

УДК 621.039.5, 621.039.6

## ИССЛЕДОВАНИЕ СТЕЛЛАТОРНО-ПРОБКОТРОННОГО ЯДЕРНО-ТЕРМОЯДЕРНОГО ГИБРИДА

*В.Е. Моисеенко<sup>1</sup>, В.Г. Котенко<sup>1</sup>, С.В. Черницкий<sup>1</sup>, О. Агрэн<sup>2</sup>, К. Ноак<sup>2</sup>, Г.Г. Лесняков<sup>1</sup>, А.Н. Шаповал<sup>1</sup>,  
Ю.С. Стадник, А.П. Ковтун<sup>1</sup>, А. Хагнестол<sup>2</sup>, В.С. Войценья<sup>1</sup>, И.Е. Гаркуша<sup>1</sup>*

<sup>1</sup> *Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт», Харьков, Украина*

<sup>2</sup> *Университет г. Упсала, Упсала, Швеция*

В описанном в работе [1] термоядерном гибриде нейтроны генерируются в дейтериево-тритиевой плазме, удерживаемой в системе стеллараторного типа. Малая добавка горячих ионов трития в плазму создаётся с помощью высокочастотного нагрева или инжекции пучка быстрых атомов и удерживается внутри встроенного в стелларатор пробкотрона. Локализация горячих плещущихся ионов и зоны генерации нейтронов позволяет поместить зону генерации нейтронов внутрь ядерного реактора. Для этой гибридной системы были выполнены расчёты баланса энергии. Проведено численное моделирование инжекции пучка быстрых атомов для упомянутой гибридной схемы. С помощью кода MCNPX проведены нейтронные расчёты. Численные расчёты выполнены также для структуры магнитного поля, создаваемого магнитной системой комбинированного стеллараторно-пробкотронного устройства. Существование замкнутых магнитных поверхностей для такой гибридной системы подтверждено модельным экспериментом на установке Ураган-2М.

**Ключевые слова:** ядерно-термоядерный гибрид, высокочастотный нагрев, стелларатор.

## RESEARCH ON STELLARATOR-MIRROR FISSION-FUSION HYBRID

*V.E. Moiseenko<sup>1</sup>, V.G. Kotenko<sup>1</sup>, S.V. Chernitskiy<sup>1</sup>, O. Ågren<sup>2</sup>, K. Noack<sup>2</sup>, G.G. Lesnyakov<sup>1</sup>, A.N. Shapoval<sup>1</sup>,  
Yu.S. Stadnik<sup>1</sup>, A.P. Kovtun<sup>1</sup>, A. Haggestål<sup>2</sup>, V.S. Voitsenya<sup>1</sup>, I.E. Garkusha<sup>1</sup>*

<sup>1</sup> *National Science Center "Kharkov Institute of Physics and Technology", Kharkov, Ukraine*

<sup>2</sup> *Uppsala University, Sweden*

In the fission-fusion hybrid described in Ref. [1] neutrons are generated in deuterium-tritium plasma confined magnetically in a stellarator-type system. The hot minority tritium ions are formed locally at an embedded into the stellarator magnetic mirror with lower magnetic field by radio-frequency heating or neutral beam injection (NBI). The localization of the hot sloshing ions and the neutron generating zone to the mirror part allows one to surround the neutron generating zone by a local fission blanket. Energy balance calculations for such a system are performed. NBI is studied numerically for the above-mentioned hybrid scheme. Neutron calculations have been made with the MCNPX code. Numerical simulations have also been carried out on the structure of a magnetic field created by the magnetic system of a combined plasma trap. Existence of a closed magnetic surface configuration for the stellarator-mirror system is checked in a model experiment at Uragan-2M device.

**Key words:** fission-fusion hybrid, radio-frequency heating, stellarator.

## ВВЕДЕНИЕ

Проблема отработанного ядерного топлива в настоящее время решается путем его геологического захоронения. Срок хранения, исчисляемый несколькими сотнями тысяч лет, определяется снижением его радиоактивности до приемлемого уровня. Столь длительный срок его хранения определяется спонтанным делением трансураниевых изотопов [2]. Продукты деления — остальная часть элементного состава отработанного ядерного топлива, дающая вклад в радиоактивность, — распадаются за несколько сотен лет. Выделение и сжигание трансураниевых элементов даст возможность не только радикально сократить срок хранения отходов ядерной энергетики, но и по истечении срока хранения получить доступ к осколкам деления, которые представляют собой немалую ценность [3]. Кроме того, появится возможность использовать <sup>238</sup>U, который составляет основную часть отработанного ядерного топлива.

Сжигание трансураниевых возможно в реакторе на быстрых нейтронах. Однако в критических реакторах они могут быть лишь добавкой к топливу, поскольку имеют мало запаздывающих нейтронов [4]. Масштабное сжигание трансураниевых осуществимо в подкритических реакторах, где недостающие нейтроны поставляются внешним нейтронным источником. Подкритические реакторы более управляемы, чем критические, и это определяет их повышенную безопасность. Имеется ряд предложений по использованию плазменных термоядерных нейтронных источников в подкритическом реакторе [5—7]. Наиболее проработано предложение с использованием токамака [7]. Это предложение имеет недостатки, которые затрудняют его практическую реализацию. Главный из них — необходимость размещать практически все системы, обеспечивающие работу токамака (системы нагрева плазмы, генерации магнитного по-

ля, дивертор, системы напуска газа и инъекции крупинки топлива, основное диагностическое оборудование и др.), в активной зоне ядерного реактора, где нейтронные потоки очень велики. Другой, не менее важный недостаток связан с тем, что проблема генерации стационарного тока в токамаке не решена в практическом смысле до сих пор. Импульсная работа с паузами в десятки секунд порождает существенные технические проблемы, связанные с термокачкой, и не совсем подходит для генерации электроэнергии в системе электроснабжения.

В работе [1] в качестве нейтронного источника предложено использовать гибридную плазменную систему на основе стелларатора и открытой ловушки. Такая система имеет принципиальную возможность длительной стационарной работы. Генерация нейтронов в ней локализована в той части, где расположена открытая ловушка. Это даёт возможность разместить устройства, обеспечивающие плазменный разряд и генерацию термоядерных нейтронов в стеллараторной части установки, где нейтронные потоки невелики. В настоящей статье изложены основные результаты по исследованию стеллараторно-пробкотронного гибрида.

В статье описаны основные узлы и представлена компоновка термоядерного гибрида; на основе анализа баланса энергии в плазме сделаны оценки размеров установки; рассмотрен ключевой вопрос для комбинации стелларатора и открытой ловушки, являющийся основным для существования магнитных поверхностей и частью более общей проблемы воздействия сильного локального возмущения на магнитную конфигурацию стелларатора; представлены теоретические и экспериментальные исследования воздействия одиночного гофра тороидального магнитного поля на магнитную конфигурацию стелларатора; обсуждены результаты кинетического моделирования поведения горячих ионов, образующихся в плазме в результате инъекции быстрых атомов, и результаты расчёта интенсивности генерации термоядерных нейтронов; описана конструкция реакторной части установки и приведены результаты расчётов нейтронных полей; в Заключение просуммированы полученные результаты и обрисованы планы дальнейших исследований.

## СТЕЛЛАТОРНО-ПРОБКОТРОННЫЙ ТЕРМОЯДЕРНЫЙ ГИБРИД

В описанном в работе [1] стеллараторно-пробкотронном ядерно-термоядерном гибриде нейтроны генерируются в дейтериево-тритиевой плазме, удерживаемой в системе стеллараторного типа. Стелларатор обеспечивает стационарную работу устройства (в течение года или больше) и сравнительно хорошо удерживает теплую фоновую максвелловскую плазму. Малая добавка горячих ионов трития в плазме создаётся с помощью ВЧ-нагрева или инъекции пучка быстрых атомов. Так как высокоэнергетичные ионы плохо удерживаются в стеллараторах, в работе [1] предлагается встроить в стелларатор открытую ловушку небольшой длины ( $L \sim R$ , где  $L$  — длина ловушки и  $R$  — большой радиус стелларатора) с пониженным магнитным полем и малым пробочным отношением  $\Pi < 2$ . Она расположена в верхней части стелларатора (рис. 1). При нагреве пучком быстрых атомов представляет интерес схема с инъекцией в области торца открытой ловушки. Инъекция пучка быстрых атомов осуществляется по нормали к магнитному полю в непосредственной близости от края реакторной части (см. рис. 1).

Созданная с помощью инъекции быстрых атомов популяция горячих ионов имеет преимущественно поперечную кинетическую энергию. Из-за эффекта захвата неоднородным магнитным полем горячие ионы локализованы в пробкотронной части устройства. Такая локали-

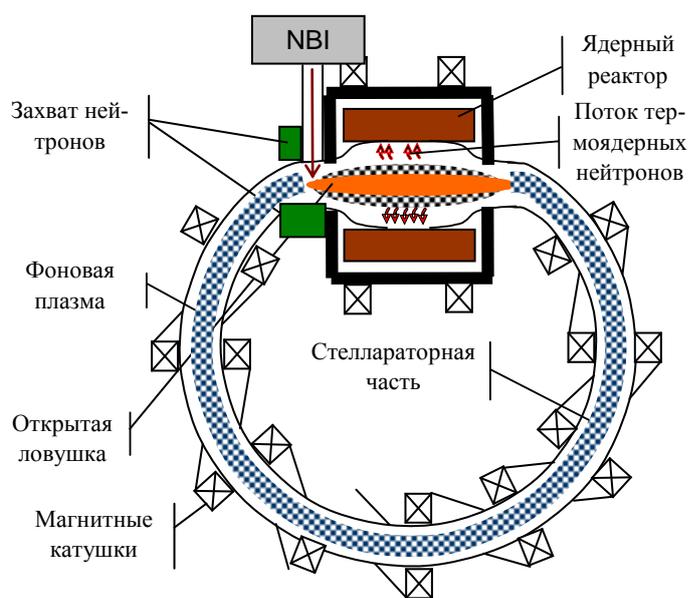


Рис. 1. Схема стеллараторно-пробкотронного ядерно-термоядерного гибрида

зация горячих плещущихся ионов и зоны генерации нейтронов позволяет поместить зону генерации нейтронов внутрь ядерного реактора (см. рис. 1), который охватывает центральную часть открытой ловушки, и разместить все плазменные диагностики и устройства для поддержания разряда вне ядерного реактора, где поток нейтронов невелик.

Ядерный реактор можно рассматривать, как усилитель мощности входящего в него потока термоядерных нейтронов [8]. Существенный вклад в усиление мощности вносит высокая энергия осколков деления (~200 МэВ). Коэффициент усиления мощности  $C_{pa}$  увеличивается вместе со степенью критичности реактора  $C_{pa} \propto (1 - k_{эф})^{-1}$ , где  $k_{эф}$  — эффективный коэффициент размножения нейтронов (отношение интегральной скорости производства нейтронов к интегральной скорости их поглощения). Характерный диапазон значений коэффициента усиления мощности  $C_{pa} = 20—200$  определяет необходимый для термоядерного нейтронного источника коэффициент  $Q$  (отношение мощности термоядерного синтеза к мощности, введённой в плазму). Его необходимые значения лежат в диапазоне  $Q = 0,1—2$ . Именно такие значения коэффициента  $Q$  легче достигаются в схеме с горячим и холодным ионными компонентами. В случае малой добавки горячих ионов

$$Q \approx \frac{\langle \sigma v \rangle_{fus} E_{fus}}{\langle \sigma v \rangle_{el} E_{hi}}, \quad (1)$$

где  $\langle \sigma v \rangle_{el}$  — суммарный скоростной коэффициент столкновений горячих ионов с частицами плазмы;  $E_{hi}$  — энергия горячих ионов;  $\langle \sigma v \rangle_{fus}$  — скоростной коэффициент реакции синтеза;  $E_{fus} = 17,6$  МэВ — энергия, выделяемая в реакции синтеза. Обычно энергия горячих ионов значительно превышает температуру электронов  $E_{hi} \gg (m_{hi}/m_e)^{1/3} T_e$  (здесь  $m$  — масса частицы). В этом случае доминирует торможение горячих ионов на электронах плазмы,  $\langle \sigma v \rangle_{el} \propto T_e^{-3/2}$  и не зависит от энергии горячих ионов. Отношение  $\langle \sigma v \rangle_{fus}/E_{hi}$ , будучи функцией энергии ионов, имеет максимум, который в случае бимаксвелловских ионов трития с малой продольной температурой реализуется при  $E_{hi} = T_{\perp hi} = 84$  кэВ. В условиях этого максимума

$$Q \approx 6,1 \cdot 10^{-6} T_e^{3/2} \text{ (эВ)}. \quad (2)$$

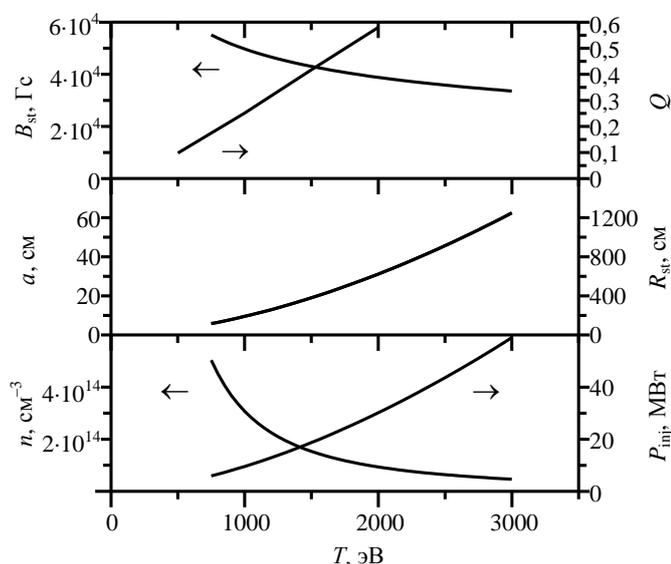


Рис. 2. Зависимость плотности плазмы, мощности инжекции, малого и большого радиусов плазмы, удерживающего магнитного поля в стеллараторной части и  $Q$  от температуры фоновой плазмы

Значение  $Q = 0,1$  реализуется при  $T_e = 650$  эВ. Такая температура намного ниже той, которая достигается в современных экспериментах.

Для этой гибридной системы были выполнены нульмерные расчёты баланса энергии с использованием стеллараторного скейлинга ISS04. Некоторые из полученных результатов представлены на рис. 2. В расчётах мы предполагали, что бета фоновой плазмы  $\beta_{st} = 0,01$ , бета горячих ионов в ловушке  $\beta_{mir} = 0,15$ , аспектовое отношение стелларатора  $A = 20$ , магнитное поле  $B_0 \sim 2—5,5$  Тл. Для установки реакторных масштабов размеры плазменной части довольно компактны и сравнимы с существующими термоядерными устройствами. Демонстрационная экспериментальная установка может быть небольшой, при этом она может давать положительный выход энергии.

### ВЛИЯНИЕ ЛОКАЛЬНОГО ВОЗМУЩЕНИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА МАГНИТНУЮ КОНФИГУРАЦИЮ СТЕЛЛАТОРА

Вначале было проведено численное изучение структуры магнитного поля, создаваемого идеализированной (тонкие токнесущие элементы) магнитной системой комбинированной плазменной ловушки для стеллараторно-пробкотронного ядерно-термоядерного гибрида [9]. В состав её комбинированной магнитной сис-

темы (рис. 3) входят магнитная система стеллараторного типа и магнитная система типа пробкотрон. В качестве магнитной системы стеллараторного типа расчётная модель содержит магнитную систему 2-заходного торсатрона с катушками дополнительного тороидального магнитного поля и расщеплёнными винтовыми обмотками. Элемент магнитной системы пробкотрона рассматривался в виде одиночного (гофрирующего) витка с током, который охватывает область существования замкнутых магнитных поверхностей торсатрона.

Расчётами показано существование обширной области значений величины дополнительного магнитного поля и магнитного поля витка, где возможна принципиальная реализация конфигурации замкнутых магнитных поверхностей. Обнаружены некоторые характерные особенности реализующихся конфигураций магнитных поверхностей. При фиксированной величине дополнительного тороидального магнитного поля в результате наложения магнитного поля витка встречного направления относительно направления ведущего магнитного поля торсатрона (выпуклый гофр) область существования магнитных поверхностей постепенно уменьшается, что сопровождается развитием островных структур (рис. 4, б). При этом существенным образом изменяется величина пробочного отношения на магнитных поверхностях вблизи магнитной оси. Явления критического характера вплоть до полного разрушения и исчезновения области возникают при наложении встречного магнитного поля величиной больше половины от величины ведущего магнитного поля.

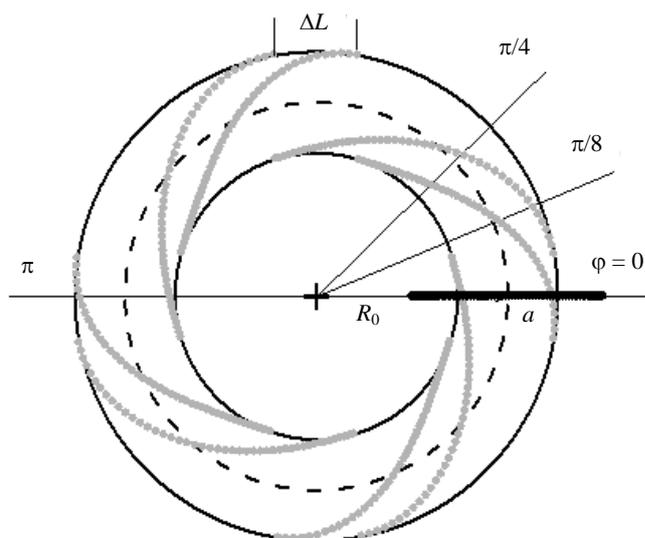


Рис. 3. Вид сверху на винтовые обмотки расчётной модели:  $\Delta L$  — расстояние между расщеплёнными частями винтовой обмотки. Указаны тороидальные азимуты характерных полоидальных сечений (рис. 4), сечение  $\varphi = 0$  содержит гофрирующий виток. Катушки дополнительного тороидального магнитного поля не показаны

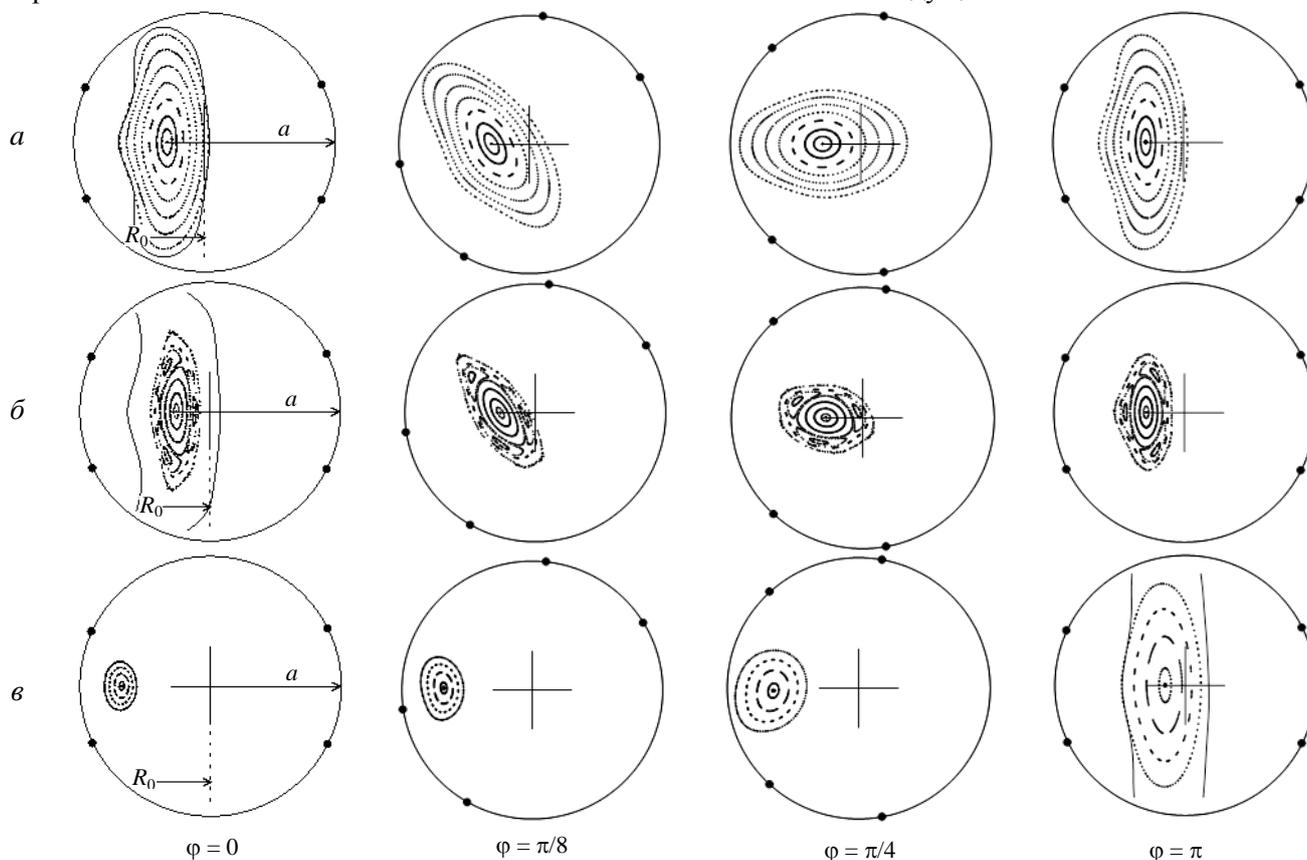


Рис. 4. Характерные полоидальные сечения (см. рис. 3): а — при исходной конфигурации магнитных поверхностей; б — при наложении встречного магнитного поля гофрирующего витка (выпуклый гофр); в — при наложении согласного магнитного поля гофрирующего витка (вогнутый гофр)

Подобного ограничения на магнитное поле гофрирующего витка согласного направления (вогнутый гофр) не существует. Рост его величины примерно на порядок по сравнению с величиной ведущего магнитного поля приводит к монотонному сжатию и глубокому смещению внутрь тора области существования замкнутых магнитных поверхностей в месте расположения (тороидальный азимут  $\varphi = 0$ ) гофрирующего витка (см. рис. 4, в). На азимуте  $\varphi = \pi$  величина сечения и форма конфигурации магнитных поверхностей по сравнению с исходными остаются почти неизменными.

При фиксированных величине и направлении магнитного поля гофрирующего витка увеличение дополнительного тороидального магнитного поля приводит к постепенному восстановлению размеров исходной конфигурации магнитных поверхностей (рис. 5).

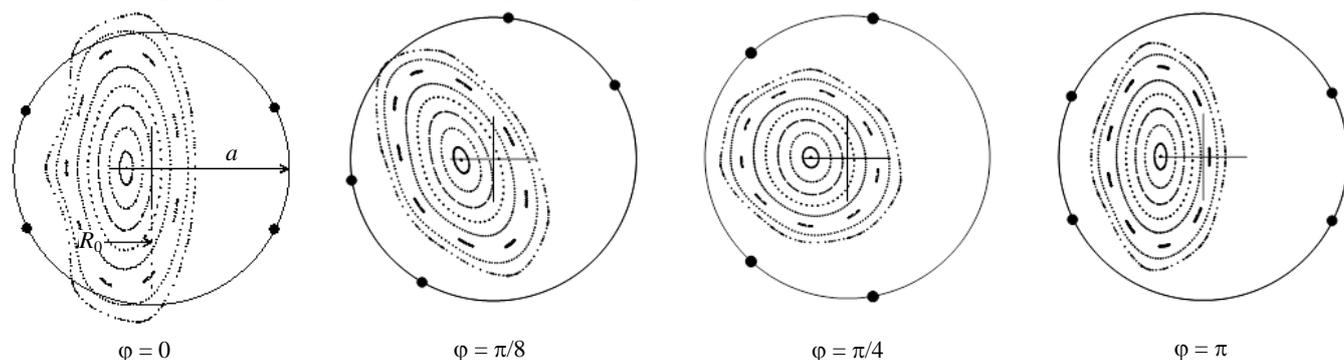


Рис. 5. Характерные полоидальные сечения магнитных поверхностей (см. рис. 3) при увеличенном значении дополнительного тороидального магнитного поля при наложении встречного магнитного поля гофрирующего витка (выпуклый гофр)

Полученные результаты относятся к идеализированной модели комбинированной магнитной системы.

Следующий этап исследований был посвящён созданию расчётной модели комбинированной магнитной системы на основе магнитной системы торсатрона Ураган-2М (У-2М) с учётом реальных размеров винтовых обмоток и обмотки катушек дополнительного тороидального магнитного поля. С целью достаточно необременительной с инженерно-технической точки зрения практической реализации комбинированной магнитной системы на основе торсатрона У-2М элемент ячейки типа пробкотрон предложено создать путём отключения одной из этих катушек.

При моделировании винтовой обмотки торсатрона в расчёте учтены:

- полное количество витков проводника в винтовых обмотках;
- ширина винтовой обмотки;
- наличие щели между двумя частями каждой винтовой обмотки;
- способ укладки витков проводника в винтовые обмотки.

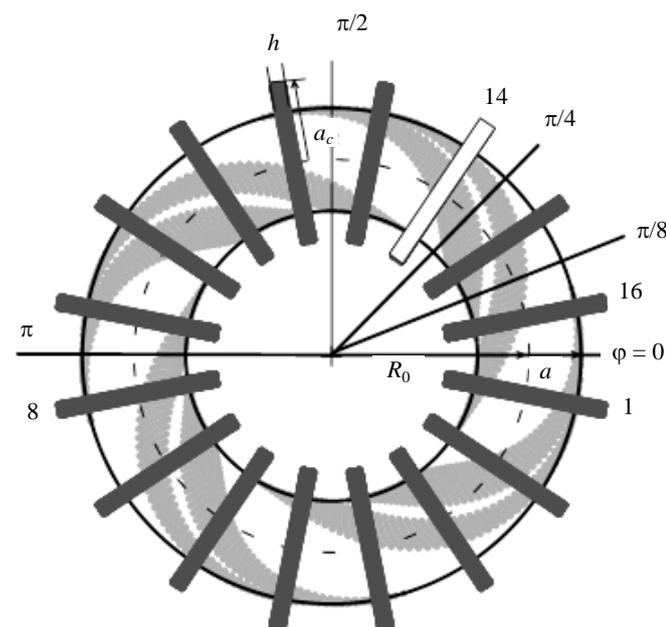


Рис. 6. Вид сверху на магнитную систему расчётной модели торсатрона У-2М

При моделировании катушек тороидального магнитного поля в расчёте учтены:

- количество катушек (16 штук), равномерно размещённых по длине тора;
- величина среднего радиуса катушек;
- цилиндрическая форма катушек;
- меридианная плоскость первой катушки, смещённая относительно опорного меридианного сечения тора на азимуте  $\varphi = 0$ .

Реализация комбинированной магнитной системы осуществляется путём отключения катушки № 14 (рис. 6).

В расчётах поперечное компенсирующее магнитное поле  $B_z$  считалось однородным. Наряду с величиной поперечного компенсирующего магнитного поля  $B_z$  на конфигурацию магнитных по-

верхностей в торсатроне с катушками дополнительного тороидального магнитного поля влияет отношение  $B_o/b_o$  (параметр  $K_\phi = 1/(1 + B_o/b_o)$ ), где  $B_o$  — дополнительное тороидальное магнитное поле, создаваемое катушками на круговой оси тора,  $b_o$  — амплитуда продольного компонента магнитного поля, создаваемого винтовыми токами на той же оси.

На рис. 7 представлены полученные из расчёта полоидальные сечения магнитных поверхностей. Сечения разнесены по тороидальному углу  $\phi$  (см. рис. 6) в пределах полупериода магнитного поля  $\phi = 0, \pi/8, \pi/4$ . Представлены также  $\pi$ -сечения. На рисунках пунктирным кругом изображено сечение опорного тора  $a/R_0 = 0,2618$  со следами проводников винтовой обмотки в виде больших чёрных точек (средний радиус винтовых обмоток  $a = 45$  см, большой радиус тора  $R_0 = 170$  см). Внутренний круг радиусом  $a_v/R_0 = 0,2$  изображает сечение вакуумной камеры торсатрона У-2М.

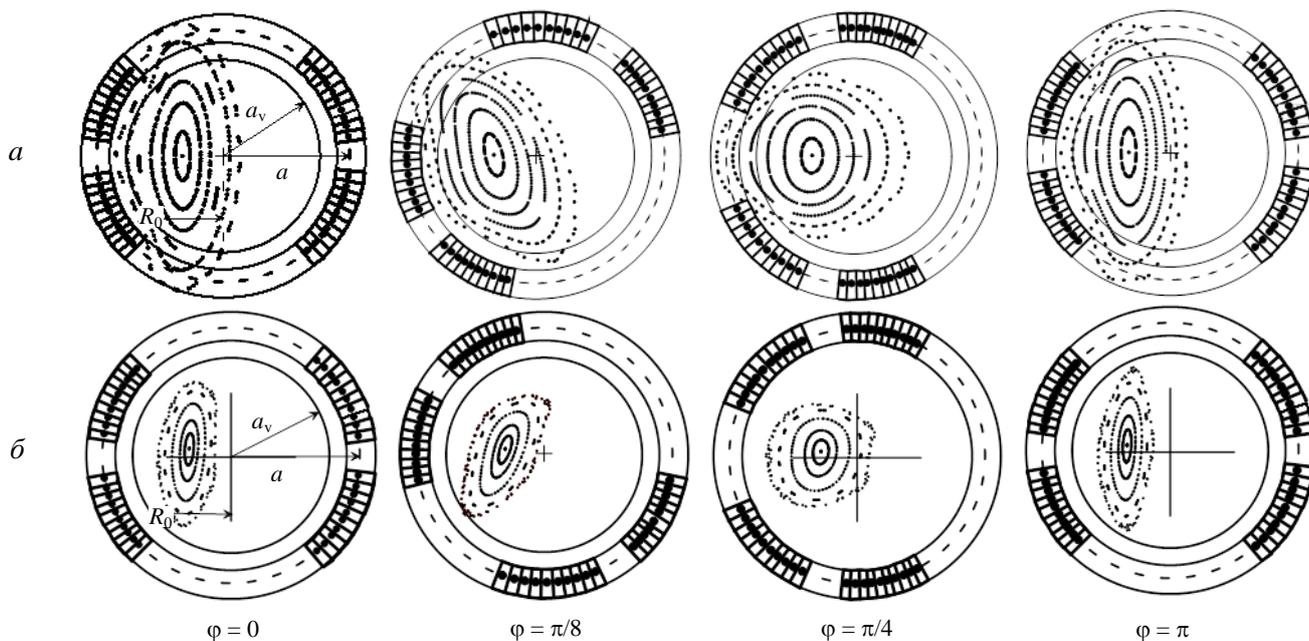


Рис. 7. Полоидальные сечения (см. рис. 3) конфигурации магнитных поверхностей в расчётной модели торсатрона У-2М в режиме исходной конфигурации (а) и при отключении катушки № 14 (б)

На рис. 7, а представлены сечения исходной (невозмущённой отключением катушки № 14) конфигурации магнитных поверхностей, в качестве исходной выбрана конфигурация в режиме с плоской магнитной осью и последней замкнутой магнитной поверхностью, выходящей за пределы поверхности вакуумной камеры. Режим обеспечивался с помощью соответствующего выбора величины поперечного компенсирующего магнитного поля  $B_z/b_o = 0,507$  и дополнительного тороидального магнитного поля  $B_o/b_o = 3,12$  ( $K_\phi = 0,24$ ). Магнитная ось конфигурации имеет форму окружности радиусом  $R_{ax}/R_0 = 0,915$ , лежащей в экваториальной плоскости тора. Величина среднего радиуса последней замкнутой магнитной поверхности  $r_{lc}/a = 0,7$  ( $r_{lc}/R_0 = 0,18$ ). Форма магнитных поверхностей в  $\pi$ -сечении совпадает с их формой в 0-сечении. Величина угла вращательного преобразования изменяется в пределах  $\iota_{ax} \rightarrow \iota_{lc} = 0,1 \rightarrow 0,33$ , величина пробочного отношения на магнитной поверхности  $\gamma_{ax} \rightarrow \gamma_{lc} = 1,013 \rightarrow 1,72$ , характерно наличие магнитного бугра  $U = 0,077$ .

На рис. 7, б изображены сечения конфигурации магнитных поверхностей при отключении катушки № 14, отключение катушки приводит к уменьшению площади замкнутых магнитных поверхностей так, что вся крайняя поверхность оказывается вписана в пределы вакуумной камеры установки У-2М. Разрушение периферийного слоя магнитных поверхностей исходной конфигурации происходит за счёт появления вблизи отключенной катушки большой величины радиальной (вдоль малого радиуса тора) составляющей результирующего магнитного поля. На рис. 7, б также видно, что во всех сечениях конфигурация магнитных поверхностей, следуя за смещением магнитной оси, смещается вверх относительно экваториальной плоскости тора на расстояние  $\sim 0,1a$ . При этом плоская магнитная ось превращается в пространственную ось с величиной малого радиуса  $r_{ax}/a \ll 1$ . Величина среднего радиуса последней

замкнутой магнитной поверхности  $r_{lc}/a = 0,38$  ( $r_{lc}/R_0 = 0,1$ ). Величины угла вращательного преобразования  $\iota_{ax} \rightarrow \iota_{lc} = 0,09 \rightarrow 0,18$  и пробочного отношения  $\gamma_{ax} \rightarrow \gamma_{lc} = 1,56 \rightarrow 2,06$  заметно отличаются от соответствующих параметров исходной конфигурации магнитных поверхностей, а существовавший в исходной конфигурации магнитный бугор исчез,  $-U = 0,001$ .

В комбинированной магнитной системе на основе магнитной системы торсатрона У-2М методом сканирующего люминесцентного стержня [10] проведены экспериментальные измерения структуры магнитных поверхностей. Измеренные структуры магнитных поверхностей представлены двумя вариантами отключения катушки тороидального магнитного поля. В первом варианте измерений (рис. 8, а) отключалась катушка № 8 (см. рис. 6), которая находилась рядом с сечением  $\varphi = \pi$ , где измерялись магнитные поверхности. Во втором варианте измерений (рис. 8, б) отключалась катушка № 14, удалённая от измерительного сечения.

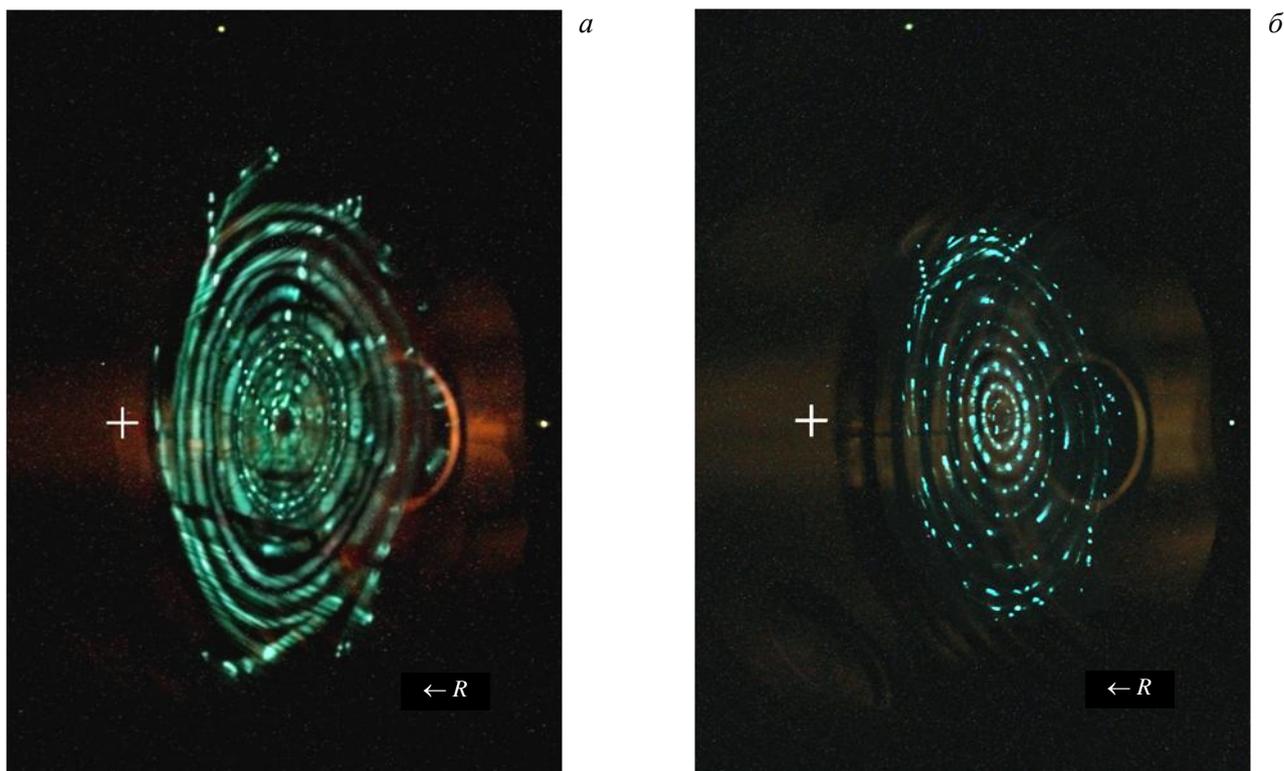


Рис. 8. Структура магнитных поверхностей в У-2М, когда отключена катушка тороидального магнитного поля № 8 (а), № 14 (б)

Представленная на рис. 8, а структура магнитных поверхностей в измерительном сечении имеет наклон в сторону уменьшения большого радиуса на угол  $4^\circ$ . След магнитной оси в этом сечении смещён внутрь тора на 13,2 см относительно круговой оси тора ( $R_0 = 170$  см), величина среднего радиуса последней замкнутой магнитной поверхности находится в пределах 12—13 см. За последней замкнутой магнитной поверхностью наблюдаются структуры типа «усы». Характерна магнитная поверхность с углом вращательного преобразования силовой линии  $\iota/2\pi = 1/7$  и величиной среднего радиуса  $\bar{r}_{1/7} \approx 8$  см.

На рис. 8, б структура магнитных поверхностей в измерительном сечении имеет наклон в сторону увеличения большого радиуса на угол  $7^\circ$ , а след магнитной оси в этом сечении смещён внутрь тора относительно его круговой оси на 15 см, что удовлетворительно согласуется с расчётом (см. рис. 7, б, сечение  $\varphi = \pi$ ). Характерными магнитными поверхностями здесь являются поверхности с  $\iota/2\pi = 3/21$  ( $\bar{r}_{3/21} \approx 4,4$  см),  $\iota/2\pi = 1/7$  ( $\bar{r}_{1/7} \approx 7$  см) и  $\iota/2\pi = 2/13$  ( $\bar{r}_{2/13} \approx 10$  см). Величина среднего радиуса измеренной последней замкнутой магнитной поверхности ( $\sim 11$ —11,5 см) несколько отличается от величины среднего радиуса (13 см) самой большой, не содержащей явных признаков деградации магнитной поверхности на рис. 7, б.

Таким образом, численный расчёт и результаты проведённых экспериментов свидетельствуют о возможности существования замкнутых магнитных поверхностей в стеллараторе, магнитное поле которого испытывает локальное возмущение магнитным полем гофрирующего витка. При этом численные

расчёты показали, что на магнитной оси возмущённой конфигурации магнитных поверхностей появляется приемлемая в контексте предложения [1] величина пробочного отношения.

## КИНЕТИКА ГОРЯЧИХ ИОНОВ И ГЕНЕРАЦИЯ ТЕРМОЯДЕРНЫХ НЕЙТРОНОВ

Расчёты по генерации термоядерных нейтронов в случае использования инъекции атомов трития в дейтериевую плазму проводили с помощью кинетической модели для ионов трития [11]. В модели предполагается, что концентрация горячих ионов мала и столкновениями горячих ионов между собой можно пренебречь. Другое предположение состоит в малости смещения ионов трития за счёт дрейфа частиц в направлении, перпендикулярном магнитному полю, за время между столкновениями. Это предположение позволяет рассматривать распределения по скоростям отдельно на каждой силовой линии магнитного поля.

Длина свободного пробега горячих ионов в плазме велика, и они совершают много колебаний между магнитными пробками за время между столкновениями. В этих условиях функция распределения в основном зависит от инвариантов движения ионов  $f \approx f(\epsilon, \mu)$ , где  $\epsilon = m_{hi}v^2/2$  — энергия иона и  $\mu = m_{hi}v_{\perp}^2/(2B)$  — магнитный момент. Удобнее использовать компоненты скорости иона в минимуме магнитного поля, которые являются функциями  $\epsilon$  и  $\mu$ :  $v_{\perp 0} = \sqrt{2\mu B_0/m_{hi}}$ ,  $v_{\parallel 0} = \sqrt{2(\epsilon - \mu B_0)/m_{hi}}$ , где  $B_0$  — минимальное на силовой линии значение магнитного поля. Расчёты функции распределения проводили с помощью численного кода, в котором процедуру баунс-усреднения проводили численно.

Проведённые расчёты показали, что при нормальной инъекции трития в то место плазмы в открытой ловушке, где магнитное поле превышает минимальное в 1,3 раза, достаточно пробочного отношения в открытой ловушке  $R = 1,7$ . Дальнейшее увеличение этого параметра лишь незначительно улучшает баланс энергии ионов. Пороговая величина времени удержания горячих ионов — это 100 времён ион-ионных столкновений в холодной фоновой плазме. Дальнейшее улучшение удержания горячих ионов мало сказывается на плотности и средней энергии горячих ионов. Горячие ионы малочувствительны к времени их удержания в стеллараторной части устройства, если это время невелико. Плохое удержание ионов в стеллараторе, как ни парадоксально, является положительным фактором для гибридной установки. Чем хуже удержание, тем меньше плотность горячих ионов в стеллараторной части и ниже интенсивность генерации термоядерных нейтронов.

На рис. 9 показано расчётное распределение интенсивности генерации нейтронов в пробкотронной части устройства для одной и той же энергии инъекции и двух разных температур фоновой плазмы. Оба распределения имеют пики в точке инъекции и в зеркальной точке. При меньшей температуре фоновой плазмы эти пики острее. В остальном распределения схожи. Оба они обеспечивают значительную интенсивность излучения нейтронов внутри открытой ловушки.

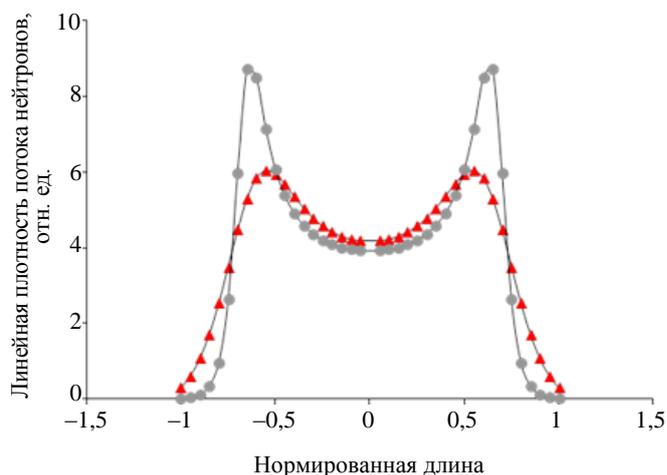


Рис. 9. Линейная интенсивность генерации нейтронов для  $E_{inj} = 300$  кэВ и двух разных температур фоновой плазмы;  $\blacktriangle$  —  $T = 3$  кэВ;  $\bullet$  —  $T = 0,8$  кэВ

## КИНЕТИКА НЕЙТРОНОВ В ГИБРИДНОМ РЕАКТОРЕ

В качестве подкритической сборки для стеллараторно-пробкотронного ядерно-термоядерного гибрида использована система, аналогичная сборке, описанной в работе [12]. Её основная особенность — наличие сквозного осевого отверстия, в котором находится генерирующий нейтроны плазменный шнур. Для такой системы разработана цилиндрически симметричная модель относительно горизонтальной

оси, радиальная и осевая структуры которой показаны на рис. 10. В вакуумной камере находится дейтерий-тритиевый (D—T) плазменный шнур, в котором генерируются термоядерные нейтроны. Внутренний радиус вакуумной камеры равняется 0,5 м. Толщина первой стенки 3 см.

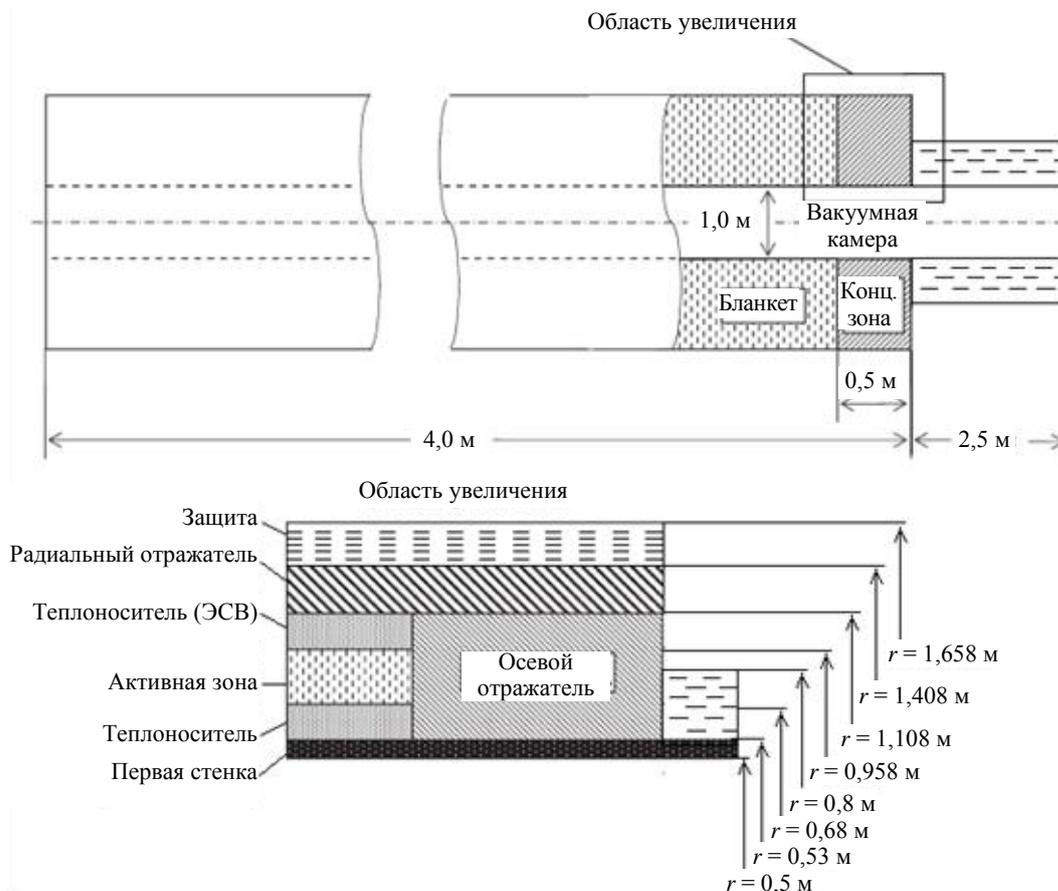


Рис. 10. Радиальная и осевая структура модели гибридного реактора

Размер активной зоны реактора определён по результатам критического расчёта, при котором эффективный коэффициент размножения нейтронов  $k_{эф} \approx 0,95$ . Таким образом, толщина активной зоны была выбрана 27,8 см, длина — 3 м. С двух сторон активной зоны помещены аксиальные отражатели. Толщина каждого из этих отражателей равна 57,8 см, длина — 0,5 м. Активная зона окружена теплоносителем, толщина которого составляет 15 см. Толщина радиального отражателя равняется 30 см, толщина защиты — 25 см. Радиальный отражатель моделируется однородной смесью стали НТ-9 и сплава  $Li_{17}Pb_{83}$  (20% обогащения  $^6Li$ ) с объёмной долей каждого 70 и 30% соответственно. Этот сплав используется для воспроизводства трития. Защита состоит из 60:40 объёмных % нержавеющей легированной стали S30467 типа 304B7 [2] и воды. Сталь содержит 1,75% мас. природного бора. Все материалы, а также их температура, которые входят в расчётную модель, взяты из работы [11].

Материал активной зоны моделируется смесью топлива, оболочки и теплоносителя. Сталь НТ-9 и эвтектика свинца и висмута (ЭСВ) были использованы в качестве оболочки и теплоносителя. Материал топлива представляет собой циркониевый сплав (TRU—10Zr), который состоит из урана и трансураниевых элементов с включением 10% мас. циркония, плотность  $10,37 \text{ г/см}^3$ . Изотопный состав урана и TRU в масс. %:  $^{235}U$  — 0,0039,  $^{236}U$  — 0,0018,  $^{238}U$  — 0,4234,  $^{237}Np$  — 4,313,  $^{239}Pu$  — 53,901,  $^{240}Pu$  — 21,231,  $^{241}Pu$  — 3,870,  $^{242}Pu$  — 4,677,  $^{241}Am$  — 9,184,  $^{242m}Am$  — 0,0067,  $^{243}Am$  — 1,021,  $^{243}Cm$  — 0,0018,  $^{244}Cm$  — 0,1158,  $^{245}Cm$  — 0,0125,  $^{246}Cm$  — 0,0010.

Этот изотопный состав соответствует составу отработанного ядерного топлива атомных станций после извлечения из него  $^{238}U$ . Необходимо отметить, что состав отработанного ядерного топлива хотя и не столь сильно, но всё же варьируется для разных типов ядерных станций. Этот момент должен быть учтён при проектировании конкретных гибридных реакторов. Таким образом, активная зона в расчётной модели состоит из TRU—10Zr — 14%, стали НТ-9 — 10,3%, ЭСВ — 69,5% объёмных. ЭСВ состоит из смеси 44,5% мас. свинца и 55,5% мас. висмута. Материал осевого отражателя представляет

собой однородную смесь стали НТ-9 и ЭСВ с объёмными долями каждой 70 и 30%. Длина основной части реактора 4 м.

Поскольку зона генерации нейтронов слегка выступает за пределы основной части ядерного реактора, как показано на рис. 11, эта часть плазменного шнура окружена борированной водой для поглощения исходящих нейтронов. Вода замедляет быстрые нейтроны, а бор хорошо поглощает их, если они достаточно замедлены. Концентрация бора в воде взята 10 г/кг, изотопный состав  $B_{10}$  — 20% и  $B_{11}$  — 80%. Длина сосуда с борированной водой 2,5 м, толщина 27 см, и расположен он по обе стороны от основной части реактора. В правой части реактора сделано сквозное отверстие площадью  $80 \text{ см}^2$  для обеспечения доступа к плазме пучка быстрых атомов (см. рис. 11, входное отверстие для инъекции пучка быстрых атомов).

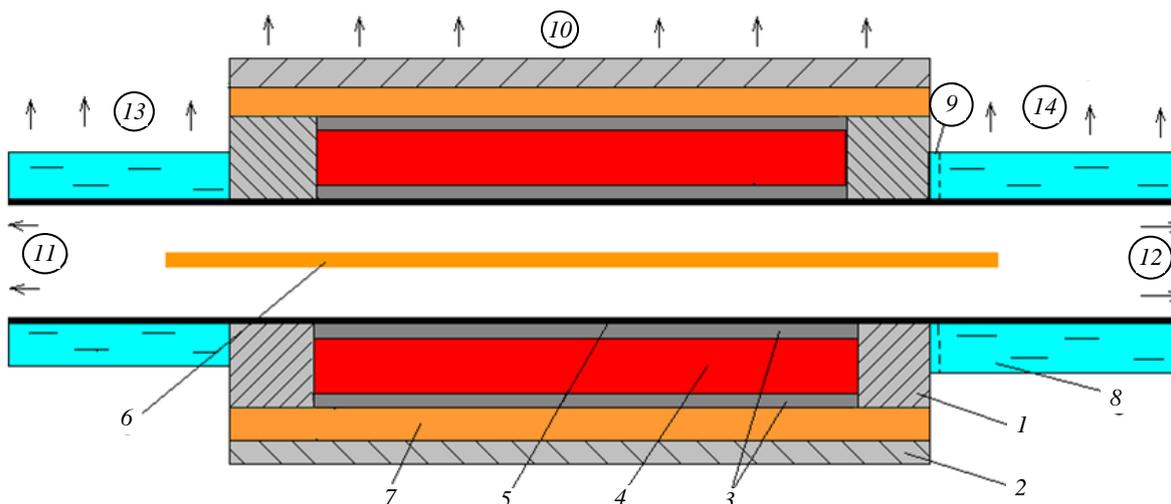


Рис. 11. Схема реакторной части гибридного реактора: 1 — аксиальный отражатель; 2 — смесь легированной стали S30467 типа 304В7 с водой; 3 — теплоноситель (ЭСВ); 4 — активная зона; 5 — первая стенка; 6 — нейтронный источник; 7 — радиальный отражатель; 8 — борированная вода; 9 — входное отверстие для инъекции пучка быстрых атомов; 10 — внешняя поверхность реактора; 11 и 12 — левый и правый выходы аксиального отверстия; 13 и 14 — внешние поверхности левого и правого сосудов с борированной водой

В расчётной модели использован D—T-источник нейтронов. Плотность изотропного излучения нейтронов распределена по всей длине плазменного шнура длиной 4 м и радиусом 10 см. Термоядерные нейтроны имеют кинетическую энергию 14,1 МэВ. Распределение интенсивности по длине нейтронного источника, который был использован при моделировании в программе MCNPX, показано на рис. 12. В расчётах общее количество частиц, испускаемых источником, нормировано на единицу.

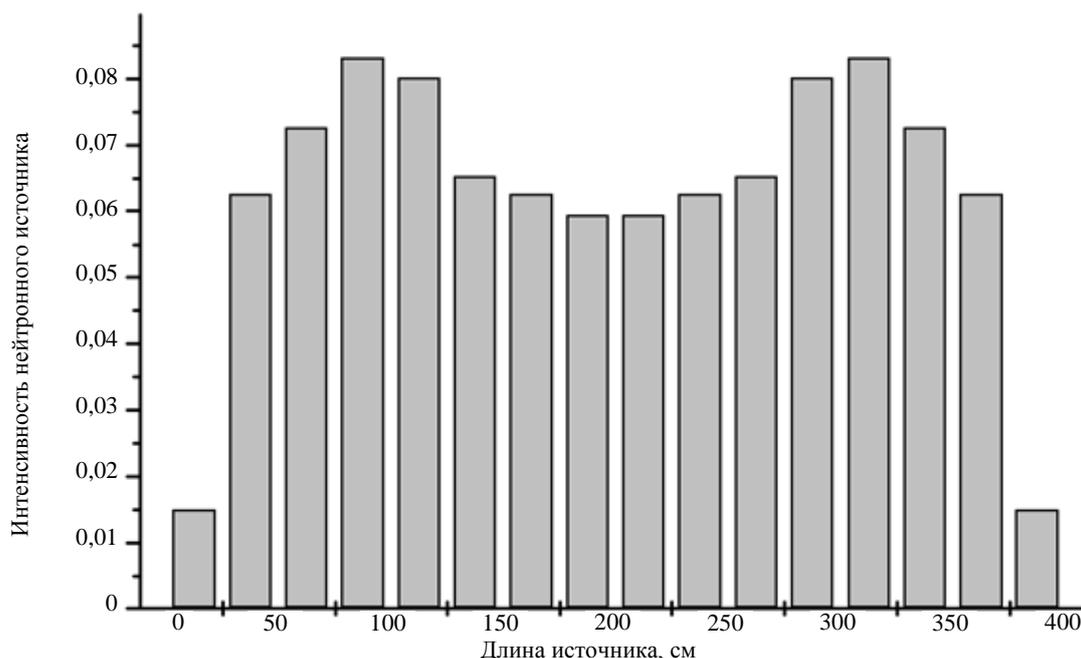


Рис. 12. Линейная интенсивность генерации нейтронов для  $E_{\text{инж}} = 300 \text{ кэВ}$  и температуры фоновой плазмы  $T = 3 \text{ кэВ}$

Все нейтронные расчёты для модели гибридного реактора на открытой ловушке выполнялись с помощью программы MCNPX. Расчётное значение эффективного коэффициента размножения нейтронов равно  $k_{\text{эф}} = 0,95087 \pm 0,00017$ . Объём активной зоны равен  $4,3 \text{ м}^3$  и содержит 2,3 т топлива. В расчётах получена средняя энергия деления, приходящаяся на один нейтрон источника, которая равна  $1136 \pm 1\% \text{ МэВ}$ , что соответствует коэффициенту усиления  $C_{\text{ра}} = 65$ .

Расчитанные нейтронные утечки через отдельные поверхности, нормированные на один термоядерный нейтрон источника, равняются, %:

- поверхность 9:  $3,61 \cdot 10^{-3} \pm 1$ ;
- поверхность 10:  $1,7 \cdot 10^{-3} \pm 1$ ;
- поверхность 11:  $0,0881 \pm 0,3$ ;
- поверхность 12:  $0,0985 \pm 0,3$ ;
- поверхность 13:  $0,116 \pm 1$ ;
- поверхность 14:  $0,286 \pm 0,3$ .

Для сравнения представлены результаты расчётов радиальной утечки нейтронов на торцах реактора при отсутствии там защиты с борированной водой, %:

- поверхность 9:  $4,77 \cdot 10^{-3} \pm 1$ ;
- поверхность 13:  $1,3 \pm 0,4$ ;
- поверхность 14:  $3,13 \pm 0,2$ .

Как видно из приведённых результатов, учёт защиты с борированной водой с обеих сторон реактора приводит к тому, что радиальная утечка нейтронов в этих местах на порядок ниже.

Предварительная оценка результатов показывает, что мощность, уносимая нейтронами за пределы реактора, приходящаяся на один нейтрон источника, равна  $9,4 \cdot 10^{-16} \text{ Вт}$ . Таким образом, полная мощность, вносимая в магнитные катушки, которые окружают реактор, не будет превышать значение 5,7 кВт для нейтронного источника интенсивностью  $6 \cdot 10^{18} \text{ нейтр./с}$ . Эту мощность необходимо учитывать при расчёте охлаждения магнитных катушек.

В рассматриваемой нами модели используется односторонняя инжекция пучка нейтралов. Для сравнения была сделана модель с двухсторонней инжекцией нейтралов, чтобы оценить потери эффективности гибридного реактора за счёт дополнительной потери термоядерных нейтронов. Для оценки потерь эффективности расчёт проводился с нейтронным источником такой же формы, но на один метр длиннее, который располагался симметрично относительно средней плоскости. В этом случае мощность реактора на 12% ниже, чем при односторонней инжекции, тогда как мощность радиальной утечки нейтронов остаётся практически такая же и равняется 5,5 кВт.

## ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Предложенный в работе [1] стеллараторно-пробкотронный ядерно-термоядерный гибрид привлекателен тем, что может обеспечить длительную стационарную работу по производству электроэнергии. Из-за подкритичности встроенного ядерного реактора топливом для него могут служить практически все трансураны, и он может использоваться для эффективной утилизации отработанного ядерного топлива. Как плазменное устройство этот гибрид достаточно сложен. Однако заложенная в нём возможность размещать все обеспечивающие плазменный разряд узлы и диагностическое оборудование вне активной зоны ядерного реактора, где нейтронные потоки невелики, может существенно облегчить техническую задачу его разработки и создания.

Проведённый анализ баланса энергии позволил оценить основные параметры гибрида. Для исследовательских целей он может быть сделан достаточно компактным (большой радиус тора меньше 4 м, радиус плазмы меньше 0,2 м, полная тепловая мощность меньше 200 МВт) и при этом производить электроэнергию. Машина тепловой мощностью 2 ГВт (энергоблок) в 2,5 раза больше по размеру. Оценки показывают, что такой гибрид может поставлять в электросеть в 5 раз больше электроэнергии, чем потреблять от неё. Отметим также, что параметры плазмы, необходимые как для исследовательского, так и для промышленного гибрида, лежат в рамках современных технических возможностей. Проблемы могут возникнуть лишь тогда, когда удержание плазмы или быстрых ионов в комбинированной ловушке стел-

ларатора-пробкотрона будет существенно хуже прогнозируемого. На этот вопрос может ответить лишь целевой эксперимент.

Существенным моментом в концепции стеллараторно-пробкотронного ядерно-термоядерного гибрида является предположение о возможности встроить открытую ловушку в стелларатор без разрушения его удерживающей магнитной конфигурации. Более общим вопросом является вопрос о реакции магнитной конфигурации стелларатора на локальное возмущение тороидального поля большой амплитуды. Этот вопрос был изучен с использованием численных моделей. В этом исследовании за основу взята магнитная конфигурация торсатрона У-2М, отличительной особенностью которой является возможность управления величиной угла вращательного преобразования. Исследование показало, что локальное понижение тороидального магнитного поля приводит к существенному разрушению магнитных поверхностей. Однако магнитную конфигурацию, которая заполняет весь полезный объём, можно восстановить, понижая угол вращательного преобразования. Предложен эксперимент, в котором при отключении одной из катушек тороидального поля обеспечивается существование магнитной конфигурации с приемлемыми параметрами. При этом на оси системы возникает локальная магнитная ловушка с пробочным отношением  $\Pi \approx 1,5$ . На У-2М проведено исследование по измерению магнитных поверхностей для этого случая. Результаты эксперимента удовлетворительно согласуются с расчётами.

Расчёты кинетики горячих ионов в стеллараторно-пробкотронном ядерно-термоядерном гибриде были проведены для случая инъекции пучка нейтралов. Они помогли определить оптимальное пробочное отношение открытой ловушки, которое, как и предполагалось, имеет небольшую величину ( $\Pi \approx 1,7$ ). Рассчитано распределение интенсивности генерации термоядерных нейтронов по длине ловушки. Это распределение не имеет больших пиков и провалов, что является положительным с точки зрения управления подкритической ядерной сборкой. Оно впоследствии использовалось в нейтронных расчётах.

Выбрана компоновка подкритической ядерной сборки, встроенной в стеллараторно-пробкотронный ядерно-термоядерный гибрид. С помощью программы MCNPX проведены расчёты и подобраны размеры узлов сборки, чтобы обеспечить заданный эффективный коэффициент размножения нейтронов  $k_{эф} = 0,95$ . Чувствительными моментами сборки являются выход нейтронов через осевое отверстие и генерация термоядерных нейтронов в области вне реактора и в области инъекции нейтралов. Чтобы уменьшить выход нейтронов, часть плазменного шнура за пределами ядерной сборки окружена борированной водой для поглощения нейтронов. Рассчитаны нейтронные потоки, которые выходят в вакуумную камеру со всех сторон реактора. Применение борированной воды позволило снизить нейтронные потоки ниже допустимого уровня.

В ходе дальнейших исследований целесообразно провести теоретический и экспериментальный анализ равновесия, устойчивости и переноса фоновой плазмы в стеллараторно-пробкотронной ловушке, изучить удержание горячих ионов в её пробкотронной части с учётом стеллараторных токов равновесия и рассчитать радиационные повреждения материалов в реакторной зоне, в частности, материала первой стенки. Важным вопросом для дальнейших исследований является воспроизводство трития в гибридном реакторе. Результаты работы [12] свидетельствуют о том, что воспроизводство трития возможно в системах, подобных той, которую мы используем.

Авторы благодарны С.П. Губареву, М.И. Золототрубовой, Г.П. Опалевой и М.Н. Махову за техническую помощь при выполнении экспериментальных работ.

Работа выполнена при частичной поддержке Шведского института.

## REFERENCES

1. **Moiseenko V.E., Noack K., Ågren O.** — J. Fusion Energy, 2010, vol. 29, p. 65.
2. **Ishkhanov B.S.** Radioactivity. — М.: University book, 2011 (in Russian).
3. **Kolarik Z., Renard E.V.** Potential applications of fission platinoids in industry. — Platinum Metals Review, 2005, vol. 49, pp. 79—90.

4. **Toshinskiy G.I., Bulavin P.E.** Calculation of the relative value of delayed neutrons in the reactor. — *Atomnaya energiya (Atomic energy)*, 1967, vol. 23, issue 2, pp. 146—149 (in Russian).
5. **Ågren O., Moiseenko V.E., Noack K., Hagnestål A.** Studies of a Straight field line mirror with emphasis on fusion-fission hybrids. — *Fusion Science and Technology*, 2010, vol. 57, pp. 326—334.
6. **Stacey W.M., Mandrekas J., Hoffman E., Kessler G., Kirby C., Mauer A., Noble J., Stopp D., Ulevich D.** — *Fusion Science and Technology*, 2002, vol. 41, p. 116.
7. **Kuteev B.V. et al.** — *Nucl. Fusion*, 2011, vol. 51, p. 073013.
8. **Noack K., Ågren O., Moiseenko V.E., Hagnestål A.** Comments on the power amplification factor of a driven subcritical system. — *Annals of Nucl. Energy*, 2012; <http://dx.doi.org/10.1016/j.anucene.2012.06.020>.
9. **Kotenko V.G., Moiseenko V.E.** Influence of the value of a single magnetic field ripple on the torsatron magnetic surfaces. — *VANT. Ser. Termoyadernyi sintez (Problems of Atomic Science and Technology. Ser. Thermonuclear Fusion)*, 2011, issue 3, p. 74 (in Russian).
10. **Beletskii A.A., Berezhnyj V.L., Burchenko P.Ya. et al.** — *Problems of Atomic Science and Technology. Series: Plasma Physics (14) (Питання Атомної Науки і Техніки)*. NSC КПТІ, Kharkiv, Ukraine, 2008, № 6 (58), pp. 13—15.
11. **Moiseenko V.E., O. Ågren.** Fusion neutron generation computations in a stellarator-mirror hybrid with neutral beam injection. — In: *AIP Conf. Proc.* 1442, pp. 259—264; doi:<http://dx.doi.org/10.1063/1.4706877>.
12. **Noack K., Moiseenko V.E., Ågren O., Hagnestål A.** — *Annals of Nucl. Energy*, 2010, vol. 38, p. 578.

#### AUTHORS

**Moiseenko V.E.** National Scientific Center “Kharkov Institute of Physics and Technology”, Akademicheskaya ul. 1, 61108 Kharkov, Ukraine

**Kotenko V.G.** National Scientific Center “Kharkov Institute of Physics and Technology”, Akademicheskaya ul. 1, 61108 Kharkov, Ukraine; [kotenko@kipt.kharkov.ua](mailto:kotenko@kipt.kharkov.ua)

**Chernitskiy S.V.** National Scientific Center “Kharkov Institute of Physics and Technology”, Akademicheskaya ul. 1, 61108 Kharkov, Ukraine

**Ågren O.** Uppsala University, Lägerhyddsvägen 1, Uppsala, Sweden

**Noack K.** Uppsala University, Lägerhyddsvägen 1, Uppsala, Sweden

**Lesnyakov G.G.** National Scientific Center “Kharkov Institute of Physics and Technology”, Akademicheskaya ul. 1, 61108 Kharkov, Ukraine

**Shapoval A.N.** National Scientific Center “Kharkov Institute of Physics and Technology”, Akademicheskaya ul. 1, 61108 Kharkov, Ukraine

**Stadnik Yu.S.** National Scientific Center “Kharkov Institute of Physics and Technology”, Akademicheskaya ul. 1, 61108 Kharkov, Ukraine.

**Kovtun A.P.** National Scientific Center “Kharkov Institute of Physics and Technology”, Akademicheskaya ul. 1, 61108 Kharkov, Ukraine

**Hagnestål A** Uppsala University, Lägerhyddsvägen 1, Uppsala, Sweden

**Voitsenya V.S.** National Scientific Center “Kharkov Institute of Physics and Technology”, Akademicheskaya ul. 1, 61108 Kharkov, Ukraine; voitseny@kipt.kharkov.ua

**Garkusha I.E.** National Scientific Center “Kharkov Institute of Physics and Technology”, Akademicheskaya ul. 1, 61108 Kharkov, Ukraine

Received 2 October 2012  
Problems of Atomic Science and Technology  
Ser. Thermonuclear Fusion, 2013, vol. 36, issue 1, pp. 44—57.