

расхождение объясняется вертикальным смещением орбиты из-за искажения магнитного поля в конце цикла ускорения. Расчет, проведенный по результатам магнитных измерений на синхротроне, дает для конца цикла ускорения величину  $(a_2^2)^{1/2} \approx 0,5$  м.м., которая находится в удовлетворительном согласии с экспериментом.

Таким образом, метод раздельного исследования синхротронных и бетатронных колебаний позволил определить влияние квантовых флуктуаций излучения на каждый тип колебаний электронов. Показано, что квантовое возбуждение синхротронных колебаний начинает преобладать над их затуханием при энергиях 550—600 Мэв, а для радиальных бетатронных колебаний этот эффект проявляется при несколько большей энергии (около 700 Мэв). Такие измерения подтверждают энергетический критерий, при котором квантовый характер синхротронного излучения вызывает возбуждение колебаний электронов [2]. Показано, что до исследуемой энергии квантовое возбуждение радиальных колебаний не представляет опасности для нормального режима ускорения электронов, тогда как квантовое возбуждение фазовых колебаний может привести к значительной потере ускоряемых электронов. На вертикальные колебания электронов квантовые флуктуации излучения не оказывают сколько-нибудь заметного влияния. Полученные экспериментальные результаты

для синхротронных и бетатронных колебаний электронов подтверждают основные теоретические положения, учитывающие радиационное затухание и квантовое возбуждение этих колебаний.

В заключение выражаем благодарность Ф. А. Королеву, А. А. Соколову и И. М. Тернову за обсуждение полученных результатов, а также сотрудникам службы эксплуатации синхротрона, обеспечившим его работу во время измерений.

Поступило в Редакцию 14/1 1969 г.

## ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Коломенский, А. И. Лебедев. Теория циклических ускорителей. М. Физматгиз, 1962.
2. Синхротронное излучение. Сб. под ред. А. А. Соколова и И. М. Тернова. М. «Наука», 1966.
3. M. Sands. Phys. Rev., 97, 470 (1955).
4. F. Gutbrod. Z. Phys., 168, 177 (1962).
5. M. Sands. Nuovo cimento, 15, 599 (1960).
6. Р. А. Королев, А. Г. Ершов, О. Ф. Куликов. «Докл. АН СССР», 134, 314 (1960).
7. Ю. А. Бельяк и др. «Атомная энергия», 24, 25 (1968).

## О работе цилиндрических стеллараторов при наличии осевого тока

Ю. М. ЛОКТИОНОВ, В. П. СЕБКО

УДК 621.039.623

При исследованиях на стеллараторах, имеющих форму рейстрекка, возникает необходимость преобразовывать магнитные поверхности определенного вида в форму окружности на прямолинейных частях установки. Такое преобразование выполняют специальные устройства [1—3], называемые цилиндрическими.

Цилиндрические стеллараторы играют важную роль. От их действия зависит прежде всего согласование магнитных поверхностей в двух областях винтовых магнитных полей, разделенных прямолинейным участком аксиально симметричного магнитного поля. Влияние цилиндрических на форму магнитных поверхностей рассматривалось в работах [1—4]. В работах [2, 3] экспериментально было показано, что для хорошего цилиндрирования магнитных поверхностей трехзаходного винтового магнитного поля необходимо использовать цилиндрический диаметр которого примерно на 10% меньше расчетной [1]. В связи с возможностью применения в стеллараторах внутреннего центрального токонесящего проводника [5, 6] или плазмы с продольным током представляет интерес экспериментальное изучение действия цилиндрических, когда вдоль оси системы течет ток.

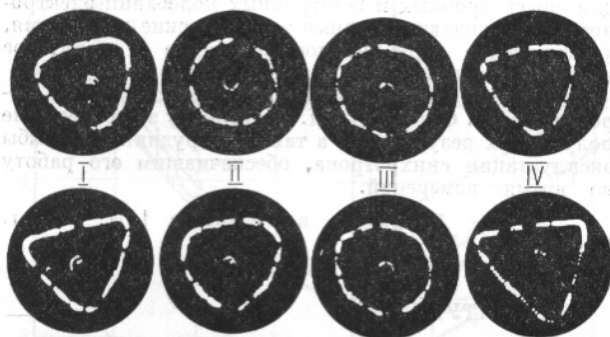
В настоящей работе рассмотрено влияние, оказываемое цилиндрическими [1—3] на магнитные поверхности в различных сечениях прямолинейной магнитной системы, состоящей из катушек продольного поля, двух винтовых обмоток и центрального токонесящего стержня.

Исследование конфигураций магнитных полей осуществлялось методом кольцевых электронных пучков [2, 7]. Каждая трехзаходная винтовая обмотка имела

на своих концах укороченные цилиндрические [2]. Участок аксиально симметричного поля составлял 40 см. Осевого тока протекал по медному стержню, расположенному вдоль оси системы и проходившему внутри флуоресцирующего экрана и кольцевой электронной пушки [5, 7]. Исследование магнитных поверхностей проводилось в четырех сечениях: 1) середина первой винтовой обмотки (сечение I); 2) после цилиндрического на выходе первой винтовой обмотки (сечение II); 3) на участке цилиндрического второй винтовой обмотки (сечение III); 4) середина второй винтовой обмотки (сечение IV).

На рис. 1 представлены фотографии магнитных поверхностей трехзаходного винтового магнитного поля в указанных четырех сечениях при отсутствии осевого тока. В верхнем ряду показана внутренняя магнитная поверхность, расположенная вдали от сепаратрисы (максимальный радиус поверхности  $r_{\text{макс}} = 3,5$  см, максимальный радиус сепаратрисы в этом случае  $r_{\text{с. макс}} = 5,3$  см). Как видно, треугольная конфигурация (сечение I) хорошо преобразуется в форму окружности на выходе цилиндрического (сечение II) и не изменяет своей формы до входа во вторую винтовую обмотку (сечение III). Образующаяся магнитная поверхность в сечении IV (середина второй обмотки) мало чем отличается от поверхности в сечении I (хорошее согласование).

В нижнем ряду рис. 1 приводятся фотографии магнитной поверхности, близкой к граничной ( $r_{\text{макс}} = 4,1$  см при  $r_{\text{с. макс}} = 4,8$  см), в тех же сечениях. Эти снимки показывают, что в этом режиме (кольцевой электронный пучок вблизи сепаратрисы) наблюдается достаточное для практических целей согласование



Р и с. 1. Магнитные поверхности в различных сечениях магнитной системы при отсутствии осевого тока, полученные с помощью кольцевого электронного пучка.

магнитных поверхностей в обеих областях трехзаконных винтовых полей.

Рис. 2 иллюстрирует работу тех же цилиндрителей при наличии осевого тока. Направление тока вдоль оси выбиралось таким, чтобы его магнитное поле  $H_\phi$  раскручивало силовые линии трехзаконного винтового магнитного поля (при другом направлении в случае еще большего закручивания силовых линий картина магнитных поверхностей в различных сечениях подобна представленной на рис. 1, т. е. имеет место хорошее согласование магнитных поверхностей).

Верхний ряд фотографий показывает искажение магнитной поверхности, близкой к граничной, при сравнительно небольшом осевом токе ( $\delta = \frac{J}{I} = 0,2$ ;  $J$  и  $I$  — токи в центральном стержне и в винтовых обмотках). Нижний ряд — для случая  $\delta = 0,4$ .

Как известно [5, 6], с ростом осевого тока выбранного направления структура трехзаконного винтового магнитного поля существенно изменяется. Внутренние магнитные поверхности расщепляются на три области с пространственными магнитными осями, вокруг которых замыкаются свои поверхности и сепаратрисы [5, 6]. Возмущения наружных магнитных поверхностей приводят к значительному увеличению максимальных и уменьшению минимальных радиусов магнитных поверхностей (см. рис. 2).

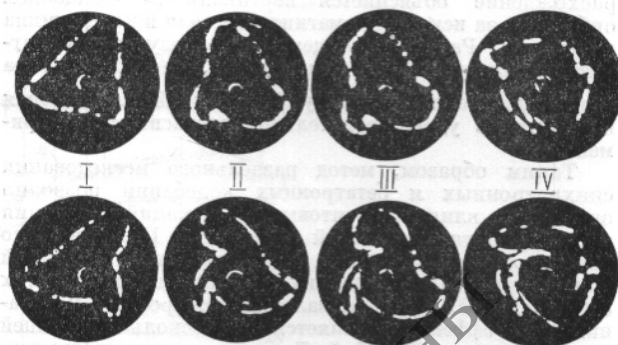
Получаемые таким образом структуры магнитных конфигураций с пространственными осями достаточно устойчивы по отношению к внешним воздействиям [8, 9] и поэтому не могут преобразовываться в форму окружностей существующими способами цилиндрирования [1—5].

Рис. 2 показывает отсутствие согласования поверхностей как при больших, так и при малых осевых токах.

Из рис. 2 следует, что искажение магнитной поверхности увеличивается и на участке между двумя винтовыми обмотками. Это явление связано с тем, что магнитные силовые линии, расположенные на данной поверхности, испытывают вращательное преобразование. Углы поворота силовых линий, вдоль которых двигаются электроны пучка на данном участке, определяются соотношением

$$i = \frac{2lJ}{\text{car}^2 H_0} \quad (1)$$

Здесь  $r$  — координата, определяющая положение силовой линии относительно оси;  $l$  — расстояние между



Р и с. 2. Магнитные поверхности трехзаконного стелларатора при наличии осевого тока.

двумя винтовыми обмотками;  $J$  — величина осевого тока;  $H_0$  — продольное магнитное поле;  $a$  — радиус винтовых обмоток. Величины  $r$  и  $l$  в формуле (1) выражены в единицах радиуса  $a$ . Как видно из выражения (1), искажение магнитных поверхностей при плохой работе цилиндрителя будет тем больше, чем больше отношение  $J/H_0$ , длина участка с аксиально симметричным магнитным полем и разница между минимальным и максимальным радиусами магнитной поверхности после цилиндрителя. Вследствие такой плохой работы цилиндрителей и вращения магнитных силовых линий под действием осевого тока на участке аксиально симметричного магнитного поля магнитная поверхность в области второй винтовой обмотки (сечение IV) имеет форму, значительно отличающуюся от первоначальной.

Из рис. 2 видно, что магнитные поверхности, получаемые в первой и второй областях винтовых магнитных полей, плохо между собой согласованы. Это может привести к тому, что на больших радиусах из-за несогласования магнитных поверхностей может произойти существенное их «обдирание», что ведет к уходу значительного числа частиц за область, ограниченную сепаратрисой. На малых же радиусах магнитных поверхностей происходит нарушение плавного эргодического заполнения магнитной силовой линией поверхности. Эти эффекты особенно опасны в замкнутых системах типа рейстрек при многократном прохождении прямолинейных участков аксиально симметричного поля.

Надо отметить, что в настоящей работе рассмотрен случай, когда магнитные поверхности расположены вне токонесущего проводника (или плазмы с продольным током). Очевидно, что аналогичные искажения магнитных поверхностей из-за поворота силовых линий на участках между винтовыми обмотками будут происходить и внутри плазмы, по которой протекает продольный ток. Углы поворота силовых линий под действием осевого тока на этом участке в общем случае будут зависеть от распределения тока по радиусу плазмы, конфигурации ее после цилиндрителя, продольного магнитного поля  $H_0$ , длины прямолинейного участка  $l$  и расстояния от оси системы  $r$  [8].

Таким образом, в стеллараторах формы рейстрек с осевым током работа цилиндрителей определяется величиной и направлением осевого тока.

При протекании тока, магнитное поле которого закручивает силовые линии, наблюдается хорошее согласование магнитных поверхностей.

При обратном направлении осевого тока вследствие усложнения структуры магнитного поля не обеспечи-

вается необходимая работа существующих цилиндрических и отсутствует согласование магнитных поверхностей.

Для создания условий цилиндричности в этом режиме, по-видимому, нужно выполнять еще промежуточное преобразование сложных магнитных конфигураций с пространственными осями в обычную картину магнитных поверхностей стелларатора с последующим их цилиндрированием известными способами [1—5]. Такое промежуточное преобразование можно осуществить, если скомпенсировать или даже изменить направление осевого тока на небольшом участке длины винтового магнитного поля перед цилиндриком и внутри него. Естественно, что реализация подобных операций связана с практическими трудностями, особенно при использовании плазмы с продольным током в рейстреке стелларатора.

Поступило в Редакцию 9/IV 1969 г.  
В окончательной редакции 21/VII 1969 г.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. E. Frieman et al. Project Matterhorn. NYO — 7899. Ch. IV, 1957, p. 78.
2. Б. И. Гаврилов, Ф. В. Карманов, Г. П. Максимов. «Атомная энергия», 18, 273 (1965).
3. Г. П. Максимов, А. П. Черемных. ЖТФ, XXXVIII, 1472 (1968).
4. В. Г. Зыков и др. ЖТФ, XXXII, 1190 (1962).
5. В. Ф. Алексин, В. П. Себко. ЖТФ, XXXVI, 1594 (1966).
6. V. Aleksin, V. Sebko. Nucl. Fusion, 8, 145 (1968).
7. Б. С. Акшанов, В. П. Себко. «Приборы и техника эксперимента», № 6, 133 (1966).
8. А. И. Морозов, Л. С. Соловьев. В сб. «Вопросы теории плазмы». Вып. 2. М., Госатомиздат, 1963, стр. 59.
9. Л. С. Соловьев, В. Д. Шафранов. В сб. «Вопросы теории плазмы». Вып. 5. М., Атомиздат, 1967, стр. 3—208.

РЕПОЗИТОРИЙ ИМ. Ф. СКОРИН