

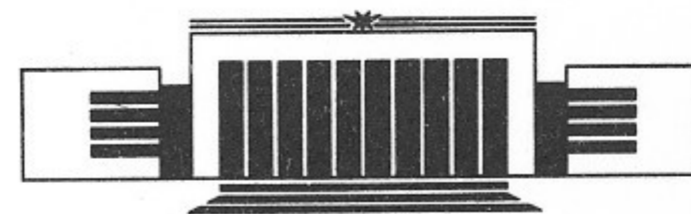


50
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

А.А. Иванов, Д.Д. Рютов

О ПЛАЗМЕННЫХ
НЕЙТРОННЫХ ГЕНЕРАТОРАХ
ДЛЯ ИСПЫТАНИЙ МАТЕРИАЛОВ

ПРЕПРИНТ 89-80



НОВОСИБИРСК

1. ВВЕДЕНИЕ

Ряд элементов термоядерного реактора (первая стенка, бланкет, ВЧ-антенны и др.) должны будут работать в условиях интенсивного воздействия нейтронных потоков. Нейтронные потоки будут состоять из первичных нейтронов ДТ-реакции, рождающихся в плазме и имеющих энергию около 14 МэВ, и вторичных нейтронов, возникающих в окружающих плазму конструкциях и имеющих широкий энергетический спектр, смещенный в область существенно меньших энергий (см., например, [1]). Отношение потоков вторичных и первичных нейтронов зависит от деталей устройства реактора, но в грубом первом приближении может рассматриваться как постоянная величина порядка 10. Несмотря на явное преобладание вторичных нейтронов, многие существенные эффекты в радиационной модификации материалов обусловлены именно первичными нейтронами (см. [1, 2]). Поэтому при постановке задачи о моделировании нейтронных условий термоядерного реактора на первом месте стоит требование получения адекватной «плотности тока» нейтронов ДТ-реакции. В принятых сегодня схемах экспериментальных реакторов (см., например, [3]) эта величина составляет около $5 \cdot 10^{13}$ н/см²·с (или 1 МВт/м²). Время воздействия такого потока на конструкции реактора оценивается в 10—20 лет, что соответствует флюенсу $10^{22} \div 3 \cdot 10^{22}$ н/см².

Сколько-нибудь систематических сведений о поведении материалов (а тем более элементов конструкции) термоядерного реактора при таких потоках и флюенсах сегодня нет, что вносит значи-

тельный элемент неопределенности в прогнозы работоспособности ключевых элементов термоядерных реакторов. Поэтому представляется очень важным создать в относительно короткие сроки специализированный генератор нейтронов (НГ) с энергией 14 МэВ, который позволил бы провести нужные радиационные испытания. Важной задачей нейтронного генератора могли бы стать также исследования по подбору слабо активируемых материалов для первой стенки и элементов конструкции blankets.

По нашему мнению, сооружение такого генератора будет целесообразным, если капитальные затраты на его строительство не будут превышать 5 ÷ 10% затрат на строительство экспериментального термоядерного реактора (типа ИТЕР), а эксплуатационные расходы за 10—15 лет работы генератора не будут превышать капитальных затрат более чем в 2 раза. Если оценить расходы на строительство ИТЕР в 4G\$, то наши требования ограничивают стоимость строительства НГ величиной порядка 200—400 M\$. В качестве реперной примем капитальную стоимость НГ равной 250 M\$. При этом, если принять срок работы источника равным 10 годам, то эксплуатационные расходы должны быть ограничены суммой в 50 M\$/год.

Вряд ли рационально тратить на оплату электроэнергии более половины эксплуатационных расходов. Это означает, что для реперного варианта расходы на электроэнергию не должны превышать 25 M\$ в год, т. е. при нынешней стоимости электроэнергии в $4,5 \cdot 10^{-2}$ \$ за кВт·ч потребляемая мощность должна составлять не более 50 МВт. Ограничения по потребляемой мощности, очевидно, дают преимущество тем типам нейтронных генераторов, в которых «энергетическая цена» одного нейтрона минимальна. Позже мы проведем сравнение различных схем нейтронных генераторов по этому параметру, а пока заметим только, что наименьшая «энергетическая цена» нейтрона достигается в генераторах плазменного типа.

Разумеется, не менее важной характеристикой нейтронного генератора является доступность и надежность тех технологических решений, которые закладываются в его основу. В этом отношении явно проигрывают те схемы нейтронных генераторов, которые опираются на слишком экзотические, не проверенные в должной мере экспериментально концепции.

Достоинства специализированного НГ будут проявляться в наиболее полной мере, если он будет использоваться максимально возможную долю астрономического времени (мы будем ниже упот-

реблять для обозначения этой величины термин «коэффициент использования»). Допустимым, по нашему мнению, является коэффициент использования не меньший 60—70%.

В следующем разделе мы опишем предложенную несколько лет назад (см. [4, 5]) схему плазменного НГ, удовлетворяющую, по-видимому, всем вышеизложенным требованиям. В разделе 3 мы проведем сравнение технических характеристик различных элементов этого НГ (инжекторы, тритиевая система и т. д.) с характеристиками аналогичных систем, закладываемыми в проект ИТЕР. В разделе 4 будут описаны другие предложения по нейтронным генераторам плазменного типа, а в разделе 5 будут приведены параметры нейтронных генераторов ускорительного типа. Наконец, в разделе 6 будут подведены некоторые итоги.

Определение наиболее перспективной схемы нейтронного генератора—трудная задача. Трудность ее связана с тем, что она включает в себя очень широкий спектр физических, технологических и экономических вопросов. Авторы статьи отнюдь не являются экспертами во всех этих вопросах и поэтому не исключают наличия в статье неточностей. Статью следует рассматривать, скорее, как ставящую проблему, чем как дающую окончательные ответы. Авторы были бы благодарны читателям за указание на допущенные неточности.

2. НЕЙТРОННЫЙ ГЕНЕРАТОР НА ОСНОВЕ ГАЗОДИНАМИЧЕСКОЙ ЛОВУШКИ (ГДЛ)

Газодинамическая ловушка [6]—это простой осесимметричный пробкотрон с пробочным отношением $R \gg 1$ и с длиной L , превышающей длину свободного пробега ионов по отношению к рассеянию на угол при вершине конуса потерь ($\sim 1/\sqrt{R}$). Для использования в качестве нейтронного генератора лучше всего подходит вариант ГДЛ с двухкомпонентной плазмой: относительно плотной и холодной ($T \sim 0,5 \div 1$ кэВ) дейтериевой плазмой и малой популяцией очень быстрых (с энергией ~ 200 кэВ) тритонов, инжектируемых в виде атомов под небольшим углом к оси системы [4]. Нейтроны возникают при реакциях быстрых тритонов с ионами плотной дейтериевой плазмы (которая в этом смысле играет роль плазменной мишени). Торможение быстрых тритонов (посредством кулоновских столкновений с частицами мишенной плазмы) ведет к

передаче энергии от тритонов к мишенной плазме и обеспечивает поддержание ее энергетического баланса. Схема нейтронного генератора на основе ГДЛ приведена на рис. 1.

При невысокой температуре мишенной плазмы тритоны тормозятся на электронах намного быстрее, чем испытывают заметное угловое рассеяние на дейтонах. Соответственно, их угловое распределение мало отличается от углового распределения первичных атомов в инжектируемых пучках, которое может быть сделано очень узким. Как будет показано ниже, это позволяет добиться значительного локального усиления потока нейтронов, что представляет интерес для более быстрого накопления нужной дозы.

Дейтоны получают энергию от электронов и их температура ниже, чем у электронов. В этом случае, согласно результатам работы [7], плотности потока частиц (q) и энергии (W) в пробке определяются формулами

$$q = 0,61n \sqrt{T_e/m_D}, \quad W = 3,64n T_e \sqrt{T_e/m_D}, \quad (1)$$

где n — плотность дейтонов в центре пробкотрона, а m_D — их масса.

Если обозначить мощность инжекции в ловушку как P_{inj} , уравнение энергетического баланса записывается в виде

$$2W \frac{B_{min}}{B_{max}} \pi a^2 = P_{inj}, \quad (2)$$

где a — радиус плазмы в области однородного магнитного поля. При данной плотности плазмы уравнение (2) позволяет вычислить электронную температуру.

Состояние плазмы в нейтронном генераторе удобно описывать безразмерными параметрами

$$\beta = 8\pi n T_e / (B_{min}^{(v)})^2; \quad N = a/r_{Li}; \quad R = B_{max}/B_{min}, \quad (3)$$

где $B_{min}^{(v)}$ — вакуумное магнитное поле на однородном участке ловушки, а r_{Li} — ларморовский радиус дейтонов, рассчитанный по магнитному полю, ослабленному вследствие диамагнетизма плазмы:

$$r_{Li} = \frac{m_D c}{e B_{min}} \sqrt{\frac{\pi T_e}{2m_D}}, \quad (4)$$

$$B_{min} = B_{min}^{(v)} \sqrt{1 - \beta}. \quad (5)$$

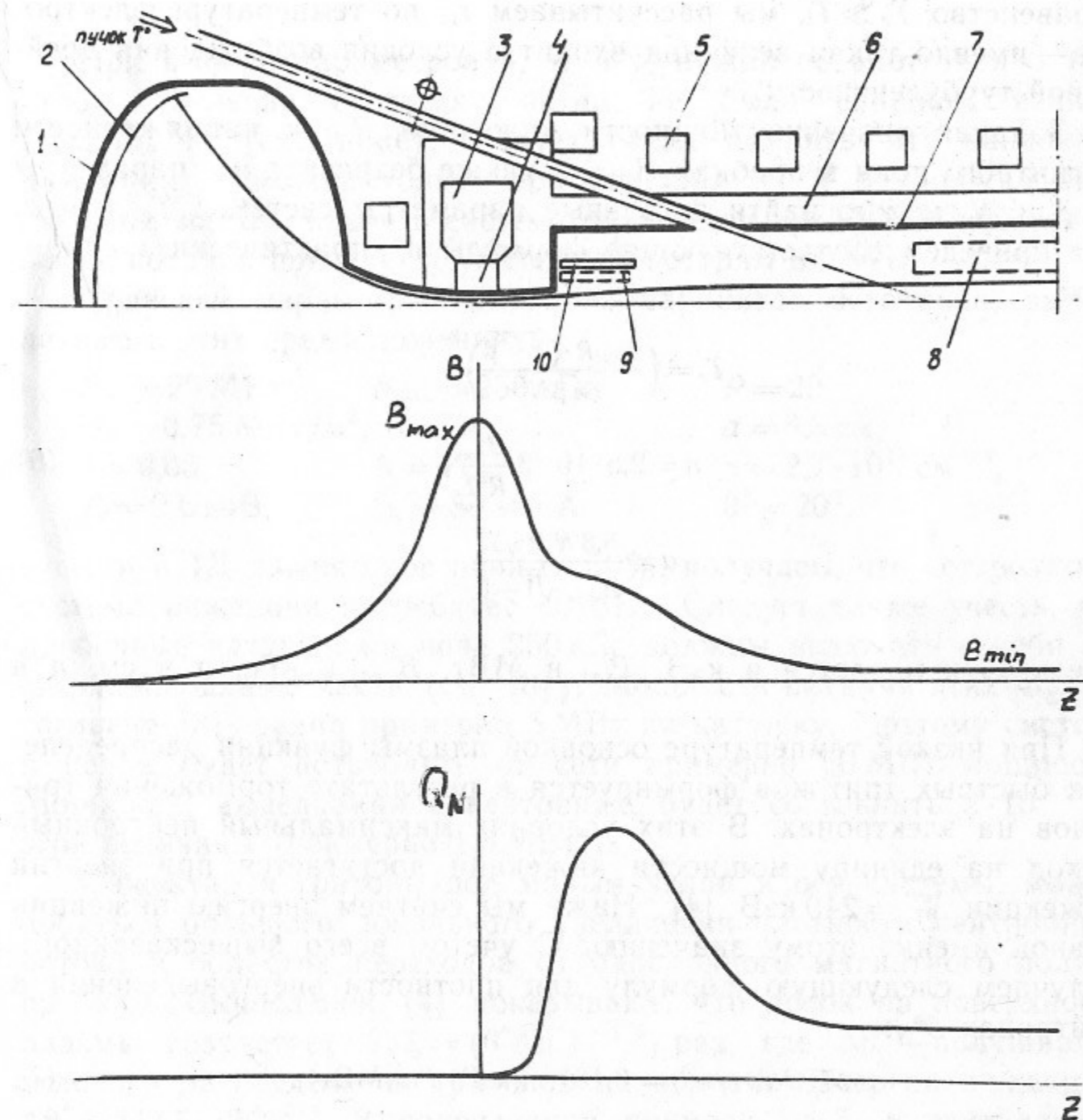


Рис. 1. Схема нейтронного генератора:

1 — вакуумная камера расширителя; 2 — поглотитель плазмы; 3 — сверхпроводящая часть пробочной катушки; 4 — «теплая» часть пробочной катушки; 5 — одна из катушек сверхпроводящего соленоида; 6 — защита; 7 — вакуумная камера пробкотрона; 8 — зона умеренного нейтронного потока; 9 — зона высокого нейтронного потока; 10 — отражатель; внизу показана зависимость магнитного поля B и плотности нейтронного потока Q_N от координаты.

Отметим, что величина B_{\min} , входящая в уравнение (2), также должна быть вычислена по формуле (5). Поскольку имеет место неравенство $T_e \gg T_i$, мы рассчитываем r_{Li} по температуре электронов — именно такая величина входит в условия возбуждения дрейфовой турбулентности.

Задавая значения мощности инжекции P_{inj} и напряженности магнитного поля в пробках B_{\max} , а также безразмерные параметры R , β и N , можно найти остальные параметры системы: T_e , n и a . Мы приведем соответствующие формулы в «практических» единицах:

$$\begin{aligned} T_e &= \left(\frac{P_{inj} R \sqrt{1-\beta}}{65 \beta N^2} \right)^{2/3}, \\ n &= 2,5 \cdot 10^{13} \beta \frac{B_{\max}^2}{R^2 T_e}, \\ a &= \frac{5,8 N R \sqrt{T_e}}{B_{\max} \sqrt{1-\beta}}. \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь T_e измеряется в кэВ, P_{inj} в МВт, B_{\max} в кГс, a в см, n в см^{-3} .

При низкой температуре основной плазмы функция распределения быстрых тритонов формируется в результате торможения тритонов на электронах. В этих условиях максимальный нейтронный выход на единицу мощности инжекции достигается при энергии инжекции $W^* = 240$ кэВ [4]. Ниже мы считаем энергию инжекции равной именно этому значению. С учетом всего вышесказанного, получаем следующую формулу для плотности энерговыделения в нейтронах \mathcal{P}_N :

$$\mathcal{P}_N (\text{МВт}/\text{м}^3) = 0,16 T_e^{3/2} (\text{кэВ}) P_{inj} (\text{МВт}). \quad (7)$$

Качество системы как нейтронного источника будем характеризовать величиной мощности в нейтронном потоке на поверхности плазмы

$$Q_N = a \mathcal{P}_N / 2. \quad (8)$$

Q_N можно выразить с помощью уравнений (6) через «внешние» параметры задачи (B_{\max} , L , P_{inj}) и безразмерные «физические» характеристики системы (β , N , R):

$$Q_N (\text{МВт}/\text{м}^2) = 3,84 \frac{P_{inj}^{5/3} B_{\max} (1-\beta)^{5/6}}{L (м) R^{4/3} N^{7/3} \beta^{2/3}}.$$

При выборе параметров β , N и R нужно позаботиться о том, чтобы давление быстрых частиц не было слишком велико, $P_{\parallel}^* < B_{\min}^2 / 4\pi$ (см. ниже); следует также помнить, что наклонная инжекция возможна только при больших R ; N не должно быть слишком малым, иначе в системе разовьется дрейфовая неустойчивость, которая приведет к усиленным потерям плазмы.

Приведем параметры одного из вариантов источника, вычисленные в этих предположениях:

$$\begin{aligned} P_{inj} &= 20 \text{ МВт}, & B_{\max} &= 250 \text{ кГс}, & R &= 20, \\ Q_N &= 0,75 \text{ МВт}/\text{м}^2, & L &= 5 \text{ м}, & a &= 6,3 \text{ см}, \\ \beta &= 0,05, & N &= 17, & n &= 2,7 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}, \\ T_e &= 0,6 \text{ кэВ}, & I_{0T} &= 80 \text{ экв.А}, & \theta^* &= 20^\circ. \end{aligned}$$

Считая КПД инжекторов равным 50%, получаем, что «от розетки» система инжекции потребляет 40 МВт. Следует также учесть, что пробочные катушки на поле 250 кГс должны включать в себя несверхпроводящие части (см. [8]). Мощность питания этих частей, согласно [8], равна примерно 5 МВт на катушку. Поэтому система в целом будет потреблять от сети примерно 50 МВт мощности. Мощность, выделяемая в нейтронах, будет составлять $3 \cdot 10^{-2}$ от этой величины (примерно 1,5 МВт).

Инжектируя тритоны под малым углом к оси системы, можно добиться большого локального увеличения плотности нейтронного потока в областях переходов от однородного магнитного поля к пробкам. Вычисления [4] показывают, что поток на поверхности плазмы возрастает в $\xi = (\theta^* \Delta \theta^*)^{-1/2}$ раз, где $\Delta \theta^*$ — полуширина углового распределения тритонов на половине энергии инжекции: $\Delta \theta^* = 11 (T_e / W^*)^{3/4}$. В приведенном примере $\xi \simeq 5$, и нейтральный поток в точках его максимума составляет примерно $3,9 \text{ МВт}/\text{м}^2$.

Так как точка остановки находится в области сильного магнитного поля (при $\theta^* = 20^\circ$ это поле примерно в 9 раз выше поля на однородном участке), то проблем с радиальным равновесием плазмы в этой области не возникает: параметр β здесь остается меньше единицы (подробнее см. ниже).

Сильная анизотропия функции распределения тритонов на участке однородного поля (где $W_{\parallel}^* \gg W_{\perp}^*$) может служить источником различных кинетических неустойчивостей. Однако многие ветви неустойчивостей будут стабилизироваться вследствие радиаль-

ной неоднородности плазмы (неоднородность приводит к нарушению условий резонансного взаимодействия волн с частицами), а те, которые не будут стабилизироваться, возможно, не приведут к катастрофическим последствиям, так как время торможения быстрых тритонов на электронах очень мало. Общая тенденция, выявленная в экспериментах на амбиполярных ловушках, состоит в том, что при наклонной инжекции устойчивость системы улучшается по сравнению со случаем 90° инжекции. В экспериментах по инжекции атомарных пучков в газодинамическую ловушку [9] не отмечалось проявления микроустойчивостей в поведении популяции быстрых плещущихся ионов.

Обсудим теперь ситуацию вблизи точки остановки, где быстрые частицы имеют питч-углы, близкие к 90° . Угловая ширина распределения здесь может быть оценена по формуле

$$\Delta\theta_{\text{ост}}^* \sim \left(\frac{\Delta\theta^*}{\theta^*}\right)^{1/3}$$

Численно $\Delta\theta_{\text{ост}}^*$ оказывается довольно большой величиной (порядка $40-50^\circ$), т. е. в области, где $B \sim B_{\text{ост}}$, анизотропия быстрых частиц умеренная ($W_{\perp}^* \sim 2W_{\parallel}^*$). Соответственно, можно рассчитывать на то, что плазма здесь также будет устойчивой относительно возбуждения микрофлуктуаций (тем более, что основные ее безразмерные параметры: β , N , T_e/W^* , ω_{pi}/ω_{ci} — близки здесь к тем, которые реализовались в устойчивых режимах на установке 2ХИВ [10], а доля стабилизирующей холодной плазмы даже выше).

Вследствие малости поперечного давления плазмы на однородном участке (где $P_{\perp}^* \sim \theta^{*2} P_{\parallel}^* \ll P_{\parallel}^*$) условия радиального равновесия не накладывают реальных ограничений на плотность быстрых частиц. Тем не менее, ее нельзя сделать сколь угодно большой, поскольку из-за анизотропии функции распределения тритонов ($P_{\parallel}^* \gg P_{\perp}^*$) в системе может развиваться «грубая» шланговая неустойчивость. Чтобы избежать ее, следует ограничить сверху значение P_{\parallel}^* (см., например, [11]):

$$P_{\parallel}^* < B_{\text{min}}^2/4\pi,$$

чем и определяется (при заданной энергии инжекции) предельная плотность быстрых тритонов (необходимость этого ограничения уже упоминалась выше).

В окрестностях точки остановки поперечное давление быстрых тритонов равно

$$P_{\perp}^* \sim \frac{P_{\parallel}^*}{\theta^{*3/2} \Delta\theta^{*1/2}}$$

и при предельном значении P_{\parallel}^* ($P_{\parallel}^* = B_{\text{min}}^2/4\pi$) составляет $B_{\text{min}}^2/4\pi\theta^{*3/2} \Delta\theta^{*1/2}$. С другой стороны, магнитное поле в точке остановки связано с B_{min} соотношением $B_{\text{ост}} \simeq B_{\text{min}}/\theta^{*2}$. Соответственно, параметр $\beta_{\text{ост}} = 8\pi P_{\perp}^*/B_{\text{ост}}^2$ удовлетворяет неравенству

$$\beta_{\text{ост}} < \frac{2\theta^{*5/2}}{\Delta\theta^{*1/2}}.$$

Полагая $\theta^* = 0,3$, $\Delta\theta^* \simeq 0,1$, находим $\beta_{\text{ост}} \lesssim 0,4$, т. е. при принятых значениях θ^* и $\Delta\theta^*$ радиальное равновесие в области максимальной плотности быстрых тритонов не нарушается.

Обсудим некоторые конструктивные особенности источника. Радиус плазмы в нем не превышает 7—8 см. Поэтому радиус вакуумной камеры можно сделать в несколько раз превышающим радиус плазмы — и все еще не очень большим. Это позволяет резко снизить нейтронную и тепловую нагрузки на первую стенку и обеспечить несменяемость стенки во все время работы источника. Так, при радиусе вакуумной камеры 75 см (меньше ее все равно вряд ли удастся сделать по условиям стыковки с инжекционными трактами и из-за необходимости организации доступа в зону испытаний) нейтронный поток в самом напряженном месте стенки не будет превышать $0,15 \text{ МВт/м}^2$.

Тот факт, что зона максимального нейтронного потока находится вне «поля зрения» инжекторов, заметно уменьшает нейтронный поток на них. Очень важным моментом является также быстрое исчезновение нейтронного потока за точками остановки плещущихся ионов. Это означает, что пробочные катушки, являющиеся наиболее сложным и дорогим элементом магнитной системы, достаточно защищать от нейтронного потока только с обращенных внутрь ловушки поверхностей (как это и показано на рис. 1), а защищать их от радиального потока не требуется (он исчезающе мал). Соответственно, внутренний диаметр несверхпроводящего вкладыша (4 на рис. 1) можно делать лишь на 2-3 см больше диаметра плазмы (не нужно оставлять места для защиты), что дает возможность довести до минимума объем, занятый сильным магнитным полем.

Из-за невысокой температуры ионов мишенной плазмы захват быстрых атомов трития через процесс перезарядки не приводит к

Таблица 1

появлению сколько-нибудь значительного потока быстрых атомов перезарядки на стенку (большая часть медленных вторичных атомов поглощается в плазме вследствие ионизации). Это снижает тепловой поток на стенку и скорость распыления материала стенки.

Формально, при данной мощности инжекции и данном поле в пробках можно, основываясь на модели плазмы, учитывающей только «классические» процессы, построить примеры источников, дающих более высокие нейтронные потоки. Но пример, приведенный в тексте, имеет то важное преимущество, что он, по-видимому, свободен от неприятностей, связанных с микронеустойчивостями. Если же в ходе модельных экспериментов выяснится, что опасность микронеустойчивостей преувеличена, то можно будет использовать соответствующие «скрытые резервы» и улучшить параметры системы.

3. СРАВНЕНИЕ ТРЕБОВАНИЙ К ПОДСИСТЕМАМ УСТАНОВОК ГДЛ И ИТЕР

Для оценки реальности создания нейтронного генератора на основе ГДЛ полезно провести сравнение его основных подсистем с аналогичными подсистемами токамака ИТЕР. Необходимые для анализа данные приведены в табл. 1. Рассмотрение начнем с тритиевого контура, пользуясь данными, приведенными в [3]. Поток трития в системе регенерации на технологической фазе работы установки ИТЕР составит $\sim 10^3$ кг/год, а расход трития (за счет выгорания) — 12 кг/год. Система регенерации трития в нейтронном генераторе на основе ГДЛ имеет в 10 раз меньшую производительность ~ 80 кг/год, а расход трития $8,2 \cdot 10^{-2}$ кг/год (т. е. в 160 раз меньше).

Система атомарной инжекции, создание которой предполагается в рамках программы ИТЕР, должна иметь мощность ~ 100 МВт при энергии дейтонов 0,45—1,6 МэВ. В нейтронном генераторе на основе ГДЛ полный вводимый в плазму ток ионов имеет величину, близкую к рассматриваемой в проекте ИТЕР, при существенно меньшей энергии тритонов: 240 кэВ. Это позволяет использовать технику инжекции, основанную на применении источников положительных ионов, тем более, что без существенного снижения нейтронного выхода энергия инжекции может быть уменьшена до

Параметры систем	ГДЛ	ИТЕР/ИНТОР [3]
Система инжекции		
Энергия атомов, МэВ	0,24 (Т)	0,45—1,6 (Д)/0,15 (Д)
Мощность, захватываемая в плазму, МВт	20	100/75
Полный КПД инжектора, %	50	40—60
Магнитная система		
Поле в основном объеме ловушки, Т	1,25	5,3/5,5
Поле в пробках, Т	25	—
Вес сверхпроводящей обмотки, т	50	1000—1200
Тритиевая система		
Поток трития, кг/год	82	840/560
Расход трития, кг/год	$8,2 \cdot 10^{-2}$	12/6,1
Полное содержание трития в установке, кг	0,2—0,3	?/3,1—4,6
Приемник плазмы		
Тепловая нагрузка, МВт/м ²	0,2	10/3,3 ^{*)}
Нейтронный поток, МВт/м ²	исчезающе мал	0,4—1,3

^{*)} Дивертор

180—200 кэВ [4]. Более привлекательным, однако, кажется использование инжекторов на базе источников отрицательных ионов. При использовании плазменных обдирочных мишеней полный КПД такого инжектора должен составлять 60—70%, что позволяет отказаться от применения систем рекуперации. Ведущиеся сейчас разработки [12] направлены на создание для установки ИТЕР инжекторного модуля с источником с объемной генерацией отрицательных ионов с током 10 А при энергии 1 МэВ. Эти или близкие к ним по параметрам модули могут быть использованы в нейтронном генераторе на основе ГДЛ при значительно меньшем ускоряющем напряжении, что, в свою очередь, должно существенно повысить их надежность.

Оценки потоков трития в системах откачки атомарных инжекторов можно провести, пользуясь данными о параметрах ионных источников, приведенными в работах [13, 14, 15]. В инжекторах

отрицательных ионов на основе поверхностно-плазменных источников газовая эффективность составляет 10—30% [13, 14]. В источниках с объемной генерацией эта величина существенно меньше — 1% [14]. Источники положительных ионов имеют газовую эффективность до 30% [15]. Приведенные данные показывают, что поток трития в вакуумной системе инжекторов более чем в 3 раза (для существующих ионных источников) превосходит поток трития в системе очистки. Поэтому при окончательном выборе схемы инжектора для нейтронного генератора помимо общего КПД необходимо также учитывать и газовую эффективность ионного источника. Во всяком случае, эти потоки циркулируют в системах вакуумной откачки инжекторов, не загружая систему очистки основного тритиевого контура установки.

В целом можно сделать вывод, что система инжекции нейтронного генератора на базе ГДЛ может быть создана на основе технологии, разрабатываемой для токамака ИТЕР, или на основе источников положительных ионов, технология которых достаточно развита в настоящее время [16].

Важным технологическим элементом плазменного нейтронного генератора являются поверхности, подвергающиеся воздействию потоков плазмы. В ИТЕРе площадь первой стенки составляет $\sim 500 \text{ м}^2$ (без учета диверторных камер). В нейтронном генераторе наибольшую площадь, экспонируемую под плазменным потоком, имеют поверхности приемников плазмы в расширителях с полной поверхностью $\sim 50 \text{ м}^2$. Существенно меньшая, чем в ИТЕРе, площадь поверхностей, обращенных к плазме, уменьшает трудности, связанные с поглощением и накоплением трития этими поверхностями. Поток мощности на поверхности приемников плазмы оценивается величиной $\sim 0,2 \text{ МВт/м}^2$. Такой уровень потоков мощности позволяет использовать более простые и дешевые системы охлаждения по сравнению с используемыми в диверторных камерах ИТЕРа, где потоки составляют 10 МВт/м^2 .

Сравнивая магнитные системы установок, следует отметить, что в аксиально-симметричном нейтронном генераторе на основе ГДЛ с полем в центральной части $\sim 1 \text{ Т}$, существенно меньше величина магнитного поля на сверхпроводящих обмотках и действующие на них усилия. Оценка объема сверхпроводника дает величину $\sim 5 \cdot 10^{-2}$ от объема сверхпроводника в проекте установки ИТЕР.

Таким образом, сравнительный анализ основных систем нейтронного генератора на основе ГДЛ и токамака ИТЕР показывает, что они могут быть созданы на базе уже существующих или

разрабатываемых в рамках проекта ИТЕР технологий и имеют существенно меньшие масштабы и стоимость.

4. ДРУГИЕ ПЛАЗМЕННЫЕ ИСТОЧНИКИ НЕЙТРОНОВ

В 1983—1988 гг. был предложен еще ряд схем нейтронных генераторов плазменного типа [17—24], общее представление о которых дает табл. 2. Все генераторы основаны на концепции открытой ловушки, что неудивительно, поскольку именно в открытых ловушках легко достигаются высокие значения β , необходимые для получения приемлемых нейтронных потоков при умеренных размерах плазмы. В проектах TDF, TASKA-M, FEF-II, ВП-85 и К-88^{*} принимается схема примерно равнокомпонентной ДТ-плазмы с относительно высокой температурой электронов. Величина T_e/T_i заметно превышает значение, полученное экспериментально в работах на открытых ловушках нынешнего поколения, что вызывает некоторые опасения в смысле возможного возрастания отрицательной роли микрофлуктуаций. Заметим, что увеличение T_e в 1,5-2 раза вызвало бы примерно пропорциональный рост нейтронного потока в рассмотренной в разделе 2 схеме генератора, но мы предпочитаем опираться на наиболее пессимистические допущения о достижимых параметрах плазмы.

Относительным недостатком проектов TDF, TASKA-M, FEF-II и К-88 следует признать также большую потребляемую от сети мощность и большой расход трития, что увеличивает эксплуатационные расходы. Очевидное достоинство всех названных проектов — большой размер зоны испытаний. Близок к ним и проект MIT-87 [22]. Проект ВП-85 (ВП — Вращающаяся Плазма) [20] основан на концепции открытой центробежной магнитной ловушки с радиальным электрическим полем.

Проект [22] (условно названный нами L-87 в знак того, что он предложен в Ливерморе в 1987 г.) ориентирован на применение холодной тритиевой мишени, в которую инжектируются дейтоны с энергией 200 кэВ (рис. 2). Длина зоны испытаний меньше, чем в генераторе на основе ГДЛ, а полная мощность нейтронов 3 МВт, т. е. сравнима с той, которая получается в ГДЛ. Некоторой проблемой здесь может быть нейтронное облучение инжекторов, кото-

^{*} Индекс К-88 применяется нами для условного названия проекта, предложенного группой И.Н. Головина из ИАЭ им. И.В. Курчатова в 1988 г. [24].

Таблица 2

	TDF	TASKA-M	ГДЛ	ВП-85	FEF-II	MIT-87	L-87	K-88
Капитальные затраты, млн. долл.	1300	405,38	250		745		200	
Текущие затраты, млн. долл.	127	166	50	550	90	150*	100*	220
Потребляемая мощность, МВт	250		50	5	120	1,8	7,9	2,5
Поток нейтронов в зоне испытаний, МВт/м ²	1,4	0,7—1,3	3,9	0,6	2	0,25	0,06	0,3
Размеры испытательной зоны, м	0,25	4	0,06	1	0,16	3	0,1	3
Радиус	8	10—50	70		50	30—50		
Длина	30							
Коэффициент использования, %	1,085	0,243	0,2—0,3		0,15		0,12	
Полное содержание трития в системе, кг	$6 \cdot 10^{14}$	$3,3 \cdot 10^{14}$	$3,7 \cdot 10^{14}$	$1,5 \cdot 10^{14}$	$4 \cdot 10^{14}$	$6,7 \cdot 10^{14}$	$1,3 \cdot 10^{15} / 3,9 \cdot 10^{14}$	$2,4 \cdot 10^{14}$
Плотность плазмы, см ⁻³		14	0,52	5	3	2	0,19	
Температура электронов, кэВ	2,1	84	240 (Т)	60 (Д)/90 (Т)	20	74	63	150
Средняя энергии ионов, кэВ	37				80	150 (Т)	200 (Д)	47
Энергия инжекции, кэВ	80 (Д/Т)	90 (Д/Т)	20		80	20 (Д)		98
Мощность, захватываемая в плазму, МВт	56	21	20		8	65	47	45
Угол инжекции, град	65	45	20			90 (R=2)	90	

Примечание: Параметры, отмеченные (*), представляют собой оценки авторов статьи.

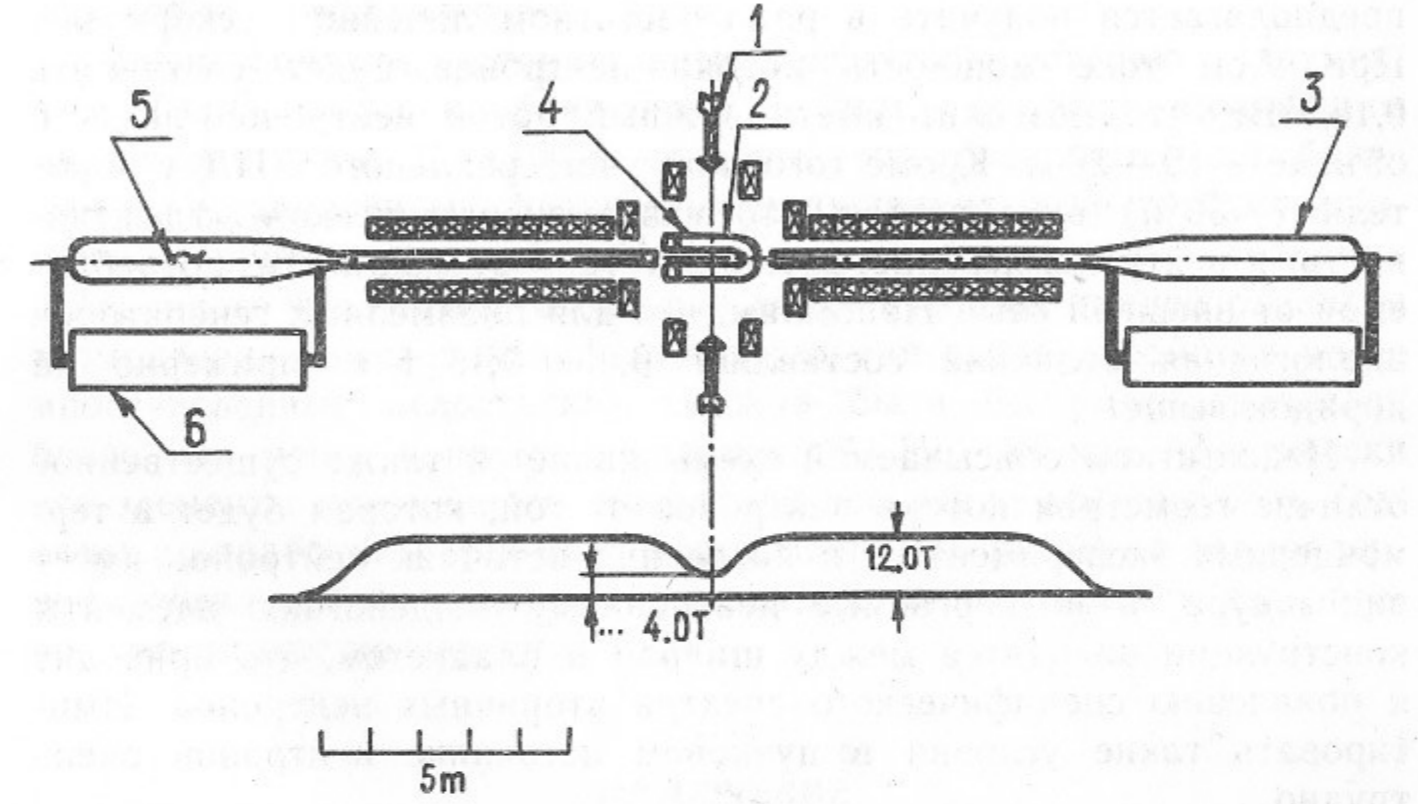


Рис. 2. Схема плазменного генератора нейтронов L-87 [22]:

1 — атомарные пучки; 2 — квадрупольный пробкотрон; 3 — торцевой бак с водяным охлаждением; 4 — зона размещения образцов; 5 — место ввода трития; 6 — система очистки трития.

имеет важное достоинство: в него заложены такие параметры мишенной плазмы, которые уже были достигнуты ранее в экспериментах на установке 2ХИВ: $T_e \approx 200$ эВ, $\beta = 0,6$. Это увеличивает уверенность в реальности проекта.

5. СРАВНЕНИЕ ПЛАЗМЕННЫХ И УСКОРИТЕЛЬНЫХ ИСТОЧНИКОВ

Нейтроны с энергией в диапазоне 14 МэВ можно получать не только в ДТ-реакциях, но и путем воздействия пучков дейтронов на литиевую (бериллиевую) мишень или пучков протонов на мишень из тяжелых элементов (уран, свинец).

В первом случае энергия дейтронов должна составлять примерно 35 МэВ, чтобы средняя энергия нейтронов (возникающих в реакции обдирки ${}^7\text{Li}(d, n){}^8\text{Be}$) равнялась 14 МэВ. Угловая расходимость пучка нейтронов составляет примерно 40° , на один дейтон

рождается $\sim (2-3) \cdot 10^{-2}$ нейтрона. Соответствующий проект разрабатывается совместно Лос-Аламосской лабораторией и компанией Вестингауз—Хэнфорд [25]. Пучок дейтонов с током $\sim 0,5$ А предполагается получать в радиочастотном линейном ускорителе. При этом токе мощность потока нейтронов будет составлять 0,15 МВт, что позволит иметь нужный поток нейтронов лишь в объеме $\sim 10-20$ л. Кроме того, при учете реального КПД ускорителя ($\sim 30\%$) оказывается, что низка энергетическая эффективность: в нейтроны передается лишь $5 \cdot 10^{-3}$ от мощности, потребляемой от внешней сети. Напомним, что для плазменных генераторов аналогичная величина составляет 0,03—0,1, т. е. примерно на порядок выше.

Недостатком описываемой схемы является также существенное отличие геометрии потока нейтронов от той, которая будет в термоядерных экспериментах: в последних источник нейтронов имеет вид шнура, а подвергаемые нейтронному воздействию элементы конструкции находятся между шнуром и бланкетом, что приводит к появлению специфического спектра вторичных нейтронов. Имитировать такие условия в пучковом источнике нейтронов очень трудно.

Еще один тип ускорительного генератора нейтронов [26] основан на использовании реакций скалывания $U(p, n)$ или $Pb(p, n)$. Энергия пучка протонов лежит в области 600—800 МэВ. Спектр нейтронов очень широкий, со средней энергией $\sim 0,3$ МэВ. При этом в области 10—15 МэВ лежит всего лишь несколько процентов всех нейтронов. Энергетическая эффективность (если учитывать только «термоядерные» нейтроны с энергией 10—15 МэВ) несколько меньше, чем у источника на основе реакций обдирки. Справедливы те же, что и в предыдущем случае, замечания относительно геометрии пучка. Достоинство источника на реакции скалывания—большой поток нейтронов умеренных и низких энергий, что дает возможность использовать этот источник в качестве многоцелевой установки, ориентированной не только на исследования в интересах УТС, но и на работы по физике твердого тела, нейтронной физике и др. В наиболее полном виде эти возможности источника на реакциях скалывания учтены в недавно предложенном проекте EURAC [27]. Впрочем, плазменный источник с подходящим отражателем тоже дает довольно много нейтронов умеренной и низкой энергии.

Заметным недостатком ускорительных генераторов является наличие в них примеси нейтронов с энергией, в 1,5-2 раза превы-

шающей энергию термоядерных нейтронов. Это обстоятельство может повлиять на исследования по трансмутации элементов и привести к ошибочным выводам при перенесении результатов на условия термоядерного реактора.

Таким образом, ускорительные генераторы уступают плазменным (или только приближаются к ним) по всем важнейшим характеристикам. С другой стороны, они базируются на более твердо установленных физических допущениях и не требуют применения тритиевых систем. Поэтому, если бы вопрос о создании нейтронного генератора стоял вне связи с общей линией развития термоядерных исследований, ускорительная схема (несмотря на ее многочисленные недостатки) должна была бы рассматриваться более или менее наравне с плазменной. Но так как практически все элементы плазменного генератора все равно должны быть созданы и отработаны в рамках «естественного» развития термоядерной программы, изначальные преимущества плазменных генераторов выступают на передний план.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, плазменные нейтронные генераторы на основе открытых ловушек имеют заметные преимущества по сравнению с генераторами ускорительного типа—как по энергетической эффективности, так и по более близкой имитации геометрии нейтронного потока. Ряд схем плазменных генераторов (в первую очередь ГДЛ и L-87) основаны на очень пессимистических допущениях о достижимых параметрах плазмы, что, с одной стороны, придает надежность этим схемам, а с другой, указывает на содержащиеся в них резервы развития.

Обсудим еще вопрос о возможности применения в качестве нейтронных источников других термоядерных установок ближайшего двадцатилетия, оценивая их с точки зрения возможности накопления на них флюенса 10 МВт·лет/ m^2 . Ныне существующие установки, даже те, в которых будет использоваться ДТ-плазма (TFTR, JET, T-14), в силу импульсного характера работы и малости планируемого числа импульсов не позволят приблизиться к такому флюенсу даже по порядку величины. То же относится к установке с зажиганием СИТ. Только установки класса ИТЕР могут, в принципе, позволить набрать флюенс, превышающий

1 МВт·год/м². Рассмотрим поэтому подробнее сроки выполнения этой задачи на установке ИТЕР (опираясь на материалы рабочей группы ИТЕР [3]).

Сооружение ИТЕР, по самым оптимистическим оценкам, не может быть завершено ранее 1997 года. Согласно материалам [3], работа с тритием на установке начнется через 3 года после запуска, причем в режиме с низким коэффициентом использования. Относительно высокий коэффициент использования ($\sim 0,1$) будет реализован в «технологической фазе» программы ИТЕР, которая начнется через 9—10 лет после ввода установки в строй. В таких условиях максимум, на что можно рассчитывать, — это накопление флюенса ~ 3 МВт·лет/м² к 2020 году. Маловероятно, чтобы другие установки типа «токамак» опередили ИТЕР в этом отношении. Тем более не могут конкурировать с ним импульсные установки.

Специализированный нейтронный генератор плазменного типа может быть сооружен одновременно с ИТЕРом. Возможно, строительство генератора будет целесообразно вести в два этапа. На первом этапе построить магнитовакуумную систему и систему инжекции и провести эксперименты с водородной или водород-дейтериевой плазмой, которые позволят подобрать наилучший режим работы генератора и наладить его без появления проблем, связанных с высокой активацией. Биологическая защита, тритиевая система и система дистанционной сборки-разборки на первом этапе не потребуются. На втором этапе установка будет дополнена этими системами и переведена в режим работы нейтронного генератора. Такой двухэтапный подход позволит с самого момента перехода в режим нейтронного генератора вести работу с высоким коэффициентом использования с сокращением до минимума стадии оптимизационных экспериментов с плазмой (которые будут выполнены на 1-м этапе).

При начале экспериментов в 1997 г., довольно скромной нейтронной нагрузке 1,5 МВт/м² и коэффициенте использования 0,7 флюенс в 10 МВт·лет/м² будет накоплен ранее 2010 года, что позволит учесть результаты нейтронных испытаний материалов и элементов конструкции на этапе перехода от ИТЕРа к коммерческим термоядерным реакторам.

Разумеется, после появления коммерческих термоядерных реакторов нейтронные испытания новых материалов можно будет проводить прямо в этих реакторах. Но нам представляется, что и на этом этапе относительно недорогой специализированный нейтронный генератор будет все равно полезен как для ведения поисковых

исследований на университетском уровне, так и для выполнения экспериментов по воздействию переменных нейтронных нагрузок (которые будет трудно реализовать в коммерческом реакторе).

Возможно, следует изучить вопрос о сооружении плазменного нейтронного генератора на площадке ИТЕР. Такое решение имеет большие достоинства, связанные как с существенным удешевлением строительства генератора, обусловленным возможностью использования всей инфраструктуры площадки (энергетика, тритиевая система, горячие камеры и т. п.), так и с положительным обратным влиянием генератора на развитие ИТЕР, связанным с возможностью более раннего испытания ряда важных систем (тритиевой системы, системы дистанционной сборки-разборки и др.) и получения реального опыта работы с ними.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ullmair H., Behrisch R. and Barschall H.H. Nucl. Instr. and Meth., 1977, v.145, p.1.
2. Davis I.C. IEEE Trans. Nucl. Sci., 1979, v.NS-26, N 1, p.1240.
3. ITER concept definition, October 1988, INTOR, Phase TWOA, Part III, v. 2, IAEA, Vienna, 1988.
4. Мирнов В.В., Нагорный В.П., Рютов Д.Д. Препринт ИЯФ СО АН СССР 84-40. Новосибирск, 1984.
5. Kotelnikov I.A., Mirnov V.V., Nagornyj V.P., Ryutov D.D. Proc. X IAEA Conf. on Plasma Phys. and Controlled Nucl. Fusion Res., 1985, v.2, p.309.
6. Мирнов В.В., Рютов Д.Д. Письма в ЖТФ, 1979, т.5, с.678.
7. Мирнов В.В., Рютов Д.Д. В сб.: Итоги науки и техники, сер. Физика плазмы/Под ред. В.Д. Шафранова. — М.: ВИНТИ, 1988, т.8, с.77.
8. Черемных П.А. и др. ПТЭ, 1976, № 5, с.226.
9. Bagryanskii P.A., Ivanov A.A., Klyosov V.V., Kozminykh Yu.L., Krasnikov Yu.I., Krzhizhanovski E.R., Rogozin A.I., Roslyakov G.V., Tsidulko Yu.A. XII Int. Conf. on Plasma Phys. and Controlled Nucl. Fus. Res. IAEA-CN-50/C-3-2, Nice, France, 1988.
10. Coengen F.H., Simonen T.C. In: Physics of Plasma Close to Termonuclear Conditions (Proc. of the International School of Plasma Physics, Varenna, 2980), Bruxelles, CEC, 1980, v.2, p.659.
11. Волков Т.Ф. В сб.: Вопросы теории плазмы/Под ред. М.А. Леонтовича. — М.: Атомиздат, 1964, т.4, с.3.
12. Holmes A.J.T., Green T.S., Lea L.M., Gray I. and Inman M. Proc. XII IAEA Conf. on Plasma Phys. and Controlled Nucl. Fusion Res., IAEA-CN-50/G-2-5, Nice, France, 2089.
13. Belchenko Yu. I., Dimov G.I., Dudnikov V.G. and Kupriyanov A.S. Revue Phys. Appl., 1988, v.23, p.1847.
14. Prelec K. Linear. Accel., 1986, p.237.
15. Давыденко В.И., Морозов И.И., Росляков Г.В., Савкин В.Я. ПТЭ, 1986, № 6, с.39.

16. Kugel H.W., Gammel G.M., Grisham L.R. et al. PPPL-2533, UC-420, 422, Princeton, 1988.
17. Tandem A Mirror Technology Demonstration Facility, Lawrence Livermore Lab., UCID-19328, 1983.
18. TASKA-M, A Low Cost, Near Term Tandem Mirror Device for Fusion Technology Testing, Kernforschungszentrum Karlsruhe, Report KfK 3680, 1984.
19. Arendt F., Böhme et al. Kernforschungszentrum Karlsruhe, Report KfK 3919, FPA-84-7, 1985.
20. Васильев Н.Н., Лукаш В.Э., Бехтенов А.А., Волосов В.И., Мишагин В.В., Шрайнер К.К. ВАНТ, сер. Термоядерный синтез, 1985, вып.2, с.41.
21. Kawabe T., Hirayama S. et al. Fusion Technology, 1986, 1.
22. Coensgen F.H., Casper T.A., Correll D.L., Damm C.C., Futch A.H., Logan B.G., Molvik A.W. and Bulmer R.H. Rep. UCRL-97280, Rev.1, Lawrence Livermore National Laboratory, 1987.
23. Kesner J., Horne S.F. and Pastukhov V.P. Plasma Fus. Cen. MIT, PFC/JA-87-7, 1987.
24. Головин И.Н., Жильцов В.А., Панов Д.А., Сковорода А.А., Шаталов П.Е., Щербаков А.Г. ВАНТ, сер. Термоядерный синтез, 1988, вып.3, с.3.
25. Lawrence G., Mann F., In: Proc. of VII Conf. Amer. Nucl. Soc., C3, Salt Lake City, October, 1988.
26. Carpenter J.H. Nucl. Instr. and Meth., 1977, v.145, p.91.
27. Kley W., Bishop G.R., Sinha A., Perlado J.M. EURAC: a concept for a European Accelerator Neutron Source; paper presented for IFMIF Workshop, San Diego, USA, 1989.

А.А. Иванов, Д.Д. Рютов

**О плазменных нейтронных генераторах
для испытаний материалов**

Ответственный за выпуск С.Г.Попов

Работа поступила 15 мая 1989 г.
Подписано в печать 5.06.1989 г. МН 10246
Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 1,8 печ.л., 1,5 уч.-изд.л.
Тираж 250 экз. Бесплатно. Заказ № 80

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