

НИЗКОТЕМПЕРАТУРНАЯ  
ПЛАЗМА

УДК 537.52

ВЛИЯНИЕ ГЕОМЕТРИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ  
НА ПАРАМЕТРЫ СВЧ-ЭЦР ПЛАЗМЫ

© 1999 г. Н. П. Полуэктов, Ю. П. Царьгородцев, И. Г. Усатов

Московский государственный университет леса

Поступила в редакцию 23.09.98 г.  
Окончательный вариант получен 21.01.99 г.

Приведены результаты исследования плазмы в установке СВЧ-ЭЦР разряда с различными конфигурациями магнитного поля.

1. ВВЕДЕНИЕ

Для производства изделий микроэлектроники с субмикронными размерами элементов интенсивно исследуются установки с СВЧ-ЭЦР разрядом [1–3]. В этих источниках плазма создается в магнитном поле в результате эффективного поглощения СВЧ-волны в условиях электрон-циклотронного резонанса (ЭЦР), что позволяет получать плазму при давлениях 0.01–5 мТор с концентрацией более  $10^{11} \text{ см}^{-3}$  и степенью ионизации 1–10%. Среди других преимуществ можно отметить: отсутствие накаливаемого катода позволяет работать с агрессивными газами; температура ионов и атомов мала ( $<1 \text{ эВ}$ ); энергия ионов, приходящих на подложку, составляет десятки эВ, и ее легко регулировать, обеспечивая тем самым анизотропное травление субмикронных структур. СВЧ-ЭЦР разряды используются для получения тонких пленок методом распыления металлических мишеней и выращивания (диэлектрических, в

том числе алмазных), а также травления пленок (Si, SiO<sub>2</sub>, GaAs, AlGaAs, InP и др.) с топологическими размерами до 0.15 мкм. Результаты экспериментов показывают, что важнейшие параметры ЭЦР-плазмы, которые определяют технологические характеристики установок данного класса, существенным образом зависят от пространственной конфигурации магнитного поля. Исследуются источники плазмы с различными конфигурациями: соленоидальной, создаваемой электромагнитами, и остроугольной (касповой), создаваемой постоянными магнитами. В данной работе приводится описание экспериментов, проведенных на установке, где реализуется комбинация соленоидального и касповых полей.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Подробное описание установки приведено в [4]. На рис. 1 показана схема установки. Вакуумная камера состоит из источника плазмы (Ø15 см, длина

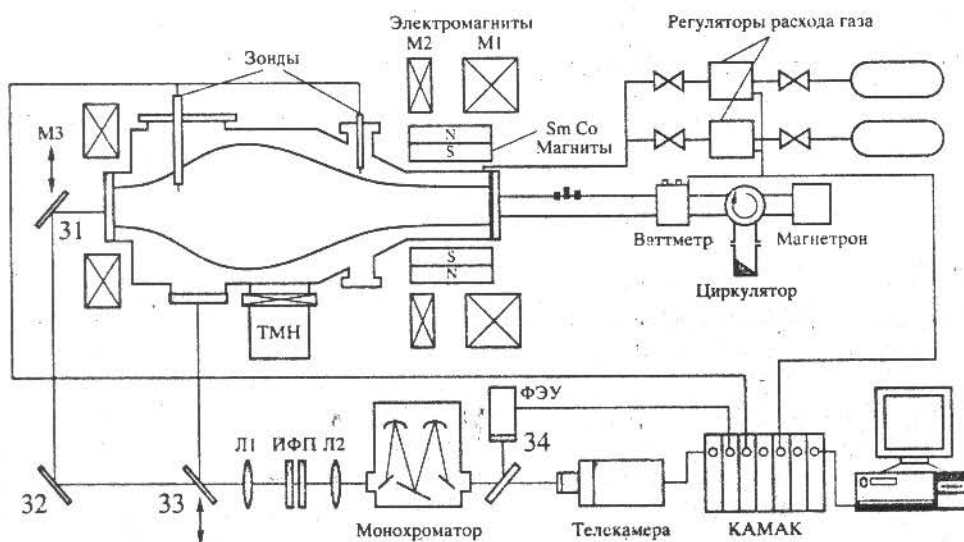


Рис. 1. Схема установки.

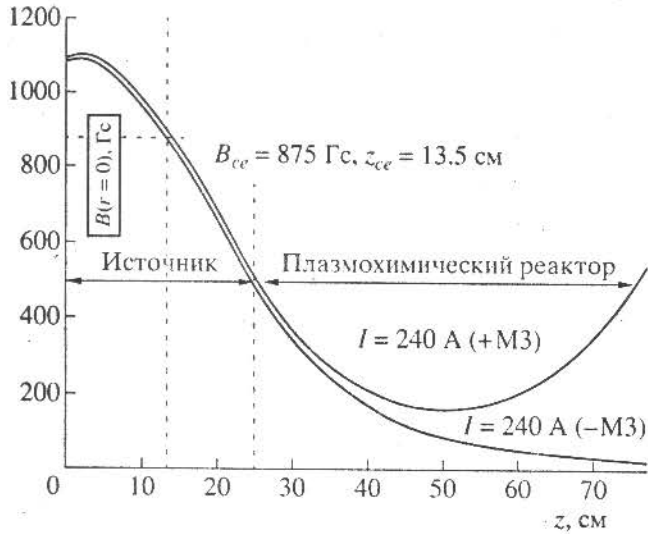


Рис. 2. Индукция магнитного поля электромагнитов,  $I_{el. m} = 240$  А,  $r = 0$  см.

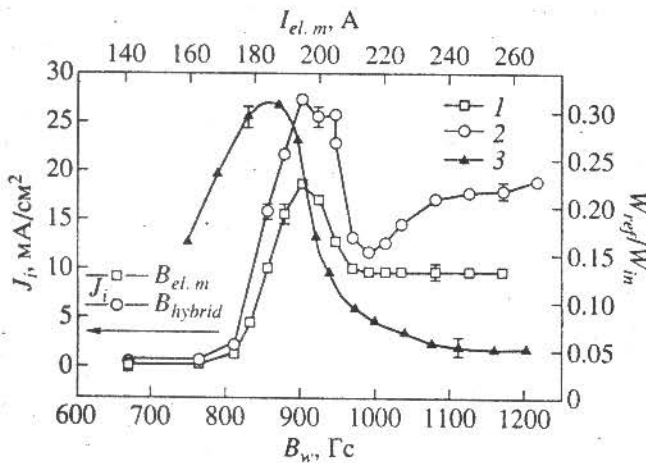


Рис. 3. Зависимость плотности ионного тока  $J_i$  и отношения отраженной СВЧ-мощности к падающей  $W_{ref}/W_{in}$  от магнитного поля. Кг,  $p = 0.6$  мТор, расход газа  $10$  см<sup>3</sup>/мин,  $W = 900$  Вт. 1 -  $J_i$ , поле электромагнитов ( $B_{el. m}$ ); 2 -  $J_i$ , гибридное поле ( $z = 62$  см - расстояние от входного окна,  $r = 0$  см); 3 -  $W_{ref}/W_{in}$ .

25 см) и плазмохимического реактора ( $\varnothing 35$  см, длина 60 см). Вакуум ( $10^{-6}$  Тор) создается с помощью турбомолекулярных насосов. Рабочий газ через электронный натекаль подается в камеру вблизи кварцевого окна. СВЧ-волна частотой 2.45 ГГц генерируется магнетроном мощностью до 1 кВт и по волноводу  $90 \times 45$  мм<sup>2</sup> проходит в разрядную камеру через кварцевое окно. Мощности проходящей и отраженной волн измеряются с помощью ваттметра. Магнитное поле создается тремя электро- и 12 постоянными SmCo магнитами. Соленоидальное поле электромагнитов при включенном и выключенном магните МЗ можно

регулировать, меняя расположение магнитов. Конфигурация поля на оси при токе 240 А дана на рис. 2. В источнике достигается радиальная однородность поля 4% на  $\varnothing 15$  см. 12 столбиков постоянных магнитов размером  $15 \times 20 \times 120$  мм<sup>3</sup> располагаются вокруг источника чередуясь полюсами и создают поле касповой конфигурации с индукцией 875 Гс на расстоянии 1 см от стенки.

Все измерения проводятся с помощью аппаратуры КАМАК и компьютера ИВМ. Для измерения концентрации плазмы, плавающего и плазменного потенциалов, температуры и функции распределения электронов по энергиям использовались зонды Ленгмюра ( $\varnothing 0.35$  мм, длина 5–10 мм, расположены перпендикулярно магнитному полю). Вольт-амперная характеристика (ВАХ) зонда регистрируется за 20–30 с. Программа обработки ВАХ со встроенной графикой сглаживает данные сплайнами, вычисляет первую и вторую производные. Концентрация плазмы вычислялась из ионного тока насыщения (при напряжении зонда  $-80$  В) с учетом изменения площади поверхности зонда [5]. Температура электронов определялась из наклона логарифма первой производной тока по напряжению. Функция распределения электронов по энергиям пропорциональна второй производной [6], при этом потенциал плазмы определялся из ее нуля. Температура атомов и ионов (Аг, Кг, Хе) определялась из спектральных измерений с помощью интерферометра Фабри-Перо (схема измерений приведена на рис. 1). Для регистрации интерферограмм использовалась телекамера на базе супервидикона Ли-702 со встроенным ЭОП. Сигнал с телекамеры поступает на модуль КАМАК, который запоминает кадр в виде  $256 \times 256 \times 8$  бит за 20 мс. Буферная память рассчитана на запись четырех кадров. Для слабых линий производилось осреднение по 128 кадрам.

С помощью монохроматора МДР-12 и ФЭУ проводилось измерение спектров излучения плазмы из различных областей разряда. Сигнал с ФЭУ подавался на АЦП Ф4225 (10 разрядов, 1 МГц, буферная память 128 кбайт), что позволяло регистрировать спектр 200–800 нм за 5 мин.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

#### А. Разряд в соленоидальном поле

Эта серия экспериментов посвящена получению и исследованию плазмы при давлениях 0.1–2 мТор в условиях соленоидального магнитного поля, созданного только электромагнитами. На рис. 3 представлена (квадратики) зависимость плотности ионного тока насыщения  $J_i$  для Кг-плазмы на оси от магнитного поля; указанное значение индукции  $B_0$  соответствует внутренней поверхности входного кварцевого окна (область максимального поля). При увеличении поля от 850 до 900 Гс наблю-

дается резкое повышение плотности ионного тока, а значит, и концентрации. Это указывает на возникновение режима электрон-циклотронного резонанса, который имеет место при значении поля  $B_{ce} = 875$  Гс для частоты  $f = 2.45$  ГГц. Заметим, что резонансное возрастание концентрации начинается при полях, несколько меньших, чем  $B_{ce}$ . Это объясняется доплеровским уширением резонансной области. Оценим масштабы "размытия" резонансной области по магнитному полю.

а) Эффект конечной ширины линии излучения генератора. Для используемого магнетрона М-105 полная ширина спектральной линии на полувысоте  $\Delta\omega_G \approx 20$  МГц (измерялась прибором ИСПМ-1) и

$$\frac{\Delta\omega_G}{\omega_G} \approx \frac{\Delta B_{ce}}{B_{ce}} \approx 0.8 \times 10^{-2}.$$

б) Эффект теплового движения электронов. При типичных значениях тепловой скорости электронов  $V_{Te} = 1.3 \times 10^6$  м/с и показателя преломления

плазмы  $n = 5$  [6] имеем  $\frac{\Delta B_{ce}}{B_{ce}} \approx 2 \frac{n}{c} V_{Te} \approx 4.3 \times 10^{-2}$ ,

$B_{ce1-2} = \frac{m_e c}{e} (\omega \mp k V_{Te})$ , где  $m_e$  – масса электрона,  $c$  – скорость света,  $k$  – волновое число,  $\omega = 2\pi f$ . Видно, что превалирует доплеровский эффект, обусловленный тепловым движением электронов, и ширина резонансной области по магнитному полю составляет  $\Delta B_{ce} \approx 4.3 \times 10^{-2} B_{ce} \approx 40$  Гс, что приблизительно и наблюдается в эксперименте.

Максимальное значение плотности ионного тока (18 мА/см<sup>2</sup> для СВЧ-мощности  $W = 900$  Вт) достигается при значениях  $B_w \approx 900$  Гс. Это соответствует концентрации  $N = 5 \times 10^{11}$  см<sup>-3</sup>, существенно превышающей критическую ( $N_{cr} = 7.4 \times 10^{10}$  см<sup>-3</sup>) [7]. Помимо высокой концентрации здесь наблюдается большая неоднородность разряда по радиусу, и это хорошо видно на рис. 4 (темные треугольники). Визуально он выглядит как яркосветящийся керн в приосевой области диаметром около 10 см.

При дальнейшем увеличении поля от 930 до 980 Гс наблюдались, во-первых, уменьшение средней концентрации плазмы, во-вторых, сильные неустойчивости формы разряда (перестройки). По достижении полем значения 1000 Гс разряд снова становился стабильным, хотя неоднородность его на  $\varnothing 8$  см составляла 30%. Дальнейшее увеличение поля приводит к уменьшению неоднородности при практически неизменной концентрации в центре. Радиальная неоднородность ионного тока  $\pm 3\%$  на  $\varnothing 160$  мм наблюдалась при  $B_w > 1080$  Гс (рис. 4, квадратики). При СВЧ-мощности  $W = 900 \pm 30$  Вт и давлении  $p = 0.6$  мТор плотность тока и концентрация составляли соответственно  $J_i = 10$  мА/см<sup>2</sup> и  $N = 3.5 \times 10^{11}$  см<sup>-3</sup>. Отметим еще раз,

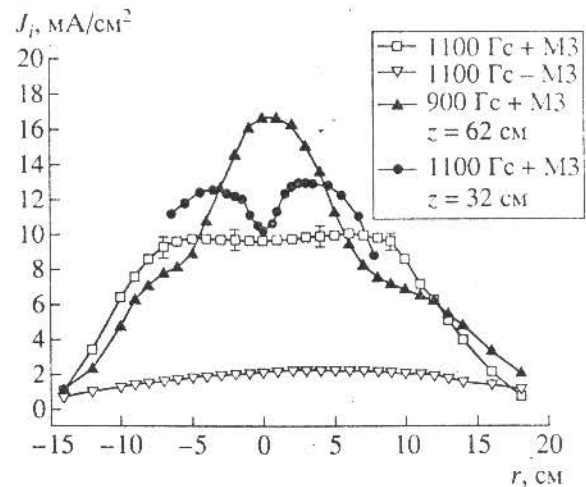


Рис. 4. Радиальное распределение плотности ионного тока насыщения для различных значений магнитного поля и расстояний от входного окна. Кт.  $p = 0.6$  мТор, расход  $10$  см<sup>3</sup>/мин, поле электромагнитов,  $W = 900$  Вт.

что высокая однородность и высокая, в 4.5 раз превышающая критическую, концентрация наблюдаются на достаточно больших расстояниях:  $z = 62$  см от входного окна и  $z = 49$  см от середины ЭЦР-слоя. Это возможно только при наличии третьего магнита, установленного, как было указано, за плазмохимическим реактором. На рис. 4 показано также радиальное распределение плотности ионного тока с выключенным (-М3) третьим магнитом. Видно, что при его отключении плотность тока (концентрация) падает относительно первоначального значения более чем в 5 раз, а радиальная однородность существенно лучше. В замагниченной плазме диффузия электронов происходит преимущественно вдоль линий индукции поля вследствие большой разницы их подвижностей:  $b_{\perp}/b_{\parallel} \ll 1$ . Когда третий магнит не используется, то магнитное поле, созданное первыми двумя, в области плазмохимического реактора имеет сильно расходящуюся геометрию. Поэтому большое число частиц, созданных в источнике, уходит на стенку. Третий магнит вместе с двумя первыми создает в объеме плазмохимического реактора поле пробочной конфигурации с отношением  $B_{max}/B_{min} \approx 3.7$  (рис. 2), которое хорошо удерживает электроны в этом объеме, а через амбиполярное электрическое поле также и ионы. Таким образом, пробочное магнитное поле в плазмохимическом реакторе оказывает коллимирующее действие, сохраняя концентрацию плазмы на больших расстояниях достаточно высокой.

На рис. 4 также приведено радиальное распределение плотности ионного тока на расстоянии  $z = 32$  см от окна, на выходе источника (кружки). Ее особенность – "провал" концентрации в центре разряда. Вследствие радиальной диффузии он



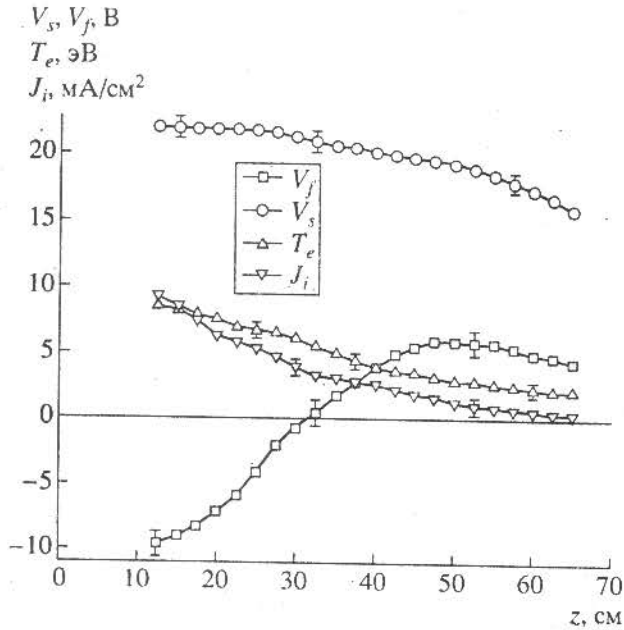


Рис. 5. Аксиальное распределение плавающего потенциала  $V_f$ , потенциала плазмы  $V_s$ , температуры электронов  $T_e$  и плотности ионного тока  $J_i$  при  $r = 0$ . Аг,  $p = 0.5$  мТор, расход газа  $8 \text{ см}^3/\text{мин}$ ,  $B_{\text{вн}} = 1035$  Гс, поле электромагнитов М1 и М2,  $W = 450$  Вт.

сглаживается на больших расстояниях от источника.

При изменении индукции магнитного поля в установке существенно изменяются не только концентрация плазмы и ее радиальное распределение, но и соотношение между уровнями падающей и отраженной мощности (рис. 3, темные треугольники). В процессе снятия зависимости подстройки трехшлейфового трансформатора не производились. Максимум отраженной мощности наблюдается при установлении режима резонанса, когда ЭЦР-слой локализован на внутренней поверхности СВЧ-окна. Здесь образуется большой градиент концентрации, который "воспринимается" входящей СВЧ-волной как резкий скачок импеданса пространства, а это приводит к росту отраженной мощности. При увеличении поля  $B_{\text{вн}}$  резонансный слой отодвигается от входного окна, градиент концентрации, а следовательно, и отраженная мощность уменьшаются. При увеличении поля от 1010 Гс и выше ЭЦР-слой располагается на расстоянии более 9 см (при 1080 Гс  $z_{\text{се}} = 13$  см). В этих случаях отраженная мощность практически не меняется, оставаясь на уровне нескольких процентов. Обратим внимание на то, что падающая СВЧ-волна линейно поляризована, т.е. является суперпозицией право- и левополяризованных волн с максимальной напряженностью электрического поля на оси (мода  $TE_{11}$  в источнике). Тем не менее факт поглощения левополяризованной волны и получения радиаль-

ного профиля концентрации плазмы  $N > N_{\text{cr}}$  с провалом в центре также наблюдался на подобных установках [7, 8]. Предлагаемый механизм поглощения связан с трансформацией этих волн в плазменные с последующим затуханием Ландау [7].

Аксиальные распределения основных параметров плазмы – плотности ионного тока  $J_i$ , температуры электронов  $T_e$ , потенциала плазмы  $V_s$  и плавающего потенциала  $V_f$  – представлены на рис. 5. Распределения получены в условиях поля двух электромагнитов – М1 и М2. Видно, что величина плотности ионного тока (концентрации) на расстоянии 62 см от СВЧ-окна уменьшается в 5 раз по отношению к величине на выходе источника ( $z = 25$  см). В отсутствие третьего магнита концентрация плазмы уже на расстоянии  $z = 47$  см понижается до критической (соответствует плотности тока  $J_i = 1.8 \text{ мА/см}^2$ ). Температура электронов, достигающая 10 эВ в источнике вблизи ЭЦР-слоя (12.5 см), с увеличением расстояния уменьшается до 2 эВ ( $z = 65$  см). Потенциал плазмы  $V_s$  достигает максимума (+22 В) внутри источника в ЭЦР-слое. С ростом  $z$ -координаты он уменьшается. Разность потенциалов между выходом источника и областью подложки составляет 6 В. Отметим, что в условиях слабо расходящегося поля, созданного тремя электромагнитами, она не превышает 2–3 В. Плавающий потенциал  $V_f$  достигает минимума (-10 В) в резонансной области, так как здесь имеется значительная концентрация электронов высоких энергий. С увеличением расстояния плавающий потенциал увеличивается и в объеме плазмохимического реактора становится положительным.

### Б. Разряд в гибридном магнитном поле

В этой серии экспериментов исследовалась плазма, получаемая в гибридном поле. Под гибридным полем имеется в виду суперпозиция соленоидального поля двух или трех электромагнитов и каспового поля 12 постоянных магнитов, размещенных на внешней поверхности источника. Применение постоянных магнитов, как указано выше, преследует по крайней мере две цели: снижение МГД-неустойчивостей плазмы в источнике и создание дополнительного ЭЦР-слоя, локализованного вблизи стенок источника и, как следствие, повышение концентрации.

Зависимость плотности ионного тока насыщения от магнитного поля и ее радиальное распределение показаны на рис. 3 и 6 соответственно. На графиках указаны значения индукции, создаваемой только электромагнитами на внутренней поверхности СВЧ-окна (без учета поля постоянных магнитов). Основные особенности разряда в гибридном магнитном поле относительно соленоидального поля можно отразить в трех следующих пунктах.

1. Существенно лучшая устойчивость

При сравнении зависимостей на рис. 3 видно, что в гибридном поле резонансный по полю пик имеет уплощенную форму с незначительным провалом посередине, и его ширина несколько больше. Поэтому в гибридном поле режим разряда с максимальной концентрацией реализуется в более широких пределах магнитной индукции  $900 \text{ Гс} \leq B_w \leq 940 \text{ Гс}$ , следовательно, поддерживать его длительное время не представляет труда. В диапазоне  $950 \text{ Гс} \leq B_w \leq 1100 \text{ Гс}$  в отличие от соленоидального поля неустойчивости формы разряда (перестройки) наблюдаются только при низких давлениях  $p \leq 0.3 \text{ мТор}$ , а при давлениях выше указанной величины разряд в целом устойчив по форме.

2. Повышение максимальной концентрации плазмы

Для индукции  $B_w = 900 \text{ Гс}$ , давления  $p = 0.6 \text{ мТор}$  и СВЧ-мощности  $900 \text{ Вт}$  концентрация плазмы на расстоянии  $62 \text{ см}$  в центре разряда в гибридном поле приблизительно в 1.5 раз больше, чем в соленоидальном (рис. 3). Максимальные значения концентрации плазмы на расстояниях  $z = 32 \text{ см}$  ( $N_i = 3 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ) и  $62 \text{ см}$  ( $N_i = 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ) достигаются при разных давлениях ( $p = 1.5 \text{ мТор}$  и  $p = 0.7 \text{ мТор}$  соответственно), что объясняется столкновениями ионов с атомами. Степень ионизации при работе на Кг и Хе достигает на выходе источника 7%.

3. Существенно худшая радиальная однородность разряда

Это видно при сравнении радиальных распределений на рис. 6 и 4. В гибридном поле радиальная неоднородность концентрации – не меньше  $\pm 15\%$ , а в соленоидальном поле при  $B_w = 1100 \text{ Гс}$  она составляет  $\pm 2.5\%$  на  $\varnothing 160 \text{ мм}$ .

На рис. 7 изображены распределения по радиусу основных теплофизических параметров плазмы на выходе источника ( $z = 32 \text{ см}$ ). По распределению плотности ионного тока видно, что разряд в этой области имеет форму ядра. В центре разряда температура электронов  $T_e$  максимальна и равна  $4-4.5 \text{ эВ}$ . При отдалении от центра разряда она уменьшается до  $1.5 \text{ эВ}$ . Несмотря на существенную неоднородность плазмы, ее потенциал  $V_s$  слабо меняется по радиусу. Плавающий потенциал  $V_f$  в центре разряда принимает отрицательные значения, а разность  $(V_s - V_f)$  максимальна и составляет  $20 \text{ В}$ . На периферии ядра плавающий потенциал положителен, а разность  $(V_s - V_f)$  составляет  $5-6 \text{ В}$ . Столь большая радиальная неоднородность плавающего потенциала и разности  $(V_s - V_f)$  объясняется тем, что по мере приближения от периферии к центру разряда существенно увеличивается концентрация высокоэнергетичных электронов. Это хорошо видно из рис. 8, где изображены функции распределения электронов по энергиям  $f(E)$  для различных расстояний от оси

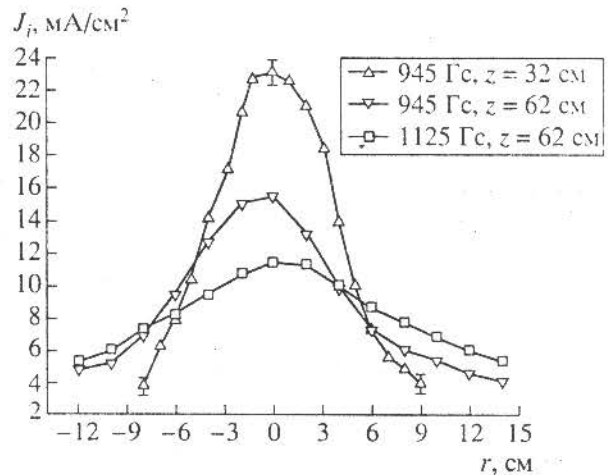


Рис. 6. Радиальное распределение плотности ионного тока. Кг,  $p = 0.5 \text{ мТор}$ , расход газа  $9 \text{ см}^3/\text{мин}$ ,  $W = 600 \text{ Вт}$ , гибридное магнитное поле.

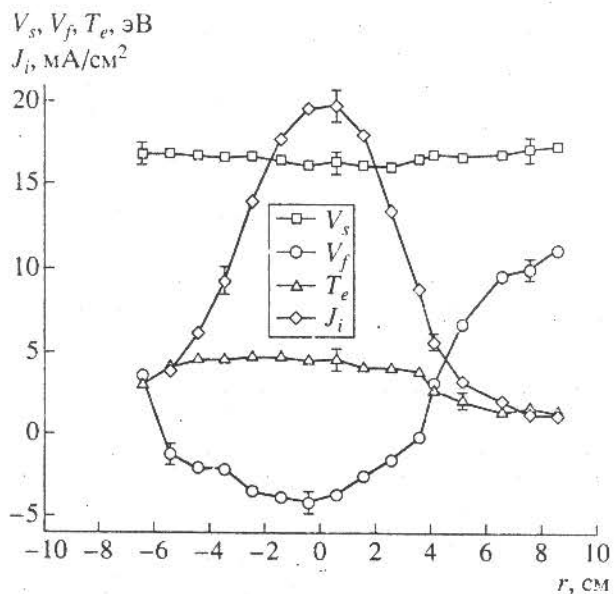


Рис. 7. Радиальное распределение плавающего потенциала  $V_f$ , потенциала плазмы  $V_s$ , температуры электронов  $T_e$  и плотности ионного тока  $J_i$  на выходе источника ( $z = 32 \text{ см}$  от СВЧ-окна). Кг,  $p = 0.5 \text{ мТор}$ , расход газа  $9 \text{ см}^3/\text{мин}$ ,  $B_w = 945 \text{ Гс}$ ,  $W = 600 \text{ Вт}$ , гибридное поле.

ядра. Кривые нормированы:  $\int_0^{E_{\text{max}}} f(E) dE = 1$ , где  $E_{\text{max}} = 35 \text{ эВ}$ . Популяция горячих электронов особенно отчетливо проявляется на кривой А (центр разряда) по двугорбому виду функции распределения. “Горб” в спектре энергий от  $5$  до  $8 \text{ эВ}$  обусловлен бесстолкновительным нагревом электронов при резонансном взаимодействии их с СВЧ-волной. На рис. 8 в точках Е (периферия ядра,  $r = 6.5 \text{ см}$ ) и А (вблизи оси,  $r = 0.5 \text{ см}$ ) пока-

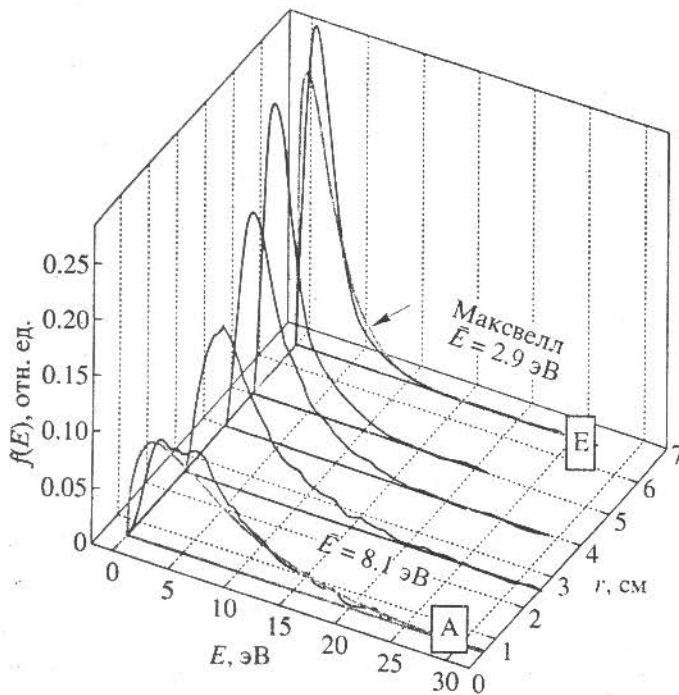


Рис. 8. Экспериментальные (черные линии) и максвелловские (серые) функции распределения электронов по энергии  $f(E)$  на разных расстояниях от оси. Гибридное магнитное поле,  $z = 32$  см. Кг,  $p = 0.5$  мТор, расход газа  $9 \text{ см}^3/\text{мин}$ ,  $W = 600$  Вт.

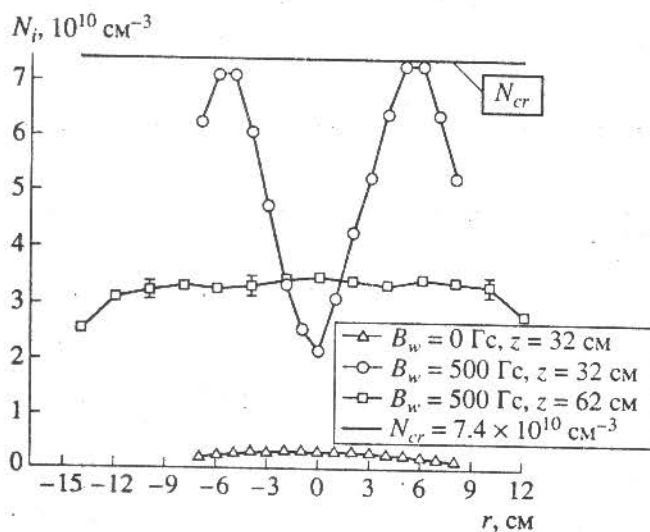


Рис. 9. Радиальное распределение концентрации плазмы, получаемой в касповом поле постоянных магнитов. Кг,  $p = 0.5$  мТор, расход газа  $9 \text{ см}^3/\text{мин}$ ,  $W = 760$  Вт.

заны для сравнения также функции распределения Максвелла (серые линии)  $f(E) = \text{const} \sqrt{E} \exp\left(-\frac{3E}{2\bar{E}}\right)$ , соответствующие тем же самым значениям средних энергий. Видно, что даже на периферии разряда функция распределения отличается от макс-

велловской, поскольку потери энергии электронов на ионизацию и возбуждение обедняют высокоэнергетическую часть спектра по отношению к равновесной.

### В. Разряд в касповом магнитном поле

В этой серии экспериментов резонансное поле создавалось только системой постоянных магнитов, а электромагниты, если и использовались, то создавали поле, значительно меньшее резонансного значения 875 Гс.

Радиальные распределения концентрации плазмы на расстояниях  $z = 32$  и  $62$  см показаны на рис. 9. В поле только постоянных магнитов разряд имеет низкую концентрацию порядка нескольких единиц  $10^9 \text{ см}^{-3}$  (треугольники), что обусловлено неоптимальными условиями распространения волны по отношению к касповому полю (в области  $r < 5$  см магнитное поле близко к нулю). При включении электромагнитов в режиме слабого поля ( $B_w = 500$  Гс) распределение резко меняет вид (кружки): максимум концентрации (порядка  $N_0 = N_{cr} = 7.4 \times 10^{10} \text{ см}^{-3}$ ) наблюдается на расстоянии  $5.5$  см от оси установки, а в центре — “провал”. Данный вид распределения указывает на то, что поглощение СВЧ-мощности происходит не на оси камеры источника, а в кольцевой области, осесимметрично расположенной на расстоянии  $\sim 2$  см от его стенок. Включение соленоидального поля в данном случае не приводит к появлению нового ЭЦР-слоя, но сильно уменьшает радиальную диффузию и потерю частиц на стенки. Из распределения концентрации на расстоянии  $62$  см от СВЧ-окна в условиях слабого соленоидального поля (рис. 9, квадратики) видно, что даже на большом расстоянии от источника в поле пробочной конфигурации средняя концентрация плазмы уменьшается по отношению к сечению  $z = 32$  см всего в 2 раза. Кроме того, разряд в этом сечении обладает очень малой неоднородностью, которая при указанных условиях составляет  $\pm 3\%$  на  $\varnothing 200$  мм.

На рис. 10 приведен спектр излучения плазмы Кг на выходе из источника. Наличие сильных линий ионов свидетельствует о высокой степени ионизации плазмы.

На рис. 11 показаны аппаратный контур интерферометра Фабри-Перо (проставка  $8$  мм) и контур линии  $\text{Kr}^+ 4739 \text{ \AA}$ , снятый на расстоянии  $62$  см от входного кварцевого окна поперек магнитного поля. Аппаратная функция хорошо аппроксимируется функцией Лоренца. Основным вклад в уширение контуров атомов и ионов при таких давлениях дает доплеровский эффект (полярионд устранял вклад зеемановского уширения). Полный контур тогда представляется функцией Фойгта, которая является сверткой функций Гаусса и Лоренца. Редукция позволяла определить на-



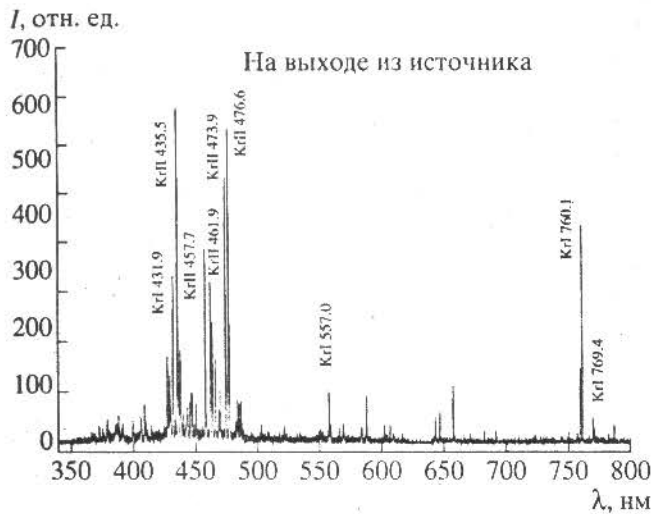


Рис. 10. Спектр плазмы криптона на выходе из источника. Кг,  $p = 0.5$  мТор, расход газа  $9 \text{ см}^3/\text{мин}$ ,  $W = 900$  Вт.

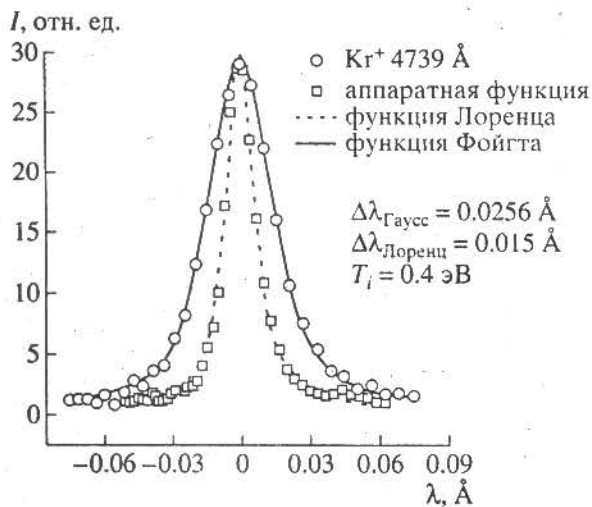


Рис. 11. Контуры спектральных линий: квадратики – аппаратная функция интерферометра Фабри-Перо ( $r = 8$  мм) ( $\lambda = 6328$  Å, лазер) и ее аппроксимация лоренцевской функцией; кружки – профиль линии  $\text{Kr}^+ 4739$  Å и его аппроксимация фойгтовской функцией.  $p = 0.6$  мТор, расход  $10 \text{ см}^3/\text{мин}$ ,  $B_w = 950$  Гс,  $W = 800$  Вт.

уссову составляющую, из которой вычислялась температура тяжелых частиц. Температура атомов и ионов (Ar, Kr, Xe) не более 0.1 и 0.4 эВ соответственно в диапазоне давлений 0.4–1 мТор.

Энергия направленного движения ионов, приходящих на изолированную подложку,  $V_p - V_f$ , лежит в пределах 15–35 эВ. Такие соотношения между хаотичной и направленной энергиями позволяют производить анизотропное травление субмикронных структур с большим аспектным отношением [9].

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследовано влияние геометрии магнитного поля на характеристики СВЧ-ЭЦР плазмы. Определены режимы для достижения высокой однородности и/или большой концентрации плазмы. Эксперименты показали, что изменяемая конфигурация магнитного поля позволяет получать на одной установке параметры плазмы, необходимые для различных плазменных технологий при производстве изделий микроэлектроники.

Данная работа проводится в рамках программы “Критические технологии” Минобразования России.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Asmussen J.* // J. Vac. Sci. Technol. 1989. V. 7A. № 3. P. 883.
2. *Maeda M., Ameniya H.* // Jpn. J. Appl. Phys. 1994. V. 33. Pt. 1. № 9A. P. 5032.
3. *Shibuki S., Kanao H., Akahori T.* // J. Vac. Sci. Technol. 1997. V. 15B. № 1. P. 60.
4. *Полуэкттов Р.П., Царьгородцев Ю.П.* // ПТЭ. 1996. № 4. С. 150.
5. *Steinbruchel C.* // J. Vac. Sci. Technol. 1990. V. 8A. № 3. P. 1663.
6. *Гинзбург В.Л.* Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: Наука, 1967.
7. *Popov O.A.* // J. Vac. Sci. Technol. 1991. V. 9A. № 3. P. 711.
8. *Gorbatkin S.M., Berry L.A., Roberto J.B.* // Ibid. 1990. V. 8A. № 3. P. 2893.
9. *Ogino S., Fujiwara N., Maruyama T. et al.* // Jpn. J. Appl. Phys. 1997. V. 36. Pt. 1. № 4B. P. 2491.