

48

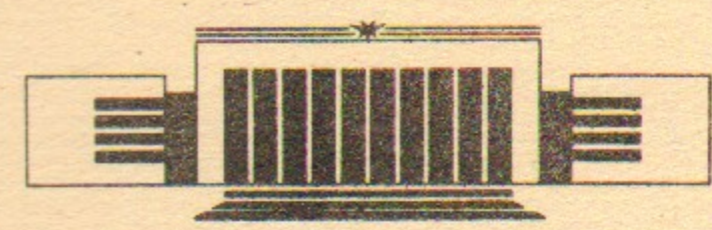


ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
им. Г.И. Будкера СО РАН

Г.И. Димов, А.А. Кабанцев, В.Г. Соколов,
С.Ю. Таскаев

О КОНЦЕПЦИИ КОМПАКТНОГО
ИСТОЧНИКА НЕЙТРОНОВ
И ВОЗМОЖНОСТИ ЕГО МОДЕЛИРОВАНИЯ
НА КОНЦЕВОМ ПРОБКОТРОНЕ "АМБАЛ-М"

ИЯФ 93-89



НОВОСИБИРСК

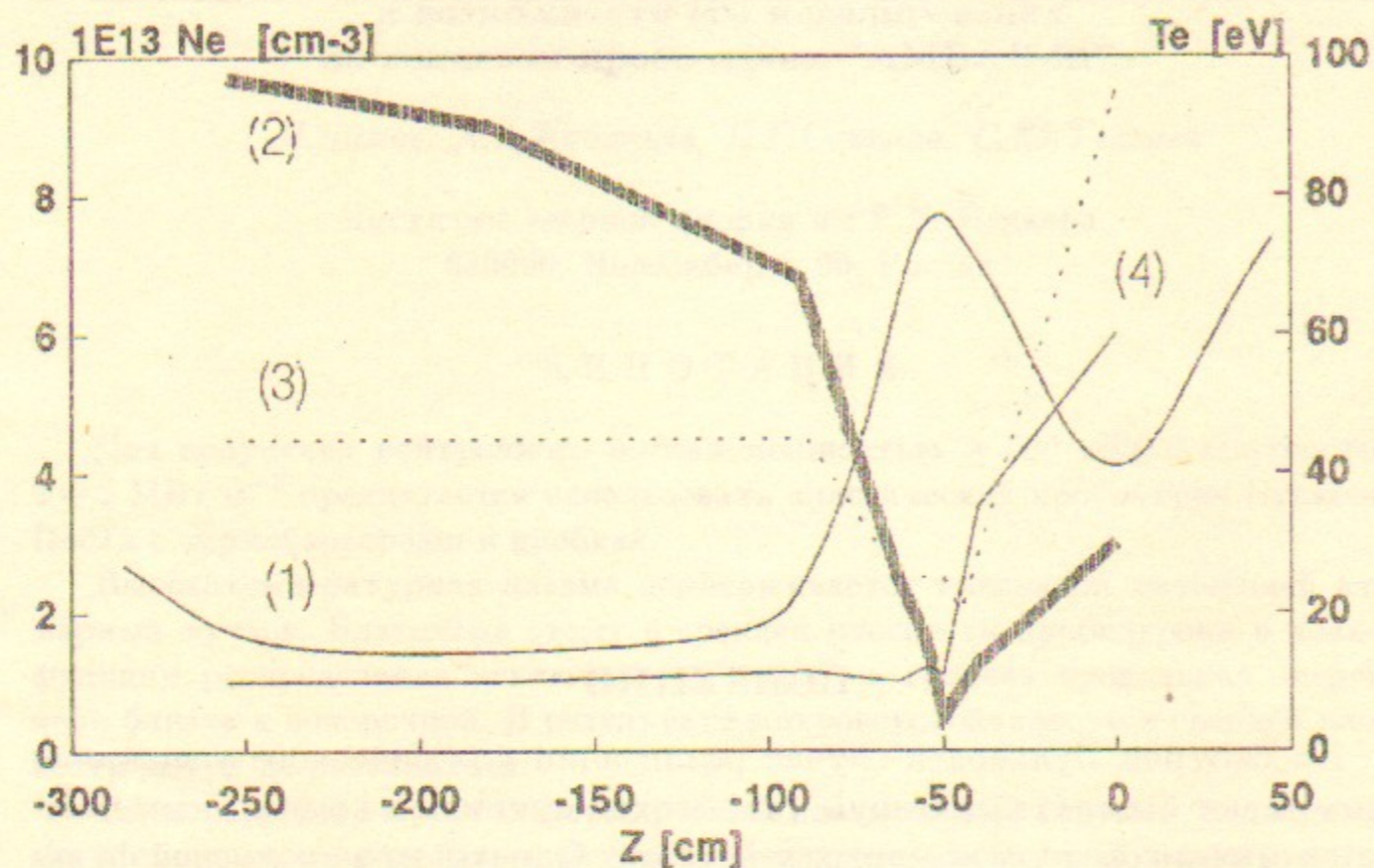


Рис. 2. Экспериментальные результаты на пробкотроне АМБАЛ-Ю. Распределения вдоль оси установки: 1—магнитное поле, 2—плотность плазмы, 3—потенциал, 4—электронная температура.

последние эффективно захватываются в ловушку и накапливаются до плотности $n_w \sim 6n_m$, где n_m —плотность ионов в пробке.

Используя наклонную инжекцию ионов, благодаря которой исчезает "дыра" в распределении ионов в средней плоскости, можно, как показал эксперимент ТМХ-У в LLNL, избежать развития микронеустойчивостей в средней плоскости пробкотрона. Используя термоизолированные струи, которые научились получать на установке АМБАЛ-Ю, можно также заполнить "дыру" в функции распределения ионов в торцевых областях плазмы пробкотрона. При этом струйные горячие ионы должны удерживаться в указанных областях юшмановским потенциалом. Дополнительный ввод электронов в ловушку стабилизирующими струями уменьшает среднее время жизни электронов в ловушке. Вследствие этого они нагреваются ионами до меньшей температуры. Однако, как показывают приведенные ниже оценки, электронная температура мо-

жет оказаться достаточно высокой, чтобы простой пробкотрон Будкера стал эффективным генератором термоядерных нейтронов.

ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ

На Рис. 2 представлена схема нейтронного источника на основе одиночного пробкотрона с двумя термоизолированными струями. Струи генерируются кольцевыми плазменными пушками [2] и вдоль продольной оси подводятся к пробкотрону по соленоидальным магнитным полям. Диаметр кольцевых пушек превышает диаметр потоков высокотемпературной плазмы, вытекающих из пробкотрона. Магнитное поле в области плазменной пушки устанавливается с таким превышением над полем в соленоиде, чтобы в последнем поддерживалась необходимая плотность струйных ионов, диффундирующих в полость цилиндрической струи. Плотность потока теплых электронов, втекающих в ловушку через каждую пробку:

$$q_{str} = \frac{n_m \langle v_{str} \rangle}{4}, \quad n_m = n_{str} \exp\left(-\frac{\Delta\phi}{T_{str}}\right), \quad (1)$$

где n_{str} , T_{str} , v_{str} —плотность, температура и средняя скорость теплых электронов перед пробкой, соответственно; $\Delta\phi$ —электрический барьер для теплых электронов в пробке. Теплые электроны, прошедшие через барьер $\Delta\phi$, попадают в ловушку, ускоряясь амбиполярным потенциалом ϕ_0 , удерживающим захваченные в ловушке электроны. Ускоренные из пробки электроны имеют очень большой пробег по рассеянию на плазме: $n\lambda_d \sim 10^{18} \text{ см}^{-2}$. Однако, из-за низкой температуры $T_{str} \sim 10$ эВ, эти электроны эффективно захватываются в ловушку и нагреваются. И хотя заметная их часть выходит практически с начальной температурой через противоположную пробку, мы примем, что все входящие электроны захватываются в ловушку, что дает некоторый запас нашим оценкам. В соответствии со сказанным можно записать уравнение баланса частиц для электронов в виде:

$$\frac{n_0}{\tau_{pe}} = \frac{n_0}{\tau_{pi}} + \frac{2q_{str}}{RL_p}, \quad (2)$$

где n_0 , L_p —плотность и продольный размер высокотемпературной плазмы в пробкотроне; R —пробочное отношение; τ_{pe} , τ_{pi} —время жизни электронов и ионов, соответственно. При этом предполагается наличие внутреннего источника электронов в ловушке, равного источнику высоко-

О концепции компактного источника нейтронов
и возможности его моделирования
на концевом пробкотроне "АМБАЛ-М"

Г.И.Димов, А.А.Кабанцев, В.Г.Соколов, С.Ю.Таскаев

Институт ядерной физики им Г.И. Будкера
630090, Новосибирск 90, Россия

А Н Н О Т А Ц И Я

Для получения нейтронного потока мощностью ≥ 500 кВт и плотностью $2 \div 3$ МВт·м⁻² предлагается использовать классический пробкотрон Будкера-Поста с термобарьерами в пробках.

Высокотемпературная плазма поддерживается наклонной инжекцией атомарных пучков. Благодаря этому в средней плоскости пробкотрона в ионной функции распределения исключается "дыра", а средняя продольная энергия иона близка к поперечной. В результате микронеустойчивости в средней плоскости могут не развиваться.

Термобарьеры в пробках формируются плазменными струями, подводимыми к ловушке от кольцевых источников низкотемпературной плазмы по соленоидам с относительно слабым полем. Наличие термобарьеров и большого амбиполярного потенциала в пробкотроне приводит к термоизоляции электронов в ловушке от внешних источников плазмы.

Поступающие в ловушку струйные ионы стохастически нагреваются флуктуирующим поперечным электрическим полем в струях и удерживаются между пробками и высокотемпературной плазмой в центре пробкотрона. Они могут подавлять микронеустойчивости на торцах высокотемпературной плазмы.

Термобарьеры ограничивают поступление теплых электронов в ловушку. Захваченные же в ловушку теплые электроны выносят из нее энергию в несколько раз меньше по сравнению с электронами, образующимися при инжекции атомарных пучков. Кроме того, при наличии термобарьеров в пробках необходимый для удержания электронов потенциал заметно меньше по сравнению с обычным пробкотроном.

Благодаря вышеуказанным эффектам в пробкотроне с термобарьерами можно ожидать получения дейтерий-третиевой термоядерной плазмы с электронной температурой $T_e \sim 2$ кэВ и коэффициентом усиления мощности $Q = 0,1 \div 0,2$.

Получение термобарьеров было экспериментально исследовано на установке АМБАЛ-Ю. На концевом пробкотроне установки АМБАЛ-М возможна экспериментальная проверка предлагаемой схемы нейтронного источника.

© Институт ядерной физики им. Г.И.Будкера СО РАН

ВВЕДЕНИЕ

Пробкотрон Будкера в случае реализации классического удержания плазмы мог бы стать, пожалуй, самым экономичным и компактным мощным источником термоядерных нейтронов. Однако, из-за конусной функции распределения ионов с "дырой", в плазме пробкотрона возбуждаются микронеустойчивости. Образование "дыры" связано с амбиполярным удержанием электронов, ее энергетический диаметр пропорционален температуре электронов. Развивающиеся микронеустойчивости резко ограничивают диаметр "дыры" и, как следствие, температуру электронов.

При поддержании в пробкотроне горячей плазмы атомарной инжекцией или ИЦР-нагревом экспериментально не удавалось нагреть электроны до температуры, превышающей $\sim 1\%$ от средней энергии ионов. При классическом же удержании электроны должны нагреваться от ионов до температуры $T_e \sim 10\%$ от средней энергии ионов. Из-за повышенных энергетических потерь ионов на нагрев электронов, пропорциональных $T_e^{-3/2}$, эффективность пробкотрона падает в $\sim 10^{3/2}$ раз.

В 1992 году в пробкотроне АМБАЛ-Ю была получена термоизолированная от торцевого низкотемпературного источника плазмы струя горячей плазмы [1]. На Рис. 1 приведены основные результаты.

При прохождении плазменной струи в ловушку через пробку в последней наблюдается понижение плотности струйных ионов в $10 \div 15$ раз. В результате в пробке образуется термобарьер для электронов, который и теплоизолирует электроны в ловушке. При этом плазма в ловушке продолжает греться вследствие накачки энергии из источника плазмы. Поскольку эта накачка осуществляется через поперечную энергию ионов,

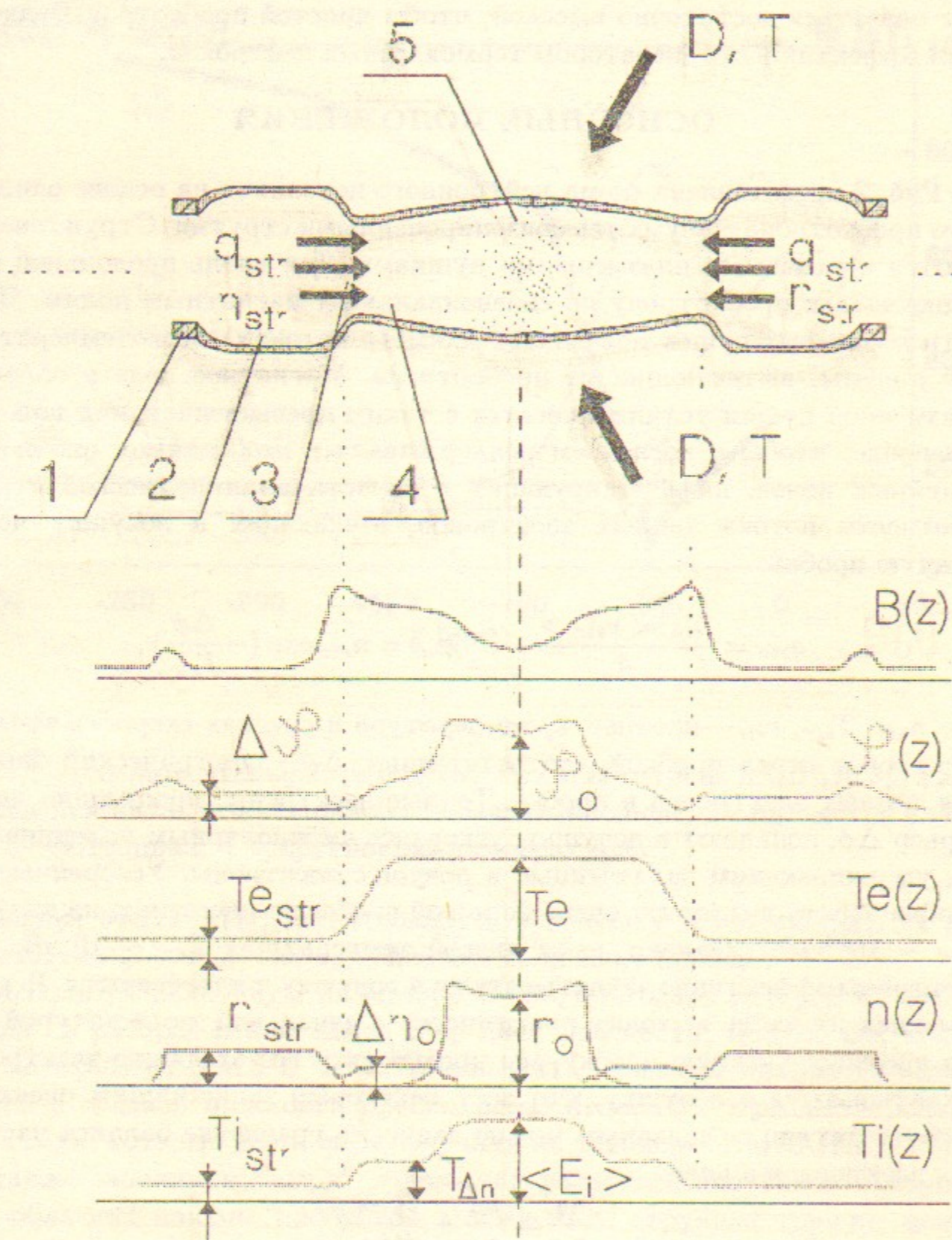


Рис. 1. Принципиальная схема нейтронного источника: 1—кольцевая плазменная пушка, 2—транспортирующий соленоид, 3—пробка, 4—часть пробкотрона для защиты катушек, 5—основная часть пробкотрона.

температурных ионов n_0/τ_{pi} . Эти электроны в ловушке нагреваются быстрыми ионами и, покидая ловушку, уносят в среднем на один электрон энергию $\phi_0 + T_e$.

Отсюда получаем энергобаланс для электронов:

$$\frac{\langle E_i \rangle}{\tau_{dr}} = \frac{T_e}{\tau_{pe}} + \frac{\phi_0}{\tau_{pi}} \quad (3)$$

где $\langle E_i \rangle$ —средняя энергия ионов в ловушке, τ_{dr} —время их торможения на электронах. Выражение (3) удобно переписать в виде:

$$\frac{\tau_{pe}}{\tau_{dr}} = \frac{T_e}{\langle E_i \rangle} \left(1 + \frac{\phi_0 \tau_{pe}}{T_e \tau_{pi}} \right) \quad (4)$$

В рассматриваемых нами условиях

$$(\phi_0/T_e)(\tau_{pe}/\tau_{pi}) \ll 1.$$

Из (2), (4) с использованием (1) получим выражение для электронной температуры:

$$T_e^{5/2} = \frac{16\sqrt{2\pi} e^4 \lambda_{ie} m}{3 \sqrt{m} M} \frac{RL_p}{\langle v_{str} \rangle} \frac{n_0}{n_m} \frac{1 - \frac{\tau_{pe}}{\tau_{pi}}}{1 + \frac{\phi_0 \tau_{pe}}{T_e \tau_{pi}}} n_0 \langle E_i \rangle \quad (5)$$

Время жизни электронов τ_{pe} определяется по Пастухову и может быть выражено через время τ_{dr} :

$$\frac{\tau_{pe}}{\tau_{dr}} = \frac{2 m \phi_0}{3 M T_e} e^{\frac{\phi_0}{T_e}} \frac{G(R)}{1 + \frac{T_e}{2\phi_0}} \quad (6)$$

где

$$G(x) = \sqrt{1+x^{-1}} \ln \left[\frac{(\sqrt{1+x^{-1}}+1)}{(\sqrt{1+x^{-1}}-1)} \right].$$

Из равенства выражений (4) и (6) получим формулу для определения величины $y = \phi_0/T_e$:

$$\frac{ye^y}{1 + \frac{1}{2y}} = \frac{3 M}{2 m} \frac{1}{G(R)} \frac{T_e}{\langle E_i \rangle} \left(1 + \frac{\phi_0 \tau_{pe}}{T_e \tau_{pi}} \right) \quad (7)$$

Для оценки времени жизни ионов τ_{pi} воспользуемся аналитической моделью Logan-Mirin-Rensink [3]:

$$\frac{1}{\tau_{pi}} = \frac{1}{\tau_{dr} \ln(E_j/E_L)} + \frac{1}{1,5\tau_{ii}} \quad (8)$$

Здесь

$$\frac{\tau_{ii}}{\tau_{dr}} = 0,15 \frac{1}{\sqrt{\mu_i}} \frac{\lambda_{ei}}{\lambda_{ii}} \left(\frac{E_j}{T_e} \right)^{3/2} \lg R_{ef}, \quad (9)$$

$$\langle E_L \rangle = \frac{E_j}{1 + \frac{\tau_{ii}}{\tau_{ie}}} + \frac{E_c}{1 + \frac{\tau_{ie}}{\tau_{ii}}}, \quad (10)$$

где

$$R_{ef} = \frac{R \sin^2 \theta_j}{1 + \frac{\phi_0}{E_j}}; \quad E_c = \frac{\phi_0}{R \sin^2 \theta_j - 1}; \quad \tau_{ie} = \tau_{dr} \ln \frac{E_j}{\langle E_L \rangle}.$$

Средняя энергия ионов в ловушке:

$$\langle E_i \rangle = \frac{\tau_{dr}}{\tau_{pi}} (E_j - \langle E_L \rangle). \quad (11)$$

ЭКСПЕРИМЕНТ НА КОНЦЕВОМ ПРОБКОТРОНЕ УСТАНОВКИ АМБАЛ-М

Имеется возможность экспериментально проверить эффективность удержания термоядерной плазмы в одиночном пробкотроне на одном концевом амбиполярном пробкотроне установки АМБАЛ-М.

Пробкотрон имеет следующие параметры [4]:

Магнитное поле в минимуме B_0	до 15 кГс
Пробочное отношение R	4
Расстояние между пробками	1.7 м
Энергия инжекции E_j	до 30 кэВ
Ток инжекции атомов дейтерия I^0	до 170 А
Питч-угол инжекции Θ_j	60°
Номинальный радиус плазмы в средней плоскости r_p	10 см
Средний продольный размер плазмы L_p	60 см
Геометрический объем плазмы V_g	32 л

Распределение плотности плазмы по радиусу принимается гауссовским с характерным радиусом $a = 0.66r_p$. Распределение плазмы по длине вычислено в [4].

Имеющиеся плазменные пушки позволяют получать на выходе из источника полые цилиндрические струи плотностью $5 \times 10^{13} \text{см}^{-3}$. Во внутренней области струи перед входом ее в пробку возможно иметь теплую

плазму с плотностью $n_{str} \sim 1.5 \times 10^{13} \text{см}^{-3}$. Соответственно плотность в пробке $n_m \sim 10^{12} \text{см}^{-3}$. Плотность горячих струйных ионов, накапливающихся и удерживающихся в ловушке за пробкой, трудно оценить. Мы надеемся, что возможная величина этой плотности $\Delta n_0 \sim 6n_m$, что экспериментально наблюдалось в пробкотроне АМБАЛ-Ю [1].

В пробкотроне АМБАЛ-М возможно получение дейтериевой плазмы с пиковой плотностью $\hat{n}_0 = 2 \times 10^{14} \text{см}^{-3}$. В районе развития микронеустойчивостей на торце горячей плазмы плотность $n_1 \sim \hat{n}_0/4 \sim 5 \times 10^{13} \text{см}^{-3}$. Плотность струйных ионов за пробкой $\Delta n_0 \sim 5 \times 10^{12} \text{см}^{-3}$ составляет 10% от плотности n_1 , что превышает необходимую для подавления микронеустойчивостей плотность теплой добавки. Однако не ясно, на достаточную ли глубину проникнут струйные ионы в торец высокотемпературной плазмы. На этот вопрос ответ может дать только эксперимент, поскольку нет адекватной надежной расчетной модели процесса накачки поперечной энергии струйных ионов.

Поскольку плазма неоднородна по радиусу, для наших оценок мы приняли за усредненные параметры плазмы на радиусе 5.5 см, где $n_0 = 0.5\hat{n}_0 = 10^{14} \text{см}^{-3}$.

Решая совместно уравнения (5)–(7), для вышеуказанных величин n_0 , n_m , E_j , Θ_j , R получим для времени жизни ионов по угловому рассеянию $\tau_{ii} = 11.6\tau_{dr}$.

Энергетический разброс высокоэнергичных ионов идет значительно медленнее торможения. Поэтому небольшие флуктуации не должны заметно уменьшать время торможения ионов. И напротив, даже небольшие флуктуации могут уменьшить время углового рассеяния ионов. Поэтому мы сделали 3-кратный запас по времени рассеяния и приняли $\tau_{ii} = 3.5\tau_{dr}$.

Решая уравнения (5)–(11) с учетом этого запаса, мы получим следующие значения интересующих нас параметров (для $n_0 = 0.5\hat{n}_0$):

Электронная температура T_e	0,7 кэВ
Амбиполярный потенциал ϕ_0	2.15 кВ
Средняя энергия ионов $\langle E_i \rangle$	22 кэВ
Средняя энергия вылетающих ионов $\langle E_L \rangle$	8.6 кэВ
Произведение плотности на время жизни ионов $n\tau_{pi} \approx n\tau_{dr}$	$7 \times 10^{11} \text{см}^{-3}\text{с}$

Требуемый ток инжекции ионов:

$$J_j^+ = \frac{e \langle n_0^2 \rangle V_G}{n \tau_{pi}} \quad (12)$$

По расчетам [4] $\langle n_0^2 \rangle = 0.11 \hat{n}_0^2$. С учетом этого $J_j^+ \sim 32$ А. Ионизируемая часть инжектируемых в плазму атомарных пучков близка к 60%. Необходимый эквивалентный ток атомарных пучков $J_i^0 \sim 55$ А.

Ожидаемый атомарный ток инжекции—170 ÷ 180 А. Таким образом, имеется тройной запас по току инжекции.

В приведенных оценках не учитывалась перезарядка ионов плазмы на атомах инжектируемых пучков. С учетом этой перезарядки в плазму будет захватываться около 90% инжектируемых атомов. Перезарядка повысит среднюю энергию ионов, что приведет только к улучшению параметров.

Поскольку плотность струйной запорочной плазмы будет однородной по основному сечению плазмы, то электроны в приосевой области будут нагреваться до более высокой температуры по сравнению с периферийной областью. Если не учитывать поперечного теплопереноса, то при $n_m = 10^{12} \text{см}^{-3}$ на оси по формуле (5) должна быть температура 1.18 кэВ.

Разумеется, этот эксперимент будет возможным, если предварительно будет экспериментально показана возможность МГД стабилизации осесимметричного пробкотрона. Предполагается, что МГД устойчивость будет обеспечена высоким β удерживаемых ионов в окружающем плазму проводящем кожухе. При указанных выше параметрах плазмы при поле $B_0 = 13$ кГс, достигается $\beta_{\perp} = 0.8$.

Использование дейтерия в эксперименте расширяет диагностические возможности. Ожидаемый максимальный выход нейтронов за импульс длительностью $\tau_{puls} = 0.1$ с

$$N_{puls} = \frac{\langle n^2 \rangle}{2} \langle \sigma v \rangle_{DD} V_g \tau_{puls} \sim 10^{13}.$$

ВАРИАНТ ПАРАМЕТРОВ НЕЙТРОННОГО ИСТОЧНИКА

Будем исходить из геометрии магнитного поля и инжекции, близких к реализованным в амбиполярном пробкотроне АМБАЛ-М [4]: $R = 4$; $\Theta_j = 60^\circ$; $L_p = 60$ см. Оценки всех величин проведем для усредненной плотности ионов по радиусу n_0 , что будет соответствовать плазме с пиковой плотностью на оси $\hat{n}_0 \sim 2n_0$. Ожидаемая плотность струйных

ионов в припробочных областях ловушки $\Delta n_0 \sim 10^{13} \text{см}^{-3}$ составит 4% от средней плотности в торцах плазмы $n_1 \sim 0.5n_0 \sim 2.5 \times 10^{14} \text{см}^{-3}$.

Предполагая равенство плотностей ионов дейтерия и трития, будем рассматривать их как один сорт ионов с усредненным атомным весом $\mu = 2.4(2,45)$. Принимаются одинаковыми средние скорости дейтонов и тритонов, их общая средняя энергия $\langle E_i \rangle = 45$ кэВ. Из уравнений (5)–(11) находим время жизни ионов по угловому рассеянию $\tau_{ii} = 4\tau_{dr}$. С двухкратным запасом для окончательных расчетов принимаем $\tau_{ii} = 2\tau_{dr}$.

С учетом этого запаса из уравнений (5)–(11) получим следующие значения параметров плазмы:

Электронная температура	$T_e = 2,2$ кэВ
Амбиполярный потенциал	$\phi_0 = 7,8$ кВ
Средняя энергия вылетающих ионов	$\langle E_L \rangle = 20$ кэВ
Энергия инжекции (усредненная по D и T)	$E_j = 55$ кэВ
Произведение плотности на время жизни	

$$\text{ионов} \quad n \tau_{pi} = 0,76 n \tau_{dr} = 3,7 \times 10^{12} \text{см}^{-3} \text{с}$$

Через время жизни ионов определяются энергетическое время жизни плазмы τ_e :

$$n \tau_e = n \tau_p \frac{\langle E_i \rangle + \frac{3}{2} T_e}{\langle E_i \rangle \frac{\tau_{pi}}{\tau_{dr}} + \langle E_L \rangle}, \quad (13)$$

и плазменный коэффициент усиления мощности:

$$Q = \frac{1}{4} \frac{\epsilon_{DT}}{\langle E_i \rangle + \frac{3}{2} T_e} \langle \sigma v \rangle_{DT} n \tau_e, \quad (14)$$

где ϵ_{DT} термоядерная энергия на один акт синтеза D–T; $\langle \sigma v \rangle_{DT}$ —скорость термоядерной реакции D–T.

Из (12) и (13) получим: $n \tau_e = 3.3 \times 10^{12} \text{см}^{-3} \text{с}$; $Q = 0,18$.

Плотность мощности термоядерных нейтронов на поверхности цилиндрической плазмы при $L_p \gg r_p$:

$$p_{ns} = \frac{n_0^2}{4} \langle \sigma v \rangle_{DT} \epsilon_n \frac{r_p}{2}, \quad (15)$$

где ϵ_n —энергия нейтрона, r_p —радиус плазмы.

Мощность нейтронного потока

$$P_n = \frac{n_0^2}{4} \langle \sigma v \rangle_{DT} \epsilon_n \pi r_p^2 L_p. \quad (16)$$

Термоядерная мощность $P_{fus} = 1,25P_n$.
Захватываемый ионный ток инжекции

$$I_j^+ = \frac{en_0^2}{n\tau_p} \pi r_p^2 L_p. \quad (17)$$

Мощность захватываемых ионов

$$P_j^+ = E_j I_j^+ = \frac{P_{fus}}{Q}. \quad (18)$$

При радиусе плазмы $r_p = 6$ см из (14)–(17) получим:

$$p_{ns} = 2.5 \text{ МВт/м}^2; \quad P_n = 567 \text{ кВт}; \quad P_{fus} = 720 \text{ кВт};$$

$$I_j^+ = 73 \text{ А}; \quad P_j^+ = 4 \text{ МВт}.$$

Доля захватываемых в плазме инжектируемых атомов по перезарядке η_{01} и доля захватываемых атомов ионизацией η_i , соответственно,

$$\eta_{01} = 1 - e^{-\langle \sigma_{01} nl \rangle}, \quad \eta_i = 1 - e^{-\langle \sigma_i nl \rangle}, \quad \text{где } \langle nl \rangle \leq \frac{2n_0 r_p}{\sin \Theta_j}.$$

В нашем случае

$$\sigma_i \approx 2,45 \times 10^{-16} \text{ см}^2, \quad \sigma_{01} = \sigma_i + \sigma_{ox} = 4,45 \times 10^{-16} \text{ см}^2,$$

$$\eta_{01} \leq 0,95, \quad \eta_i \leq 0,82.$$

Оценки показывают, что большинство вторичных атомов, образующихся перезарядкой ионов плазмы на инжектируемых атомах, выходят из плазмы. Поэтому атомарный ток инжекции должен быть близким к значению

$$I_j^0 = I_j^+ / \eta_i = 90 \text{ А}.$$

Однако, перезарядка инжектируемых атомов на более медленных ионах плазмы приводит при заданной энергии инжекции к повышению средней энергии ионов плазмы, что заметно улучшает ее параметры. В приведенных оценках этого обстоятельства мы не учитываем.

С технико-экономической точки зрения важны первичный ионный ток I_i и соответствующая мощность P_i . Они зависят от коэффициента конверсии первичных ионов в атомы F_0 . Для водородной конверсионной мишени и энергии инжекции дейтронов и тритонов 44 кэВ и 66 кэВ, соответственно, $F_0 = 0,8$. При этом $I_i = 112 \text{ А}$, $P_i = 6,15 \text{ МВт}$.

Для более точных оценок необходимо определить соотношение времен жизни дейтронов и тритонов, а также соотношения токов инжекции дейтронов и тритонов.

Для удержания термоядерной плазмы с приведенными параметрами необходимо магнитное поле в средней плоскости пробкотрона $B_0 \approx 50$ кГс. При этом поле $\beta_0 \approx 0,35$; $\beta_0 \sim 0,8$. В вакууме $\langle \rho_i \rangle \approx 1$ см, $r_p / \rho_i = 6$.

Для реализации пробочного отношения $R = 4$ в вакуумном поле необходимо поле в пробках $B_m = 200$ кГс. Однако, при больших β возможно поле B_m уменьшить до 150 кГс.

Список литературы

- [1] Г.И.Димов, А.А.Кабанцев, С.В.Кузьмин, В.Г.Соколов и С.Ю.Таскаев. Физика плазмы, 19 (1993) 350–358.
- [2] Г.И.Димов, А.А.Иванов и Г.В.Росляков. Физика плазмы, 8 (1982) 970–978.
- [3] B.G.Logan, A.A.Mirin and M.E.Rensink. Nucl.Fusion, 20 (1980) 1613–1616.
- [4] Г.И.Димов и П.Б.Лысянский. Препринт ИЯФ СОАН СССР 86-102, Новосибирск, 1986.