

УДК 621.039.623

ВЛИЯНИЕ ВЕЛИЧИНЫ ОДИНОЧНОГО ГОФРА МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА МАГНИТНЫЕ ПОВЕРХНОСТИ ТОРСАТРОНА

В. Г. Котенко, В. Е. Моисеенко (ИФП ННЦ ХФТИ, Харьков, Украина)

Численными расчётами показана возможность существования замкнутых магнитных поверхностей в модели комбинированной магнитной системы плазменной ловушки, предложенной в качестве источника термоядерных нейтронов для гибридного подкритического ядерного реактора деления на быстрых нейтронах. В состав модели входят магнитная система 2-заходного торсатрона с катушками дополнительного тороидального магнитного поля и элемент магнитной системы пробкотрона в виде одиночного витка с током. Виток охватывает область замкнутых магнитных поверхностей торсатрона и создаёт в этой области один тороидально локализованный гофр результирующего магнитного поля. Расчётами показано существование обширной области значений величины дополнительного магнитного поля и магнитного поля витка, где возможна принципиальная реализация конфигурации замкнутых магнитных поверхностей с приемлемыми в контексте упомянутого предложения параметрами.

Ключевые слова: торсатрон, пробкотрон, нейтронный источник, магнитные поверхности, численный расчёт.

INFLUENCE OF THE VALUE OF A SINGLE MAGNETIC FIELD RIPPLE ON THE TORSATRON MAGNETIC SURFACES. V.G KOTENKO, V.E. MOISEENKO. In numerical calculations for the model of the combined magnetic system of the plasma trap which has been proposed as a fusion neutron source for the sub-critical fast hybrid fission reactor a possibility of existence of closed magnetic surfaces is shown. The model comprises the magnetic system of $l=2$ torsatron with additional toroidal magnetic field coils and a single current-carrying turn as an element of the mirror magnetic system. The turn encircles the torsatron closed magnetic surface region and produces a single toroidally-localized ripple of the resultant magnetic field. The calculations show the existence of magnetic surface parameters acceptable for the above-mentioned proposal within the extensive ranges of the additional toroidal magnetic field and the single current-carrying turn magnetic field values.

Key words: torsatron, mirror magnetic system, neutron source, magnetic surfaces, numerical study.

ВВЕДЕНИЕ

В работе [1] в качестве источника термоядерных нейтронов для гибридного подкритического ядерного реактора на быстрых нейтронах была предложена магнитная плазменная ловушка на основе комбинации магнитных систем стелларатора и обычного пробкотрона. Ранее подобная комбинация применялась в опытах по изучению ионного циклотронного резонанса в стеллараторе-рейстреке [2]. Современные стеллараторы, как известно, рейстреков не имеют. В связи с этим возникает естественный вопрос о характере и степени влияния магнитного поля пробкотрона на сложную и весьма чувствительную к различного рода возмущениям структуру замкнутых магнитных поверхностей в стеллараторе.

Рассмотрение вопроса представляется целесообразным начать с решения менее сложной задачи о влиянии магнитного поля одиночного витка с током, как «элементарной ячейки» магнитной системы пробкотрона. Виток так же, как и магнитная система пробкотрона в [1], охватывает область замкнутых магнитных поверхностей стелларатора, но создаёт всего лишь один тороидально локализованный гофр результирующего магнитного поля. Пример реализации одиночного гофра магнитного поля в комбинации с магнитным полем стелларатора-рейстрека можно найти в классической схеме дивертора [2, 3]. Дивертор располагался на участке однородного ведущего магнитного поля, т.е. на рейстреке. Главным элементом его магнитной системы являлся виток с током, охватывающий область ведущего магнитного поля и создающий в этой области магнитное поле встречного направления. Основное назначение устройства состояло в том, чтобы уменьшить взаимодействие плазмы со стенкой вакуумной камеры и снизить поток примесей в плазму. Однако в процессе эксплуатации выяснились его некоторые дополнительные возможности. Например, наличие градиента результирующего магнитного поля в районе дивертора привело к появлению зон электронного циклотронного резонанса на пониженных частотах. Это позволило применить для создания и нагрева плазмы более доступную технику генерирования электромагнитных волн сантиметрового диапазона. Кроме того, была продемонстрирована возможность заполнения стелларатора плазмой, инжектированной вдоль дивертируемых силовых линий магнитного поля. В дальнейшем такой метод заполнения тороидального магнитного поля плазмой был подвергнут тщательному изучению [4, 5]. В настоящее время эти возможности могли бы быть использованы, например, для совершенствования технологии финальной очистки стенок вакуумных камер современных тороидальных установок с магнитным удержанием плазмы.

ОПИСАНИЕ РАСЧЁТНОЙ МОДЕЛИ

Из большого количества разнообразных магнитных систем стеллараторного типа для расчётов была выбрана магнитная система 2-заходного торсатрона с катушками дополнительного тороидального магнитного поля. Основные геометрические характеристики расчётной модели торсатрона (рис. 1) совпадали с характеристиками магнитной системы 2-заходного торсатрона У-2М с катушками дополнительного тороидального магнитного поля [6]:

- тороидальность $\alpha = a/R_0 = 0,26$, R_0 — большой радиус тора, a — малый радиус тора (средний радиус винтовых обмоток);

- количество заходов винтовых обмоток $l = 2$;

- количество шагов каждой винтовой обмотки на длине тора $m = 2$;

- параметр шага винтовых обмоток $p = m\alpha = 0,52$.

Модель торсатрона содержала две винтовые обмотки с равными по величине токами одного и того же направления. Каждая обмотка была полностью расщеплена на две равные части, и расстояние между расщеплёнными частями $\Delta L = 0,44R_0$, отсчитываемое вдоль параллелей тора, остаётся неизменным по всей длине винтовых обмоток. Каждая часть содержала по одному тонкому проводнику. Все четыре проводника были навиты на тор по закону равнонаклонной спирали: $\theta = 2\arctg(((1 + \alpha)/(1 - \alpha))^{0,5}\text{tg}(m\phi/2))$, где θ , ϕ — полоидальный и тороидальный углы соответственно.

В расчётах поперечное компенсирующее магнитное поле B_z считалось однородным, дополнительное тороидальное магнитное поле — осесимметричным, $B_\phi = B_0R_0/R$, B_0 — величина дополнительного магнитного поля на круговой оси тора, R — радиус точки наблюдения, отсчитываемый от прямой оси тора z . Наряду с величиной поперечного компенсирующего магнитного поля B_z на конфигурацию магнитных поверхностей в торсатроне с катушками дополнительного магнитного поля влияет отношение B_0/b_0 (параметр $K_\phi = 1/(1 + B_0/b_0)$), b_0 — амплитуда продольного компонента магнитного поля, создаваемого винтовыми токами на круговой оси системы. В случае классического стелларатора ($b_0 = 0$) параметр $K_\phi = 0$, а для торсатронов/гелиотронов без катушек дополнительного тороидального магнитного поля ($p > 1$, $B_0 = 0$) параметр $K_\phi = 1$.

Одиночный гофр магнитного поля создавался с помощью одиночного (гофрирующего) витка с током. Виток находился в полоидальном сечении тора на тороидальном азимуте $\phi = 0$ (0 — сечение, см. рис. 1). Радиус витка $a_1 = 2a$, его центр размещался на круговой оси тора. В центре витка ток создавал магнитное поле B_{0G} встречного или согласного направления относительно ведущего магнитного поля торсатрона. В качестве фактора, характеризующего величину гофра магнитного поля, было выбрано отношение величины результирующего магнитного поля на круговой оси тора в центре витка к исходной величине ведущего магнитного поля торсатрона на круговой оси тора при нулевом токе в гофрирующем витке: $G = (B_0 + B_{0G})/(B_0 + b_0)$. Для классического стелларатора отношение $G = (B_0 + B_{0G})/B_0$, а для торсатронов/гелиотронов без катушек дополнительного тороидального магнитного поля $G = (b_0 + B_{0G})/b_0$.

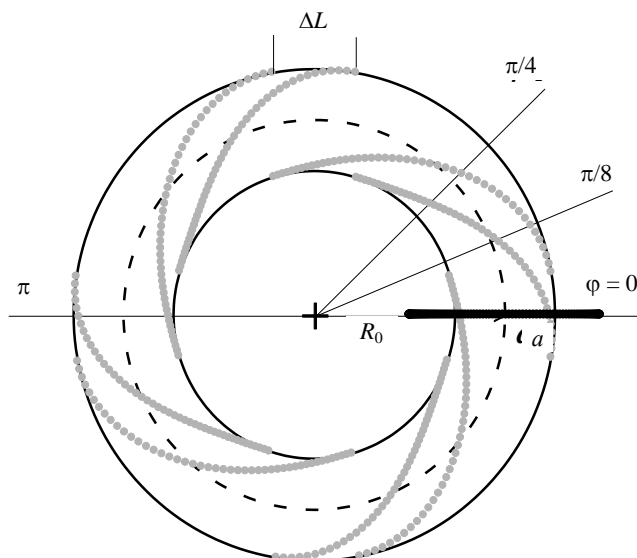


Рис. 1. Вид сверху на винтовые обмотки расчётной модели; ΔL — расстояние между расщеплёнными частями. Указаны тороидальные азимуты характерных полоидальных сечений (см. рис. 3), сечение $\phi = 0$ содержит гофрирующий виток. Катушки дополнительного тороидального магнитного поля не показаны

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЁТОВ

Расчёты проводились для области значений $G > 0$, $K_\phi > 0$, где могут существовать замкнутые магнитные поверхности (штрихованная область на рис. 2). На границе области площадь полоидального се-

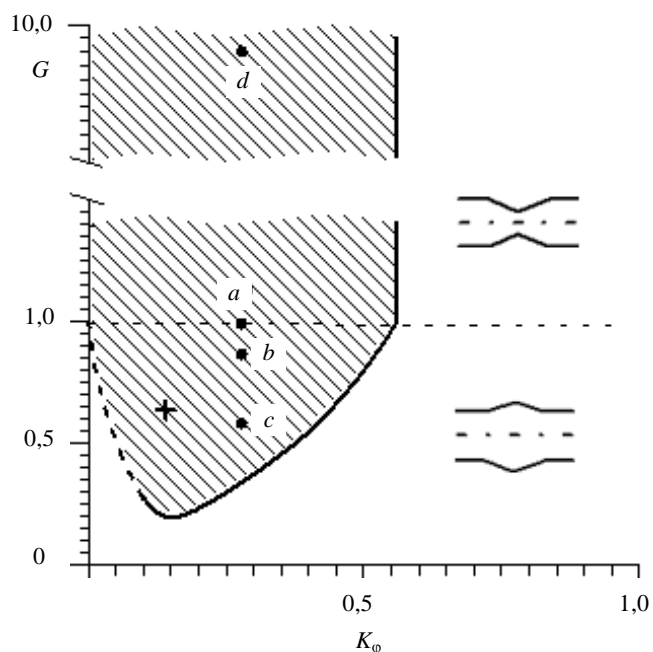


Рис. 2. Область существования замкнутых магнитных поверхностей в расчётной модели торсатрона на плоскости $G-K_\phi$. Схематически представлен ход силовых линий в районе гофра при $G > 1$ и $G < 1$

точками. Сечения разнесены по тороидальному углу ϕ (см. рис. 1) в пределах полупериода магнитного поля, $\phi = 0, \pi/8, \pi/4$. Представлены также π -сечения, где влияние магнитного поля гофрирующего витка минимально. На рисунках внешний круг обозначает сечение тора с имеющимися на нём в виде больших чёрных точек следами проводников винтовой обмотки. Положение следов получено расчётным путём.

При $G = 1$ ($B_{0G} = 0$) в торсатроне реализуется невозмущенная (исходная) конфигурация замкнутых магнитных поверхностей. На рис. 3, *a* видно, что в качестве исходной конфигурации магнитных поверхностей была выбрана конфигурация в режиме с плоской магнитной осью и последней замкнутой магнитной поверхностью, не выходящей за пределы поверхности тора. Возможность существования подобного режима в $l = 2$ торсатроне с катушками дополнительного магнитного поля была показана аналитически [8, 9] и подтверждена численными расчётами [10, 11]. Режим обеспечивается с помощью соответствующего выбора величины поперечного компенсирующего магнитного поля B_z и величины дополнительного тороидального магнитного поля B_0 . В рассматриваемом случае расчётной модели $B_z/b_0 = 0,507$, $B_0/b_0 = 2,56$ ($K_\phi = 0,28$). Во всех полоидальных сечениях исходной конфигурации размер области существования магнитных поверхностей один и тот же, $r_{ic}/a = 0,5$, r_{ic} — величина среднего радиуса последней замкнутой магнитной поверхности. Неизменным также является радиус $R_{ax}/R_0 = 0,925$ положения следа магнитной оси, которая имеет форму окружности и лежит в экваториальной плоскости тора. Форма магнитных поверхностей в π -сечении совпадает с их формой в 0-сечении.

Приведём результаты расчётов исходной конфигурации магнитных поверхностей торсатрона в комбинации с магнитным полем одиночного гофра.

В области значений $0 < G < 1$ на исходную конфигурацию магнитных поверхностей торсатрона накладывается магнитное поле гофрирующего витка встречного направления по отношению к ведущему магнитному полю торсатрона. Возникает одиночный выпуклый гофр (схематически изображён в нижней части рис. 2). По мере уменьшения G выпуклость гофра возрастает. При $G > 1$ на исходную конфигурацию магнитных поверхностей торсатрона накладывается магнитное поле гофрирующего витка согласного направления по отношению к ведущему магнитному полю торсатрона. Возникает одиночный вогнутый гофр (схематически изображён в верхней части рис. 2). По мере увеличения G вогнутость гофра возрастает.

чения последней замкнутой магнитной поверхности $S_{ic} \rightarrow 0$. При этом на участке границы, обозначенном сплошной линией, наблюдается разрушение магнитной оси. На участке границы, обозначенном пунктирной линией, наблюдается разрушение линии точек ветвления внутренней сепаратрисы. Появление внутренней сепаратрисы в виде цифры 8 в расчётной модели $l = 2$ торсатрона объясняется расщеплением его винтовых обмоток [7].

В классическом стеллараторе ($b_0 = 0$) при наложении поля гофрирующего витка область существования замкнутых магнитных поверхностей находится на прямой $K_\phi = 0$, а в торсатроне/гелиотроне без катушек дополнительного тороидального магнитного поля ($p > 1$, $B_0 = 0$) — на прямой $K_\phi = 1$.

На рис. 3, *a, б, в, г* представлены полученные из расчёта полоидальные сечения магнитных поверхностей расчётной модели при некотором фиксированном значении параметра K_ϕ ($K_\phi = 0,28$) для нескольких значений величины отношения G . На рис. 2 эти значения отмечены крупными чёрными

На рис. 3, б изображены сечения конфигурации магнитных поверхностей, когда $G = 0,86$. На рисунке видно, что наложение встречного магнитного поля гофрирующего витка вызывает во всех сечениях заметное уменьшение области существования замкнутых магнитных поверхностей и сопряжено с образованием островной структуры. Можно также заметить, что размеры области существования замкнутых магнитных поверхностей постепенно уменьшаются при удалении от азимута гофрирующего витка с $r_{1c}/a = 0,33$ (0,5) в 0-сечении до $r_{1c}/a = 0,29$ (0,5) в π -сечении. Здесь и далее для сравнения в скобках указаны значения соответствующих параметров исходной конфигурации магнитных поверхностей. Магнитная ось, оставаясь почти плоской кривой, теряет форму окружности. На это указывает появившаяся зависимость положения следа магнитной оси от тороидального азимута полоидального сечения. Так, в 0-сечении $R_{ax}/R_0 = 0,933$ (0,925), в π -сечении $R_{ax}/R_0 = 0,924$ (0,925). Обнаруживается осязательное влияние встречного магнитного поля гофрирующего витка и на параметры магнитных поверхностей. Величины угла вращательного преобразования (в единицах 2π) вблизи магнитной оси (ι_{ax}) и на последней замкну-

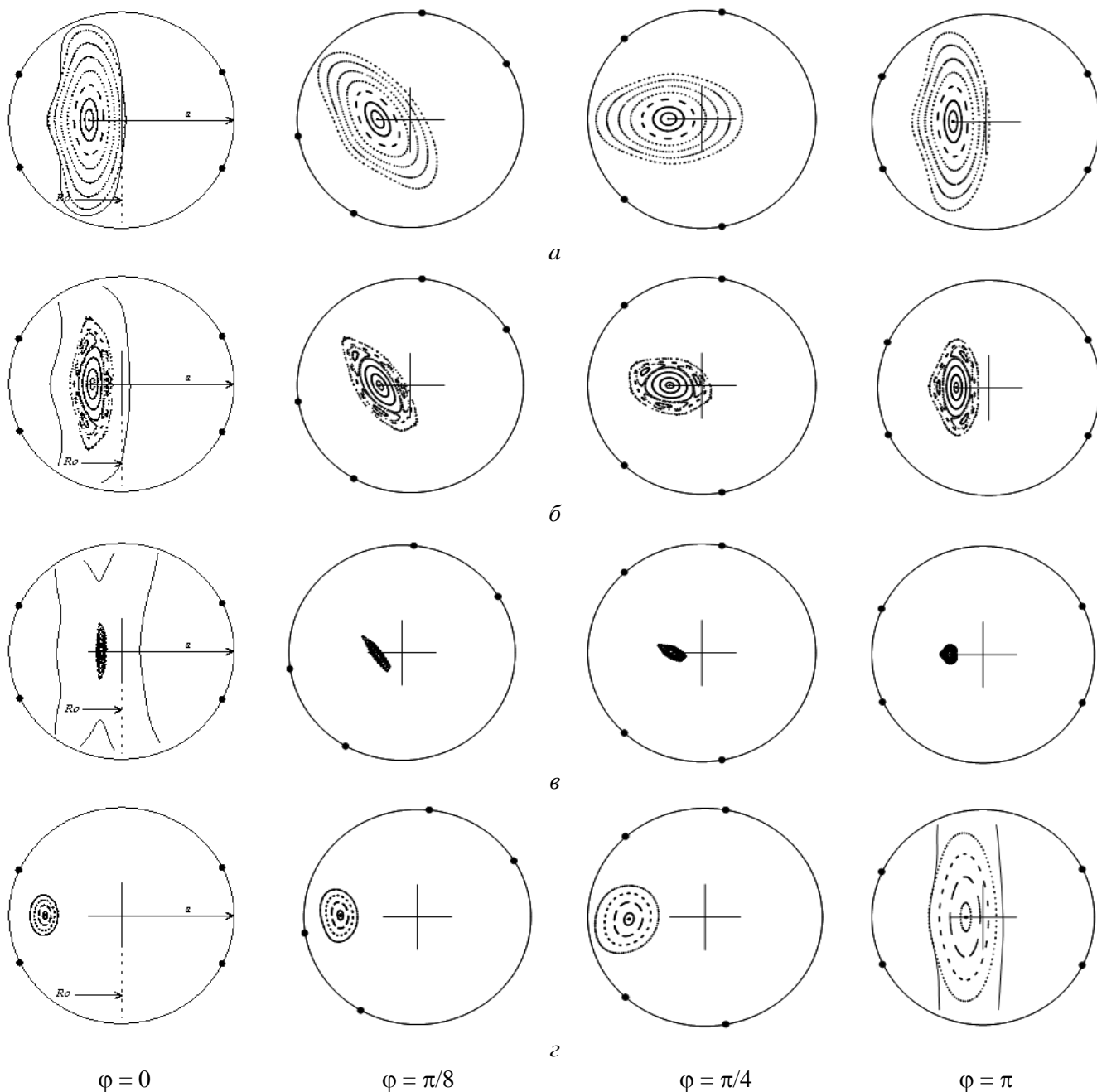


Рис. 3. Характерные полоидальные сечения (см. рис. 1): исходной конфигурации магнитных поверхностей (а) — $G = 1$, $K_\phi = 0,28$ и при наложении магнитного поля гофрирующего витка: б — $G = 0,86$, $K_\phi = 0,28$; в — $G = 0,58$, $K_\phi = 0,28$; г — $G = 9,8$, $K_\phi = 0,28$

той магнитной поверхности (ι_c) находятся в пределах $\iota_{ax} \rightarrow \iota_c = 0,28 \rightarrow 0,33$ ($0,26 \rightarrow 0,5$). Величина пробочного отношения на магнитных поверхностях вблизи магнитной оси (γ_{ax}) заметно возросла, а на последней замкнутой магнитной поверхности (γ_{lc}) почти не изменилась по сравнению с исходной конфигурацией, $\gamma_{ax} \rightarrow \gamma_{lc} = 1,16 \rightarrow 1,4$ ($1,003 \rightarrow 1,44$). Существовавший в исходной конфигурации магнитный бугор уменьшился в 4 раза, $U = 0,011$ ($0,044$).

На рис. 3, в изображены сечения конфигурации магнитных поверхностей, когда $G = 0,58$. На рисунке видно, что конфигурация замкнутых магнитных поверхностей близка к полному исчезновению: в 0-сечении $r_{lc}/a = 0,095$, в π -сечении $r_{lc}/a = 0,075$. Увеличивается также деформация магнитной оси: положение следа магнитной оси в 0-сечении $R_{ax}/R_0 = 0,953$, в π -сечении $R_{ax}/R_0 = 0,922$. Влияние на параметры магнитных поверхностей менее существенно. Так, величина угла вращательного преобразования изменяется в пределах $\iota_{ax} \rightarrow \iota_c = 0,37 \rightarrow 0,39$. Величина пробочного отношения на магнитных поверхностях вблизи магнитной оси приближается к величине пробочного отношения на последней замкнутой магнитной поверхности, $\gamma_{ax} \rightarrow \gamma_{lc} = 1,72 \rightarrow 1,83$, величина магнитного бугра становится исчезающе малой, $U = 0,0006$.

На рис. 3, г изображены сечения конфигурации магнитных поверхностей, когда величина отношения $G = 9,8$. Большая величина отношения выбрана для наглядной демонстрации особенностей конфигураций магнитных поверхностей, получающихся в торсатроне в результате наложения согласного магнитного поля гофрирующего витка. Видно, что в 0-сечении в месте расположения витка область существования замкнутых магнитных поверхностей в несколько раз меньше ($r_{lc}/a = 0,15$), чем в диаметрально противоположном π -сечении ($r_{lc}/a = 0,48$). Положение следа магнитной оси в представленных сечениях свидетельствует о существенной деформации её формы. В 0-сечении $R_{ax}/R_0 = 0,823$, и магнитные поверхности оказываются глубоко смещёнными внутрь тора. В π -сечении они смещаются наружу тора, $R_{ax}/R_0 = 0,960$. Величина пробочного отношения $\gamma_{ax} \rightarrow \gamma_{lc} = 9,82 \rightarrow 12,3$. Заметно убывают величины угла вращательного преобразования, $\iota_{ax} \rightarrow \iota_c = 0,15 \rightarrow 0,22$, и магнитного бугра, $U = 0,007$.

На рис. 3, а, б, в, г в отдельных сечениях сплошными тонкими линиями представлены полученные из расчёта полоидальные сечения эквипотенциалы [12] — сечения поверхности стохастического слоя магнитных силовых линий, т.е. границы слоя плазмы переходных параметров (плазмы SOL). На рисунках видно, что при наложении гофрирующего магнитного поля любого направления слой стохастических силовых линий в отдельных полоидальных сечениях выходит за пределы поверхности опорного тора. Это означает, что комбинация магнитной системы 2-заходного торсатрона с катушками дополнительного магнитного поля и гофрирующего витка не позволяет приблизиться к решению проблемы интерференции между плазмой SOL и материальной стенкой.

Рис. 4 демонстрирует возможность реализации увеличенной области существования магнитных поверхностей за счёт выбора соответствующего значения параметра K_ϕ ($K_\phi = 0,14$). Видно, что при $G = 0,64$ (крестообразная точка на рис. 2) размеры конфигурации замкнутых магнитных поверхностей близки к максимальным: в 0-сечении $r_{lc}/a = 0,82$ ($1,12$), в π -сечении $r_{lc}/a = 0,61$ ($1,12$). Положение следа магнитной оси в 0-сечении $R_{ax}/R_0 = 0,952$ ($0,925$), в π -сечении $R_{ax}/R_0 = 0,924$ ($0,925$). Небольшая величина угла вращательного преобразования изменяется в пределах $\iota_{ax} \rightarrow \iota_c = 0,075 \rightarrow 0,15$ ($0,05 \rightarrow 0,35$). Заметно увеличилась величина пробочного отношения $\gamma_{ax} \rightarrow \gamma_{lc} = 1,55 \rightarrow 3,3$ ($1,003 \rightarrow 2,7$) и величина магнитного бугра $U = 0,204$ ($0,129$). В скобках приведены значения параметров исходной ($G = 1$) конфигурации магнитных поверхностей при $K_\phi = 0,14$.

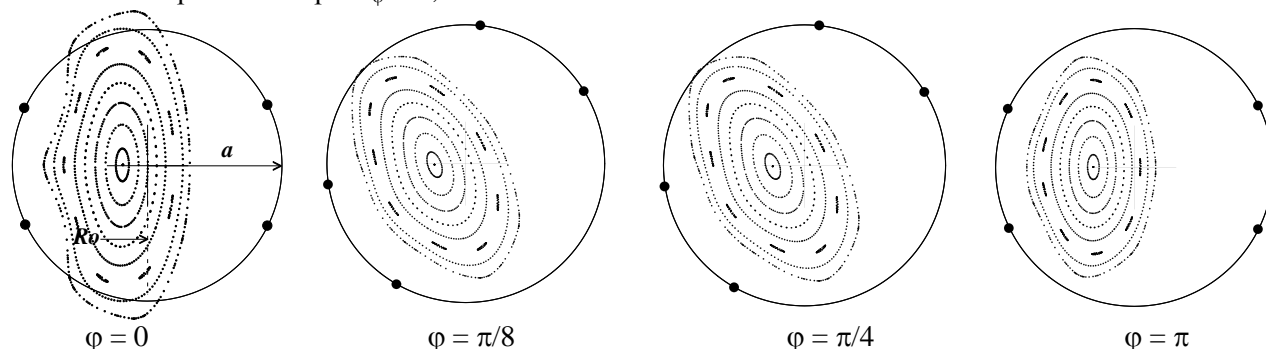


Рис. 4. Характерные полоидальные сечения (см. рис. 1) при наложении магнитного поля гофрирующего витка, $G = 0,64$, $K_\phi = 0,14$

В диапазоне $0,5 < G < 1,5$ и $K_\varphi = 0,28$ информацию о поведении параметров магнитных поверхностей под влиянием магнитного поля гофрирующего витка можно получить из рис. 5, а, б, в, г.

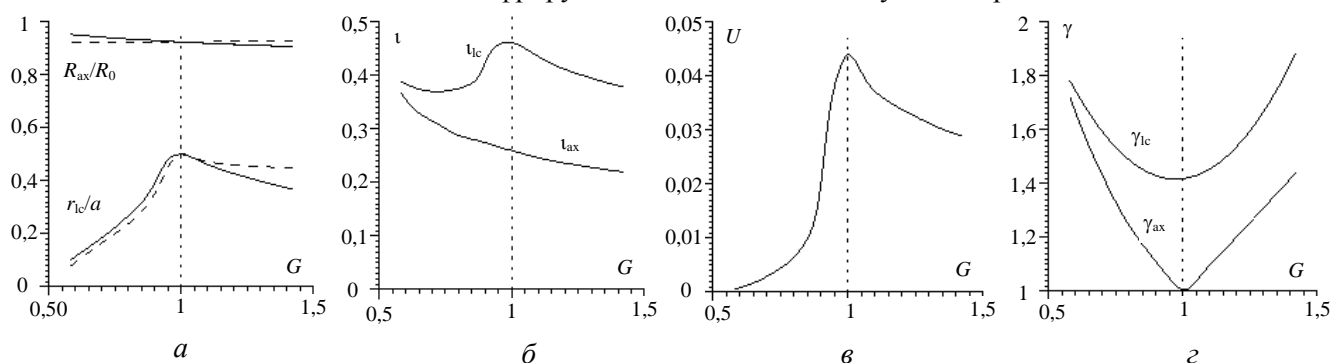


Рис. 5. Зависимость параметров магнитных поверхностей от величины отношения G

На рис. 5, а представлены полученные из расчётов зависимости размеров области существования замкнутых магнитных поверхностей r_{1c}/a от величины отношения G в 0-сечениях (сплошная линия) и π -сечениях (пунктирная линия). На рисунке видно, что под воздействием встречного магнитного поля ($G < 1$) величина среднего радиуса последней замкнутой магнитной поверхности в обоих сечениях быстро уменьшается. При $G < 0,5$ размер области существования замкнутых магнитных поверхностей становится ничтожно малым, $r_{1c}/a \rightarrow 0$.

Под воздействием согласного магнитного поля ($G > 1$) величина среднего радиуса последней замкнутой магнитной поверхности уменьшается только в 0-сечении, оставаясь практически неизменной в диаметрально противоположном π -сечении на уровне величины среднего радиуса последней замкнутой магнитной поверхности исходной конфигурации.

На рис. 5, а в верхней его части представлены зависимости радиуса положения следа магнитной оси R_{ax}/R_0 от величины отношения G в 0-сечении (сплошная линия) и π -сечении (пунктирная линия). Видно, что под воздействием встречного магнитного поля ($G < 1$) в 0-сечении след магнитной оси постепенно смещается наружу тора, в π -сечении наблюдается незначительное смещение следа внутрь тора. Под воздействием согласного магнитного поля ($G > 1$) в 0-сечении след магнитной оси смещается внутрь тора. В π -сечении наблюдается незначительное смещение следа наружу тора. Однако при выбранном значении $K_\varphi = 0,28$ в любом случае $R_{ax}/R_0 < 1$ и, несмотря на деформацию формы магнитной оси, возмущённая конфигурация магнитных поверхностей подобно исходной конфигурации остаётся смещённой внутрь тора.

На рис. 5, б отражено поведение угла вращательного преобразования l_{ax} и l_{1c} . Видно, что с увеличением величины отношения G происходит постепенное уменьшение величины угла вращательного преобразования как на последней замкнутой магнитной поверхности, так и вблизи магнитной оси.

Из рассмотрения рис. 5, в следует, что величина магнитного бугра, присущая исходной магнитной конфигурации, уменьшается при наложении магнитного поля гофрирующего витка как встречного, так и согласного направления. Однако перехода конфигурации магнитных поверхностей в режим магнитной ямы при $K_\varphi = 0,28$ не наблюдается.

На рис. 5, г отражено поведение величины пробочного отношения на магнитной поверхности вблизи магнитной оси γ_{ax} и на последней замкнутой магнитной поверхности γ_{1c} . Как известно, величина $\gamma = B_{max}/B_{min} > 1$ по определению, так как B_{max} есть величина максимального магнитного поля на силовой линии, B_{min} — величина минимального магнитного поля на той же силовой линии. Из приведённых на рисунке графиков видно, что величина пробочного отношения на магнитных поверхностях как вблизи магнитной оси, так и на периферии конфигурации не может быть меньше величины отношения G при $G > 1$ и его обратной величины G^{-1} при $G < 1$.

ВЫВОДЫ

В работе проведены расчёты модели комбинированной магнитной системы, состоящей из 2-заходного торсатрона с катушками дополнительного тороидального магнитного поля и гофрирующего витка с током. Показано существование обширной области значений величины дополнительного тороидального магнитного поля ($0 < K_\varphi < 0,56$) и величины гофра ($G > 0,5$), где возможна принципиальная реа-

лизация конфигурации замкнутых магнитных поверхностей с приемлемыми в контексте предложения [1] параметрами.

Явления критического характера, касающиеся в основном размеров области существования замкнутых магнитных поверхностей, возникают при наложении встречного магнитного поля величиной больше половины от величины ведущего магнитного поля (выпуклый гофр, $G \sim 0,5$).

Увеличение магнитного поля гофра согласного направления (вогнутый гофр, $G > 1$) приводит к монотонному сжатию и глубокому смещению внутрь тора области существования замкнутых магнитных поверхностей в месте расположения гофрирующего витка.

В заключение следует отметить, что полученные результаты относятся к идеализированной модели как магнитной системы торсатрона, так и гофрирующего витка. Следующий этап исследований необходимо посвятить созданию расчётной модели, учитывающей конечные размеры всех токонесущих обмоток, образующих комбинацию магнитной системы стеллараторного типа и типа пробкотрон.

REFERENCES

1. **Moiseenko V.E., Noack K., Agren O.** Stellarator-mirror based fusion driven fission reactor. — *J Fusion Energy*, 2010, vol. 29, pp. 65—69.
2. **Stiks T.Kh., Paladino R.V.** Experiments on the ion cyclotron resonance. — In col.: 2nd International conference on peaceful use of nuclear energy. Geneva. 1958. Selected papers of foreign scientists. Physics of hot plasmas and thermonuclear reactions. — M., 1959, pp. 242—253 (in Russian).
3. **Spitzer L.** The stellarator concept. — *Phys. Fluids*, 1958, vol. 1, № 1, pp. 253—264.
4. **Zykov V.G., Rudnev N.I.** Research of possibility of plasma injection in the stellarator through the divertor. — *ZhTF (JTPH)*, 1969, issue 6, pp. 1223—1230 (in Russian).
5. **Atamanov N.S., Biryukov O.V., Georgievskiy A.I., Zalkind V.M., Ziser V.E., Zykov V.G., Il'enko B.P., Lats'ko E.N., Padalka V.G., Pogozhev D.P., Sergeyev Yu.F., Taran V.M., Tolok V.T., Shtan' A.F.** Research of capture of plasma in injector-divertor stellarator device. — *ZhTF (JTPH)*, 1971, issue 6, pp. 1123—1130 (in Russian).
6. **Pavlichenko O.S.** Status of «Uragan-3M» and «Uragan-2M» experiments. — In: A Collection of Papers Presented at the IAEA Technical Committee Meeting on Stellarators and Other Helical Confinement Systems at Garching. Germany, 10—14 May 1993. — Vienna: IAEA, 1993, pp. 60—77.
7. **Kotenko V.G., Kurilo D.V., Sergeyev Yu.F., Sorokovoy E.L., Volokov E.D.** The influence of a helical coil splitting on magnetic configuration of the $l = 2$ torsatron with an additional toroidal magnetic field. — *VANT. Ser. Termoyadernyi sintez (Problems of Atomic Science and Technology. Ser. Thermonuclear Fusion)*, 2009, issue 4, pp. 30—36 (in Russian).
8. **Aleksin V.F.** The magnetic field of screw currents flowing on the torus surface. — *Plasma physics and the problems of controlled thermonuclear fusion*. — Kiev: Pub. House of AS UkrSSR, 1963, issue 3, pp. 216—223 (in Russian).
9. **Pustovitov V.D.** Analytical description of the vacuum magnetic configuration of the torsatron URAGAN-2M and β eq evaluation: Preprint IAE-5012/6. — M., 1990. 39 p. (in Russian).
10. **Kotenko V.G., Kurilo D.V., Sergeyev Yu.F.** The influence of the methods of conductor turn packing in the poles of helical coil on magnetic configuration of $l = 2$ torsatron in the regime with plane magnetic axis. — *VANT. Ser. Termoyadernyi sintez (Problems of Atomic Science and Technology. Ser. Thermonuclear Fusion)*, 2005, issue 4, pp. 42—52 (in Russian).
11. **Kotenko V.G., Kurilo D.V., Sergeyev Yu.F., Volkov Ye.D.** The basic regime characteristics of the $l = 2$ torsatron with longitudinal magnetic field coils. — *Plasma Devices and Operations*, 2007, vol. 15, № 4, pp. 253—262.
12. **Kotenko V.G.** About the mechanism of occurrence of «vertical» asymmetry value of divertor plasma flows in torsatron. — *Fizika plazmy (Plasma Physics)*, 2007, vol. 33, issue 3, pp. 280—284; *Plasma Phys. Rep.*, 2007, vol. 33, № 3, pp. 249—253 (Engl. Transl.) (in Russian).

AUTHORS

Kotenko V.G. National Scientific Center “Kharkov Institute of Physics and Technology”, Akademicheskaya ul. 1, 61108 Kharkov, Ukraine; kotenko@kipt.kharkov.ua.

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

Received 6 April 2011
Problems of Atomic Science and Technology
Ser. Thermonuclear Fusion, 2011, issue 3, pp. 74—80