

УДК 533.9

О СКАЧКАХ ПЛОТНОСТИ В ГЕЛИКОННЫХ ИСТОЧНИКАХ ПЛАЗМЫ

К. П. Шамрай

Научный центр "Институт ядерных исследований" НАН Украины, Киев, Украина

Рассмотрено влияние согласующего устройства на динамику разряда в геликонном источнике плазмы. Показано, что при фиксированных условиях согласования коэффициент поглощения ВЧ-мощности немонотонно зависит от плотности плазмы, в результате чего возможно существование критических равновесных точек и скачков плотности. При определенных условиях согласования скачков плотности можно избежать в широком диапазоне изменения плотности.

Геликонный источник является одним из наиболее эффективных и экономичных высокочастотных (ВЧ) индукционных источников плазмы. Он позволяет генерировать низкотемпературную плотную плазму ($T_e = 3-10$ эВ, $n = 10^{11}-10^{14}$ см⁻³) при относительно малых внешних магнитных полях ($> 30 - 50$ Гс) и удельных вкла-

дах мощности ($>50-100$ мВт/см³). Источник способен работать при низких давлениях рабочего газа ($>0,3-0,5$ мторр) и производить широкоапертурные потоки ионов с "мягкими" энергиями (~ 50 эВ) и токами до 100 мА/см² для обработки изделий диаметром до 200 мм и выше. Все эти свойства, наряду с отсутствием внутренних электродов, делают геликонный источник весьма привлекательным для различных плазмохимических технологий, прежде всего, для высокоанизотропного и высокоселективного травления в субмикронных масштабах [1].

Разряд в геликонном источнике возбуждается в диэлектрической (кварцевой или стеклянной) камере с помощью простых наружных токовых антенн в диапазоне частот $7-30$ МГц, включающем стандартную частоту промышленных генераторов $13,56$ МГц. Обычно антенна охватывает разрядный объем и может быть либо азимутально антисимметричной (при повороте на 180° вокруг оси разряда токи в элементах антенны изменяются на противоположные) [2-4], либо симметричной (одно или два соосных с разрядной камерой токовых кольца) [5-7]. В частности, антенны последнего типа используются в источниках типа MØRI200 и Vortex, выпускаемых в США и являющихся элементами кластерных технологических установок. Существуют также конструкции источников с плоскими (круглыми или спиральными) антеннами, возбуждающими разряд с торца через кварцевое окно [8].

Ввод ВЧ-мощности в плазму геликонного источника осуществляется с помощью волн, которые возбуждаются как непосредственно внешней антенной, так и в результате различных волновых процессов в самой плазме. Управляя спектром и интенсивностью волн, можно контролировать локализацию поглощения мощности и ионизации газа, удержание плазмы и т. д. Это позволяет, в принципе, повышать степень управления плазменным потоком. Однако, с другой стороны, сложный характер волновых процессов может быть причиной сложных, а потому зачастую нежелательных явлений в разряде. К последним относятся резкие скачки плотности плазмы, возможные при плавном изменении внешних параметров, таких как вкладываемая в разряд мощность [2], напряженность внешнего магнитного поля [9], частота возбуждающего генератора [10], а также срывы разряда, которые могут происходить при увеличении магнитного поля [11], либо при уменьшении частоты генератора.

При увеличении подводимой мощности типичный сценарий геликонного разряда имеет несколько фаз [2]. При низких значениях мощности разряд горит в так называемом емкостном режиме (E -мода), в котором плотность плазмы мала (обычно $n < 5 \cdot 10^{10}$ см⁻³) и слабо увеличивается с мощностью. При достижении некоторой критической мощности плотность плазмы скачком увеличивается примерно на порядок величины, и разряд переходит в H -моду. Подобный скачок, имеющий место в индукционных разрядах любых типов, связан с переходом в режим индуктивной связи антенны с плазмой. При увеличении мощности выше критического значения плотность плазмы возрастает с мощностью примерно по линейному закону. При этом интервалы плавного изменения плотности могут прерываться скачками, которые по величине меньше скачка из E в H -режим и меняют плотность на величину до нескольких десятков процентов [2]. Такие скачки в режиме индуктивной связи характерны только для геликонного разряда.

Одной из причин резких скачков плотности в режиме индуктивной связи может быть специфическая нелинейная (немонотонная) зависимость от плотности плазмы сопротивления $R_p(n)$, вносимого плазменной нагрузкой в цепь возбуждающей антенны. Такая зависимость была предсказана теоретически [12], подтверждена численными расчетами [13] и непосредственно обнаружена в экспе-

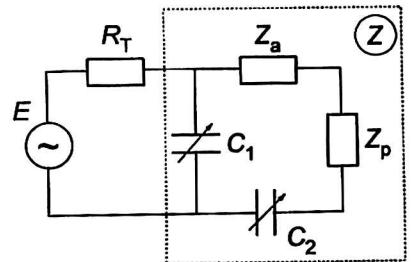
риментах [14]. В работах [15, 16] теоретически показано, что при немонотонном изменении сопротивления существуют критические точки равновесия разряда, в которых могут происходить гистерезисные скачки мощности. При этом считалось, что зависимость поглощаемой в плазме мощности также имеет немонотонный вид $P_{abs}(n) \sim R_p(n)$. Такой подход не принимает во внимание согласование разряда с ВЧ-генератором с помощью специального устройства, которое способно существенно влиять на величину тока в возбуждающей антенне и таким образом сглаживать зависимость поглощаемой мощности от плотности. Ниже устойчивость геликонного разряда рассмотрена с учетом согласования.

Условия согласования плазменной нагрузки с ВЧ-генератором

Для согласования с ВЧ-генератором индуктивных разрядов, включая геликонный, применяют емкостное согласующее устройство [17]. Наиболее простое устройство (так называемое *PI*-согласование), показанное схематически на рис. 1, состоит из двух перестраиваемых конденсаторов, включенных параллельно (C_1) и последовательно (C_2) с антенной. В эквивалентной схеме (см. рис. 1) ВЧ-генератор представляется в виде э. д. с. E с внутренним сопротивлением R_T , которое в зависимости от типа генератора имеет значение 50 или 75 Ом (реже встречаются и другие значения). Антенна и все соединительные проводники в схеме возбуждения разряда представлены на рис. 1 эквивалентным импедансом $Z_a = R_a + j\omega L_a$ (импеданс "сухой" антенны в отсутствии разряда), где $\omega = 2\pi f$ — частота генератора, а разряд вносит в цепь питания антенны эквивалентный импеданс $Z_p = R_p + j\omega L_p$. Типичные значения эквивалентных импедансов, измеренные в различных экспериментах [11, 13, 18, 19], составляют: $R_a \sim (0,5-1)$ Ом, $\omega L_a \sim (50-100)$ Ом, $R_p \sim \omega L_p$, $L_p \sim (2-10)$ Ом (для $f = 13,56$ МГц).

Рис. 1. Схема согласования ВЧ-генератора с плазменной нагрузкой:

E — э.д.с. генератора; R_T — эквивалентное внутреннее сопротивление генератора; C_1, C_2 — настроечные емкости; Z_a — эквивалентный импеданс антенны; Z_p — эквивалентный импеданс, вносимый разрядом в цепь антенны; Z_0 — полный эквивалентный импеданс нагрузки генератора



В целом устройство согласования и плазменную нагрузку можно представить в виде эквивалентного импеданса Z (см. рис. 1). Идеальное согласование генератора с нагрузкой, при котором поглощается вся падающая мощность $P_{forw} = P_{abs}$, достигается при условии $\text{Re}Z = R_T$, $\text{Im}Z = 0$, соответствующем максимуму поглощения в нагрузке при заданном значении э.д.с. генератора [17]. Нетрудно показать, что для полного согласования настроечные емкости C_1 и C_2 должны иметь значения [11]

$$\frac{1}{\omega C_1} = [RR_T / (1 - R / R_T)]^{1/2}, \quad \frac{1}{\omega C_2} = \omega L - [RR_T / (1 - R / R_T)]^{1/2}, \quad (1)$$

где $R = R_a + R_p$, $L = L_a + L_p$. Очевидно, согласовать с генератором можно любую нагрузку, для которой соотношения (1) могут быть выполнены в допустимых пределах изменения емкостей C_1 и C_2 . Несогласованность генератора

с нагрузкой приводит к отражению части падающей мощности, что может быть опасным для работы генератора, особенно в режимах с высокими уровнями мощности.

Импеданс плазменной нагрузки Z_p зависит от плотности плазмы, напряженности внешнего магнитного поля и других параметров разряда. Поэтому при изменении режима горения разряда (например, при увеличении или уменьшении подводимой мощности) для удержания согласования необходима, вообще говоря, перестройка емкостей C_1 и C_2 . В промышленных источниках перестройка согласования может осуществляться автоматическими устройствами, способными удерживать отраженную мощность на уровне 1 %. В исследовательских источниках требования к согласованию обычно не так строги, и отраженная мощность может достигать 10—15 %. Как будет показано ниже, наличие заметной отраженной мощности может быть одной из причин скачков плотности в разряде.

Для перевода разряда из E в H -режим согласование обычно подбирается методом проб и ошибок. Пусть переход в H -моду произошел при некоторых значениях емкостей C_{10} , C_{20} , и после перехода достигнуто идеальное согласование генератора с разрядом. Из (1) следует, что в этом случае импеданс плазменной нагрузки определяется соотношениями

$$R = R_0 = \frac{R_T}{1 + (\omega C_{10} R_T)^2}, \quad L = L_0 = \frac{1}{\omega} \left[\frac{1}{\omega C_{20}} + \frac{\omega C_{10} R_T^2}{1 + (\omega C_{10} R_T)^2} \right]. \quad (2)$$

Если режим разряда, а вместе с ним и параметры плазмы меняются, так что R и L приобретают значения, отличные от "настроечных" параметров R_0 , L_0 , но при этом C_{10} , C_{20} фиксированы, то часть мощности будет отражаться от нагрузки. Поглощаемая в нагрузке мощность определяется формулой

$$P_{abs} = k_{abs} P_{forw}, \quad (3)$$

где $P_{forw} = |E_0|^2 / 8R_T$ — падающая мощность; E_0 — амплитуда э.д.с. генератора ($E = E_0 \exp(j\omega t) + \text{к.с.}$), а коэффициент поглощения равен

$$k_{abs} = \frac{4RR_0}{(R + R_0)^2 + \omega^2(L - L_0)^2} = \frac{(R + R_0)^2 - (R - R_0)^2}{(R + R_0)^2 + \omega^2(L - L_0)^2}. \quad (4)$$

Видно, что $k_{abs} = 1$, только если одновременно $R = R_0$, $L = L_0$. Амплитуда тока в антенне определяется выражением

$$I_a = \frac{E_0(R_0 / R_T)^{1/2}}{\left[(R + R_0)^2 + \omega^2(L - L_0)^2 \right]^{1/2}} \exp(j\varphi), \quad (5)$$

где сдвиг фазы между током в антенне и э.д.с.

$$\varphi = \arctg \frac{R + R_0 + \rho\omega(L - L_0)}{\rho(R + R_0) - \omega(L - L_0)}, \quad \rho = (R_0 / R_T)^{1/2} (1 - R_0 / R_T)^{-1/2}. \quad (6)$$

Импеданс плазменной нагрузки

Для вкладки мощности в разряд важны как индуктивная, так и емкостная связь антенны с плазмой. Последняя, в частности, является определяющей при переходе из E в H -моду. Если емкостная связь исключена применением фара-

деева экрана, то для достижения H -режима бывает необходимым применение дополнительных источников ионизации [20]. Один из каналов поглощения ВЧ-мощности в режиме емкостной связи антенны с плазмой возникает благодаря непосредственному возбуждению антенной электростатических плазменных волн [21]. Однако детальная теория поглощения мощности при емкостной связи пока не разработана.

В режиме с высокой плотностью (H -мода) основной вклад в поглощение ВЧ-мощности вносит индуктивная связь антенны с плазмой. Именно этот режим рассматривается далее в пренебрежении емкостной связью. Механизм вклада ВЧ-мощности в плазму в режиме индуктивной связи в настоящее время можно считать достаточно понятным. Этот механизм, установленный в работах [22—24] и детально развитый в [12, 16, 25, 26], выглядит следующим образом. Токовая антенна возбуждает в плазме электромагнитные геликонные волны, которые сами по себе затухают слабо и не могут обеспечить необходимого темпа рассеяния мощности. Однако на достаточно резком градиенте плотности плазмы происходит линейная конверсия геликонных волн в электростатические волны Трайвеллписа-Гулда, которые сильно затухают за счет столкновений и обеспечивают эффективный канал поглощения. Процесс конверсии особенно эффективен вблизи боковой границы плазмы с непроводящей стенкой камеры, где естественным образом существует резкий градиент плотности. Расчеты импеданса плазменной нагрузки, в основу которых положен физический механизм конверсии волн, дают значения, хорошо согласующиеся с экспериментальными данными [11, 14, 18, 19].

На рис. 2 представлена зависимость импеданса плазменной нагрузки от плотности плазмы, вычисленная на основе результатов работы [15]. Используется простая модель геликонного источника: однородный столб плазмы с плотностью n , имеющий радиус r_0 , длину L , находится в цилиндрическом металлическом резонаторе радиуса $R > r_0$ и той же длины. Система помещена в однородное магнитное поле с индукцией B_0 , направленное вдоль оси резонатора, и возбуждается азимутально симметричной антенной (токовое кольцо радиуса r_0 , лежащее в плоскости нормальной оси резонатора на расстоянии a от одного из его торцов). Расчеты проведены для параметров, характерных для источника MØRI200 [6], $r_0 = 5$ см, $L = 50$ см, $R = 10$ см. Магнитное поле $B_0 = 200$ Гс, частота генератора $f = 13,56$ МГц, частота столкновений электронов с атомами $\nu = 10^7$ с⁻¹ (давление аргона $\sim 1,5$ мторр).

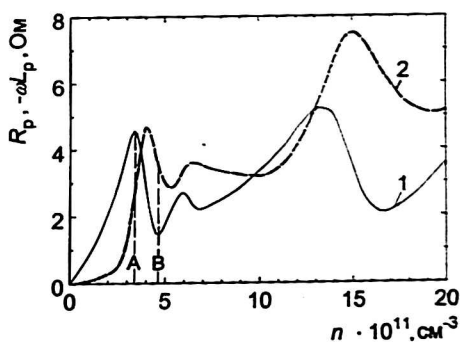


Рис. 2. Зависимость активной R_p (1) и реактивной ωL_p (2) составляющих импеданса плазмы от ее плотности; А и В — соответственно, первый максимум и первый минимум кривой $R_p(n)$

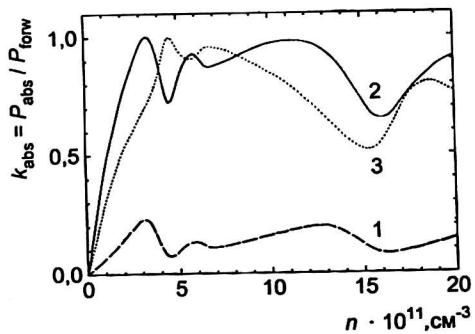
Из рис. 2 видно, что как активная составляющая плазменного импеданса, так и его реактивная часть, немонотонно зависят от плотности плазмы. Такое поведение обязано существованию дискретных продольных геликонных мод, возбуждаемых антенной в резонаторе. Максимумы сопротивления возникают, когда азимутальное электрическое поле той или иной продольной геликонной моды достигает максимума вблизи границы плазмы, так что конверсия в волну Трайвелписа-Гулда наиболее эффективна. Первый максимум сопротивления, обозначенный "А" на рис. 2, обязан первой моде с продольной длиной волны $\lambda = 2L$. В этом максимуме активное и реактивное сопротивления плазмы равны, соответственно, $R_p = R_A = 4,57$ Ом, $\omega L_p = \omega L_A = -2,69$ Ом. Минимумы сопротивления возникают из-за эффекта антирезонанса возбуждения волн Трайвелписа-Гулда при конверсии геликонных мод вблизи границы плазмы [12]. В первом минимуме (см. рис. 2,В) и отвечающем первой геликонной моде $R_p = R_B = 1,47$ Ом, $\omega L_p = \omega L_B = -3,50$ Ом.

Как видно из рис. 2, импеданс, вносимый плазменной нагрузкой в цепь антенны, уменьшает полную индуктивность в цепи антенны, $L < L_a$. Такой эффект вообще является характерным для индукционных источников [17] и может быть понят на основе аналогии с трансформатором [27], если возбуждающую антенну рассматривать как первичную обмотку, а плазму с индуцированными в ней токами — как вторичную. С физической точки зрения уменьшение полной индуктивности происходит благодаря тому, что плазменные токи, которые в нашей модели имеют волновую природу, частично экранируют магнитное поле антенны.

Зависимость поглощения ВЧ-мощности от согласования

Зависимости коэффициента поглощения ВЧ-мощности k_{abs} от плотности плазмы, рассчитанные на основе формулы (4) и данных рис. 2, представлены на рис. 3. Кривые 1—3 соответствуют различным фиксированным значениям согласующих емкостей C_{10} , C_{20} , т. е. различным "настроечным" параметрам R_0 , L_0 (2), и вычислены при $R_T = \omega L_a = 50$ Ом ($f = 13,56$ МГц) в пренебрежении сопротивлением "сухой" антенны, $R_a = 0$.

Рис. 3. Зависимость коэффициента поглощения от плотности плазмы при различных фиксированных значениях настроечных параметров (2):
 1 — $R_0 = 4,57$ Ом, $\omega L_0 = 50$ Ом;
 2 — $R_0 = 4,57$ Ом, $\omega L_0 = 47,31$ Ом;
 3 — $R_0 = 1,47$ Ом, $\omega L_0 = 46,5$ Ом



Кривая 1 (см. рис. 3) вычислена для параметров $L_0 = L_a$, $R_0 = R_A = 4,57$ Ом, при которых "настроечное" значение индуктивности отвечает "сухой" антенне, а сопротивления — первому максимуму "А" сопротивления плазмы (см. рис. 2). В этом случае форма кривой $k_{abs}(n)$ подобна форме $R_p(n)$, что можно увидеть также из формулы (4), и демонстрирует довольно резкую зависимость от n .

Согласование нагрузки с генератором крайне грубое во всем диапазоне изменения плотности, коэффициент поглощения не превышает 23 %, что, конечно, недопустимо для разряда.

Кривая 2 (рис. 3) рассчитана для параметров $L_0 = L_{0A} = L_a - |L_A|$, $R_0 = R_A$, когда идеально согласована плазменная нагрузка с плотностью $n = n_A = 3,44 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$, соответствующей первому максимуму "А" сопротивления (см. рис. 2). Как видно, относительно небольшое изменение настроечного параметра L_0 ($|L_A| \ll L_a$) радикально улучшает картину согласования во всем диапазоне рассматриваемых плотностей. При увеличении подводимой мощности (а вместе с ней и плотности) коэффициент поглощения изменяется довольно плавно. Коэффициент отражения не превышает 28 % в окрестности точки А, и не хуже 35 % во всей области.

Кривая поглощения 3 (см. рис. 3) меняется еще более плавно. Она вычислена при "настроечных" значениях $L_0 = L_a - |L_B|$, $R_0 = R_B$, когда полное поглощение достигается в минимуме "В" кривой сопротивления при $n = n_B = 4,63 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ (см. рис. 2). При увеличении плотности выше n_B коэффициент отражения в существенном интервале не превышает 10 %, и лишь при большом превышении n_B заметно возрастает.

Амплитуды тока в антенне при разных плотностях плазмы, вычисленные по формуле (5) и соответствующие кривым поглощения 1—3 (см. рис. 3), изображены на рис. 4. Как видно, при грубой настройке (кривая 1) амплитуда тока слабо зависит от плотности (вводимой мощности). В то же время при хорошем согласовании (кривые 2 и 3 на рис. 4) ток изменяется довольно резко, особенно при меньшем значении настроечного параметра R_0 (кривая 3).

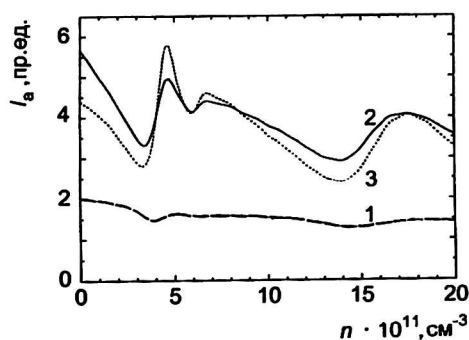


Рис. 4. Амплитуда тока в антенне в зависимости от плотности плазмы в разряде. Кривые 1—3 соответствуют одноименным кривым на рис. 3

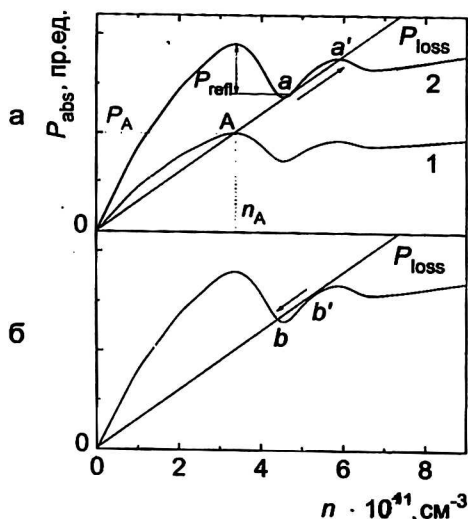
Скачки плотности

Таким образом, согласующее устройство способно заметно сгладить зависимость $P_{abs}(n)$ в сравнении с зависимостью $R_p(n)$. При различных конкретных условиях согласования это может привести либо к полному исключению скачков плотности, либо к существенному уменьшению их амплитуды в сравнении со случаем, когда роль согласования незначительна ("быстрые" скачки) [16].

Рассмотрим баланс мощности в разряде, который определяется соотношением $P_{abs}(n) = P_{loss}(n)$, где P_{loss} — мощность потерь из разряда. Если разряд короткий, что имеет место для большинства технологических источников, то потери частиц из разряда определяются их уходом вдоль магнитного поля, а

суммарные потери мощности пропорциональны плотности плазмы [4], $P_{loss} = \alpha n$, где α — некий коэффициент пропорциональности. Плотность плазмы в разряде можно определить графически как точку пересечения кривой $P_{abs}(n)$ с прямой $P_{loss}(n)$ (см. рис. 5,а).

Рис. 5. Зависимости поглощенной мощности от плотности плазмы при различных значениях падающей мощности; P_{loss} — потери мощности из разряда; a — кривая 1 соответствует падающей мощности P_A , при которой происходит переход разряда в Н-моду с плотностью n_A ; кривая 2 — мощности, при которой достигается критическая равновесная точка a , из которой происходит скачкообразный переход разряда в устойчивое равновесное состояние a' ; b — падающая мощность имеет значение, при котором достигается критическое равновесие, из которого происходит обратный переход $b' \rightarrow b$



Предположим, что переход разряда в режим индуктивной связи произошел при некотором значении падающей мощности P_A и значениях настроечных параметров, соответствующих кривой 2 на рис. 3. При этом будет достигнута плотность $n = n_A$ (точка А на кривой 1, см. рис. 5,а). В этом состоянии поглощается 100 % падающей мощности, и разряд устойчив, поскольку при флуктуационном уменьшении (либо увеличении) плотности поглощение превысит потери (либо наоборот), и разряд вернется в исходное состояние.

При увеличении падающей мощности амплитуда кривой поглощения будет возрастать ($P_{abs} = k_{abs} P_{forw}$), так что при неизменном положении прямой потерь точка их пересечения будет двигаться вправо от максимума, что соответствует плавному увеличению плотности. Коэффициент поглощения при этом уменьшается, а значит, растет отраженная мощность $P_{refl} = (1 - k_{abs})P_{forw}$. Плавное изменение параметров будет продолжаться до тех пор, пока разряд не достигнет критической точки равновесия, в которой прямая потерь коснется снизу кривой поглощения (точка "а" на кривой 2, см. рис. 5,а). В этой точке отраженная мощность достигает максимума. Поскольку в точке a разряда неустойчив относительно флуктуаций, увеличивающих плотность плазмы, то может произойти скачкообразный переход в устойчивое состояние a' . В нем отраженная мощность меньше, чем в состоянии a , и разница как раз покрывает затраты на скачок. Дальнейшее увеличение падающей мощности после скачка приводит к плавному росту плотности, вплоть до достижения следующей критической точки.

При уменьшении падающей мощности возможен обратный скачок из критической точки b' , где прямая потерь касается кривой поглощения сверху, и разряд неустойчив относительно флуктуаций с уменьшением плотности плазмы, в устойчивую точку b (см. рис. 5,б). Избыток мощности при этом выделится в отражение. Обратный скачок, очевидно, произойдет при меньшем значении падающей мощности, чем прямой. Это означает, что при данной настройке согла-

сования плотность плазмы вблизи критических точек будет изменяться с мощностью гистерезисным образом, как показано на рис. 6 (сплошные кривые).

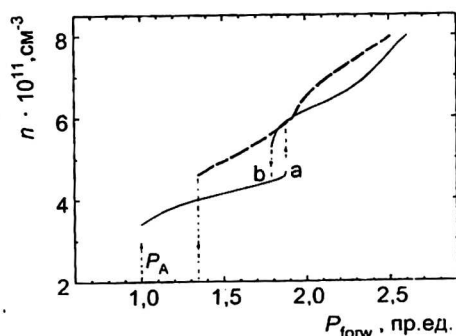


Рис. 6. Зависимость плотности плазмы от падающей мощности.
(Сплошные кривые изображают скачок и гистерезисное поведение плотности в окрестности критических точек равновесия при настроечных параметрах, соответствующих кривой 2 на рис. 3. Точки *a*, *b* соответствуют тем же точкам на рис. 5. Штриховая кривая — изменение плотности при настроечных параметрах кривой 3 на рис. 3)

Предположим теперь, что переход разряда в режим индуктивной связи произошёл при несколько иных, чем в предыдущем случае, значениях настроечных параметров, соответствующих кривой 3 (см. рис. 3). Поскольку глубина минимума между первыми двумя максимумами теперь мала, касание прямой потерь к кривой поглощения становится невозможным. Это означает, что в рассматриваемом случае критические точки равновесия в этой области плотностей отсутствуют, а значит, невозможны и скачки плотности. Зависимость плотности от падающей мощности в этом случае плавная (см. рис. 6, штриховая кривая).

Поскольку коэффициент поглощения зависит и от величины внешнего магнитного поля, его изменение также может при определенных условиях настройки приводить к скачкам плотности в разряде.

З а к л ю ч е н и е

Выше было показано, что емкостное согласующее устройство сглаживает зависимость поглощаемой в геликонном разряде ВЧ-мощности от плотности плазмы. При фиксированных значениях настроечных емкостей эта зависимость, тем не менее, остается немонотонной. При этом возможно существование критических точек равновесия, в которых могут происходить скачки плотности плазмы при плавном изменении внешних параметров (подводимая мощность, магнитное поле и др.). Существование критических точек зависит от конкретной настройки согласования, так что при определенных условиях скачков можно избежать в достаточно широких пределах изменения плотности.

Экспериментальные данные по согласованию разряда с ВЧ-генератором считаются, по-видимому, некой технической информацией и обычно лишь фрагментарно освещаются в публикациях. Между тем, как показано выше, условия согласования существенным образом влияют не только на количественные, но и на качественные характеристики разряда при изменении различных внешних параметров. Причина этого заключается в том, что согласующее устройство и возбуждающая антенна, нагруженная плазмой, в конечном счете представляют собой близкий к резонансу колебательный контур, поведение которого может существенно изменяться даже при небольших вариациях разряда как нелинейной нагрузки.

Л и т е р а т у р а

1. Chen F. F. and Boswell R. W. // IEEE Trans. Plasma Sci. 1997. V. 25. P. 1245.
2. Perry A. J., Vender D., Boswell R. W. // J. Vac. Sci. Technol. B. 1991. V. 9. P. 310.
3. Komori A., Shoji T., Miyamoto K. et al. // Phys. Fluids B. 1991. V. 3. P. 339.

4. Chen F. F. // J. Vac. Sci. Technol. A. 1992. V. 10. P. 1389.
5. Jiwari N., Iwasawa H., Narai A. et al. // Jpn. J. Appl. Phys. 1993. V. 32. P. 3019.
6. Nogami H., Ogahara Y., Mashimo K. et al. // Plasma Sources Sci. Technol. 1996. V. 5. P. 181.
7. Shinohara S., Kaneda N., Kawai Y. // Thin Solid Films. 1998. № 316. P. 139.
8. Stevens J. E., Sowa M. J., Cecchi J. L. // J. Vac. Sci. Technol. A. 1995. V. 13. P. 2476.
9. Boswell R. W. // Plasma Phys. Control. Fusion. 1984. V. 26. P. 1147.
10. Kwak J. G., Choi H. D., Bak H. I. et al. // Phys. Plasmas. 1996. V. 4. P. 1463.
11. Shamrai K. P., Virko V. F., Blom H.-O. et al. // J. Vac. Sci. Technol. A. 1997. V. 15. P. 2864.
12. Shamrai K. P., Taranov V. B. // Plasma Sources Sci. Technol. 1996. V. 5. P. 474.
13. Molvik A. W., Rognlien T. D., Byers J. A. et al. // J. Vac. Sci. Technol. A. 1996. V. 14. P. 984.
14. Shamrai K. P., Aleksandrov A. F., Bougrov G. E. et al. // J. Physique. Coll. IV. 1997. V. 7. P. C4—365.
15. Shamrai K. P., Pavlenko V. P., Taranov V. B. // Plasma Phys. Control. Fusion. 1997. V. 39. P. 505.
16. Shamrai K. P. // Plasma Sources Sci. Technol. 1998. V. 7. P. 499.
17. Lieberman M. A., Lichtenberg A. J. Principles of Plasma Discharges and Materials Processing.—New York: Wiley, 1994.
18. Брагинский О. В., Васильева А. Н., Ковалев А. С. // Физика плазмы. 1998. Т. 24. С. 821.
19. Chen F. F., Blackwell D. D. // Preprint LTP-809.—Los Angeles: UCLA, 1998.
20. Blackwell D. D., Chen F. F. // Plasma Sources Sci. Technol. 1997. V. 6. P. 589.
21. Alexandrov A. F., Kralkina E. A., Obukhov V. A. et al. // J. Moscow Phys. Soc. 1996. V. 6. P. 113.
22. Воробьев Н. Ф., Рухадзе А. А. // Физика плазмы. 1994. Т. 20. С. 1065.
23. Shamrai K. P., Taranov V. B. // Plasma Phys. Control. Fusion. 1994. V. 36. P. 1719.
24. Fisher B., Kramer M., Enk Th. // Ibid. P. 2003.
25. Cho S., Kwak J.-G. // Phys. Plasmas. 1997. V. 4. P. 4167.
26. Arnush D., Chen F. F. // Ibid. 1998. V. 5. P. 1239.
27. Тамм И. Е. Основы теории электричества. — М.: Наука, 1966.

*Автор благодарен В. Ф. Вирко за обсуждение результатов.
Работа выполнена при поддержке Государственного фонда
фундаментальных исследований Украины, проекты № 2.4/997 и 2.5.2/11.*

ON THE DENSITY JUMPS IN HELICON PLASMA SOURCES

K. P. Shamrai

Institute for nucleus investigations, Kiev, Ukraine

The effect of matching network on the discharge dynamics is examined in a helicon plasma source. The coefficient of an rf power absorption is shown to depend non-monotonically on density at fixed matching conditions, which results in a possibility for the existence of critical equilibrium points and density jumps. At certain matching conditions, one can avoid density jumps in a wide range of density variation.