с зарядом Z_i , массой m_i и на быстрых ионах с зарядом $Z_{F'}$, суммирование проводится по всем сортам быстрых ионов;

$$v_F = \sqrt{2W_F/m_F} \quad (2.4)$$

— начальная скорость инжектированных ионов; W_F — энергия инжекции; Q_F и $I_F = Q_F/W_F$ — соответственно мощность и ток инжекции, захватываемые в плазму; $\Lambda = 15$ — кулоновский логарифм; V — объем плазмы;

$$v_c = [3\sqrt{\pi} Z_i^2 n_i m_e / 4m_i n_e]^{1/3} [2T_e/m_e]^{1/2} \quad (2.5)$$

— критическая скорость инжектированных ионов, при которой времена их торможения на электронах и ионах холодной плазмы сравниваются; ω_{cx}^F — частота перезарядки быстрого иона на ней-

тралах; γ^F — геометрический фактор, равный доле возникающих в результате перезарядки нейтралов, которые уходят из плазмы, не ионизовавшись вновь (см. раздел 4).

В нейтронном источнике плотность быстрых ионов n_F , вообще говоря, не мала по сравнению с плотностью холодных ионов и, следовательно, нельзя не учитывать столкновения быстрых ионов между собой, которые, практически не вызывая передачи энергии между быстрыми компонентами, в первую очередь влияют на их угловое распределение. Это обстоятельство учтено наличием дополнительных слагаемых $n_{F'} Z_{F'}^2$ в (2.3) и отсутствием аналогичных слагаемых в (2.5). Численный расчет показал, что частота углового рассеяния $1/\tau_{F\theta}$ совпадает с определенной в (2.3) с точностью 10—15% по крайней мере при $\tau_{Fe} \omega_{cx}^F \ll 1$.

На границе конуса потерь

$$\theta_k = \arcsin K^{-1/2}, \quad K = B_{\max}/B_0, \quad (2.6)$$

функция распределения быстрых ионов обращается в нуль:

$$f_F(v, \theta_k) = 0, \quad f_F(v, \pi - \theta_k) = 0. \quad (2.7)$$

Стационарное решение кинетического уравнения (2.1), удовлетворяющее граничным условиям (2.7), можно представить в виде бесконечного знакопеременного ряда, сумма парных членов которого (положительного и отрицательного) быстро убывает. Удерживая две первые пары слагаемых, находим, что при $v > v_F$ $f_F(v, \theta) = 0$, а при $v \leq v_F$

$$f_F(v, \theta) = \frac{Q_F \tau_{Fe}}{4\pi V W_F v_F^3} F_F(u, \theta), \quad (2.8)$$

где $F_F(u, \theta)$ — безразмерная функция безразмерной скорости $u = v/v_F$:

$$F_F(u, \theta) = \frac{\exp\left[-\int_0^1 du u^2 \tau_{Fe} \gamma^F \omega_{cx}^F / (u^3 + u_c^3)\right]}{\sqrt{\pi} \sin \theta_F \delta \theta_F (u^3 + u_c^3)} \times \\ \times \left\{ \exp\left[-\left(\frac{\theta - \theta_F}{\delta \theta_F}\right)^2\right] - \exp\left[-\left(\frac{\theta + \theta_F - 2\theta_k}{\delta \theta_F}\right)^2\right] + \right. \\ \left. + \exp\left[-\left(\frac{\pi - \theta - \theta_F}{\delta \theta_F}\right)^2\right] - \exp\left[-\left(\frac{\pi - \theta + \theta_F - 2\theta_k}{\delta \theta_F}\right)^2\right] \right\}. \quad (2.9)$$

Здесь

$$\delta \theta_F = \Delta \theta_F \left(\frac{v_F^3}{v_c^3}\right)^{1/2} \left(\ln \frac{1 + v_c^3/v_F^3}{1 + v_c^3/v_c^3}\right)^{1/2}, \\ \Delta \theta_F = \left(\frac{4 \tau_{Fe}}{3 \tau_{F\theta}}\right)^{1/2} \equiv \left(\frac{2}{3} \frac{v_0^3}{v_F^3}\right)^{1/2}, \quad (2.10)$$

$$v_0 = \left[\frac{3\sqrt{\pi} m_e}{4 m_F} \left(\frac{n_i Z_i^2}{n_e} + \sum_{F'} \frac{n_{F'} Z_{F'}^2}{n_e} \right) \right]^{1/3} \left(\frac{2T_e}{m_e} \right)^{1/2}.$$

На одной «половине» конуса потерь $\theta = \theta_k$ равна нулю сумма первых двух слагаемых в фигурных скобках в (2.9), а сумма двух других мала; на другой половине $\theta = \pi - \theta_k$, наоборот, равна нулю сумма второй пары слагаемых, а сумма первой пары мала.

Плотность, продольная и поперечная составляющие давления быстрых ионов:

$$n_F(R) \equiv \frac{Q_F \tau_{Fe}}{V W_F} N_F(R), \\ p_{\parallel F}(R) \equiv \frac{Q_F \tau_{Fe}}{V} P_{\parallel F}(R), \quad (2.11)$$

$$p_{\perp F}(R) \equiv \frac{Q_F \tau_{Fe}}{V} P_{\perp F}(R),$$

в точке с произвольным значением пробочного отношения $R = B/B_0$ определяются следующими интегралами:

$$N_F(R) = \int_0^1 du u \int_0^{u_R} du_{\parallel} F_F(u, \theta), \\ P_{\parallel F}(R) = 2 \int_0^1 du u \int_0^{u_R} du_{\parallel} u_{\parallel}^2 F_F(u, \theta), \quad (2.12)$$

$$P_{\perp F}(R) = \int_0^1 du u \int_0^{u_R} du_{\parallel} (u^2 - u_{\parallel}^2) F_F(u, \theta),$$

где

$$u_R = u \sqrt{1 - R/K}, \quad \theta = \arcsin \sqrt{(1 - u_{\parallel}^2/u^2)/R}.$$

Умножив кинетическое уравнение (2.1) на $m_F v^2 V / 2 Q_F$ и проинтегрировав его по пространству скоростей, нетрудно найти, какую долю энергии быстрые ионы передают каждому сорту частиц и

выносят в конус потерь. Коэффициент энергопередачи C^E в каждом из процессов, учтенных в уравнении (2.1), равен результату интегрирования соответствующего слагаемого. Обозначив через C_{Fe}^E , C_{Fi}^E соответственно долю энергии, передаваемую ионами сорта «F» электронам и холодным ионам, через C_{Fn}^E , C_{Fk}^E — долю энергии, теряемую в результате перезарядки и ухода быстрых ионов в конус потерь, находим:

$$C_{Fe}^E = 2 \int_0^1 du \int_{\theta_k}^{\pi/2} d\theta \sin \theta_F u^4 F_F(u, \theta),$$

$$C_{Fi}^E = 2u_c^3 \int_0^1 du \int_{\theta_k}^{\pi/2} d\theta \sin \theta_F u F_F(u, \theta),$$

$$C_{Fn}^E = \tau_{Fe} \int_0^1 du \int_{\theta_k}^{\pi/2} d\theta \sin \theta_F u^4 \gamma^F \omega_{cx}^F F_F(u, \theta), \quad (2.13)$$

$$C_{Fk}^E = \frac{\tau_{Fe}}{\tau_{F0}} \int_0^1 du \sin \theta_F \left| \frac{\partial F(u, \theta_k)}{\partial \theta_k} \right|.$$

Аналогичным образом находим долю тех захваченных в плазму быстрых ионов, которые теряются в результате перезарядки*):

$$C_{Fn}^I = \tau_{Fe} \int_0^1 du u^2 \int_{\theta_k}^{\pi/2} d\theta \sin \theta_F \gamma^F \omega_{cx}^F F_F(u, \theta). \quad (2.14)$$

Все остальные быстрые ионы в конечном итоге уходят в конус потерь, т. е.

$$C_{Fk}^I = 1 - C_{Fn}^I. \quad (2.15)$$

Для аккуратного усреднения сечения D—T-реакции необходимо вычислить пятикратный интеграл:

$$\langle \sigma V \rangle_{DT} = [8\pi N_T(R) N_D(R)]^{-1} \int_0^1 du u \int_0^{u_R} du_{\parallel} F_T(u, \theta) \int_0^1 du' u' \times$$

*) Заметим, что интегрирование по θ в (2.13) — (2.15) можно выполнить в аналитическом виде.

$$\times \int_0^{u_{\parallel}} du'_{\parallel} F_D(u', \theta') \sum_l \sum_{l'} \int_0^{2\pi} d\varphi |\vec{v} - \vec{v}'| \sigma_{DT}(|\vec{v} - \vec{v}'|), \quad (2.16)$$

где все аргументы, помеченные штрихом, относятся к дейтонам, не помеченные — к тритонам,

$$\vec{v} = v_T u (\sin \theta \cos \varphi, \sin \theta \sin \varphi, l \cdot \cos \theta),$$

$$\vec{v}' = v_D u' (\sin \theta', 0, l' \cdot \cos \theta'),$$

суммирование проводится по всем комбинациям значений l и l' , равным $+1$ и -1 . Аппроксимационная формула сечения D—T-реакции $\sigma_{DT}(v)$ приведена в Приложении. Приведенные выше многократные интегралы вычислялись методом Монте-Карло. Результаты вычислений профилей плотности, давления и $\langle \sigma v \rangle_{DT}$ для одного из вариантов нейтронного источника представлены в разделах 6, 7.

3. БАЛАНС ЧАСТИЦ И ЭНЕРГИИ

Пренебрегая диффузионными процессами, будем считать, что единственным каналом ухода частиц поперек магнитного поля являются перезарядные потери. Тогда в стационарном состоянии ток электронов на торцы ловушки (при отсутствии вторичной эмиссии) равен суммарному электрическому току всех ионов:

$$\frac{Vn_e}{\tau_{\parallel e}} = \frac{Vn_i Z_i}{\tau_{\parallel i}} + \sum_F C_{Fk}^I Z_F \frac{Q_F}{W_F}. \quad (3.1)$$

Здесь $\tau_{\parallel e}$ и $\tau_{\parallel i}$ — соответственно времена продольного удержания электронов и холодных ионов; C_{Fk}^I определен формулой (2.15). Обозначая через W_e , W_i среднюю энергию, выносимую соответственно одним электроном и одним холодным ионом, уравнения энергетического баланса запишем в следующем виде:

$$W_e \frac{Vn_e}{\tau_{\parallel e}} = - \frac{3n_i V(T_e - T_i)}{\tau_{ie}} + \sum_F C_{Fe}^E Q_F,$$

$$W_i \frac{Vn_i}{\tau_{\parallel i}} = \frac{3n_i V(T_e - T_i)}{\tau_{ie}} + \sum_F C_{Fi}^E Q_F, \quad (3.2)$$

где

$$\tau_{ie} = \frac{3m_i T_e^{3/2}}{4\sqrt{2\pi} m_e Z_i^2 e^4 n_e \Lambda}, \quad (3.3)$$

остальные обозначения определены ранее.

Время продольного удержания электронов и холодных ионов $\tau_{\parallel e}$, $\tau_{\parallel i}$ и выносимая ими энергия W_e , W_i зависят от профиля электростатического потенциала φ в нейтронном источнике (рис. 2). В режимах с наибольшим выходом нейтронов суммарная

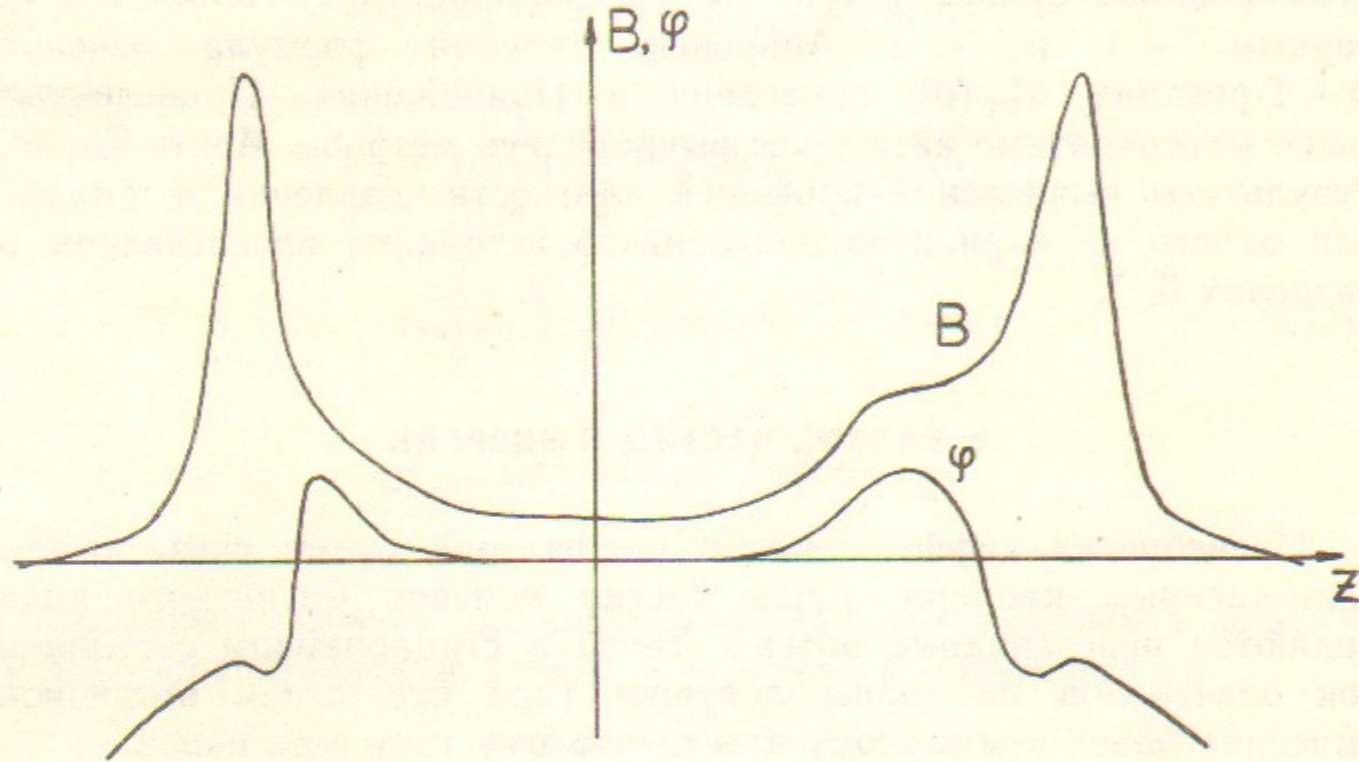


Рис. 2. Профиль магнитного поля B и амбиполярного потенциала φ вдоль оси источника. За нуль потенциала принято его значение на участке центральной секции, где магнитное поле $B = B_0$ минимально.

плотность быстрых ионов в максимуме*) превышает плотность плазмы n_e на участке однородного поля B_0 . При этом вблизи максимума плотности образуется амбиполярный барьер (т. е. пик электростатического потенциала) [9]. Так как функция распределения холодных ионов почти до самого пика потенциала является максвелловской, его величину φ_* следует находить из уравнения

$$Z_i n_i \exp(-eZ_i \varphi_*/T_i) + \max_R \sum_F Z_F n_F(R) = n_e \exp(e\varphi_*/T_e), \quad (3.4)$$

) Максимум плотности ионов каждого сорта достигается вблизи точки их остановки $B_ = B_0/\sin^2 \theta_F$, если $\Delta\theta_F \ll 1$.

где за нулевой уровень потенциала принято его значение на участке однородного поля:

$$Z_i n_i + \sum_F Z_F n_F(R=1) = n_e. \quad (3.5)$$

В дальнейшем все величины, относящиеся к точке максимума потенциала φ_* , будем помечать звездочкой (*).

Почти все ионы, переваливающие через максимум потенциала φ_* , уходят из ловушки, так как ускоряются электрическим полем и поэтому не задерживаются магнитной пробкой (рис. 2). Пренебрегая небольшой (экспоненциально малой при $e\varphi_*/T_i \gg 1$) долей ионов, отражающихся от магнитной пробки, нетрудно найти, что в режиме газодинамического удержания холодных ионов [10]

$$W_i^{гд} = 2T_i + e\varphi_*, \quad (3.6)$$

$$\tau_i^{гд} = \sqrt{\frac{\pi m_i}{2T_i}} L_v R_* \exp\left(\frac{eZ_i \varphi_*}{T_i}\right),$$

где $R_* = B_*/B_0$, а эффективная длина ловушки L_v есть отношение объема плазмы V к ее сечению πa_0^2 на участке однородного поля:

$$L_v = V/\pi a_0^2. \quad (3.7)$$

В режиме кинетического удержания, когда конус потерь не заполнен, вместо (3.6) следует использовать формулы Пастухова [10]:

$$W_i^{кин} = T_i + e\varphi_*, \quad (3.8)$$

$$\tau_i^{кин} = \frac{\sqrt{\pi}}{2\alpha_i v_i} \left\{ \frac{2\alpha_i R_* + 1}{2\alpha_i R_*} \exp(U) \frac{U^2 \ln(4\alpha_i R_* + 2)}{1 + 2U} + 0,3 \ln K \right\},$$

где

$$U = eZ_i \varphi_*/T_i,$$

$$v_i = \sqrt{2} \pi Z_i^2 e^4 \sqrt{m_i} \Lambda \left(\frac{n_i Z_i^2}{m_i T_i^{3/2}} + \sum_F \frac{n_F Z_F^2}{m_F T_F^{3/2}} \right), \quad (3.9)$$

$$\alpha_i = \frac{1}{2} \left(n_i Z_i^2 + \sum_F n_F Z_F^2 \right) / \left(n_i Z_i^2 + \sum_F \frac{m_i}{m_F} n_F Z_F^2 \right).$$

«Температуру» быстрых ионов T_F определим как их среднюю энергию:

$$T_F = \frac{p_{\perp F}(1) + \frac{1}{2} p_{\parallel F}(1)}{n_F(1)} = \frac{c_{Fe}^E W_F}{2N_F(1)}. \quad (3.10)$$

Кинетический режим удержания реализуется при $\tau_i^{\text{кин}} \gg \tau_i^{\text{гд}}$, газодинамический — при выполнении обратного неравенства*) $\tau_i^{\text{кин}} \ll \tau_i^{\text{гд}}$. Последнее в случае $R_* \gg 1$ можно переписать в виде

$$L_v \gg \lambda_{ii} \frac{e\varphi_*}{T_i} \frac{\ln R_*}{R_*},$$

аналогичном обычному условию газодинамичности

$$L_v \gg \lambda_{ii} \frac{\ln K}{K}$$

для однокомпонентного варианта ГДЛ (здесь λ_{ii} — длина свободного пробега ионов с энергией порядка T_i). При $\tau_i^{\text{кин}} \sim \tau_i^{\text{гд}}$ хорошую точность обеспечивает использование простой аппроксимации [10]:

$$\begin{aligned} \tau_{\parallel i} &= \tau_i^{\text{кин}} + \tau_i^{\text{гд}}, \\ W_i &= (\tau_i^{\text{кин}} W_i^{\text{кин}} + \tau_i^{\text{гд}} W_i^{\text{гд}}) / \tau_{\parallel i}. \end{aligned} \quad (3.11)$$

Из-за большей подвижности электронов на торцах ловушки в расширителе возникает большой отрицательный потенциал φ_w (рис. 2), чтобы поддержать равенство электронного и ионного потоков (3.1). Для определения φ_w , а также $\tau_{\parallel e}$, W_e уравнения (3.1), (3.2) нужно дополнить уравнениями, связывающими $\tau_{\parallel e}$, W_e с φ_w :

$$\begin{aligned} \tau_{\parallel e} &= \tau_e^{\text{кин}} + \tau_e^{\text{гд}}, \\ W_e &= (\tau_e^{\text{кин}} W_e^{\text{кин}} + \tau_e^{\text{гд}} W_e^{\text{гд}}) / \tau_{\parallel e}, \end{aligned} \quad (3.12)$$

причем

$$\begin{aligned} W_e^{\text{кин}} &= T_e + |e\varphi_w|, \\ W_e^{\text{гд}} &= 2T_e + |e\varphi_w|, \\ \tau_e^{\text{гд}} &= \sqrt{\frac{\pi m_e}{2T_e}} L_v K \exp(|e\varphi_w/T_e|), \end{aligned} \quad (3.13)$$

*) Условия, при которых осуществляется газодинамический режим удержания электронов ($\tau_e^{\text{гд}} \gg \tau_e^{\text{кин}}$), вообще говоря, не совпадают с условием газодинамичности для ионов ($\tau_i^{\text{гд}} \gg \tau_i^{\text{кин}}$).

$$\begin{aligned} \tau_e^{\text{кин}} &= \frac{\sqrt{\pi}}{4\alpha_e v_e} \frac{2\alpha_e K + 1}{2\alpha_e K} \frac{|e\varphi_w|}{T_e} \frac{\ln(4\alpha_e K + 2)}{1 + T_e/|2e\varphi_w|} \exp\left(\frac{|e\varphi_w|}{T_e}\right), \\ v_e &= \sqrt{2} \pi n_e e^4 \Lambda / \sqrt{m_e} T_e^{3/2}, \end{aligned} \quad (3.14)$$

$$\alpha_e = \frac{1}{2} \left(1 + Z_i^2 n_i/n_e + \sum_F Z_F^2 n_F/n_e \right).$$

В случае, когда захватываемый в плазму ток быстрых ионов мал по сравнению с током холодных ионов (т. е. по сравнению с первым слагаемым в (3.1)), можно использовать приближенное соотношение

$$|e\varphi_w| \simeq 4T_e + T_e Z_i e\varphi_*/T_i$$

и считать, что

$$W_e^{\text{кин}} \simeq W_e^{\text{гд}} = (6 + eZ_i\varphi_*/T_i) T_e. \quad (3.14a)$$

Система уравнений (3.1) — (3.14) полностью описывает материальный и энергетический баланс электронов и ионов.

4. БАЛАНС НЕЙТРАЛЬНЫХ ЧАСТИЦ

Для аккуратного расчета баланса нейтральных частиц необходимо учитывать радиальную неоднородность плазмы и источников частиц всех сортов. Однако в настоящее время даже наиболее изощренные расчетные модели (например, [11]) не гарантируют надежность получаемых результатов, существенно большую, чем простые «нульмерные» оценки, так как учитывают лишь некоторую долю из многообразия процессов в плазме, окружающем ее гало и на поверхности вакуумной камеры. Поскольку перезарядные потери могут значительно ухудшать энергетический баланс в нейтронном источнике и поэтому нежелательны, достаточно построить «нульмерную» модель, чтобы иметь возможность автоматически отбраковывать варианты, в которых процессы перезарядки играют существенную роль.

Будем обозначать величины, характеризующие состояние нейтральных частиц чертой над соответствующим символом с индексами. Например, \bar{n}_i — плотность холодных нейтралов (возникающих из ионов холодной компоненты), \bar{n}_F и \bar{f}_F — плотность и функция распределения быстрых нейтралов, причем мы не будем следить за

угловым распределением быстрых нейтралов, т. е. $\bar{f}_F = \bar{f}_F(v)$, и

$$\bar{n}_F = 4\pi \int_0^{v_F} dv v^2 \bar{f}_F(v). \quad (4.1)$$

Условимся также использовать индексы α, β для замены F и i в тех случаях, когда быстрые частицы не нужно отличать от холодных.

Первичные нейтралы поступают в плазму из окружающего ее газа (гало) и из инжекторов быстрых и холодных нейтралов (последние вносятся инъекцией крупинок). Некоторая доля γ_0^α первичных нейтралов, не ионизовавшись, сразу же уходит из плазмы. Число первичных быстрых нейтралов $\bar{q}_F(v)$, поступающих в единицу времени в единицу объема, очевидно, равно*)

$$\bar{q}_F(v) = \frac{Q_F/W_F V}{1-\gamma_0^\alpha} \frac{\delta(v-v_F)}{4\pi v^2}. \quad (4.2)$$

Для холодных нейтралов полагаем $\gamma_0^i = 0$, тогда

$$\bar{q}_i(v) = \frac{n_i}{\tau_{ii}} \frac{\delta(v)}{4\pi v^2} \xi, \quad (4.3)$$

где ξ — доля холодных ионов, попадающих в плазму в виде нейтралов, $0 \leq \xi \leq 1$. При пучковой инъекции $\xi = 1$. При инъекции холодных нейтралов в виде крупинок может оказаться, что нейтралы ионизируются прежде, чем облако нейтралов, окружающее испаряющуюся крупинку, станет прозрачным для ионов плазмы. Если к тому же отсутствует поступление нейтралов из гало (хорошие вакуумные условия), то $\xi = 0$.

Нейтралы сорта α с частотой

$$\omega_i^\alpha(v) = n_e \langle \sigma_e^\alpha v_e \rangle + \sum_\beta n_\beta [\langle \sigma_{cx}^{\alpha/\beta} v_{\alpha\beta} \rangle^\beta + \langle \sigma_i^{\alpha/\beta} v_{\alpha\beta} \rangle^\beta] \quad (4.4)$$

переходят в ионизованное состояние, а ионы сорта β , перезарядившись на нейтралах, с частотой

*) Равенство (4.2) справедливо, если область инъекции быстрых нейтралов захватывает весь объем плазмы V . При инъекции в меньший объем \bar{q}_F и плотность нейтралов возрастут, но экспозиция пролетных ионов на примеси нейтралов не изменится.

$$\omega_{cx}^\beta(v) = \sum_\alpha \bar{n}_\alpha \langle \sigma_{cx}^{\alpha/\beta} v_{\alpha\beta} \rangle_\alpha \quad (4.5)$$

могут снова превратиться в нейтралы сорта α , некоторая доля γ^α которых вылетает за пределы плазмы, где в зависимости от вакуумных условий либо погибает, либо возвращается в плазму в «охлажденном» состоянии. Приток «охлажденных» нейтралов мы включаем в $\bar{q}_i(v)$. Выше введены обозначения: σ_e^α — сечение ионизации нейтралов сорта α электронным ударом, $\sigma_i^{\alpha/\beta}$ — сечение ионизации нейтрала α ударом иона β , $\sigma_{cx}^{\alpha/\beta}$ — сечение перезарядки нейтрала α на ионе β . Для изотопов водорода сечения ионизации и перезарядки зависят только от относительной скорости $v_{\alpha\beta} = v_{\beta\alpha}$:

$$\sigma_i^{\alpha/\beta}(v_{\alpha\beta}) = \sigma_i^{\beta/\alpha}(v_{\beta\alpha}), \quad \sigma_{cx}^{\alpha/\beta}(v_{\alpha\beta}) = \sigma_{cx}^{\beta/\alpha}(v_{\beta\alpha}).$$

Угловые скобки с индексом β вверху и индексом α внизу означают усреднение по распределению ионов сорта β и нейтралов сорта α , соответственно. Для холодных частиц усреднение тривиально, для быстрых имеем

$$n_{F'} \langle \sigma v_{FF'} \rangle_{F'} = \int_0^{v_{F'}} dv' v'^2 \int_{\theta_*}^{\pi/2} d\theta' \sin \theta' f_F(v', \theta') \int_0^{2\pi} d\varphi [\sigma(v^+) v^+ + \sigma(v^-) v^-],$$

$$n_{F'} \langle \sigma v_{FF'} \rangle_{F'} = \int_0^{v_{F'}} dv' v'^2 \bar{f}_F \int_0^{2\pi} d\varphi [\sigma(v^+) v^+ + \sigma(v^-) v^-]. \quad (4.6)$$

При вычислении относительной скорости

$$v^\pm = [v^2 + v'^2 + 2vv' \sin \theta_F \sin \theta_{F'} \cos \varphi \pm 2vv' \cos \theta_F \cos \theta_{F'}]^{1/2}$$

мы пренебрегаем разбросом частиц по питч-углам.

В стационарном состоянии число возникающих нейтралов равно числу исчезающих:

$$(1 - \gamma_0^\alpha(v)) \bar{q}_\alpha(v) + (1 - \gamma^\alpha(v)) \omega_{cx}^\alpha(v) \int_0^{\pi/2} d\theta \sin \theta f_\alpha(v, \theta) =$$

$$= \omega_i^\alpha(v) \bar{f}_\alpha(v), \quad (4.7)$$

откуда

$$\bar{n}_F = \frac{Q_F/W_F V}{\omega_i^F(v_F)} + 4\pi \int_0^{v_F} dv v^2 (1 - \gamma^F(v)) \frac{\omega_{cx}^F(v)}{\omega_i^F(v)} \int_{\theta_k}^{\pi/2} d\theta \sin \theta f_F(v, \theta),$$

$$\bar{n}_i = n_i (\xi + \omega_{cx}^i \tau_{\parallel i}) / \omega_i^i \tau_{\parallel i}, \quad (4.8)$$

$$\bar{n}_{F'} \langle \sigma v_{FF'} \rangle_{F'} = 4\pi \int_0^{v_{F'}} dv v'^2 \left\{ (1 - \gamma^{F'}(v')) \frac{\omega_{cx}^{F'}(v')}{\omega_i^{F'}(v')} \left[\int_{\theta_k}^{\pi/2} d\theta' \sin \theta' f_{F'}(v', \theta') + \right. \right.$$

$$\left. \left. + \frac{Q_{F'}/W_{F'} V}{\omega_i^{F'}(v')} \frac{\delta(v' - v_{F'})}{4\pi v_{F'}^2} \right] \left[\int_0^{2\pi} d\varphi (\sigma(v^+) v^+ + \sigma(v^-) v^-) \right] \right\}. \quad (4.9)$$

Для коэффициента γ_0^F и γ^F мы используем простые формулы, качественно правильно описывающие предельные случаи оптически тонкой и толстой плазмы:

$$\gamma_0^F(v) = \frac{2}{\sqrt{\pi} D} \int_{-a_{inj}}^{a_{inj}} dr \exp \left[-\frac{4r^2}{D^2} - \frac{2\sqrt{a_0^2 - r^2} \omega_i^F(v)}{v \sin \theta_{inj}^F} \right], \quad (4.10)$$

$$\gamma^F(v) = \frac{2}{\pi a_0^2} \int_0^{a_0} dr r \int_0^\pi d\varphi \exp \left[-\frac{\omega_i^F(v)}{v \sin \theta_F} (\sqrt{a_0^2 - r^2} \sin^2 \varphi - r \cos \varphi) \right]. \quad (4.11)$$

Формулы (4.10), (4.11) получены для плазмы с постоянной по радиусу плотностью, а угловое распределение быстрых нейтралов и ионов считалось бесконечно узким. Здесь D — ширина пучка инжектора нейтралов (одинаковая для всех сортов «F»), $a_{inj} = a_0 / \sqrt{R_{inj}}$ — радиус плазмы в месте входа пучка в плазму θ_{inj}^F — геометрический угол оси инжектора с осью плазмы ($\sin \theta_{inj}^F = \sin \theta_F / \sqrt{R_{inj}}$), R_{inj} — отношение магнитного поля в месте входа к B_0 . В расчетах мы полагаем $R_{inj} = 1$, а угол инжекции $\theta_{inj}^F = \theta_F$ одинаковым для всех сортов нейтралов.

Система уравнений разделов 3 и 4 является системой интегральных уравнений. Ее можно решать итерациями. Для получения удовлетворительной точности на практике достаточно 3-4 итераций.

5. ГЕНЕРАТОР НЕЙТРОНОВ

Качество системы как нейтронного источника будем характеризовать величиной потока нейтронов на поверхности плазмы

$$Q_s(R) = W_N n_T(R) n_D(R) \langle \sigma_{DT} v_{DT} \rangle (R) \frac{a(R)}{2} \quad (5.1)$$

и на фиксированном расстоянии a_i от оси системы

$$Q_i(R) = Q_s(R) \frac{a(R)}{a_i}. \quad (5.2)$$

Здесь $W_N = 14$ МэВ — энергия нейтрона, $a(R) = a_0 / \sqrt{R}$ — текущий радиус плазмы. Величина Q_i пропорциональна потоку нейтронов на единицу длины $Q_l = 2\pi a_i \cdot Q_i$ который не зависит от a_i , и поэтому является более универсальной, нежели Q_i , характеристикой источника. Однако Q_i имеет отличную от Q_s размерность, поэтому мы будем использовать в качестве характеристики источника Q_i наравне с Q_l , предварительно условившись выбрать расстояние a_i до облучаемого образца равным 15 см. Именно такого порядка длина пробега нейтронов в твердом веществе, так что образец будет облучаться квазиоднородным потоком нейтронов. Следует также учесть, что при приближении образца к плазме он будет подвергаться бомбардировке α -частицами. Поток α -частиц на образец вычислен в разделе 7.

Поток нейтронов, достигая максимума вблизи точек остановки быстрых ионов, быстро уменьшается при приближении к магнитной пробке ($R \rightarrow K$). Этим частично решается проблема защиты пробочного узла от нейтронов. Максимумы потоков Q_s и Q_i несколько сдвинуты относительно друг друга. Пробочное отношение в точках максимумов будем обозначать через R^* с соответствующим индексом, а сами максимумы — через Q^* . Для удлинения области максимального выхода нейтронов на профиле магнитного поля (рис. 2) создается «полочка», соответствующая пробочному отношению R_s^* или R_i^* . «Полочка» образует экспериментальную зону.

В качестве обобщенной характеристики капитальных затрат введем функцию

$$G^* = Z/Q_i^*, \quad (5.3)$$

пропорциональную «стоимости одного нейтрона». В зависимости от того, максимизация какой из трех функций: Q_s^* , Q_i^* или $(G^*)^{-1}$ — выбрана целью оптимизации, параметры «оптимального источника» могут заметно различаться. Поэтому при уточнении предназначения источника возможно потребуются изменить целевую функцию оптимизационной процедуры. Естественно также, что конкретные стоимостные оценки различных систем нейтронного генератора в настоящее время еще очень ненадежны и несут в себе значительный элемент произвола. Поэтому приводимые в нашей работе результаты оптимизационных расчетов следует скорее понимать как иллюстрацию возможностей разработанных алгоритмов, чем как конечный вердикт в отношении конкретных параметров будущего генератора. Оговорив таким образом уровень достоверности результатов, излагаемых в следующих двух разделах, перейдем к последовательному описанию ограничений на параметры источника, включающему как физические ограничения (устойчивость плазмы), так и технические.

При заданной конфигурации магнитного поля выход нейтронов ограничен максимальным давлением плазмы, которое может быть достигнуто без угрозы возникновения баллонной и шланговой неустойчивостей. Вводя обозначения

$$\beta_{\perp}(R) = \frac{8\pi}{B^2} \left(n_e T_e + n_i T_i + \sum_F p_{\perp F}(R) \right), \quad (5.4)$$

$$\beta_{\parallel}(R) = \frac{8\pi}{B^2} \left(n_e T_e + n_i T_i + \sum_F p_{\parallel F}(R) \right),$$

где $B = B_0 R$ — магнитное поле внутри плазмы, запишем условие устойчивости системы, относительно баллонных и шланговых возмущений, соответственно, в следующем виде [12]:

$$\beta_{\perp} < 0,7, \quad \beta_{\parallel} - \beta_{\perp} < 2,0. \quad (5.5)$$

Каждое из условий (5.5) должно быть выполнено при любом R , однако выполнение второго условия (5.5) достаточно проверять только в точке $R=1$ (см. рис. 15), поскольку тогда при больших R оно будет выполняться автоматически. В дополнение к (5.5) потребуем выполнения условия

$$\sqrt{1 + \beta_{\perp}(1/\sin^2 \theta_F)} - 1 < \frac{\sin^2(\theta_F + \Delta\theta_F/2) - \sin^2(\theta_F - \Delta\theta_F/2)}{\sin^2 \theta_F}, \quad (5.6)$$

иначе пик плотности быстрых ионов размывается за счет того, что максимумы их плотности на разных силовых линиях смещаются относительно друг друга вследствие диамагнитного ослабления магнитного поля в плазме.

В классе микронеустойчивостей к наиболее опасным относятся альфвеновская циклотронно-конусная (AIC) и дрейфовая циклотронно-конусная (DCLC) неустойчивости. Следуя [13], будем считать что первая из них не развивается, если при $R=1$

$$\beta_{\perp} / \beta_{\parallel} < 2,5. \quad (5.7)$$

Что касается второй, то, основываясь на экспериментальных данных, условие устойчивости запишем в следующем виде (см. раздел 1):

$$T_e < \alpha \min_F W_F, \quad \alpha = 10^{-2}. \quad (5.8)$$

При оценке материальных и энергетических затрат на сооружение и функционирование генератора были учтены только затраты на магнитную систему и систему инжекции.

Система инжекции. Для эффективного захвата нейтралов в плазму необходимо, чтобы диаметр плазмы был больше диаметра пучка быстрых нейтралов (см. (4.10)). Кроме того, конечность плотности тока инжекторов ограничивает величину мощности инжекции, которую можно ввести в плазму через единицу поверхности. Минимальный диаметр пучка и максимальная плотность тока инжекции зависят от длины инжекторного тракта. Мы будем считать, что

$$\sum_F Q_F / 2\pi a_0 L_v \sin \theta_F \leq 10 \text{ МВт/м}^2. \quad (5.9)$$

При наклонной инжекции расстояние между магнитными пробками $L \simeq 2L_v$ также не может быть очень маленьким

$$L \geq 10 \text{ м}, \quad (5.10)$$

иначе трудно разместить даже один инжектор.

Мощность электропитания инжекторов

$$\mathcal{P}_{inj} = \sum_F \frac{Q_F (1 - \gamma_0^F)}{\eta_p^F \cdot \eta_{inj}^F} \quad (5.11)$$

зависит от КПД захвата нейтронов в плазму $1 - \gamma_0^F$ (разд. 4), КПД транспортировки пучков через инжекторный тракт $\eta_P^F = 0,9$ и КПД инжекторов, для оценки которого использовалась следующая формула, аппроксимирующая результаты работы [14]:

$$\eta_{inj}^F = 0,95 \exp\left[-\frac{m_H}{m_F} \frac{W_F}{66,3 \text{ кэВ}}\right], \quad (5.12)$$

где m_H — масса протона.

Удельная стоимость инжектора аппроксимировалась с использованием данных работы [15]:

$$Y^F = 0,22 \left[1 + \left(\frac{m_H}{m_F} \frac{W_F}{75,7 \text{ кэВ}}\right)^{3,7}\right] \frac{\text{руб}}{\text{Вт}}. \quad (5.13)$$

Полная стоимость системы инжекции:

$$Z_{inj} = \sum_F \frac{Q_F Y^F}{(1 - \gamma_0^F) \eta_P^F}. \quad (5.14)$$

Магнитная система. Основными элементами магнитной системы являются пробочные узлы и испытательная зона (рис. 1). В испытательной зоне магнитное поле приблизительно однородно, а его величина соответствует максимуму потока нейтронов: $B = B_0 R_I^*$. Затратами на создание магнитного поля на участке однородного поля и в расширителях можно пренебречь.

Магнитное поле в пробках создается комбинацией «теплых» соленоидов и соосных с ними сверхпроводящих соленоидов (бóльшего радиуса):

$$H = H^h + H^s, \quad (5.15)$$

где буквой H в отличие от B мы обозначаем вакуумное магнитное поле:

$$H = \sqrt{1 + \beta_{\perp}} B, \quad (5.16)$$

а индексами h и s — величины, относящиеся к «теплым» и сверхпроводящим соленоидам, соответственно, причем

$$H^s \leq 80 \text{ кГс}, \quad H^h \leq 300 \text{ кГс}. \quad (5.17)$$

Для «теплого» соленоида, спроектированного таким образом, чтобы минимизировать омические потери, потребляемая мощность

электропитания (с учетом затрат на охлаждение, составляющих 10% омических потерь) аппроксимировалась по данным численных расчетов, выполненных с использованием формул работы [16]:

$$\mathcal{P}_j^h = 3,5 \cdot 10^{-5} \frac{\text{МВт}}{\text{мкОм} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{кГс}^2} (H_j^h)^2 \rho r_j^h / f_h \eta_E, \quad (5.18)$$

где $f_h = 0,7$ — коэффициент заполнения соленоида проводником; $\eta_E = 0,95$ — КПД системы питания; $\rho = 2,4 \text{ мкОм} \cdot \text{см}$ — удельное сопротивление материала соленоида; H_j^h — поле, создаваемое j -м теплым соленоидом, r_j^h — его внутренний радиус. Основным потребителем электроэнергии являются пробочные теплые катушки $j = 1, 2$, затратами на охлаждение сверхпроводников пренебрегалось. Определяя внутренний радиус пробочного теплого соленоида, следует учесть наличие зазора между плазмой и проводником:

$$r_j^h = a_0 / \sqrt{K} + \Delta r^h.$$

Будем считать, что $\Delta r^h = 2 \text{ см}$.

Основная доля капиталовложений в магнитную систему связана с созданием сверхпроводящих соленоидов — двух пробочных ($j = 1, 2$) и одного для испытательной зоны ($j = 3$). Стоимость сверхпроводящего соленоида оценивалась по формуле

$$Z_j^s = 15 \text{ кГс}^{-3/2} \text{ м}^{-4} (H_j^s)^{3/2} r_j^s g_s C^s f_s, \quad (5.19)$$

где g_s — плотность сверхпроводника; f_s — коэффициент заполнения объема катушки; C^s — удельные затраты; H_j^s — поле, создаваемое j -м соленоидом на оси, r_j^s — его внутренний радиус. Принималось, что $g_s = 6,5 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$, $f_s = 0,75$ и $C^s = 70 \text{ руб/кг}$ (из данных, приведенных в [13]). Для соленоида испытательной зоны $r_j^s = 1 \text{ м}$, для пробочных магнитов

$$r_j^s = 3r_j^h + \Delta r^s,$$

где $\Delta r^s = 0,2 \text{ м}$ — толщина криостата (и радиационной защиты).

Суммарные капиталовложения на создание источника и потребляемая электрическая мощность соответственно равны

$$Z = \sum_{j=1}^3 Z_j^s + Z_{inj}, \quad (5.20)$$

$$\mathcal{P} = \sum_{j=1}^2 \mathcal{P}_j^h + \mathcal{P}_{inj}. \quad (5.21)$$

6. ПАРАМЕТРИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ГЕНЕРАТОРА НЕЙТРОНОВ

Выбор «оптимального» варианта источника нейтронов был «поручен» компьютеру. Задача оптимизации состояла в минимизации целевой функции (5.3). В оптимизирующем коде была использована упрощенная модель источника: предполагалось, что

- 1) процессы перезарядки и прямого нагрева холодных ионов быстрыми несущественны;
- 2) ограничение (5.8) было заменено условием газодинамичности $\tau_i^{кин} \leq \tau_i^{гд}$, условие (5.6) было принято в виде $\beta_{\perp}(R^*) \leq 0,28$;
- 3) отношение $W_D/W_T = 0,86$ фиксировано, углы инжекции θ_T, θ_D одинаковы (тогда $n_D \simeq n_T$).

На основании оптимизационных расчетов по упрощенной модели был выбран «базовый вариант», который стал стартовой точкой для приводимых в следующем разделе расчетов по полной системе уравнений разделов 2—5.

Основной результат представлен на рис. 3, где изображена зависимость целевой функции G^* и потока нейтронов Q_i^* от полной потребляемой установкой мощности электропитания \mathcal{P} при оптимизированных остальных параметрах. При фиксированной длине установки (когда ограничение (5.9) снято) поток нейтронов Q_i^* растет почти пропорционально увеличению \mathcal{P} (кривая 1). Последней точке на этом графике соответствует максимально допустимые значения магнитного поля (5.17) в пробке, которые могут быть созданы «теплыми» и сверхпроводящими соленоидами. Если учесть, что длина установки растет с увеличением мощности инжекции в соответствии с условием (5.9), то скорость нарастания потока нейтронов Q_i^* при увеличении потребляемой мощности выше 100 МВт уменьшается (кривая 2). Удельные затраты G^* на создание нейтронного потока сначала быстро уменьшаются, а при $\mathcal{P} > 100$ МВт практически остаются постоянными (кривая 3). В связи с отмеченной особенностью зависимости Q_i^* и G^* от \mathcal{P} в качестве базового выберем вариант источника нейтронов с полным энергопотреблением $\mathcal{P} = 60$ МВт. Параметры базового варианта приведены в табл. 1.

Таблица 1

$n_e = 2,6 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$	$n_i = 1,2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$	$n_{D,T}^* = 2,6 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$
$T_e = 1,1 \text{ кэВ}$	$T_i = 0,25 \text{ кэВ}$	$\lambda_{ii} = 10 \text{ м}$
$e\varphi_e/T_i = 3,1$	$\tau_{ii} = 5,8 \text{ мс}$	$\tau_{ie} = 6,9 \text{ мс}$
$\rho_{Li} = 0,3 \text{ см}$	$\rho_{LT} = 3,6 \text{ см}$	$a_0 = 7,6 \text{ см}$
$L = 12 \text{ м}$	$L_o = 6 \text{ м}$	
$\beta_{\perp}(1) = 0,6$	$\beta_{\perp}(R^*) = 0,28$	$\beta_{\parallel}(1) = 2$
$Q_T = 10,3 \text{ МВт}$	$Q_D = 13,5 \text{ МВт}$	$\mathcal{P}_{inj} = 48 \text{ МВт}$
$W_T = 80 \text{ кэВ}$	$W_D = 69 \text{ кэВ}$	$\theta_D = \theta_T = 38^\circ$
$H_{max} = 175 \text{ кГс}$	$H_i^* = 47 \text{ кГс}$	$B_{max}^s = 80 \text{ кГс}$
$K = 11,3$	$R^* = 2,7$	$H_0 = 20 \text{ кГс}$
$Q_s = 2,1 \text{ МВт/м}^2$	$Q_i = 0,6 \text{ МВт/м}^2$	

Подробнее результаты параметрических исследований представлены на рис. 4—11, где изображены зависимости функций G^* , Q_s^* , Q_i^* и

$$S_{DT} \equiv N_T N_D \langle \sigma_{DT} v_{DT} \rangle, \quad S_{DT}^* = \max_R S_{DT}$$

от ряда параметров. Каждая зависимость получена таким образом: параметр, от которого строится зависимость, пробегает заданный интервал значений вблизи значения в «базовом» варианте; по остальным параметрам проводится оптимизация.

Как показано на рис. 4, целевая функция G^* имеет минимум при $\theta_F = 30 \div 45^\circ$, где величина Q_i^* максимальна. Максимумы потоков Q_s и Q_i сдвинуты относительно друг друга, так как Q_s есть поток через поверхность плазмы, чей радиус зависит от R : $a = a_0/\sqrt{R}$, а Q_i определен как поток через поверхность постоянного радиуса.

Целевая функция слабо зависит от пробочного отношения при $3 \leq K \leq 14$ (рис. 5). При большем K поток нейтронов уменьшается, а целевая функция G^* увеличивается. Такой вид зависимостей объясняется тем, что с увеличением K увеличивается H_{max}^h (поле сверхпроводящего соленоида почти всегда определяется ограничением (5.17)) и увеличивается мощность, потребляемая «теплыми» соленоидами. При заданном полном энергопотреблении (5.21) это приводит к уменьшению мощности инжекции \mathcal{P}_{inj} и, соответственно, к снижению потока нейтронов. С другой стороны, уменьшение K вплоть до $K=3$ не приводит к существенному уменьшению выхода нейтронов, так как возрастающие потери быстрых ионов компенсируются увеличением мощности инжекции.

Величина магнитного поля в центре ловушки B_0 , как правило,

оказывалась равной минимальному значению, при котором еще выполняются ограничения (5.5) и $\beta_{\perp}(R^*) \leq 0,28$ на величину β . Для вариантов, близких к «базовому», $B_0 = 15 \div 20$ кГс. При этом поле в пробке B_{\max} при $K \leq 14$, как правило, не превышало 200 кГс, что связано с относительно большой величиной затрат электрической мощности в теплых пробочных катушках. Возможно, эти затраты можно уменьшить и увеличить при заданной мощности электропитания выход нейтронов.

Замена водородной холодной плазмы на дейтериевую почти не влияет на величину целевой функции. За счет учета реакций синтеза быстрых тритонов на холодных дейтонах лишь незначительно, примерно на 30% увеличивается поток нейтронов в центре ловушки.

Наибольший поток нейтронов достигается при $W_T = 80$ кэВ (напомним, что в проведенной серии расчетов отношение $W_D/W_T = 0,86$ фиксировано). При $W_T < 80$ кэВ уменьшается среднее сечение (рис. 10), а при $W > 80$ кэВ уменьшается КПД инжекторов.

7. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ ПО УТОЧНЕННОЙ МОДЕЛИ

В данном разделе мы рассматриваем два вопроса:

первый — к чему приводит учет тех факторов и ограничений, которые были опущены при расчетах, описанных в предыдущем разделе;

второй — какой максимальный поток нейтронов можно получить, если забыть о стоимости и сложности тех или иных технических решений и оставить только ограничения на максимальное магнитное поле, мощность инжекции и поперечные размеры пучков нейтралов (и сохраняя в силе все «физические» ограничения).

Для сравнения результатов расчетов по упрощенной и «полной» модели в табл. 2 в первом столбце повторно приведены значения параметров, полученные в предыдущем разделе, а во втором столбце — полученные по уточненной модели. Во втором варианте магнитное поле в пробках и мощность инжекции были взяты близкими к первому варианту, а остальные параметры варьировались с целью получения максимального потока нейтронов на расстоянии 15 см от оси системы, что эквивалентно максимизации Q_l — мощности потока нейтронов на единицу длины.

Наиболее сильное влияние на изменение параметров оказало включение ограничения $T_e/\min(W_D, W_T) \leq 0,01$. Поскольку с ростом температуры время торможения растет пропорционально $T_e^{3/2}$, выгодно поднимать $\min(W_D, W_T)$ до тех пор, пока это не будет сказываться на КПД инжекторов, в первую очередь инжектора дейтерия (см. формулу (5.12)). Поэтому оптимальная $W_D \simeq 100$ кэВ. Увеличение W_T выше W_D при заданной мощности приводит к уменьшению тока трития, что не окупается небольшим ростом $\langle \sigma_{DT} v_{DT} \rangle$. Поэтому оптимальная энергия трития также $W_D \simeq 100$ кэВ. Отсюда определяется и температура электронов $T_e = 1$ кэВ.

При вычислении плотности нейтралов холодной компоненты мы предполагали, что вещество таблеток ионизуется прежде, чем становится прозрачным для ионов плазмы. Если это предположение окажется неверным, возможно, придется искать другие способы создания холодной компоненты. В качестве иллюстрации мы приводим вариант № 3, где считается, что вся холодная компонента попадает в плазму в виде нейтралов. Графики функций распределения ионов по энергии на рис. 12 показывают, как «съедается» горячая компонента перезарядкой на холодных нейтралах (сравните графики 3 и 4). Там же для иллюстрации важности учета рассеяния и перезарядки на быстрых частицах приведены графики функций распределения, полученные без учета этих процессов (графики 1 и 2).

На рис. 13, 14 приведены графики функций распределения нейтралов \bar{f}_D, \bar{f}_T и зависимости частот перезарядки и перехода в ионизованное состояние (ω_{cx}^D и ω_i^D) от энергии для варианта № 2 из табл. 2. Несмотря на сильные зависимости сечений перезарядки и ионизации от скоростей частиц, в результате усреднения по углам и скоростям ионизирующих или перезаряжающих частиц разных компонент плазмы зависимости $\omega_{cx}^F(v)$ и $\omega_i^F(v)$ оказываются довольно слабыми. Значения ω_{cx}^T и ω_i^T для трития можно получить из приведенных графиков и формул

$$\begin{aligned} \omega_{cx}^T(\epsilon) &= \omega_{cx}^D(m_D \epsilon / m_T), \\ \omega_i^T(\epsilon) &= \omega_i^D(m_D \epsilon / m_T), \quad \epsilon = m_T v^2 / 2. \end{aligned}$$

На рис. 15, 16 приведены графики профилей плотности горячей компоненты, $\beta_{\perp}, \beta_{\parallel}$ и выхода нейтронов Q_l в зависимости от текущего пробочного отношения $R = B/B_0$. Заметим, что $\max_R \beta_{\perp} >$

$> \beta_{\perp}(1)$, поэтому ограничение $\max \beta_{\perp} < 0,7$ приближенно соответствует $\beta_{\perp} < 0,58$ в центре ловушки. Смещение точки максимума Q_i влево от точки максимума $n_{T,D}$ связано с тем, что при энергии инжекции $W^{D,T} \simeq 100$ кэВ большой вклад в $\langle \sigma_{DT} v_{DT} \rangle$ реакции D—T дают уже несколько «остывшие» частицы.

Учет прямого нагрева ионов холодной компоненты быстрыми частицами приводит к существенному повышению температуры холодной компоненты, в результате чего вытекание последней из ловушки переходит в «кинетический» режим (см. 3 раздел) и существенно уменьшается отношение амбиполярного потенциала к T_i .

В целом уточнение модели не приводит к сильному изменению энергетических характеристик системы и выхода нейтронов. Поэтому в рамках того подхода к выбору параметров, который предлагался в предыдущей главе, ее результаты дают представление об оптимальном наборе параметров с точки зрения минимальных затрат на «один нейтрон».

Для ответа на второй вопрос, поставленный в начале раздела, о максимальном потоке нейтронов на образец, необходимо знать на каком расстоянии от плазмы в зоне испытаний может быть размещена первая стенка. Основным фактором, ограничивающим приближение стенки к оси системы, по-видимому, является ее нагрев α -частицами. На рис. 17 приведены графики зависимости доли α -частиц, попадающих на стенку, от радиуса стенки при различных соотношениях между максимальным ларморовским радиусом α -частиц и радиусом плазмы. Исходя из этих зависимостей, можно вычислить, какую температуру примет стенка на заданном радиусе, если она будет охлаждаться, например, только за счет излучения по закону σT_w^4 (σ — постоянная Стефана — Больцмана). В табл. 2 во всех вариантах приведен параметр Q_w — мощность потока нейтронов на стенку, находящуюся на таком расстоянии a_w , что температура стенки $T_w = 1000^\circ\text{C}$. Однако, поскольку возможны различные технические решения охлаждения первой стенки, величины Q_w и a_w носят лишь иллюстративный характер. Поэтому при поиске оптимального набора параметров мы искали вариант с максимальным Q_s^* — потоком нейтронов на поверхности плазмы. В варианте №4 при сохранении мощности атомарных пучков \mathcal{P}_{D+T} , введенной в плазму, на уровне 24 Мвт достигнут поток нейтронов $Q_s^* = 2,1$ Мвт/м² за счет увеличения магнитного поля в пробках до $H_{\max} = 280$ кГс. Поскольку в этом варианте максимизировалась величина Q_s^* , а не Q_i^* , произошло существенное уменьшение угла инжекции θ_F .

Наибольшую неопределенность в наших расчетах имеет величина α в ограничении (5.8): $T_e \leq \alpha \min(W_D, W_T)$. В вариантах 2, 3, 4 $\alpha = 0,01$. Если окажется, что α можно увеличить, параметры источника нейтронов значительно улучшатся. В качестве иллюстрации этой возможности мы приводим вариант №5 с $\alpha = 0,04$. Интересно, что в этом варианте энергия инжекции W_D, W_T стала меньше, чем в предыдущих. Дело в том, что при максимизации Q_s^* (в отличие от максимизации Q_i^* , когда можно «уйти» от ограничений (5.5) — (5.7) по β_{\parallel} и β_{\perp} , увеличив радиус плазмы, не уменьшая при этом Q_i^*) малополезной оказалась возможность увеличения температуры электронов T_e , так как в этом случае «включаются» ограничения (5.5) — (5.7). Именно для того чтобы удовлетворить этим ограничениям, процедура максимизации Q_s^* «предпочла» несколько снизить энергию инжекции и одновременно вдвое увеличить температуру электронов.

8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Очевидным недостатком описанных моделей, является то, что они не учитывают неоднородности параметров вдоль системы и по радиусу. Вычисление радиальных зависимостей связано с большими трудностями правильного учета поперечных переносов. Продольные зависимости параметров могут быть сравнительно легко «вставлены» в модель. Однако дальнейшее развитие модели должно быть прежде всего связано с уточнением ограничений, которые определяются вопросами макро- и микроустойчивости, без чего более детальная разработка и оптимизация модели кажутся преждевременными.

Список обозначений в таблице 2

Мощность:	
$*P_{D+T}$	всех атомарных пучков, поглощенная в плазме,
P_{AD}	атомарного пучка дейтерия,
P_{AT}	атомарного пучка трития,
P_{inj}	электропитания инжекторов (с учетом КПД),
P	электропитания инжекторов и магнитной системы;
Поток энергии нейтронов:	
Q_i^*	на метр длины в испытательной зоне, $Q_i^* = 2\pi a_i Q_i^*$,
Q_s^*	там же, на квадратный метр поверхности плазмы,
Q_{i0}	на метр длины в центральной части установки,
Q_{s0}	там же, на квадратный метр поверхности плазмы,
Q_w	на поверхности первой стенки;
a_w	радиус первой стенки;
$*T_w$	температура первой стенки;
D_w	доля альфа-частиц, попадающих на первую стенку;
$\langle \sigma v \rangle_{DT}$	среднее σv D—T-реакции в испытательной зоне;
$*W_D$	энергия инжектируемого дейтерия;
$*W_T$	энергия инжектируемого трития;
T_e	температура электронов;
T_i	температура ионов холодной компоненты;
$*\alpha$	максимум отношения $T_e/\text{min}(W_D, W_T)$;
Φ^*	максимум амбиполярного потенциала;
Φ_w	потенциал поглотителя плазмы в расширителе;
ток:	
J_i	холодной компоненты (в виде крупинок),
$*\xi$	доля J_i , попадающая в плазму в виде нейтралов,
J_D	дейтерия, захваченный в плазму,
J_{D0}	нейтралов дейтерия, уходящий на стенку камеры,
J_T	трития, захваченного в плазму,
J_{T0}	нейтралов трития, уходящий на стенку камеры;
$*L_v$	эффективная длина системы;
$*a$	радиус плазмы в центре системы;
$*D$	диаметр пучка инжекторов;
$*\theta_f$	питч-угол ионов высокой компоненты;
$*H_{\max}$	магнитное поле в пробках;
$*K$	пробочное отношение (B_{\max}/B_0);
R^*	пробочное отношение в зоне испытаний (B^*/B_0);
отношение радиуса плазмы a :	
a/r_{Li}	к ларморовскому радиусу ионов холодной компоненты,
a/r_{LD}	к поперечному ларморовскому радиусу быстрых дейтронов,
a/r_{LT}	к поперечному ларморовскому радиусу быстрых тритонов;

	отношение глубины проникновения к радиусу плазмы на участке инжекции:
$\kappa_D a$	быстрых атомов дейтерия,
$\kappa_T a$	быстрых атомов трития;
$\beta_{\perp}(1)$	бета поперечное в центре;
$\beta_{\parallel}(1)$	бета продольное в центре;
$\beta_{\perp}(R^*)$	бета в испытательной зоне;
плотность:	
n_e	электронов в центральной части установки,
n_i	ионов холодной компоненты в центре,
n_D	ионов дейтерия в центре,
n_T	ионов трития в центре,
n_i^*	холодных ионов в испытательной зоне,
n_D^*	ионов дейтерия в испытательной зоне,
n_T^*	ионов трития в испытательной зоне,
\bar{n}_i	средняя (по объему) холодных нейтралов,
\bar{n}_D	средняя нейтралов дейтерия,
\bar{n}_T	средняя нейтралов трития;
доля энергии быстрых дейтронов и тритонов:	
C_{De}^E	передаваемая электронам,
C_{Di}^E	передаваемая холодным ионам,
C_{Dk}^E	уходящая в конус потерь,
C_{Dl}^E	уходящая с нейтралами;
C_{Te}^E	
C_{Ti}^E	
C_{Tk}^E	
C_{Tl}^E	
τ_{\parallel}	продольное время жизни холодных ионов ($\tau_i^{гд} + \tau_i^{кин}$),
$\tau_i^{гд}$	то же самое в газодинамическом приближении,
$\tau_i^{кин}$	то же самое в кинетическом приближении,
τ_{De}	время торможения ионов дейтерия на электронах.

Звездочкой (*) помечены независимые параметры, перебором которых проводится поиск оптимальных режимов.

Таблица 2

Параметры единицы измерения		Вариант				
		1	2	3	4	5
* \mathcal{P}_{D+T}	МВт	23,8	24,0	24,0	24,0	24,0
\mathcal{P}_{AD}	МВт	16,4	16,3	21,1	16,2	15,5
\mathcal{P}_{AT}	МВт	11,5	11,8	18,4	12,3	12,1
\mathcal{P}_{inj}	МВт	48	56,9	79,3	57,5	43,8
\mathcal{P}	МВт	60	77,2	95,7	109,0	97,4
Q_s^*	МВт/м ²	2,1	1,30	0,63	2,1	3,3
Q_i^*	МВт/м	0,57	0,51	0,19	0,46	0,80
Q_{s0}	МВт/м ²		0,23	0,037	0,18	0,95
Q_{i0}	МВт/м		0,16	0,019	0,092	0,48
Q_w	МВт/м ²		0,83	0,42	1,4	2,3
a_w	см		9,7	7,0	5,3	5,6
* T_w	К		1273	1273	1273	1273
D_w			0,43	0,83	0,19	0,13
$\langle \sigma v \rangle_{DT}$	10 ⁻¹⁶ см ³ /с	6,6	8,6	7,7	8,9	11
* W_D	кэВ	69	100,0	100,0	100,0	50,0
* W_T	кэВ	80	100,0	100,0	100,0	90,0
T_e	кэВ	1,1	1,00	1,00	1,00	2,00
T_i	кэВ	0,25	0,88	0,56	0,99	3,71
* α			0,01	0,01	0,01	0,04
$e\varphi^*/T_i$		3,1	0,75	1,48	0,90	0,44
$e\varphi_{TK}/T_e$			4,02	4,03	3,97	4,67
J_i	А	723	2418	633,5	2123	496,6
* ξ			0,00	1,00	0,00	0,00
J_D	А	196	134,0	115,7	133,8	269,8
J_T	А	129	106,0	124,3	106,3	116,8
J_{D0}	А		19,0	110,3	13,8	44,7
J_{T0}	А		18,0	118,8	12,4	34,7
* L_v	м	6,0	6,0	5,0	5,0	5,0
* a	см	7,6	10,7	8,0	8,0	8,0
* D	см		14	14	14	14
* θ_F	град	38	35,0	35,0	23,3	25,0
* H_{max}	кГц	175	180	180	280	280
* K		11,3	15,0	15,0	23,7	17,0
R^*		2,7	2,78	2,91	5,45	4,38
a/r_{Li}		25,3	28,1	21,0	20,7	20,4
a/r_{LD}		2,1	3,5	2,6	3,7	6,8
a/r_{LT}		2,4	2,8	2,1	3,0	4,2

Таблица 2 (продолжение)

Параметры единицы измерения		Вариант				
		1	2	3	4	5
$\kappa_D a$			0,91	1,77	0,60	0,38
$\kappa_T a$			0,65	1,17	0,42	0,42
$\beta_{\perp}(1)$		0,6	0,58	0,38	0,42	0,52
$\beta_{\parallel}(1)$		2,0	1,66	1,42	2,37	1,54
$\beta_{\perp}(R^*)$		0,28	0,57	0,64	0,29	0,18
n_e	10 ¹⁴ см ⁻³	2,6	1,62	1,16	1,23	2,50
n_i	10 ¹⁴ см ⁻³	1,2	0,55	0,66	1,13	0,36
n_D	10 ¹⁴ см ⁻³	0,7	0,54	0,26	0,56	1,22
n_T	10 ¹⁴ см ⁻³	0,7	0,53	0,23	0,54	0,92
n_i^*	10 ¹⁴ см ⁻³	0,05	0,26	0,15	0,46	0,23
n_D^*	10 ¹⁴ см ⁻³	2,6	1,43	1,25	2,48	2,68
n_T^*	10 ¹⁴ см ⁻³	2,6	1,43	1,25	2,48	2,68
\bar{n}_i	10 ⁸ см ⁻³		6,82	286,27	16,52	9,29
\bar{n}_D	10 ⁸ см ⁻³		17,14	48,33	22,29	48,42
\bar{n}_T	10 ⁸ см ⁻³		13,44	50,42	17,35	26,71
C_{De}^E		0,60	0,65	0,24	0,56	0,30
C_{Di}^E			0,14	0,04	0,16	0,13
C_{Dk}^E		0,40	0,14	0,03	0,22	0,47
C_{Dn}^E			0,07	0,70	0,06	0,11
C_{Te}^E		0,60	0,57	0,15	0,48	0,34
C_{Ti}^E			0,20	0,03	0,23	0,12
C_{Tk}^E		0,40	0,14	0,04	0,22	0,35
C_{Tn}^E			0,09	0,79	0,07	0,19
τ_{\parallel}	мс	0,29	0,65	1,7	0,86	1,2
$\tau_i^{\Delta}/\tau_i^{кин}$			0,24	0,26	0,47	0,06
τ_{De}	мс	12	16	23	12	30

ПРИЛОЖЕНИЕ

1. Сечение реакции синтеза дейтерия с тритием вычисляется по аппроксимационной формуле [17]

$$\sigma_{DT}(v_{DT}) = \frac{54,62 \exp\left[-\frac{3,5495/\sqrt{\epsilon}}{\epsilon[(\epsilon-0,52)^2+0,194]}\right]}{\epsilon[(\epsilon-0,52)^2+0,194]} \cdot 10^{-24} \text{ см}^2, \quad (\text{П.1})$$

$$\epsilon = \frac{1}{2} \frac{m_D m_T}{m_D + m_T} \frac{v_{DT}^2}{93,8227 \text{ кэВ}}$$

2. Для вычисления сечения резонансной перезарядки изотопов водорода (H, D, T) по экспериментальным данным получена следующая аппроксимация:

$$\sigma_{cx}(v_{\alpha\beta}) = \frac{(A_1 + A_2\epsilon + A_3\epsilon^2)}{(1 + A_4\epsilon + A_5\epsilon^2)} \ln^2 \left[\frac{1 + A_7\sqrt{\epsilon}}{A_8 + A_9\sqrt{\epsilon}} \right] \times$$

$$\times \exp(-A_6\epsilon) \cdot 10^{-16} \text{ см}^2, \quad (\text{П.2})$$

$$\epsilon = \frac{1}{2} \frac{m_\alpha m_\beta}{m_\alpha + m_\beta} \frac{v_{\alpha\beta}^2}{1 \text{ кэВ}}$$

$$\begin{aligned} A_1 &= 2,314193, & A_5 &= 1,040088 \cdot 10^{-3}, \\ A_2 &= -3,136317 \cdot 10^{-2}, & A_6 &= 2,267703 \cdot 10^{-2}, \\ A_3 &= 7,451948 \cdot 10^{-4}, & A_7 &= 1,243095 \cdot 10^{-1}, \\ A_4 &= -4,510646 \cdot 10^{-2}, & A_8 &= 3,998328 \cdot 10^{-3}, \\ & & A_9 &= 6,863083 \cdot 10^{-2}. \end{aligned}$$

Точность аппроксимации экспериментальных данных в интервале $0,02 < \epsilon < 220$ лучше объявленной точности измерения 10%.

ЛИТЕРАТУРА

1. Мирнов В.В., Нагорный В.П., Рютов Д.Д. Газодинамическая ловушка с двухкомпонентной плазмой. — Препринт ИЯФ СО АН СССР, № 84-40. Новосибирск, 1984.
2. Kotel'nikov I.A., Mirnov V.V., Nagornyj V.P., Ryutov D.D. New results of gas-dynamic trap research // Proc. of Tenth Int. Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research. — 1984. — London. — V.2. — P.309.
3. Иванов А.А., Рютов Д.Д. О плазменных нейтронных генераторах для испытаний материалов. — Препринт ИЯФ СО АН СССР, 89-90. Новосибирск, 1989.
4. Berk H.L., Ryutov D.D. Importance of a Mirror Based Source for the Controlled Fusion Program. // Comments Plasma Physics. Controlled Fusion. — 1990. — V.13, N4. — P.173.
5. Ryutov D.D. Plasma Physics and Controlled Fusion. — 1990. — V.32, N11.
6. Мирнов В.В., Рютов Д.Д. Газодинамическая ловушка. // Итоги науки и техники. Серия Физика плазмы. — 1988. — Т.8. — С.77.
7. Мирнов В.В., Рютов Д.Д. Газодинамическая ловушка. // Вопросы Атомной Науки и Техники. Серия Термоядерный синтез. — 1980. — Т.1(5). — С.57.
8. Nagornyj V.P., Ryutov D.D., Stupakov G.V. Flute Instability of Plasma in a Gas-Dynamic Trap. // Nuclear Fusion. — 1984. — V.24, № 11. — P.1421.
9. Котельников И.А., Рютов Д.Д. Эффекты амбиполярного потенциала в двухкомпонентной газодинамической ловушке. // Физика плазмы. — 1985. — Т.11. — С.1155.
10. Пастухов В.П. Классические продольные потери плазмы в открытых адиабатических ловушках. // Вопросы теории плазмы. Вып.13/Под ред. Б.Б. Кадомцева. — 1984. — М.: Энергоатомиздат. — 160 с.
11. BALDUR: a one-dimensional plasma transport code. — Princeton university, Princeton, USA. 1986. Preprint PPPL—2073.
12. Бушкова О.А., Мирнов В.В. Влияние конфигурации магнитного поля на МГД-устойчивость газодинамической ловушки. — Препринт ИЯФ СО АН СССР, 85-103. Новосибирск, 1985.
13. A Tandem Mirror Technology Demonstration Facility. — Preprint UCID—19328. Livermore Lawrence National Laboratory, Livermore, USA.
14. Серегин В.С. Исследование и оптимизация параметров инжектора быстрых атомов водорода. — Автореферат диссертации на соискание учёной степени кандидата технических наук. — 1984. — М.: МАИ.
15. Кархов А.Н. Расчетные модели для параметрических исследований инжекторов быстрых атомов. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез. — 1979. — Т.1(3). — С.27.
16. Монгомери Д. Получение сильных магнитных полей с помощью соленоидов. — 1971. — М.: Мир.
17. Козлов Б.Н. Атомная энергия. — 1962. — Т.12, № 3. — С.238.

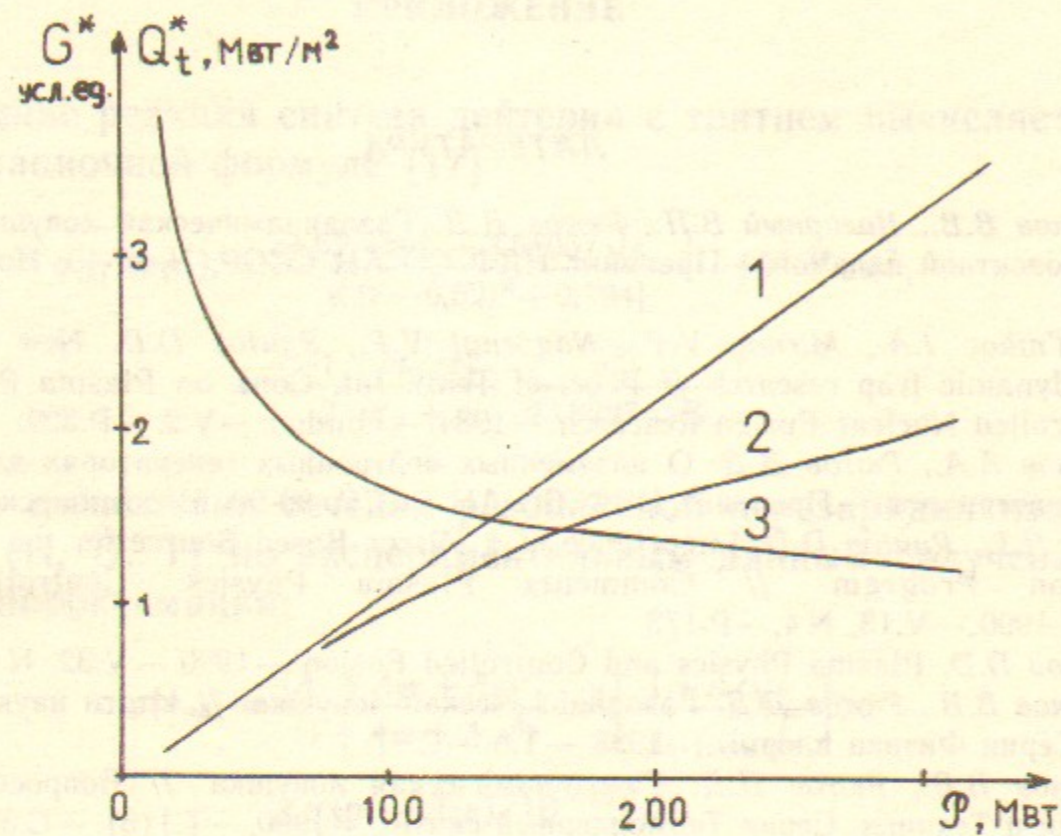


Рис. 3. График зависимости целевой функции G^* и потока нейтронов Q_t^* от полной электрической мощности P :

1 — зависимость $Q_t^*(P)$ при $L_0 = \text{const}$; 2 — зависимость $Q_t^*(P)$ при длине установки L_0 , удовлетворяющей ограничению (5.9); 3 — зависимость $G^*(P)$ при выполнении ограничения (5.9).

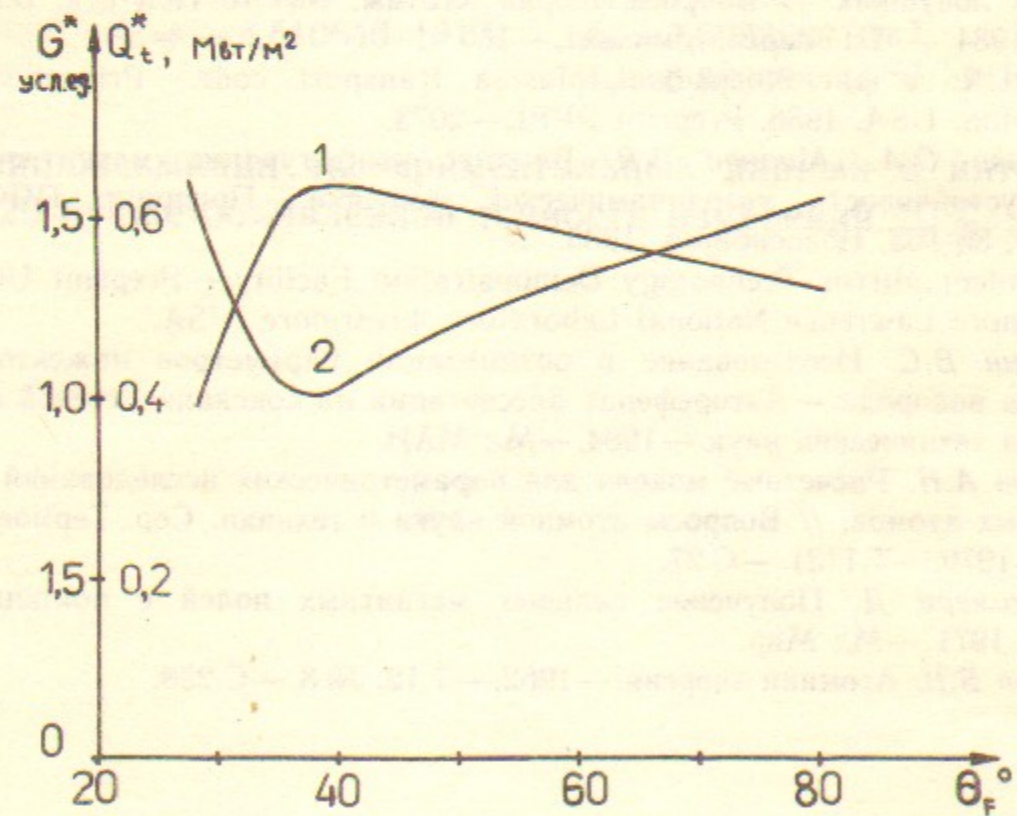


Рис. 4. График зависимости: потока нейтронов Q_t^* (1), целевой функции G^* от угла инжекции $\theta_F = \theta_T = \theta_D$ (2).

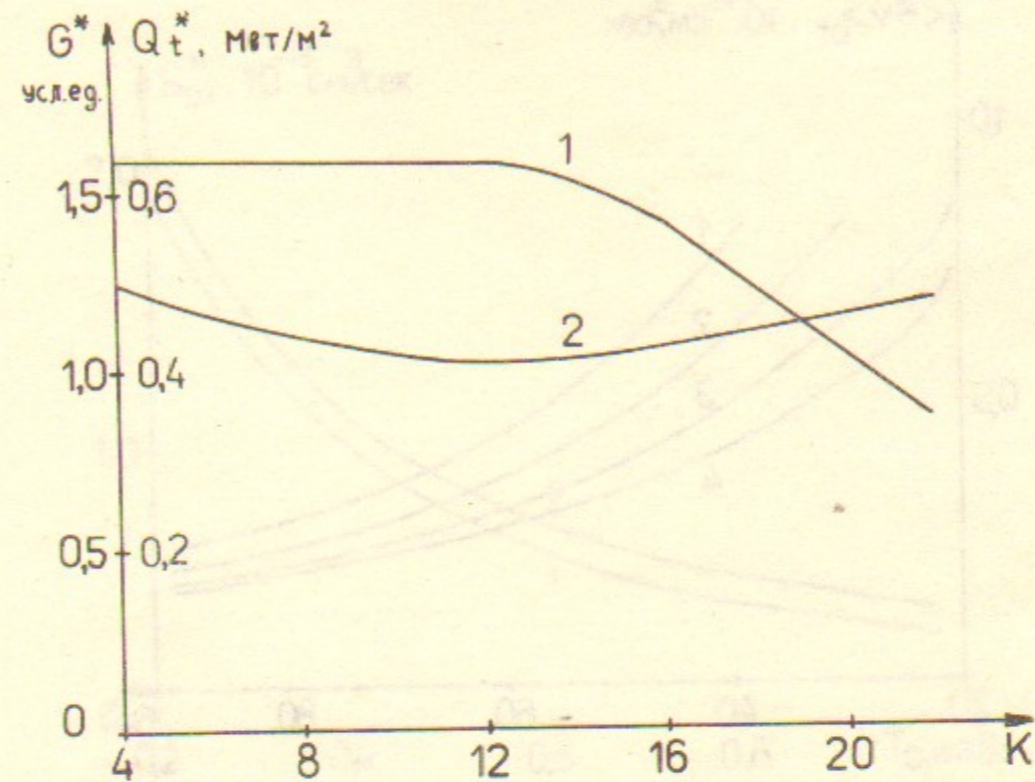


Рис. 5. График зависимости: потока нейтронов Q_t^* (1), целевой функции G^* от пробочного отношения K (2).

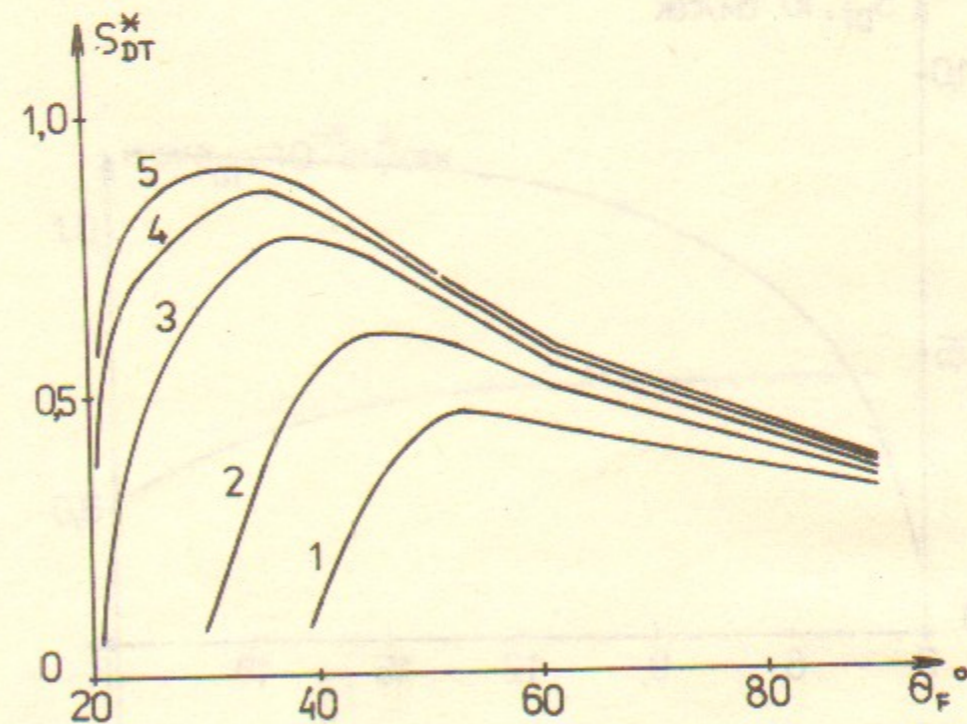


Рис. 6. График зависимости функции S_{DT}^* от угла инжекции θ_F при различных пробочных отношениях K :

$K=3$ (1), $K=5$ (2), $K=10$ (3), $K=20$ (4).

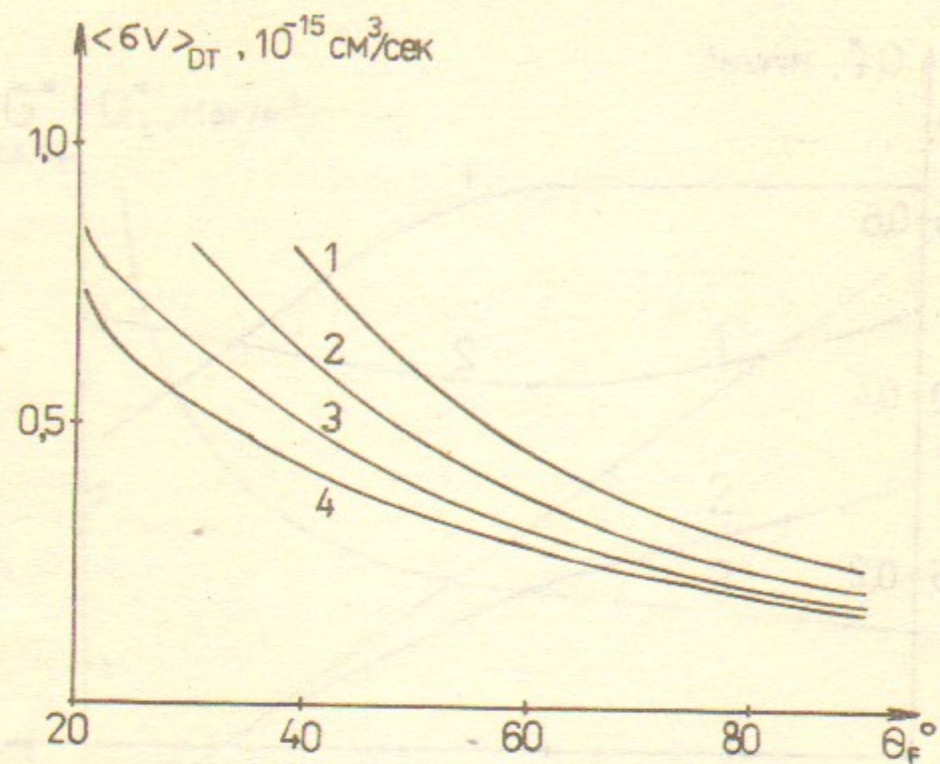


Рис. 7. График $\langle \sigma v \rangle_{DT}$ от угла инжекции θ_F при различных пробочных отношениях K :
 $K=3$ (1), $K=5$ (2), $K=10$ (3), $K=15$ (4), $K=20$ (5).

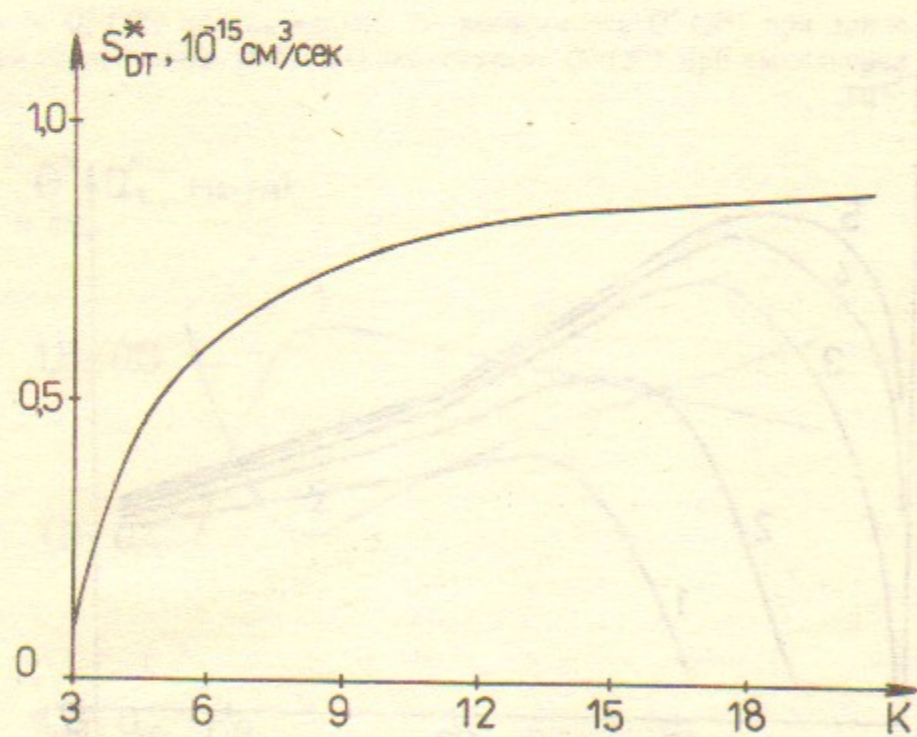


Рис. 8. График зависимости S_{DT}^* от пробочного отношения K .

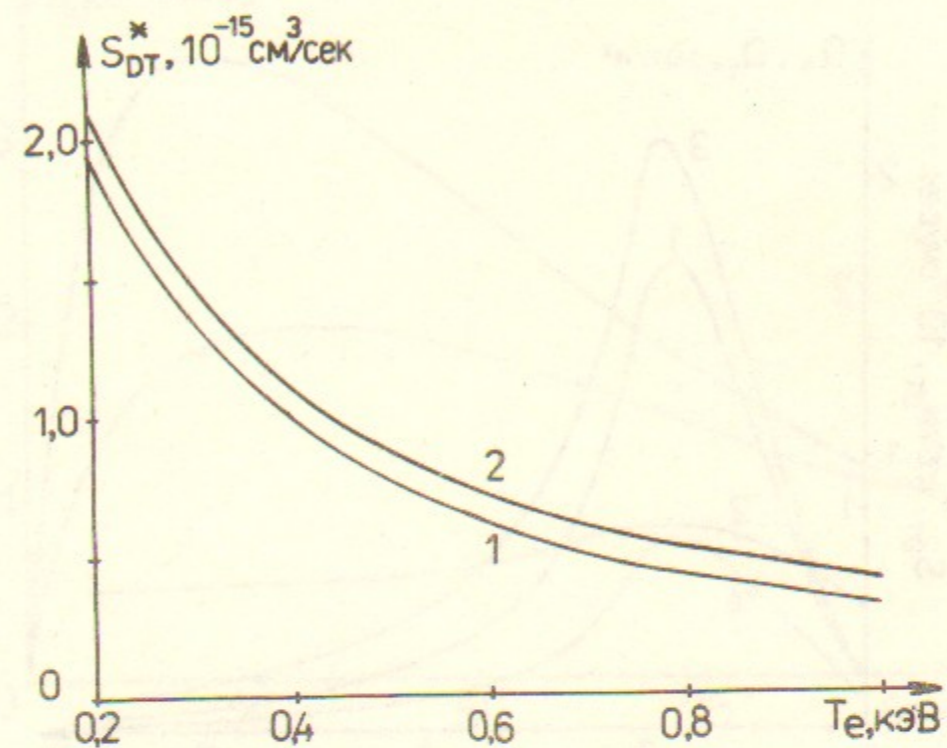


Рис. 9. График зависимости S_{DT}^* от температуры электронов T_e :
 1 — при $K=10$, 2 — при $K=20$.

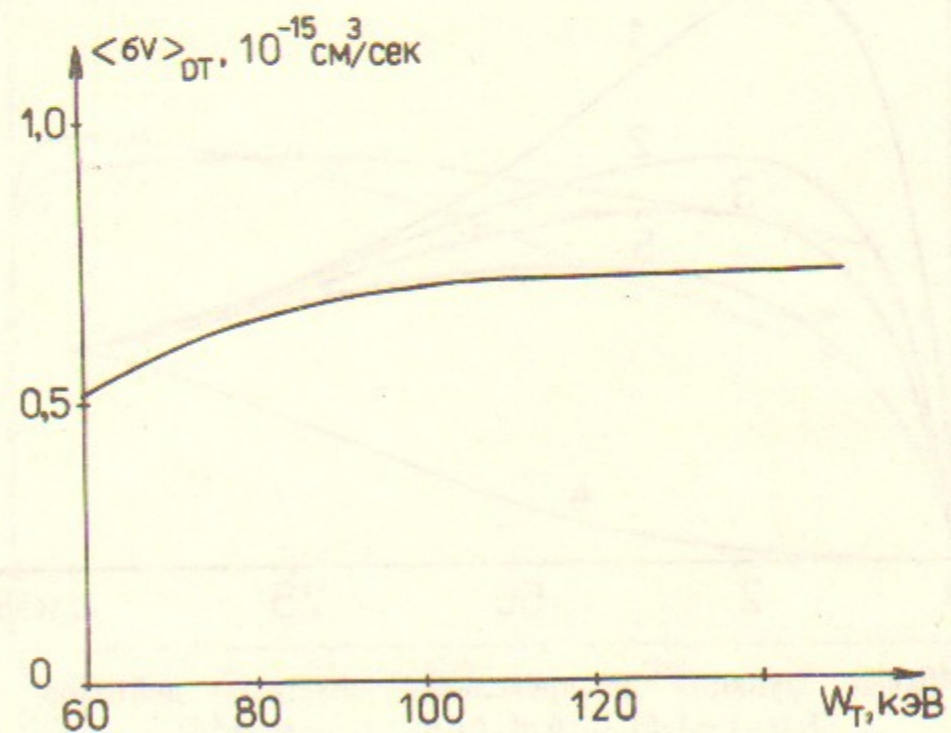


Рис. 10. Зависимость $\langle \sigma v \rangle_{DT}$ от W_T ($W_D = 0,86 W_T$).

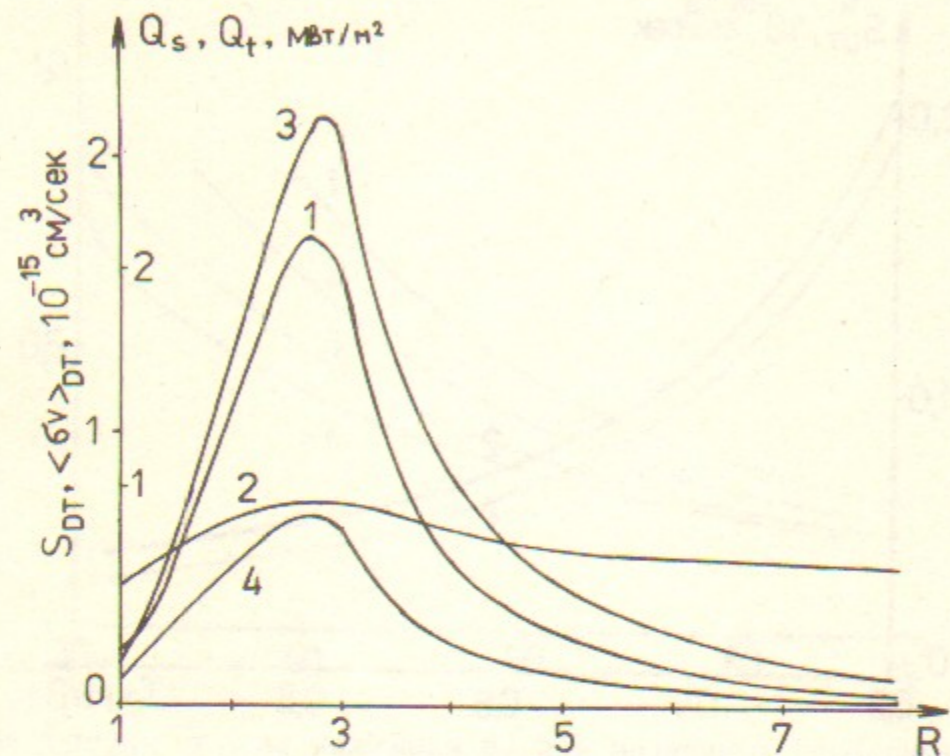


Рис. 11. Графики зависимости функций S_{DT} (1), $\langle \sigma v \rangle_{DT}$ (2), Q_s (3), Q_t (4) от текущего пробочного отношения при $W_T = 94$ кэВ, $W_D = 80$ кэВ, $T_e = 1,1$ кэВ, $\mathcal{P}_D = 8,5$ МВт, $\mathcal{P}_T = 6,5$ МВт, $a_0 = 8,7$ см, $L_v = 6,1$ м, $\theta_{DT} = 35^\circ$, $K = 17$.

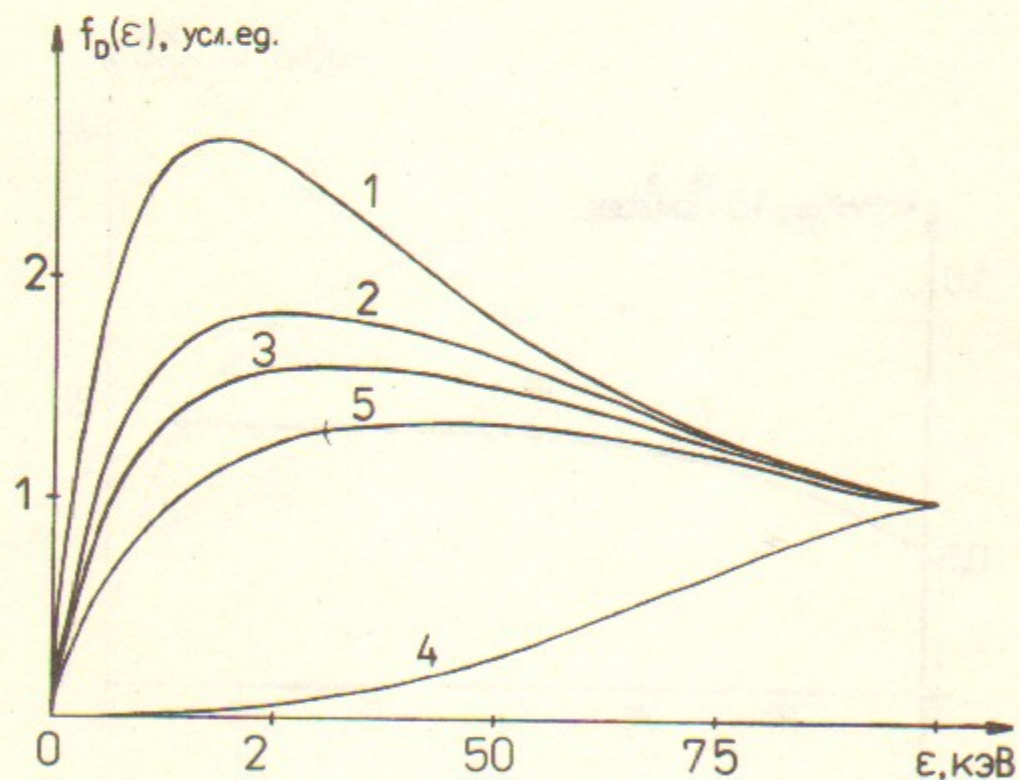


Рис. 12. Графики функций распределения быстрых дейтронов по энергии $f_d(\epsilon_D) = \int d\theta \sin \theta v f_D(v, \theta)$, $\epsilon_D = m_D v^2 / 2$:

1 — график $f_D(\epsilon_D)$, вычисленной без учета процессов перезарядки и рассеяния на быстрых ионах; 2 — без учета только перезарядки; 3 — для базового варианта при условии $\xi = 0$, см. (4.3); 4 — для базового варианта при $\xi = 1$; 5 — $f_T(\epsilon_T)$ для базового варианта при $\xi = 0$.

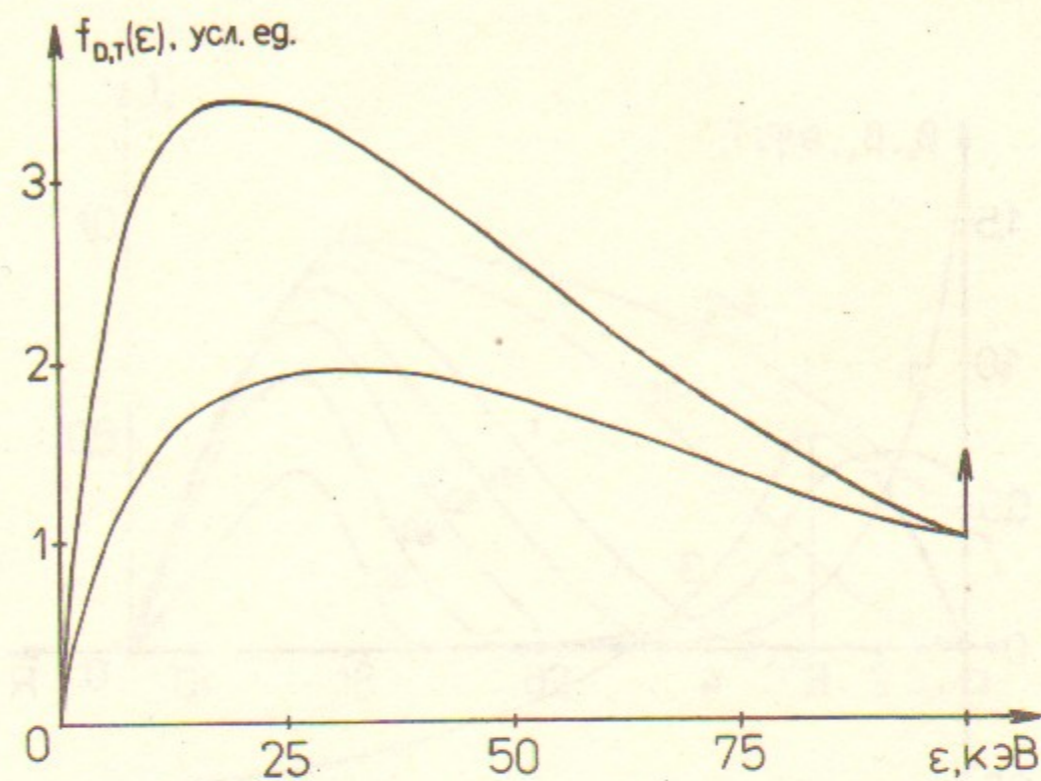


Рис. 13. Графики функций распределения быстрых нейтралов $\bar{f}_T(\epsilon_T)$ и $\bar{f}_D(\epsilon_D)$. Стрелка при энергии инжекции 100 кэВ обозначает δ -образное распределение первичных нейтралов. Плотности первичных нейтралов трития и дейтерия составляет соответственно 35 и 25% от полной плотности нейтралов трития и дейтерия.

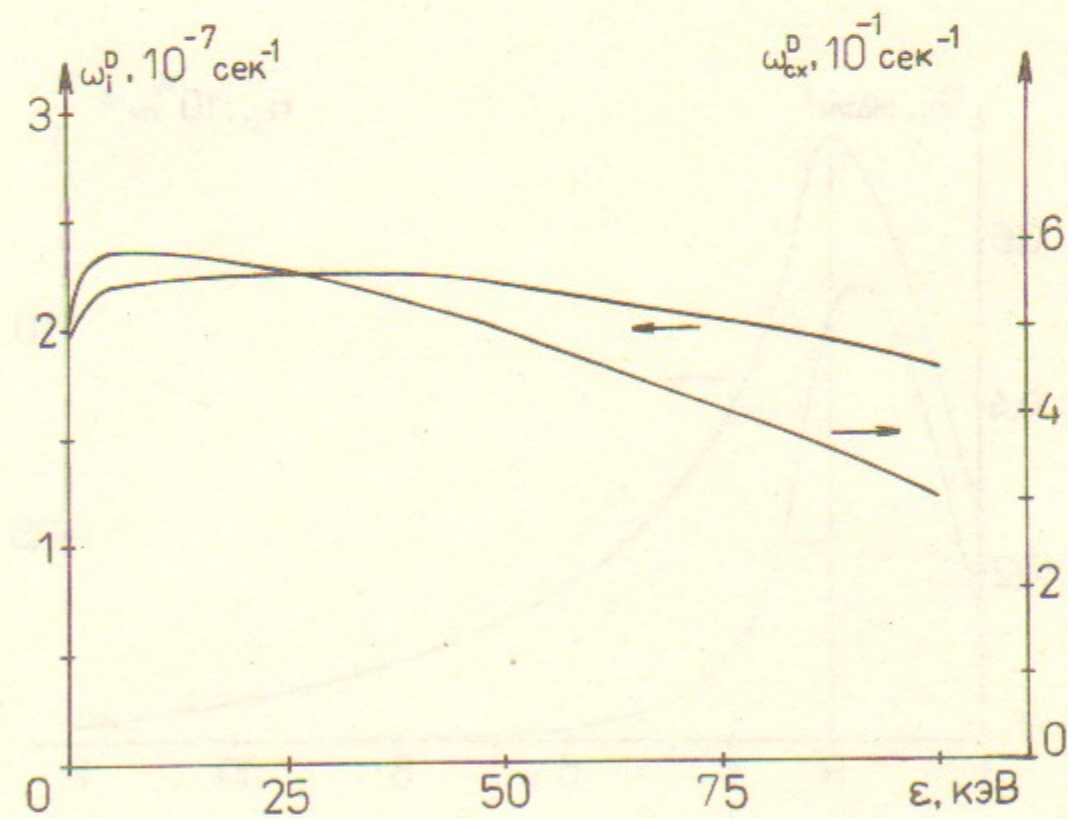


Рис. 14. Графики зависимости частоты перезарядки $\omega_{ex}^D(\epsilon_D)$ и частоты перехода в ионизованное состояние $\omega_i^D(\epsilon_D)$ от энергий дейтронов в базовом варианте.

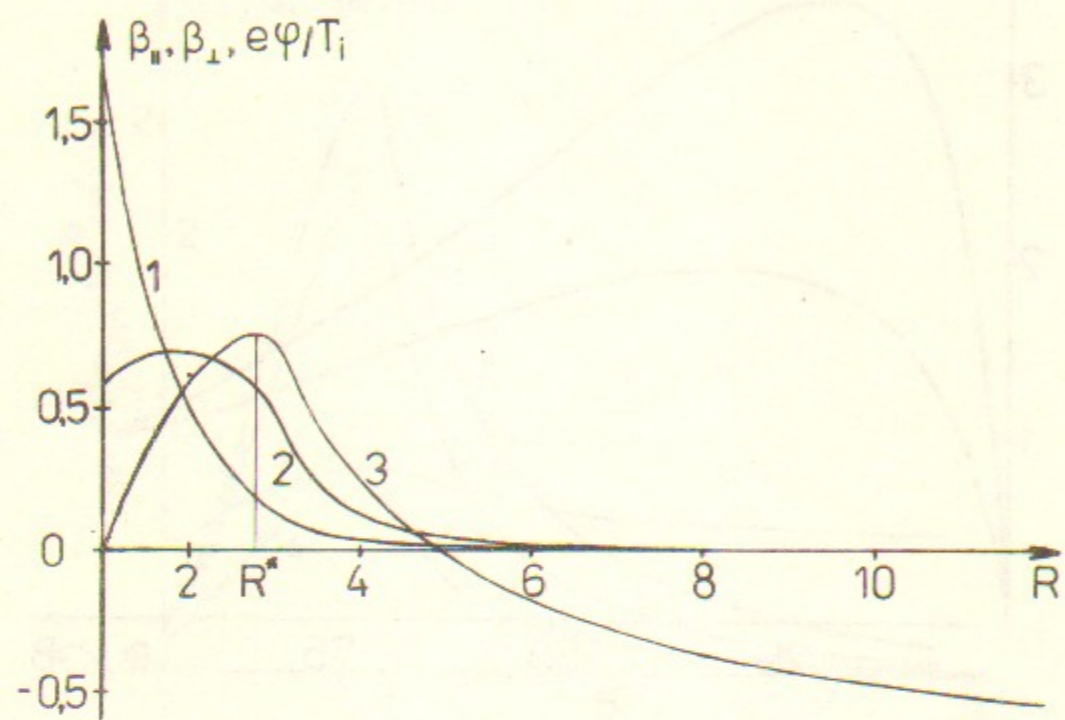


Рис. 15. Графики зависимости β_{\parallel} , β_{\perp} , $e\phi/T_i$ от $R=B/B_0$ для базового варианта.

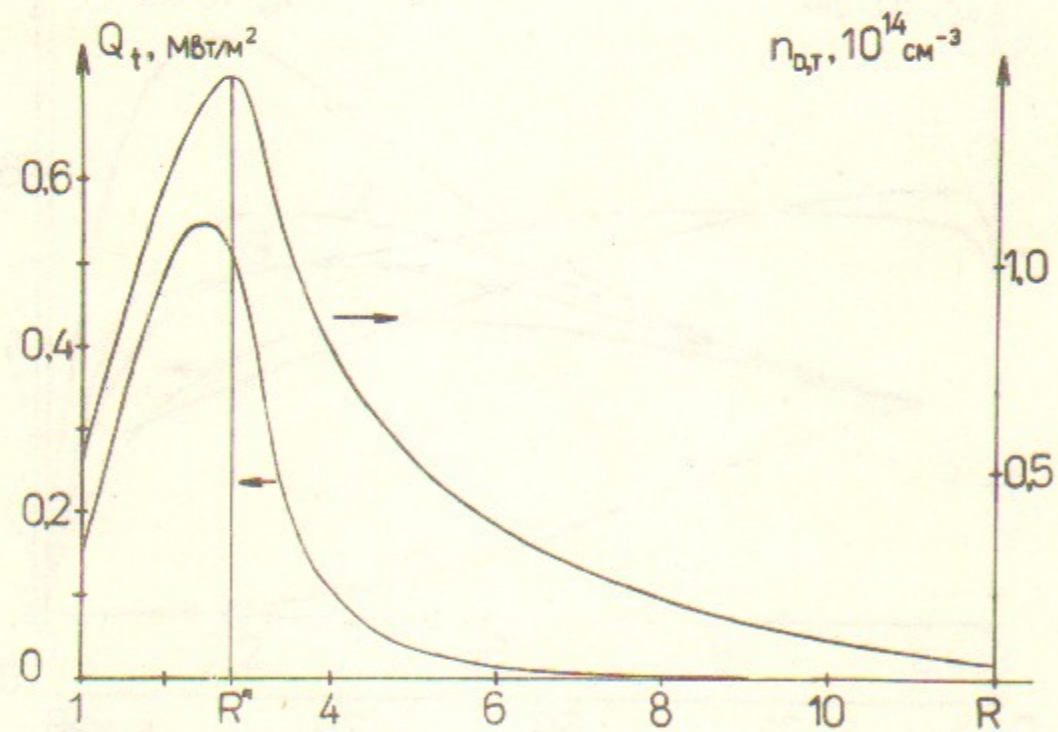


Рис. 16. Графики зависимости n_D и Q_t от R для базового варианта.

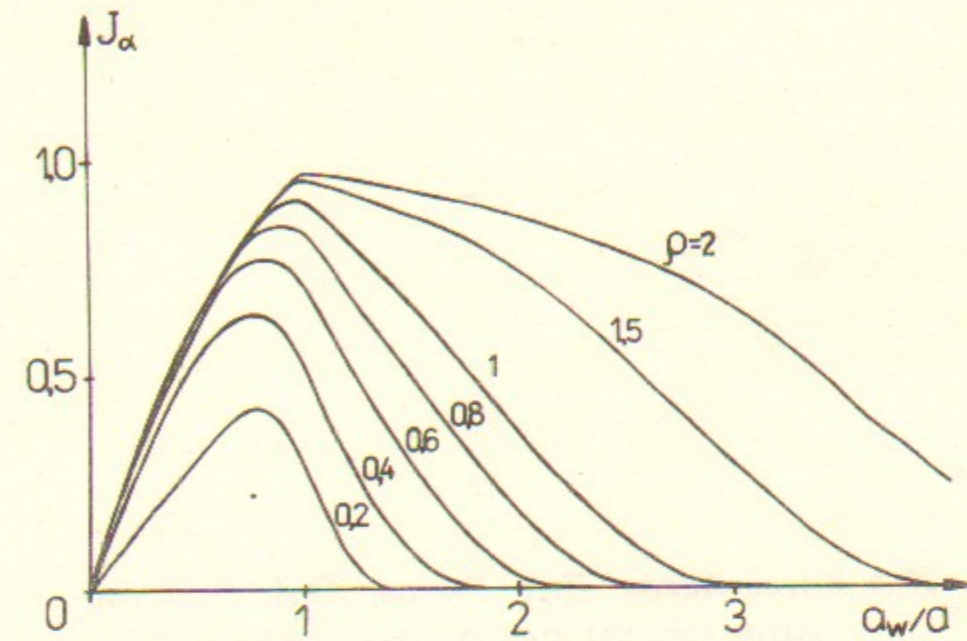


Рис. 17. Графики доли α -частиц J_{α} , попадающих на первую стенку, в зависимости от отношения радиуса стенки a_w к текущему радиусу плазмы. Различным кривым соответствуют различные значения отношения ρ ларморовского радиуса α -частиц к текущему радиусу плазмы.

И.А. Котельников, Д.Д. Рютов, Ю.А. Цидулко
ИЯФ СО АН СССР, Новосибирск

В.В. Катышев, А.В. Комин, В.М. Кривошеев
НИИЭФА им. Д.В. Ефремова, Ленинград

**Математическая модель источника нейтронов
на основе газодинамической ловушки**

Ответственный за выпуск С.Г. Попов

Работа поступила 3 сентября 1990 г.
Подписано в печать 3.09 1990 г.
Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 3,0 печ.л., 2,4 уч.-изд.л.
Тираж 290 экз. Бесплатно. Заказ № 105.

*Набрано в автоматизированной системе на базе фото-
наборного автомата ФА1000 и ЭВМ «Электроника» и
отпечатано на ротапринте Института ядерной физики
СО АН СССР,
Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.*