

ПОТЕРИ ПЛАЗМЫ В КРИВОЛИНЕЙНЫХ МАГНИТНЫХ ФИЛЬТРАХ

А.И. Тимошенко

Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт»,
Харьков, Украина

E-mail: timoshen@yandex.ru

Показано, что потери плазмы в криволинейных магнитных фильтрах вызваны, главным образом, двумя причинами: несоответствием размеров поперечного сечения плазмовода характеристическому радиусу основного плазменного потока и наличием вторичного потока, отрывающегося от периферии основного, и следующего в направлении векторного произведения $\mathbf{V} \times \mathbf{R}$, где \mathbf{R} – радиус-вектор кривизны магнитного поля \mathbf{B} . Рассмотрены способы повышения пропускной способности криволинейного фильтра и механизм образования $(\mathbf{V} \times \mathbf{R})$ - потока.

1. ВВЕДЕНИЕ

На Рис.1 представлен вариант криволинейного магнитного фильтра, в котором поток плазмы 7 от вакуумно-дугового источника транспортируется к обрабатываемым изделиям (на Рис. не показаны) вдоль криволинейного магнитного поля \mathbf{B} , создаваемого электромагнитными катушками 2, 4, 5, 6. Плазма при этом очищается от макрочастиц – жидких капель и осколков катода, которые движутся прямолинейно и осаждаются на стенках плазмовода 8. Однако в таком фильтре теряется и значительная часть плазмы. В рамках существующих на сегодняшний день представлений по-разному трактуются причины этих потерь. Согласно дрейфовой модели Г. Шмидта [1], основным их механизмом является электрический дрейф ионов и электронов на внешнюю стенку плазмовода в направлении \mathbf{R} . В соответствии с моделью Н.А. Хижняка [2-4] потери обусловлены, главным образом, центробежным дрейфом ионов в направлении $-\mathbf{V} \times \mathbf{R}$, где \mathbf{R} – радиус-вектор кривизны магнитного поля. Авторы плазмооптической модели [5, 6] полагали, что главные потери происходят еще перед входом в плазмовод и вызваны отражением ионов плазменной линзой, формирующейся благодаря дивергентности магнитного поля. В рамках гидродинамических моделей [7, 8] потери связывались с диффузионным расширением плазменного потока, а также (в случае немагнитных ионов) с увлечением ионов электронами в сторону $\mathbf{V} \times \mathbf{R}$ со скоростью их электрического дрейфа в радиальном поле поляризации.

Эти выводы, однако, противоречат экспериментальным данным, согласно которым: а) плазма на выходе криволинейного фильтра с магнитным полем свыше 100 Гаусс смещается противоположно \mathbf{R} [9]; б) вместо предсказываемого в [2-4] смещения в сторону центробежного дрейфа ионов наблюдается сдвиг в противоположную сторону – в направлении центробежного дрейфа электронов [9-11], причем этот сдвиг в десятки раз меньше вычисленного в [7, 8]; в) вопреки выводам авторов [5, 6] плазменная линза не препятствует, а

наоборот, способствует проникновению ионов в плазмовод благодаря её фокусирующему действию, как показали Д. Сандерс и соавторы [12] (см. далее Рис.4).

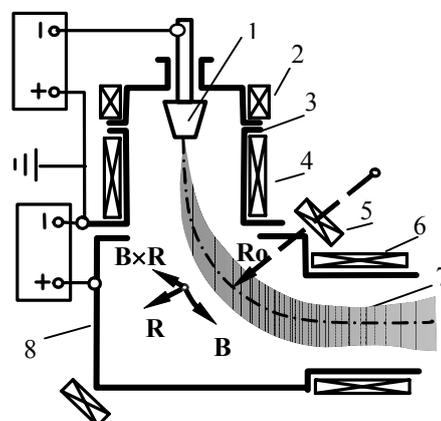


Рис.1. Вакуумное электродуговое фильтрующее устройство.

- 1 – катод; 2 – стабилизирующая катушка;
3 – анод; 4 – фокусирующая катушка;
5 – отклоняющая катушка; 6 – выходная катушка;
7 – поток плазмы; 8 – плазмовод

Из сказанного видно, что перечисленные модели противоречиво описывают характер движения плазмы и причины её потерь в криволинейном магнитном фильтре.

2. ИЗМЕРЕНИЕ ПОПЕРЕЧНЫХ ПОТОКОВ

Поскольку потери обусловлены смещением плазмы перпендикулярно основному потоку, в работе [13] было измерено распределение по направлениям радиальных ионного и электронного токов в различных сечениях криволинейной части потока. С этой целью в плазмовод 8 (см. Рис.1) помещался плоский зонд, ориентированный перпендикулярно радиусу поперечного сечения потока 7 и имевший возможность перемещаться вокруг потока. В случае измерения радиального электронного тока, зонд электрически соединялся с анодом 3. При измерении ионного тока на зонд подавался отрицательный потенциал 70 В относительно анода 3. Полученные таким образом

плотности ионного и электронного токов интегрировались для определения суммарных токов на стенки плазмодода. Неожиданно высоким оказался ионный ток на боковую стенку плазмодода δ в направлении векторного произведения $(\mathbf{V} \times \mathbf{R})$, т.е. текущий противоположно центробежному дрейфу ионов. Как видно из Рис.2, этот ток растет с увеличением положительного (относительно анода 3) потенциала, прикладываемого к корпусу плазмодода, и на порядок больше тока, направленного в сторону $-(\mathbf{V} \times \mathbf{R})$ (зависимость $I(B)$ при 30 В на Рис.2,б не представлена, поскольку она практически совпадает с графиком для 10 В). Электронный ток ведет себя таким же образом, с той лишь разницей, что его величина в несколько раз больше.

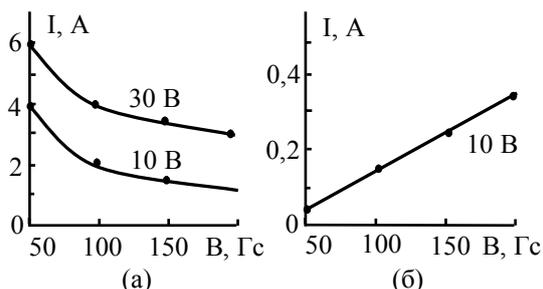


Рис.2. Ионный ток на боковые стенки плазмодода в зависимости от напряженности магнитного поля и при разных потенциалах корпуса плазмодода. (а) – в направлении $\mathbf{V} \times \mathbf{R}$; (б) – в направлении $-\mathbf{V} \times \mathbf{R}$

Дополнительная информация о потерях в криволинейном фильтре была получена в [14], где измерялось пространственное распределение и интенсивность потоков плазмы внутри кубического плазмодода, предложенного В. Гороховским [15]. В работе [14] впервые выявлен вторичный поток, (Рис.3,б), который отрывается от периферии основного в начале криволинейной траектории и движется в направлении $\mathbf{V} \times \mathbf{R}$.

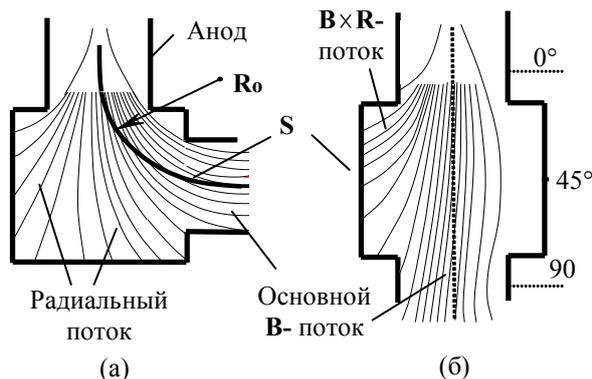


Рис.3. Направления и интенсивности потоков плазмы внутри кубического плазмодода. (а) – в плоскости радиус-вектора R_o ; (б) – в плоскости развернутой поверхности S , перпендикулярной R_o

В правой части Рис.3,б в градусах отображены углы поворота плазменного потока относительно первоначального направления. Виден также незначительный сдвиг основного потока в сторону $\mathbf{V} \times \mathbf{R}$, отмеченный в [9-11]. В [14] тем самым показано, что поперечные электронный и ионный

токи в сторону $\mathbf{V} \times \mathbf{R}$ не являются результатом смещения плазмы как целого в эту сторону, как предполагалось в [7, 8], а обусловлены поведением периферийного участка основного потока. Вторичный $(\mathbf{V} \times \mathbf{R})$ -поток наиболее интенсивен в начале криволинейной траектории и монотонно спадает по мере приближения к выходному отверстию. С ростом положительного потенциала, прикладываемого к корпусу плазмодода, интенсивность этого потока увеличивается и может достигать 40...50% от суммарного потока плазмы, входящего в плазмодод [14]. Именно поведением этого потока определяется характер зависимости (экспериментально полученной И.И. Аксеновым и сотрудниками [16]) выходного ионного тока от потенциала плазмодода (см. Рис.4, кривая 1).

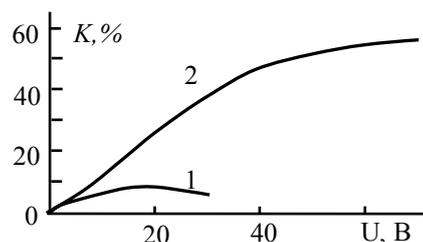


Рис.4. Отношение ионного тока на выходе фильтра к полному ионному току источника, K %, как функция потенциала корпуса плазмодода. 1 – экспериментальная кривая [16]; 2 – зависимость, вычисленная авторами [12] по данным модели [6]

С ростом потенциала всё большая часть радиального потока ионов (см. Рис.3,а) отражается электрическим полем от внешней стенки и распределяется между основным (\mathbf{V}) -потоком и вторичным $(\mathbf{V} \times \mathbf{R})$ -потоком. Когда положительный потенциал превышает оптимальное значение, радиальный поток, стремящийся к нулю, перестает вносить вклад в основной, тогда как поток на боковую стенку в направлении $\mathbf{V} \times \mathbf{R}$ продолжает расти. Однако его рост происходит теперь уже за счет основного потока, движущегося вдоль магнитного поля \mathbf{V} . В результате, интенсивность основного потока и ионный ток на выходе плазмодода начинают уменьшаться (см. Рис.4, кривая 1). В отличие от тороидальных плазмодода, где это уменьшение наблюдается с 18...20 В [9,10,16-19], в кубическом плазмододе с достаточно большим поперечным сечением (30×30 см) выходной ионный ток продолжает увеличиваться и при потенциалах порядка 40 В, но уже с тенденцией к насыщению [13]. Однако основным преимуществом последнего варианта фильтра является его сравнительно высокая пропускная способность. Из 6...8 А ионного тока, генерируемого источником вакуумно-дуговой плазмы, даже при нулевом потенциале корпуса плазмодода, выходной ионный ток достигает 2 А [13,14], тогда как на выходе тороидального фильтра с внутренним диаметром 7,8 см ионный ток составляет всего 50 мА [16]. Причины повышенных потерь в фильтре [16] связаны как с $(\mathbf{V} \times \mathbf{R})$ -потоком, так и с существованием

характеристического радиуса основного потока плазмы (см. разд.4).

Для устройства, описанного в [5,6,16], Д. Сандерс и соавторы [12] вычислили (пользуясь соотношениями, полученными в [6]) зависимость коэффициента эффективности (отношение ионного тока на выходе фильтра к полному ионному току источника) от потенциала корпуса плазмоведа (см. Рис.4, кривая 2). Согласно [12], рост коэффициента эффективности устройства [6] вызван как увеличением коэффициента пропускания плазмоведа (до 85%), так и монотонным увеличением (с ростом потенциала) количества ионов (до 65%), достигающих входного отверстия плазмоведа. Следовательно, в рамках модели [6] для всего диапазона изменения потенциала доминирующим является фокусирующее, а не отражающее, действие плазменной линзы. Столь значительные количественные и качественные расхождения между теорией и экспериментом свидетельствуют, что плазмооптический анализ движения плазмы в криволинейном магнитном фильтре неоправданно упрощен.

Таким образом, характерными особенностями движения плазмы в криволинейном магнитном поле являются: небольшое (~ 1 см) смещение основного потока в направлении $\mathbf{B} \times \mathbf{R}$ [9-11] и интенсивный вторичный поток, отрывающийся от периферии основного в начале криволинейного участка и движущийся также в сторону $\mathbf{B} \times \mathbf{R}$ [13, 14]. Именно с этим потоком связаны значительные потери плазмы в криволинейных магнитных фильтрах.

Аналитическое выражение и точный численный результат для величины смещения основного потока получены в работах [20-22]. В [21, 22] показана также невозможность центробежного дрейфа ионов в плазме (за исключением случаев крайне разреженных плазм или экстремально сильных магнитных полей). В данной работе рассмотрим вероятную причину появления вторичного ($\mathbf{B} \times \mathbf{R}$)-потока.

3. ОБРАЗОВАНИЕ ВТОРИЧНОГО ($\mathbf{B} \times \mathbf{R}$)-ПОТОКА

В соответствии с твердоторной моделью Р. Дэвидсона [23], плазменный цилиндр с постоянной и независимой от радиуса температурой, помещенный в продольное однородное магнитное поле \mathbf{B} , будет находиться в равновесном состоянии, если плотность плазмы в нем распределена по закону Гаусса $n_j(r) = n_j(0) \exp(-r^2/r_0^2)$, электрическое поле $E(r) = -Cr$ направлено к оси цилиндра и линейно растет с радиусом, а компоненты плазмы вращаются с некоторой постоянной угловой скоростью $\omega_j = const$. В работах [9, 24] экспериментально найдено, что эти свойства реализуются и в вакуумно-дуговой плазме, поэтому будем считать, что и плазменный поток, входящий в фильтр из области однородного магнитного поля, имеет такие же параметры. Равновесное состояние j -й

компоненты плазмы в цилиндре описывается уравнением [23, 24]

$$-n_j m_j \omega_j^2 r = -n_j q (E_r + \omega_j r B) - \frac{dP_j}{dr}, \quad (1)$$

где m_j – масса частицы; ω_j – угловая частота вращения j -й компоненты; r – расстояние от оси цилиндра, где плотность j -й компоненты равна n_j ; q – заряд частицы; $E_r = -Cr$ – радиальное электрическое поле в цилиндре; B – магнитное поле; dP_j/dr – градиент давления в j -й компоненте.

В используемых на практике фильтрах магнитные поля сравнительно невелики (150...600 Гс [9,17,19,25]), поэтому ионную компоненту будем считать незамагниченной, полагая частоту ω_i равной нулю. Следовательно, ионы в плазменном цилиндре удерживаются только электрической силой

$$n_i Z e E_r = \frac{dP_i}{dr},$$

где Z – кратность заряда иона.

Пренебрегая центробежной силой, действующей на электроны, для электронной компоненты можно записать:

$$n_e e \omega r B \approx -n_e e E_r - \frac{dP_e}{dr}. \quad (2)$$

После перехода потока плазмы на криволинейную траекторию, электрическое поле в нем перестает быть радиально-симметричным и представляет собой суперпозицию радиально-симметричного поля E_r , направленного к оси потока, и электрического поля поляризации E_R , направленного противоположно \mathbf{R} [11, 21, 22]. Поэтому, как видно из Рис.5, в области $\mathbf{R} > \mathbf{R}_0$, где \mathbf{R}_0 – радиус вектор центра потока, поле поляризации E_R суммируется с радиальным полем E_r , а в области $\mathbf{R} < \mathbf{R}_0$ вычитается из него.

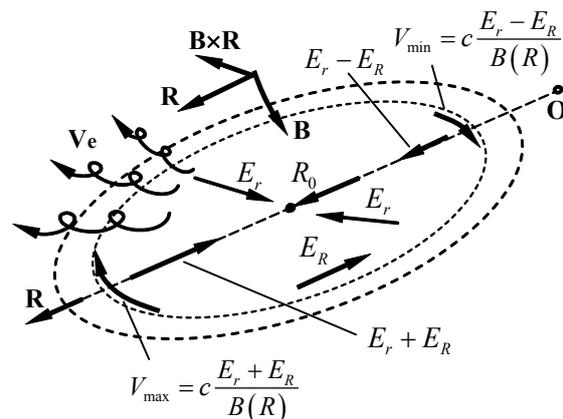


Рис.5. Восстановление поперечной проводимости (появление скорости V_e) в поле E_r при подавлении азимутального электрического дрейфа электронов в поперечном сечении потока плазмы

Следовательно, равновесная скорость азимутального электрического дрейфа электронов в

области $R > R_0$ должна быть равна $V_{\max} = c \frac{E_r + E_R}{B(R)}$, а

на симметричном ей участке $R < R_0$, соответственно, $V_{\min} = c \frac{E_r - E_R}{B(R)}$. Но поскольку со стороны $\mathbf{V} \times \mathbf{R}$ от

центра потока плотность электронов не может увеличиваться, то они вынуждены дрейфовать с минимальной скоростью $V_{\min} = c \frac{E_r - E_R}{B(R)}$. Запишем

уравнение (2) для области $R > R_0$, где скорость азимутального дрейфа электронов максимальна, в следующем виде:

$$n_e e (\omega_{\min} + \Delta\omega) r B \approx -n_e e (E_r + E_R) - \frac{dP_e}{dr}, \quad (3)$$

где $(\omega_{\min} + \Delta\omega)r = V_{\max}$ – равновесная скорость, соответствующая суммарному электрическому полю. Поскольку на данном участке азимутальная составляющая скорости равна $\omega_{\min} r = V_{\min}$, то сила Лоренца не уравнивает электрическую силу и силу давления [правую часть уравнения (3)]. Дефицит лоренцевой силы составляет $n_e e \Delta\omega r B$, т.е. именно с такой силой, имеющей \mathbf{R} и $(\mathbf{V} \times \mathbf{R})$ -составляющие, электрическое поле и градиент давления действуют на единичный элемент объема электронной компоненты массой $n_e m_e$. Эта сила пропорциональна r , т.е. действует больше всего на периферийную часть потока. В результате, в левой половине сечения (см. Рис.5) в направлениях \mathbf{R} и $\mathbf{V} \times \mathbf{R}$ идет поток электронов, интенсивность которого увеличивается пропорционально радиусу r и электрическому полю. По мере движения вдоль \mathbf{R} поток электронов все больше отклоняется в сторону $\mathbf{V} \times \mathbf{R}$ в результате электрического дрейфа, который в суммарном поле $E_r + E_R$ значительно интенсивнее, чем в центре. Увлечение ионов за этим потоком электронов осуществляется поляризационными силами, как и при движении плазмы вдоль тороидального магнитного поля [21, 22]. В правой половине сечения, где скорость азимутального дрейфа может возрастать беспрепятственно, поток сжимается к центру.

Таким образом, появление потока электронов (и ионов) в сторону $\mathbf{V} \times \mathbf{R}$ может быть вызвано нескомпенсированностью радиальных сил силой Лоренца при появлении преграды электрическому азимутальному дрейфу электронов. В таком случае будет логичным предположить, что в основе образования $(\mathbf{V} \times \mathbf{R})$ -потока лежит известный эффект восстановления поперечной проводимости при подавлении электрического дрейфа, упомянутый, например, в [26]. (Следует отметить, что в рассматриваемой здесь ситуации электрический дрейф подавляется частично). Из уравнения (3) видно, что $(\mathbf{V} \times \mathbf{R})$ -поток должен расти с удалением от центра основного потока, с увеличением положительного потенциала на корпусе плазмоведа и с ростом поля поляризации E_R , которое пропорционально энергии ионов и

кривизне траектории. Все эти особенности наблюдаются в эксперименте.

4. СПОСОБЫ ПОВЫШЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТА ПРОПУСКАНИЯ ФИЛЬТРА

Учитывая существование $(\mathbf{V} \times \mathbf{R})$ -потока можно заметно повысить коэффициент пропускания фильтра путем оптимальной ориентации системы электромагнитных отклоняющих катушек. Поворачивая отклоняющие катушки вокруг радиус-вектора кривизны плазменного канала в сторону противоположную $(\mathbf{V} \times \mathbf{R})$ -потоку, можно отвести этот поток от боковой стенки, заставив его двигаться ближе к оси устройства. При этом отклоняется и основной поток, но если ближайшая к нему боковая стенка достаточно удалена, а выходное отверстие не слишком мало, то основной поток достигает выхода плазмоведа вместе со значительной частью $(\mathbf{V} \times \mathbf{R})$ -потока. Поскольку угол отклонения вторичного потока от основного и его интенсивность максимальны в начале поворотного участка и уменьшаются на последующих участках траектории, то угол поворота катушек также уменьшается по мере приближения к выходному отверстию. Данный прием реализован в устройстве [27], Рис.6, и позволяет повысить коэффициент пропускания фильтра-прототипа в среднем в 1,5 раза.

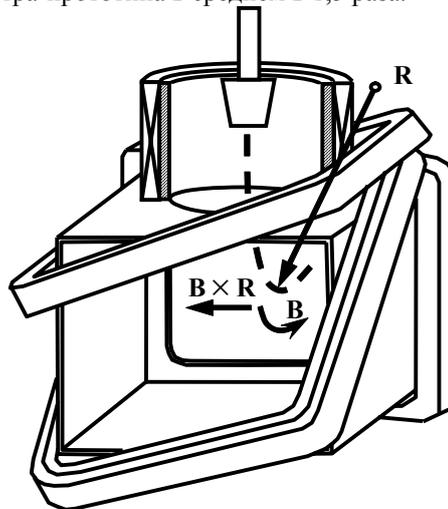


Рис.6. Фильтр с отклоняющими электромагнитными катушками, выполненными с возможностью поворота вокруг радиус-вектора кривизны плазменного канала [27]

Очевидно, также, что увеличить прохождение $(\mathbf{V} \times \mathbf{R})$ -потока через фильтр можно придавая плазмоводу форму параллелепипеда, вытянув его в сторону $\mathbf{V} \times \mathbf{R}$ (см. Рис.6).

Следует отметить, что В.С. Войценья и соавторы [29] наблюдали значительное улучшение транспортировки плазменных сгустков через криволинейный соленоид при наличии в нем, кроме тороидальной, еще и винтовой обмотки. По-видимому, в эксперименте [29] начальная часть (первая половина первого шага) винтовой обмотки

действовала как левая половина верхней отклоняющей катушки на Рис.6.

Еще одним фактором, существенно влияющим на пропускную способность фильтра, является зависимость характерного размера сечения потока от параметров плазмы и напряженности внешнего магнитного поля. Размеры плазменного цилиндра определяются характеристическим радиусом, на котором плотность плазмы уменьшается в e раз по сравнению с осевой плотностью. Величина радиуса составляет, согласно [23]

$$r_0^2 = \frac{2T_i}{m_i \omega_E \omega_{ci}}, \quad (4)$$

где $\omega_E = -cE_r^0/rB_0$ – частота вращения, определяемая скоростью электрического дрейфа электронов в равновесном радиальном электрическом поле E_r , а ω_{ci} – циклотронная частота иона. Минимально приемлемой величиной для радиуса поперечного сечения плазмоведа, за пределами которого остается около 2% плазмы (в случае гауссового распределения плотности) можно считать $2r_0$. Тогда, при выполнении условия равенства потоков магнитного поля в плоскости катода и в сечении плазмоведа, можно найти, что внутренний радиус r_d плазмоведа должен удовлетворять соотношению

$$r_d \geq 2r_0 + r_c \sqrt{B_c/B_d}, \quad (5)$$

где r_c – радиус катода, B_c – напряженность магнитного поля в плоскости катода, B_d – минимальное поле в сечении плазмоведа. Поскольку для вычисления характеристического радиуса по формуле (4) необходимо измерить радиальное электрическое поле E_r , то более надежной представляется экспериментальная оценка величины r_0 , например, по распределению плотности ионного тока в конкретном плазмоведе. Исходя из данных по непосредственному [24] и косвенному [9, 25] измерению r_0 , можно заключить, что этот параметр для вакуумно-дуговых плазм, в зависимости от условий, составляет 3...5 см. Следовательно, потери плазмы на уровне 75...90% в фильтрах с радиусом поперечного сечения ~1,5 см [28], 3,4 см [10] были вызваны тем, что плазменный поток просто не помещался в узком плазмоведе.

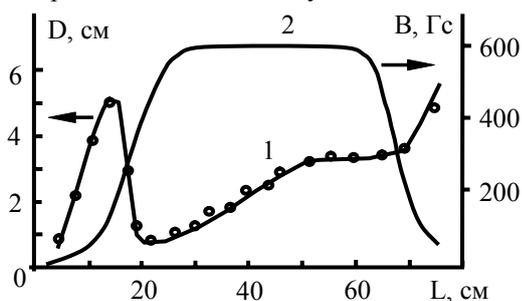


Рис.7. Диаметр плазменного сгустка (кривая 1), движущегося в магнитном поле (кривая 2) вдоль прямого соленоида [30]

В фильтрах достаточно широкого формата поперечные размеры основного потока плазмы стабильны и не выходят за пределы сечения плазмоведа. Наглядной иллюстрацией этого факта является Рис.7, где отображена зависимость диаметра плазменного сгустка от напряженности внешнего магнитного поля, которую получили В.Г. Падалка и И.И. Демиденко под руководством К.Д. Синельникова и Б.Г. Сафронова [30]. Следовательно, если радиус плазмоведа удовлетворяет соотношению (5), то роль диффузионных процессов в потерях плазмы незначительна и потери определяются, главным образом, $(\mathbf{B} \times \mathbf{R})$ -потоком.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ движения плазменного потока в криволинейном магнитном поле приводит к очевидному выводу, что потери плазмы в криволинейных магнитных фильтрах могут быть практически полностью исключены путем правильного выбора размеров поперечного сечения плазмоведа, геометрии плазмоведа и ориентации электромагнитных отклоняющих катушек.

ЛИТЕРАТУРА

- G. Schmidt. Plasma Motion Across Magnetic Fields // *The Physics of Fluids*. 1960, v.3, №6, p.961-965.
- Н.А. Хижняк. Движение плазменного сгустка в магнитном поле тороидального соленоида // *ЖТФ*. 1965, т.35, №5, с.847-857.
- В.С. Войценья, А.Г. Горбанюк, И.Н. Онищенко, Б.Г. Сафронов, Н.А. Хижняк и В.В. Шкода. Движение плазменного сгустка в криволинейном магнитном поле // *ЖТФ*. 1967, т.37, №2, с.262-273.
- E.N. Sokolenko, N.A. Khizhnyak. Mass ion separation in the plasma flow moved along the toroidal magnetic field // *Probl. Atom. Sci. Techn, Ser. Plasma Phys. (5)*. 2000, №3, p.84-86.
- И.И. Аксенов, В.Г. Падалка, Н.С. Репалов, В.М. Хороших. Исследование движения плазменного потока в криволинейной плазмооптической системе // *Физика плазмы*. 1980, т.6, №2, с.312-317.
- I.I. Aksenov, A.N. Belokvostikov, V.G. Padalka, N.S. Repalov and V.M. Khoroshikh. Plasma flux motion in a toroidal plasma guide // *Plasma Phys. Control. Fus.* 1986, v.28, №5, p.761-770.
- B.A. Alterkop, E. Gidalevich, S. Goldsmith and R.L. Boxman. Vacuum arc plasma jet propagation in a toroidal duct // *J. Appl. Phys.* 1996, v.79, №9, p.6791-6802.
- B.A. Alterkop, V.N. Zhitomirsky, S. Goldsmith and R.L. Boxman. Propagation of vacuum arc plasma beam in a toroidal filter // *IEEE Trans. Plasma Sci.* 1996, v.24, №6, p.1371-1377.
- V.N. Zhitomirsky, L. Kaplan, R.L. Boxman and S. Goldsmith. Ion current distribution in a filtered vacuum arc deposition system // *Surf. and Coat. Techn.* 1995, v.76/77, p.190-196.
- A. Anders, S. Anders and I. Brown. Transport of vacuum arc plasmas through magnetic macroparticle

- filters // *Plasma Sources Sci. Technol.* 1995, v.4, p.1-12.
11. В.С. Войценья, А.Г. Горбанюк, И.Н. Онищенко, В.В. Шкода и Б.Г. Сафронов. О поляризации плазмы, движущейся в искривленном магнитном поле // *ЖТФ*. 1965, т.35, №7, с.1330-1332.
 12. D.M. Sanders, D.B. Boercker and S. Falabella. Coating technology based on the vacuum arc – a review // *IEEE Trans. Plasma Sci.* 1990, v.18, №6, p.883-894.
 13. A.I. Timoshenko, V.A. Belous, V.E. Strel'nitskiy. Study on the passage of vacuum arc carbon plasma through curvilinear plasma guide // *Proc. 4th Int. Conf. on Diamond Films and Related Materials*. Kharkov, Ukraine. 1999, p.159-163.
 14. A.I. Timoshenko, V.S. Taran, V.I. Tereshin, O.G. Chechel'nitskiy. Spatial Distribution of the Vacuum Arc Plasma Fluxes in a Curvilinear Magnetic Duct // *IEEE Trans. Plasma Sci.* 2005, v.33, №5, Part:1, p.1636-1640.
 15. Patent N.5, 435, 900 US. Apparatus for application of coatings in vacuum / V.I. Gorokhovskiy, 1995.
 16. И.И. Аксенов, В.А. Белоус, В.Г. Падалка, В.М. Хороших. Транспортировка плазменных потоков в криволинейной плазмооптической системе // *Физика плазмы*. 1978, т.4, №6, с.758-763.
 17. M.M.M. Bilec, Yongbai Yin and D.R. McKenzie. A study of filter transport mechanisms in filtered cathodic vacuum arcs // *IEEE Trans. Plasma Sci.* 1996, v.24, №3, p.1165-1173.
 18. M.M.M. Bilec, D.R. McKenzie, Yongbai Yin, M.U. Chhovalla and W.I. Milne. Interactions of the directed plasma from a cathodic arc with electrodes and magnetic fields // *IEEE Trans. Plasma Sci.* 1996, v.24, №5, p.1291-1298.
 19. X. Shi, Y.Q. Tu, H.S. Tan, B.K. Tay and W.I. Milne. Simulation of plasma flow in toroidal solenoid filters // *IEEE Trans. Plasma Sci.* 1996, v.24, №6, p.1309-1318.
 20. A.I. Timoshenko, M.V. Gnybida, V.S. Taran, V.I. Tereshin, O.G. Chechel'nitskiy. Vacuum Arc Plasma Motion in a Curvilinear Magnetic Field in a Framework of the Rigid-Rotor Model // *AIP Conference Proceedings*. 2006, v.812, N.-Y., p.363-366.
 21. A.I. Timoshenko, V.S. Taran and V.I. Tereshin. Transversal displacement of the plasma flux during its motion in a toroidal magnetic field // *AIP Conference Proceedings*. 2008, v.993, N.-Y., p.121-124.
 22. О.І. Тимошенко, В.С. Таран, В.І. Терешин. Спосіб узгодження рівнянь руху електронної та іонної компонент плазми, що транспортується в тороїдальному магнітному полі // *Український Фізичний Журнал*. 2008, т.53, №4, с.346-351.
 23. R.C. Davidson. Vlasov equilibrium and nonlocal stability properties of an inhomogeneous plasma column // *The Physics of Fluids*. 1976, v.19, №8, p.1189-1202.
 24. R.R. Prasad and M. Krishnan. Theoretical and experimental study of rotation in a vacuum-arc centrifuge // *J. Appl. Phys.* 1987, v.61, №1, p.113-119.
 25. И.И. Аксенов. *Вакуумная дуга в эрозионных источниках плазмы*. Харьков: "НИЦ ХФТИ", 2005, 212 с.
 26. В.Е. Голант, А.П. Жилинский, И.Е. Сахаров. *Основы физики плазмы*. М.: "Атомиздат", 1977, 384 с.
 27. Пат. 2306366 Россия. Вакуумное электродуговое устройство / Н.А. Чеканов, А.И. Тимошенко, В.С. Таран // *Бюл.* 2007, № 26.
 28. J. Storer, J.E. Galvin and I.G. Brown. Transport of vacuum arc plasma through straight and curved magnetic ducts // *J. Appl. Phys.* 1989, v.66, №11, p.5245-5251.
 29. В.С. Войценья, Б.П. Ильенко, Е.М. Лацько, И.Н. Онищенко, Б.Г. Сафронов, В.Т. Толлок. Движение плазменных сгустков в винтовом магнитном поле // *Физика плазмы и проблемы управляемого термоядерного синтеза*. В.4, К.: "АН УССР", 1965. -с.334-341.
 30. К.Д. Синельников, Б.Г. Сафронов, В.Г. Падалка, И.И. Демиденко. Визуальное изучение плазменных сгустков // *Физика плазмы и проблема управляемого термоядерного синтеза*. В.3, К.: "АН УССР", 1963, с.232-237.

Статья поступила в редакцию 05.06.2008 г.

PLASMA LOSS IN A CURVED MAGNETIC FILTERS

A.I. Timoshenko

It is shown that two reasons mainly cause the plasma loss in a curvilinear magnetic filters: the disproportion between an inner radius of the magnetic duct and characteristic radius of the plasma jet, and the presence of a secondary flux, which comes off from the main beam and moves in $\mathbf{B} \times \mathbf{R}$ direction, where \mathbf{R} is a radius of curvature of magnetic field \mathbf{B} . The methods of enhancing of transparency of the curvilinear magnetic filters and mechanism of origin of the $(\mathbf{B} \times \mathbf{R})$ -flux are considered

ВТРАТИ ПЛАЗМИ В КРИВОЛІНІЙНИХ МАГНІТНИХ ФІЛЬТРАХ

О.І. Тимошенко

Показано, що втрати плазми в криволінійних магнітних фільтрах викликані, головним чином, двома причинами: невідповідністю розмірів поперечного перетину плазмоводу характеристичному радіусу основного плазмового потоку і наявністю вторинного потоку, що відривається від периферії основного, і рухається у напрямі векторного добутку $\mathbf{B} \times \mathbf{R}$, де \mathbf{R} – радіус-вектор кривизни магнітного поля \mathbf{B} . Розглянуто способи підвищення пропускної спроможності криволінійного фільтру і механізм виникнення $(\mathbf{B} \times \mathbf{R})$ -потоку.