

ИСТОЧНИКИ ПЛАЗМЫ ВЫСОКОЙ ПЛОТНОСТИ НА ОСНОВЕ ИНДУКЦИОННО-СВЯЗАННОГО РАЗРЯДА

В. И. Сысун

Петрозаводский государственный университет

1. Введение

Тенденция развития технологии производства СБИС, получения новых перспективных материалов и создания эффективных источников света на основе ионно-плазменных процессов требуют: увеличения плотности плазмы до $(10^{11} \div 10^{13}) \text{ см}^3$ и выше, однородной на поверхностях до десятков сантиметров, увеличения вкладываемой мощности от единиц до десятков киловатт, уменьшения давления газовой среды до $P = (1 \div 100) \text{ мТорр}$ и отсутствия попадания примесей от электродов, стенок и внутрикамерных конструкций.

Этим требованиям удовлетворяют безэлектродные СВЧ системы на основе электронного циклотронного резонанса (ЭЦР), ВЧ системы, использующие плазму «геликонового» разряда и индуктивно связанные (трансформаторные) разряды.

Относительно СВЧ систем можно отметить ряд существенных недостатков: высокая стоимость оборудования и существенные затраты на его эксплуатацию, пониженный КПД, высокие требования по согласованию нагрузки и СВЧ источника, большие значения необходимых магнитных полей $(1 \div 2 \text{ кГс})$ в ЭЦР разрядах.

Менее сложны устройства «геликонового» разряда, а наиболее просты, легко регулируются и широко применяются устройства с индукционной плазмой.

В настоящем обзоре будут рассмотрены устройства с индуктивно-связанной плазмой, а для сравнения будет приведен «геликоновый» источник плазмы для травления микроструктур.

2. Геликоновый источник плазмы

Геликоновые волны возникают в плазме с магнитным полем на частотах, удовлетворяющих условию:

$$\omega_{\text{H}_i} \ll \omega_{\text{HГ}} \ll \omega \ll \omega_{\text{He}} \ll \omega_{\text{p}},$$

где $\omega_{\text{He}} = 1,76 \cdot 10^7 \cdot B(\text{Гс})$ – циклотронная электронная частота, $\omega_{\text{H}_i} = \omega_{\text{He}} \frac{m}{M_i}$ – циклотронная

ионная частота, $\omega_{\text{p}} \approx 5 \cdot 10^4 \sqrt{n(\text{см}^{-3})}$ – плазменная частота,

$\omega_{\text{HГ}} \approx \sqrt{\omega_{\text{He}} \omega_{\text{H}_i} \left(1 + \frac{\omega_{\text{He}}^2}{\omega_{\text{p}}^2} \right)^{-1}}$ – нижняя гибридная частота.

При концентрации плазмы $n = 10^{12} \text{ см}^{-3}$, магнитном поле $B = 2 \cdot 10^2 \text{ Гс}$, $\omega_{\text{p}} \approx 5 \cdot 10^{10} \left(\frac{\text{рад}}{\text{с}} \right)$, $\omega_{\text{He}} \approx 3 \cdot 10^9$; $\omega_{\text{H}_i \text{ Ar}} \approx 3 \cdot 10^4$, $\omega_{\text{HГ Ar}} \approx 8 \cdot 10^6$, и в качестве рабочей частоты может использоваться стандартная частота 13.56 МГц. Геликоновые волны обеспечивают объемное поглощение энергии при безстолкновительном затухании Ландау при выполнении условия $B > 3 \cdot 10^{-12} w_0 R \cdot n$, где B (Гс), n (см^{-3}), w_0 (эВ) – энергия электронов, R (см) радиус реактора.

Типовая конструкция геликонового источника плазмы (рис. 1) описана в работе [1]. Источник пристыкован к вакуумной камере обработки 1 с помощью герметичного фланца

2. Основу источника составляет кварцевый реактор 3 диаметром 200 мм и высотой 250 мм, вокруг которого установлена антенна 4, соединенная с генератором высокой частоты (ГВЧ) через согласующее устройство 5. Реактор закрыт металлическим немагнитным экраном 6, на котором установлены электромагниты 7, создающие регулируемое магнитное поле в реакторе. Рабочий газ подается в реактор через верхний патрубок. В камере обработки на подложкодержателе 8 размещается подложка 9 на которую можно подавать регулируемое напряжение смещения от отдельного источника $U_{см}$.

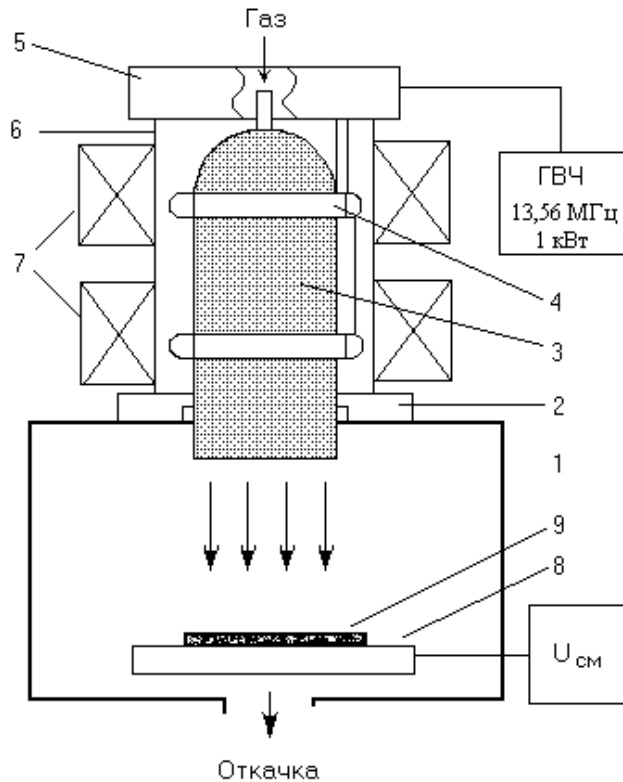


Рис. 1. Схема геликонового источника

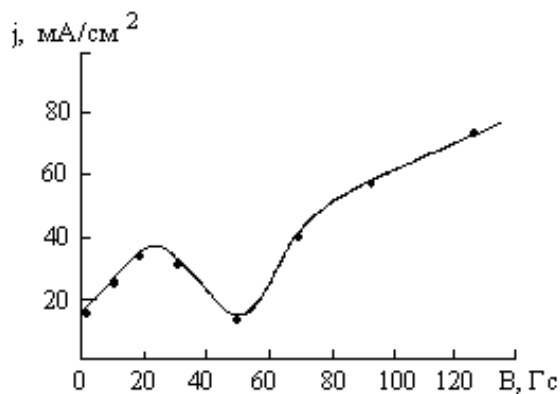


Рис. 2. Зависимость плотности ионного тока от индукции магнитного поля при $P = 0.13$ Па; $W_{вч} = 0.8$ кВт; рабочий газ – аргон

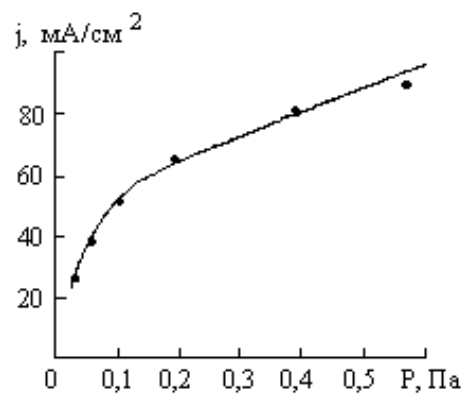


Рис. 3. Зависимость плотности ионного тока от давления при $B = 120$ Гс; $W_{вч} = 0.8$ кВт; рабочий газ – аргон

На рис. 2 показана зависимость плотности тока на выходе источника на расстоянии 5 см от его торца. Видно, что при слабых магнитных полях наблюдается четко выраженные максимум и минимум, связанные, очевидно, с резонансными явлениями при определенном соотношении частот, а при дальнейшем увеличении поля до максимально обеспечиваемого магнитной системой значение плотности тока пропорционально растет. Влия-

ние давления на интенсивность процесса плазмообразования, как видно из рис. 3, наиболее резко выражено в области низких давлений (менее 0.13 Па). Зондовые измерения плотности плазмы на различных режимах работы источника показали, что концентрация плазмы достигала 10^{13} см^{-3} , а энергия электронов составляла (3÷5) эВ.

Технологические испытания источника проведены в лабораторных условиях на операциях травления термически выращенной двуокиси кремния и поликремния на кремниевых пластинах диаметром 150 мм. Предварительные эксперименты показали, что скорости травления SiO_2 в CHF_3 при мощности разряда (500÷600) Вт и давлении газа 0.3 Па составляли 0.4÷0.5 мкм/мин, а для поликремния в SF_6 при тех же режимах – (0.5÷0.6) мкм/мин. При этом характерно достаточно равномерное распределение концентрации заряженных частиц по сечению плазмы на уровне 95 % и низкий уровень радиационного воздействия на обрабатываемые структуры.

Геликоновый источник плазмы требует применения постоянного магнитного поля в реакторе и ограничен по частотной области ВЧ питания. Этих недостатков лишен чисто индукционный разряд, глубину проникновения энергии в котором (скин-слой) можно увеличивать снижением частоты.

3. Индукционный разряд. Общие сведения

Простейший индукционный разряд – это разряд в диэлектрической трубке, помещенной внутрь соленоида, к которому подключено переменное напряжение (рис. 4).

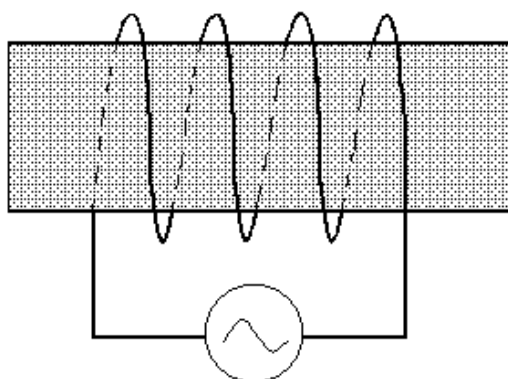


Рис. 4

Такой разряд был предложен и изучался еще 120 лет назад [2]. В трубке возникает индукционное азимутальное электрическое поле

$$E(r) = -\frac{1}{2\pi r} \frac{\partial \Phi}{\partial t} \sim h f B_m,$$

где B_m – амплитуда магнитной индукции, f – частота, h – толщина скин-слоя.

Для достижения необходимого для протекания разряда поля $\sim 10 \text{ В}\cdot\text{см}^{-1}$ при толщине скин-слоя $h \sim 1.5 \text{ см}$ необходимо $B_m \cdot f \approx 1 \cdot 10^4 \text{ Тл}\cdot\text{Гц}$. Таким образом, при полях $\sim 100 \text{ Гс}$ необходима мегагерцовая область частот.

Кроме цилиндрической формы разряд может иметь плоскую форму над плоской спиральной катушкой и тороидальную форму вокруг ферритового сердечника (рис. 5).

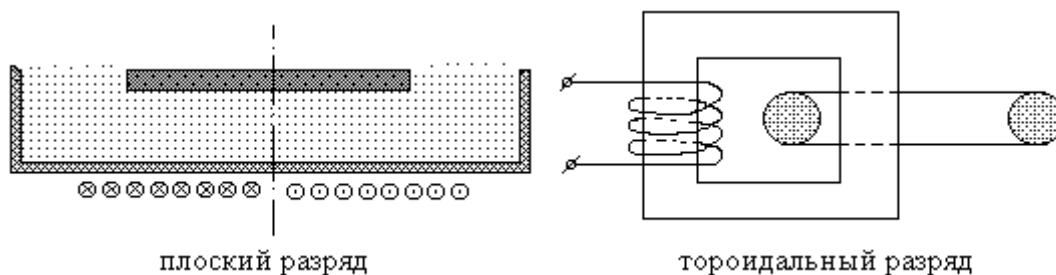


Рис. 5

Простейшая эквивалентная трансформаторная схема разрядной цепи приведена на рис. 6. Здесь R_i – внутреннее сопротивление источника и катушки, L_s – индуктивность рассеяния, определяемая магнитным потоком катушки вне плазмы, R_{π} и L_{π} активное и индуктивное сопротивления токового канала в плазме. Параметры L_s , L_{π} , R_{π} зависят от глубины проникновения магнитного поля в плазму, сдвига фазы между током и напряжением в плазме (инерция электронов), которые, в свою очередь, определяются частотой, мощностью, давлением и составом среды. При этом при пониженных давлениях, когда длина пробега электрона сравнима с размером плазмы, возникают нелинейные и нелокальные эффекты: нелокальная функция распределения электронов по энергиям, бесстолкновительный электронный нагрев, нелокальное поглощение и выделение (отрицательное поглощение) мощности, нелинейная диффузия магнитного поля и аномальный скин-эффект, появление кратных гармоник тока. В связи с этим индукционный разряд кроме практического представляет и чисто теоретический интерес.

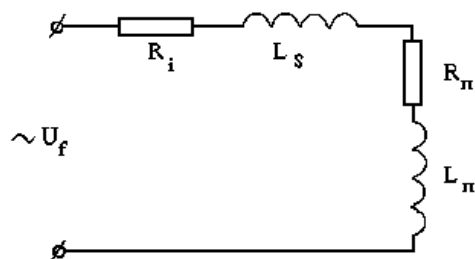


Рис. 6

Обратимся к результатам экспериментальных работ.

4. Цилиндрический индукционный разряд

Индукционный разряд цилиндрической формы исследован в работах [2÷7]. Рассмотрим типовую экспериментальную установку (рис. 7), предназначенную для обработки поверхностей микроструктур [5÷7]. Медная катушка из 13 витков намотана вокруг стеклянного колокола с внутренним диаметром 33 см. На катушку подавалось ВЧ питание 0.46 МГц, (0.5÷1.5) кВт. Наполнение Ar или O_2 при давлении 5 мТорр. В срединной горизонтальной плоскости катушки устанавливались подвижные (за счет вращения консоли вокруг стальной оси) электрический или магнитный зонды.

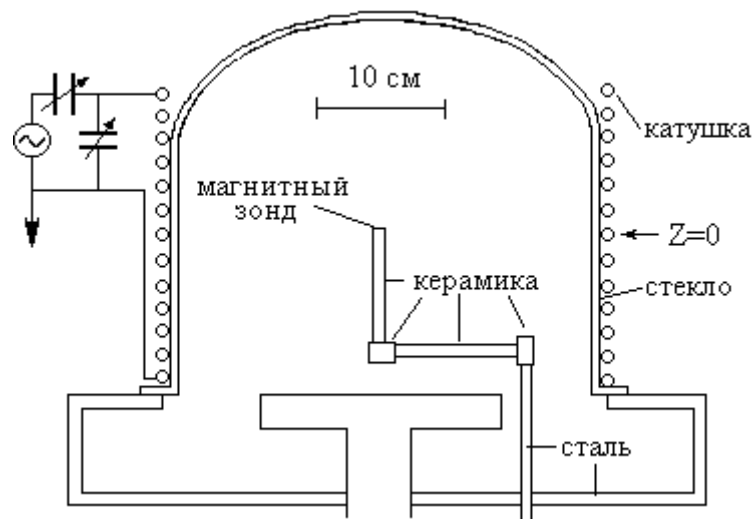


Рис. 7

Магнитный зонд имел 18 витков, диаметр 4 мм и длину 5 мм, чувствительность 65 мВ/Гс. Зонд помещался в 6 мм керамическую трубку и измерял Z-компоненту ВЧ магнитного поля. Поворотом зонда оценивались радиальная и азимутальная компоненты магнитного поля, которые оказались незначительными.

Ленгмюровский вольфрамовый цилиндрический зонд, направленный вдоль оси Z, имел длину 8 мм и диаметр 0.38 мм. На зонд подавался стационарный потенциал (0÷30 В) относительно стального основания колокола с демпфированием ВЧ сигнала. Демпфирование осуществлялось таким образом, чтобы потенциал зонда имел постоянный сдвиг относительно плазмы, колеблясь вместе с плазмой с высокой частотой; вместе с тем ВЧ сигнал не проходил в измерительную цепь постоянного питания [8].

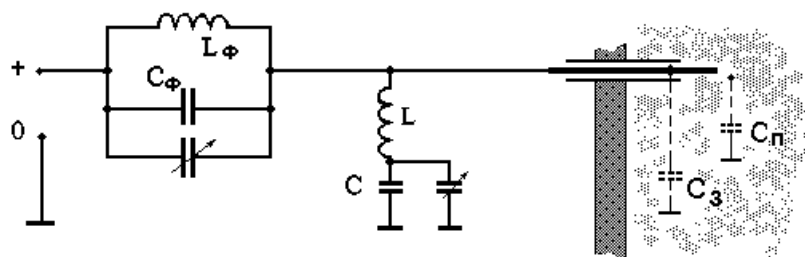


Рис. 8

Контур $L_\phi C_\phi$, настроенный на ВЧ (рис. 8), демпфирует ВЧ сигнал, а контур LC компенсирует паразитную емкость зонда C_3 относительно земли при условии $\omega L = \frac{1}{\omega C} + \frac{1}{\omega C_3}$. Таким образом, зонд для ВЧ сигнала имеет очень большое сопротивление

относительно земли и хорошую связь с плазмой через емкость плазма–зонд. Две подстроечные емкости позволяли минимизировать ВЧ интерференцию при зондовых измерениях. По второй производной зондового тока измерялась функция распределения электронов по энергиям, которая оказалась близкой к максвелловской. Концентрация плазмы определялась по теории низкого давления при тонком слое для ионного и электронного тока насыщения. При этом оказалось, что $\frac{n_i}{n_e} \approx 1.5 \div 2.0$. Для сравнения концентрация

электронов определялась также 35 ГГц-интерферометром. Было получено

$$\frac{\int n_i dr}{\int n_e dr} \approx 1.1 \div 1.3, \text{ что близко с учетом } 30\% \text{ точности зондовых измерений } n_i.$$

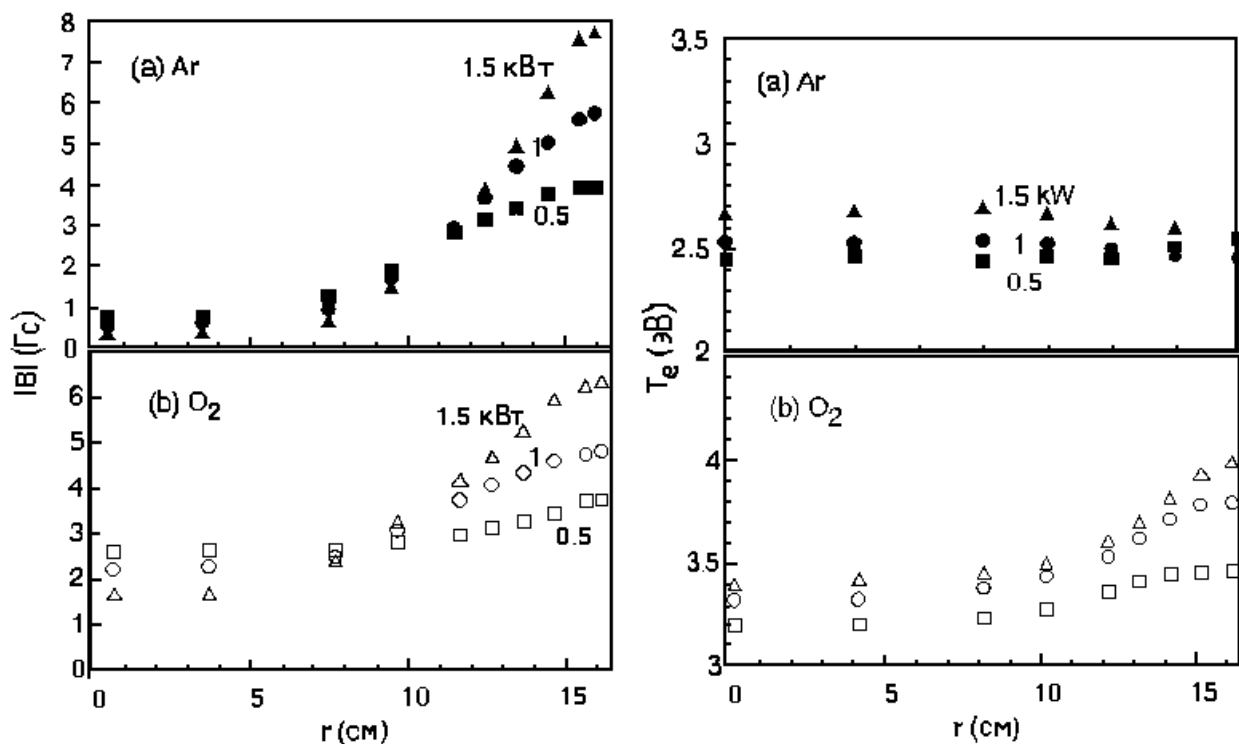
Дополнительно с помощью масс-спектрометра измерялась средняя масса ионов A_i . Измеренные параметры плазмы в центре оси приведены в табл. 1, где также приведены рассчитанные частоты столкновений электронов с нейтральными атомами, частота ионизаций ν_{iz0} и цена электрона, длина пробега ионов и азимутальное электрическое поле вблизи цилиндрической стенки E_r , измеренное по падению напряжения на наружной катушке.

Таблица 1

Параметры плазмы, измеренные на оси и использованные для расчета газовых характеристик

Газ	Мощность (кВт)	A_i	E_R (В/м)	n_0 (10^{11} см^{-3})	T_{e0} (эВ)	ν_e ($10^6/\text{с}$)	λ_i (см)	ν_{iz0} ($10^4/\text{с}$)	E_{c0} (В)
O ₂	0.5	28	73	1.1	3.20	9.0	1	3.06	108
	1.0	26.4	81	2.0	3.32	9.3	1	3.81	94
	1.5	24	95	3.0	3.40	9.4	1	4.52	82
Ar	0.5	40	53	6.0	2.45	12.5	0.6	0.90	61
	1.0	40	67	12	2.53	12.9	0.6	1.16	59
	1.5	40	77	19	2.67	14.2	0.6	1.46	54

На графиках (рис. 9) приведены радиальный ход амплитуды ВЧ магнитного поля, концентрации и температуры электронов. Виден достаточно однородный радиальный ход электронной температуры, спад концентрации плазмы вблизи цилиндрической границы, хотя индуцированное ВЧ поле здесь максимально и толщина скин-слоя порядка $\frac{1}{3} \div \frac{1}{2}$ радиуса плазмы.



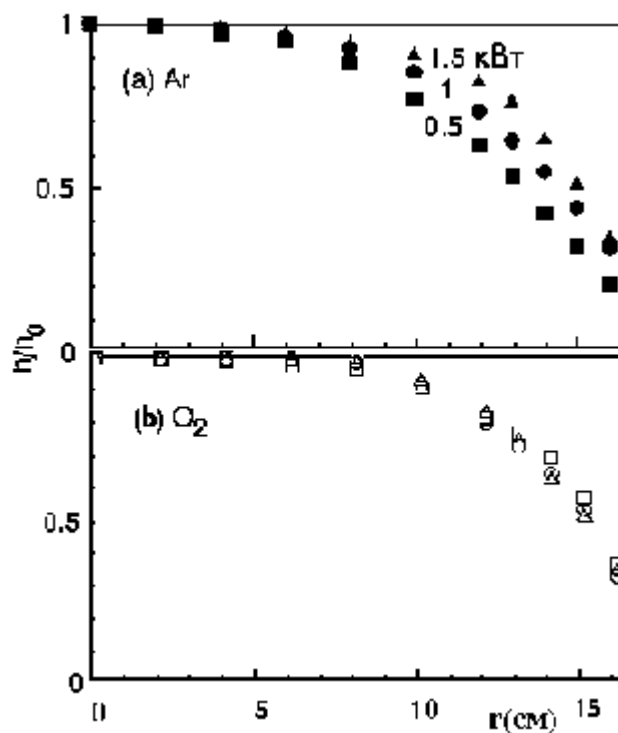


Рис. 9

Достаточно высокая концентрация ионов $n_i \sim 10^{12} \text{ см}^{-3}$, однородная до радиуса ~ 10 см дает широкую возможность высокопроизводительного технологического применения. Недостатком цилиндрического разряда является необходимость большого объема реактора (~ 30 литров для мишени диаметром 20 см), а следовательно, относительно большая общая мощность разряда.

5. Плоский индукционный разряд [9÷18]

При обработке плоских поверхностей плоский индукционный разряд позволяет уменьшить длину реактора, а следовательно, общий его объем и потребляемую мощность. Вместе с тем конфигурация магнитного поля катушки усложняется, магнитное поле имеет две компоненты B_z и B_r , изменяющиеся по координатам r и z .

Первые измерения распределения магнитного поля в плоском разряде совместно с измерениями энергетического распределения ионов проведены в работах [9, 10] (IBM Research Division, New York). Частота ВЧ источника – 13.56 МГц, мощность – до 1 кВт. Плоская катушка имела 4 витка, реактор диаметром 30 см и глубиной 15 см (рис. 10). Электростатический и магнитный подвижные зонды измеряли радиальное распределение магнитного поля и параметры плазмы на определенном расстоянии Z от окна. В нижней части реактора установлен ионный энергетический анализатор с дифференциальной откачкой. Плазма отбиралась через 80-мкм отверстие в мембране толщиной 50 мкм. Далее ставилась двойная 250-мкм сетка. Первая сетка под потенциалом 40 В отталкивала электроны, вторая под потенциалом $+(0\div 40)$ В замедляла ионы, ускоренные первой сеткой. Прошедшие ионы собирались дисковым коллектором. Средний плазменный потенциал определялся пассивным ленгмюровским зондом. Полученное энергетическое распределение – почти моноэнергетическое с полушириной $(2\div 3)$ эВ, включая инструментальное уширение (рис. 11). Средняя энергия ионов уменьшается с увеличением давления и коррелирует со средним плазменным потенциалом относительно заземленного отверстия для выхода плазмы.

Более обширные измерения параметров плазмы и магнитного поля по всему объему реактора проведены в цикле работ [11÷13] в инженерном исследовательском центре

университета Висконсин – Мэдисон. Используемое ВЧ поле имело также частоту 13.6 МГц, мощность 500 Вт. Плоская катушка диаметром 16.5 см имела 4 витка с индуктивностью 1.2 мкГн, ширина алюминиевого витка 1.27 см, толщина 0.17 см, расстояние между витками 0.64 см. Между катушкой и кварцевым окном установлен электростатический экран с прорезями. Расстояние от катушки до плазменного объема 2 см. Металлический плазменный реактор имел длину 13.7 см, диаметр 22.8 см. Использовались ленгмюровский и магнитный зонды 9 (рис. 12). Измеренная функция распределения по энергиям близка к максвелловской, но с некоторой добавкой холодных электронов ($T_e = 0.7$ эВ при $P = 40$ мТорр и 0.3 эВ при $P = 50$ мТорр). Доля холодных электронов увеличивается в пике плазменного потенциала и уменьшается вблизи стенок за счет амбиполярного поля.

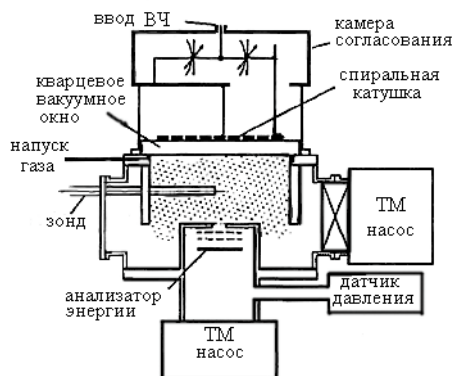


Рис. 10

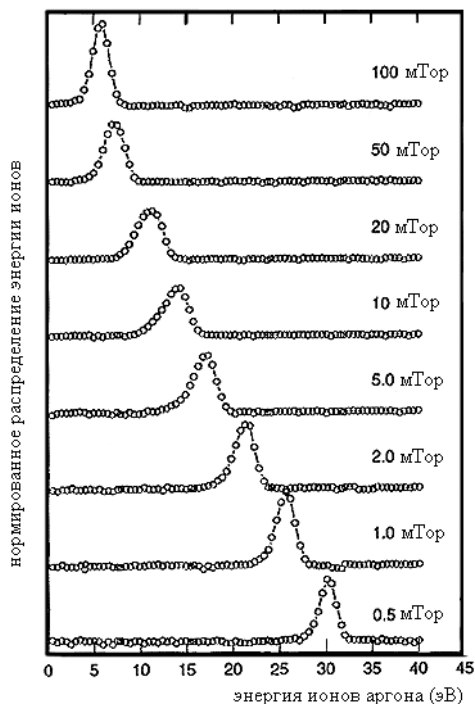


Рис. 11

Пространственное распределение:

- потенциала плазмы «В» – см. рис. 13,
- концентрации электронов $\times 10^{10} \text{ см}^{-3}$ – см. рис. 14,
- энергии электронов «эВ» – см. рис. 15.

- $P_{Ar} = 10$ мТорр, $W = 200$ Вт. Ток катушки $38.6 A_{p-p}$, напряжение на катушке 2.85 кВ_{p-p}.

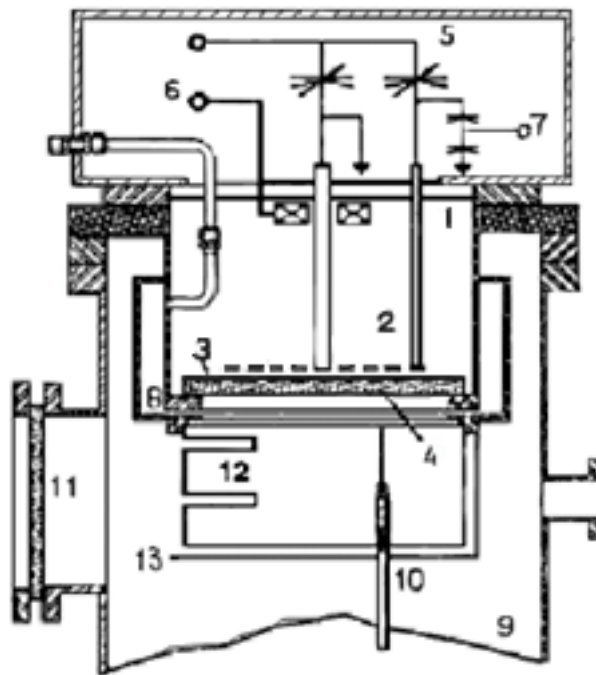


Рис. 12. Плоский ВЧ индукционный источник плазмы: вакуумная камера (1), индукционная катушка (2), экран Фарадея (3), кварцевая пластина (4), схема согласования (5), трансформатор тока (6), емкостной делитель напряжения (7), кольцевой газовый канал (8), вакуумная камера (9), ленгмюровский зонд (10), оптическое окно (11), металлический вкладыш (12), граничная пластина (13)

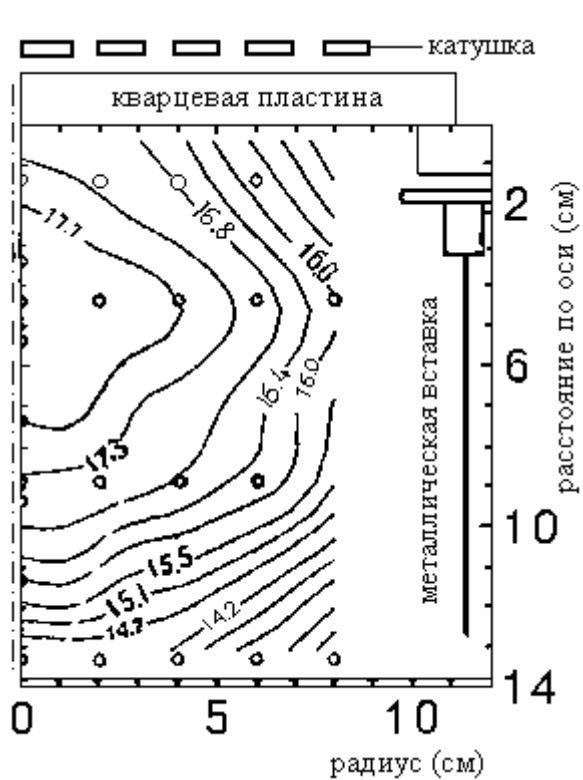


Рис. 13.

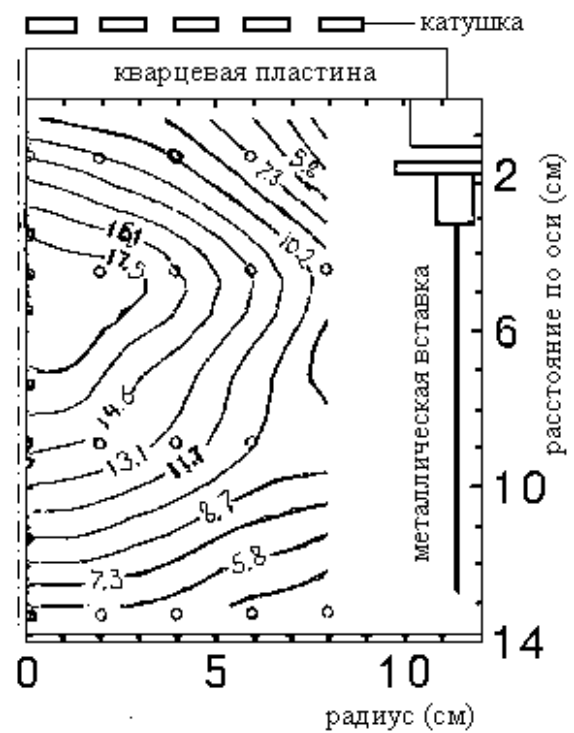


Рис. 14

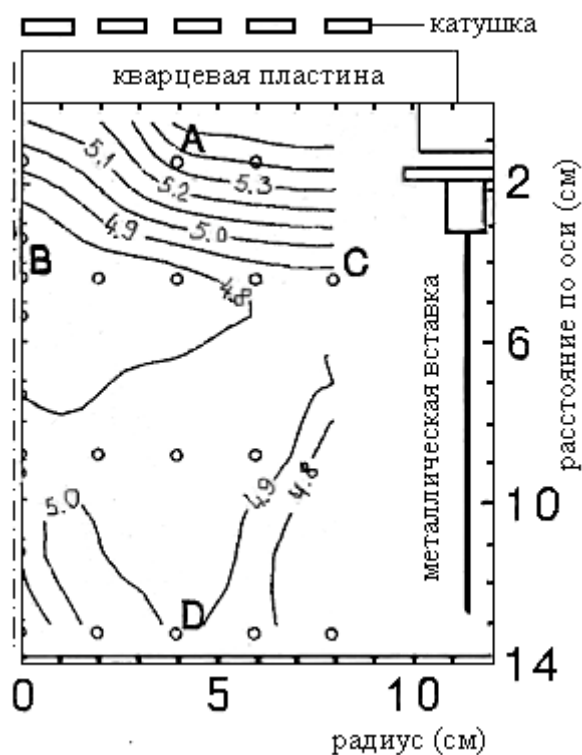


Рис. 15

Концентрация и средняя энергия электронов максимальна в средней части плазменного объема на расстоянии от окна $Z = (4 \div 5)$ см. Измерения магнитным зондом распределения по объему B_z позволило определить распределение аксиального электрического поля $E_\theta = \frac{1}{r} \int_0^r r' \frac{\partial B_z(r')}{\partial t} dr'$ (рис. 16, 17).

Таблица 2

Измеренные параметры разряда при различной мощности и давлении

Давление (мТорр)	Полная рассеянная мощность ВЧ (Вт)	Ток в катушке (А)	Напряж. на катушке (кВ)	Макс. N_e , (10^{10} см^{-3})	Макс. V_p (В)	Макс. E_e , (эВ)	Объемн. T_e , (эВ)	Объемн. E_e , (эВ)
10^a	100	30.8	2.27	9.9	17.9	5.3	3.5	4.7
10^a	200	38.6	2.85	19.0	18.1	5.4	3.5	4.8
20^a	100	28.8	2.20	19.8	16.7	...	2.8	3.9
20^a	200	37.4	2.78	38.3	16.0	...	2.6	3.7
20^b	100	29.0	2.12	18.2	17.3	...	3.2	4.2
20^b	200	38.2	2.71	39.4	17.1	4.7	2.9	4.1
50^b	100	26.6	2.00	50.0	16.0	3.9	2.3	3.5
100^b	100	25.6	1.86	55.3	14.4	3.5	1.9	3.1

^a – в вакуумной системе применен криогенный насос

^b – в вакуумной системе применен механический насос

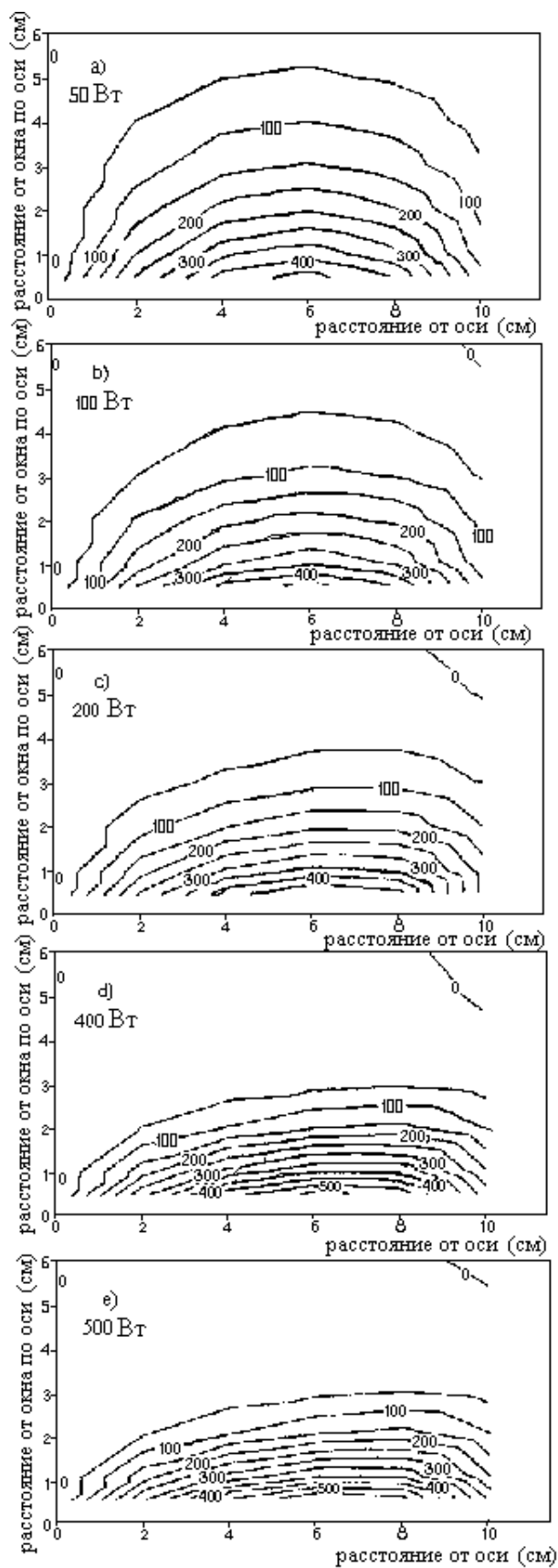


Рис. 16. Амплитуда азимутального электрического поля E_0 , $\frac{В}{М}$.
 $P = 10 \text{ мТорр}$

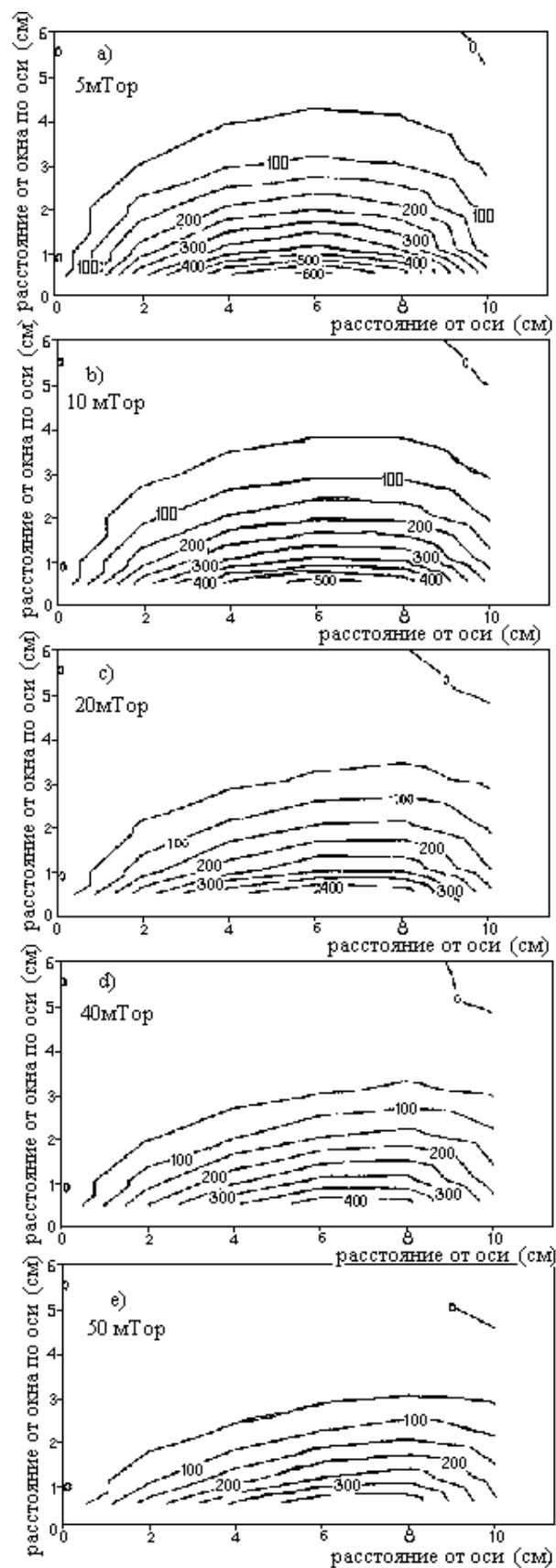


Рис.17. Амплитуда азимутального электрического поля E_0 , $\frac{В}{М}$.
 $W = 200 \text{ Вт}$

Поле E_0 прижимается к окну (плоской катушке) с увеличением мощности разряда и давления газа.

Измерения показывают неоднородность параметров плазмы по объему реактора, в том числе, что особенно важно, в радиальном направлении. Параметры плазмы определяются распределением индукционного тока, создаваемого переменным магнитным полем как внешним достаточно сложной конфигурации, так и полем токов в плазме.

В связи с этим ряд работ посвящен тщательному измерению и расчетам проникновения магнитного поля в плазму в плоском индукционном разряде.

В работах Fayomi и Jones [14, 15] проводились измерения не только действующих, но и мгновенных значений по периоду магнитных полей во всем объеме плазмы плоского индукционного источника (рис. 18). Частота ВЧ генератора 560 кГц. Плоская катушка имела 17 витков с внешним диаметром 36 см. Фиксированный ток катушки 11.8 А (амплитуда), давление аргона 120 мТорр. Магнитный зонд представлял двойную катушку по 50 витков, намотанных встречно, сигнал с которых подавался на дифференциальный усилитель, что позволило устранить наводки. Зонды вводились на радиусах $r = 0, 2, 4, 6, 8, 10, 12, 14$ см и могли перемещаться вдоль оси Z . Зонды измеряли Z -компоненту магнитного поля (амплитуду и фазу) (рис. 19). Всего измеренных точек пространства 8×60 . Радиальная компонента магнитного поля вычислялась из условия $\text{div } \vec{B} = 0$, т. е.

$$B_r(r, z) = \frac{1}{r} \int_0^r \frac{\partial B_z(r, z)}{\partial z} dr.$$

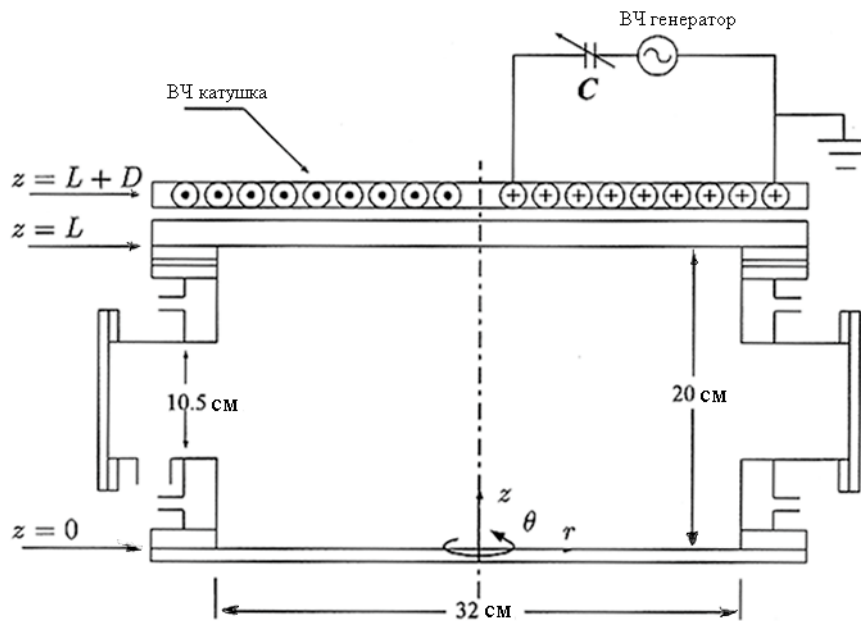


Рис. 18

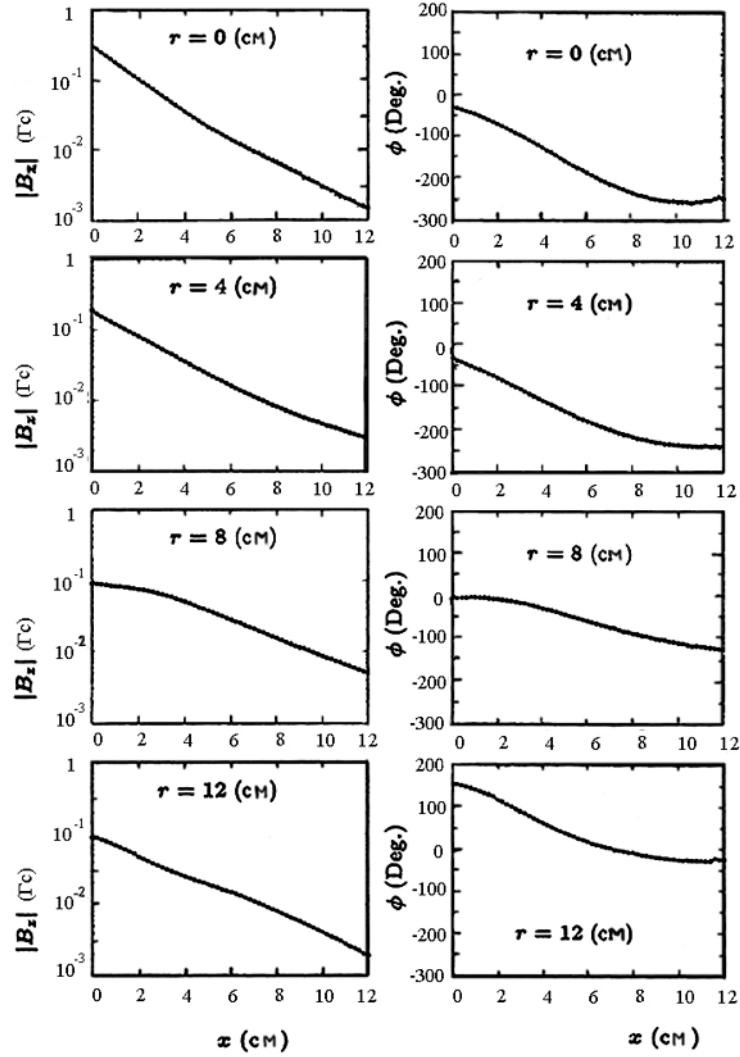


Рис. 19

Значение $B_r(r, z)$ определялось с помощью двумерной ортогональной полиномиальной аппроксимации по всем экспериментальным точкам. Плотность тока определялась из соотношения $\text{rot } \vec{B} = \vec{j}$ (током смещения пренебрегалось, т. к. $\omega \ll \omega_p$, где ω_p – плазменная частота). В цилиндрической системе получено:

$$j_\theta(r, z) = \frac{1}{\mu_0} \left[\frac{\partial B_r(r, z)}{\partial z} - \frac{\partial B_z(r, z)}{\partial r} \right].$$

Азимутальное электрическое определялось из соотношения

$$E_\theta(r, z) = -\frac{i\omega}{r} \int_0^r r B_z(r, z) dr \quad (\text{rot } \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}).$$

Выделенная в плазме объемная плотность $P(r, z) = \frac{1}{2} j_\theta^*(r, z) E_\theta(r, z)$. Концентрация и температура электронов измерялась ленгмюровским зондом с компенсацией его емкости относительно земли.

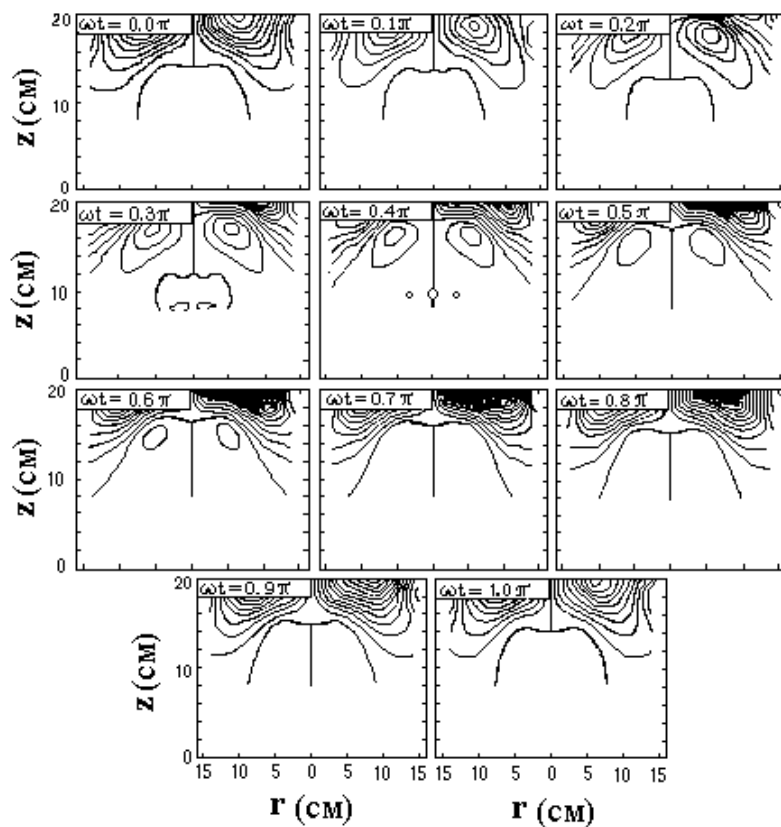


Рис. 20. Распределение плотности тока $\Delta j_0 = 100 \text{ A/m}^2$

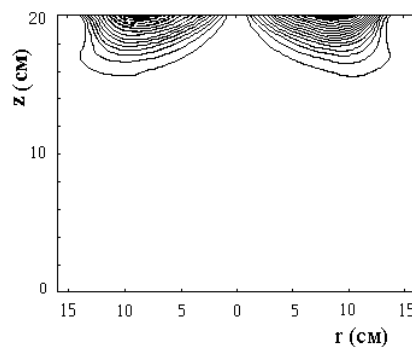


Рис. 21. Распределение рассеиваемой мощности в плазме, $\Delta P = 1000 \text{ Вт/м}^3$

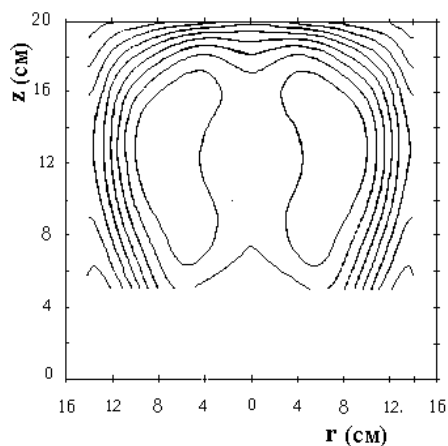


Рис. 22. Распределение электронной плотности $n_{e \text{ max}} = 1.46 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, $\Delta n_e = 0.146 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$

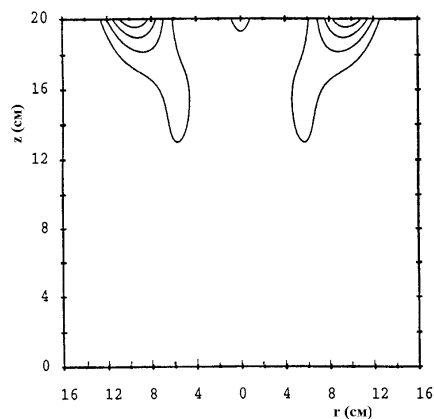


Рис. 23. Распределение электронной температуры. $T_{e \text{ max}} = 3.6 \text{ эВ}$, $\Delta T_e = 0.72 \text{ эВ}$

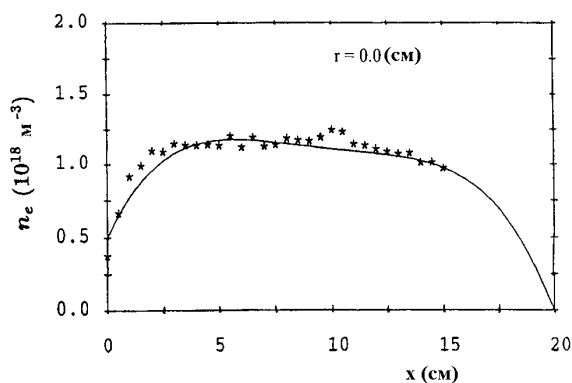


Рис. 24. Концентрация электронов на оси

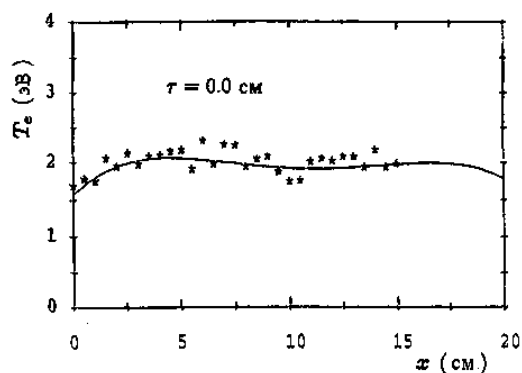


Рис. 25. Температура электронов на оси

Измерения показали на достаточно большую однородную область плазмы $4 \text{ см} < z < 12 \text{ см}$, $r < 10 \text{ см}$ с концентрацией $n_e \approx 1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ и температурой $T_e \approx 1.5 \text{ эВ}$. Этому способствовало снижение частоты и увеличение мощности ВЧ питания с одновременным увеличением объема реактора. Измеренный спад магнитного поля и изменение его фазы вглубь плазмы – монотонный без присутствия нелинейных эффектов, что определяется достаточно большим давлением ($P = 120 \text{ мТорр}$).

В цикле работ [16÷18] проникновение магнитного поля в плазму исследовалось в условиях низких давлений ($0 \div 100 \text{ Торр}$), небольшой мощности (до 200 Вт) и высокой частоты (6.78 МГц). Использовались магнитные зонды 2 типов (рис. 26): открытый – один виток голого провода, помещенный непосредственно в плазму, и закрытый – несколько витков в изолированной трубке. Зонды были спаренные, один зонд измерял поле B_r , другой, в виде восьмерки – $\frac{dB_z}{dr}$. Виток открытого зонда имел диаметр 4 мм молибденовой

проволоки диаметром 0.15 мм . Закрытый зонд имел 5 витков диаметром 2 мм в 6-мм стеклянной трубке. Зонды двигались вдоль оси на расстояниях от оси $r = 4 \text{ см}$.

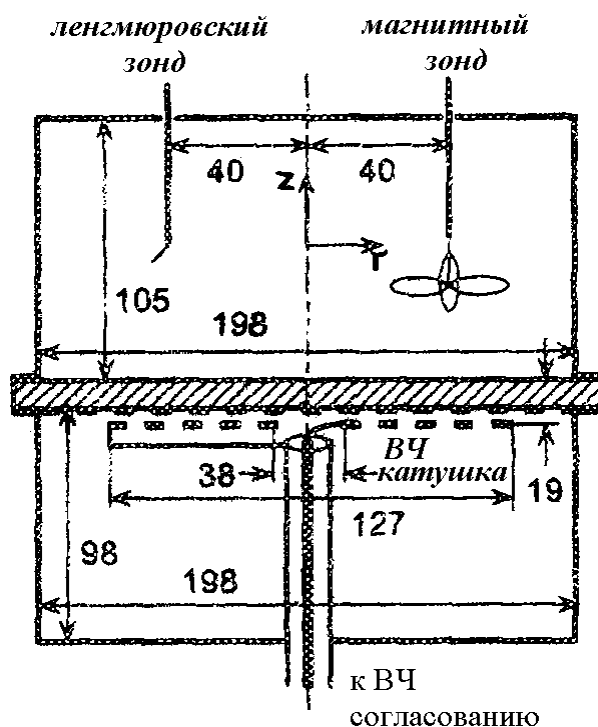
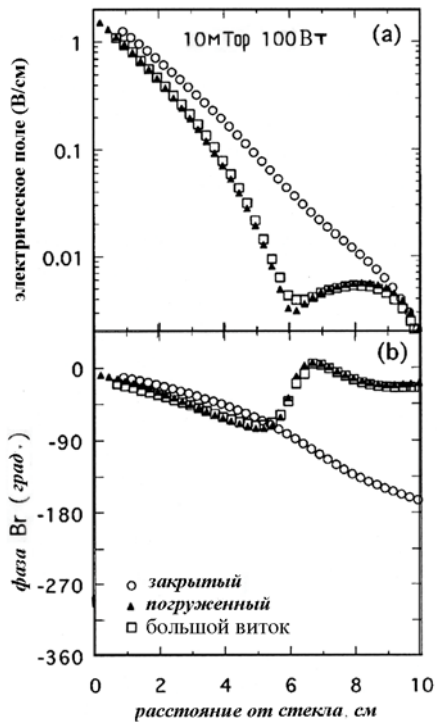
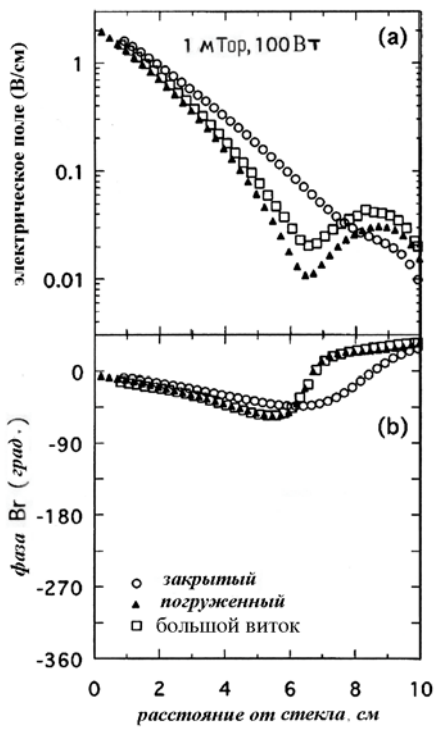
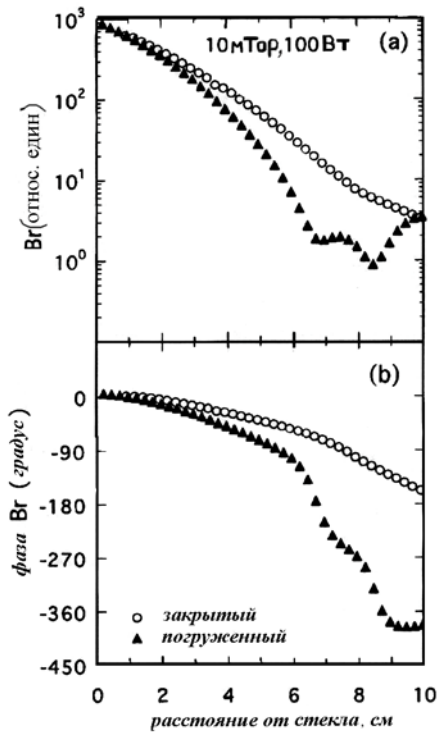
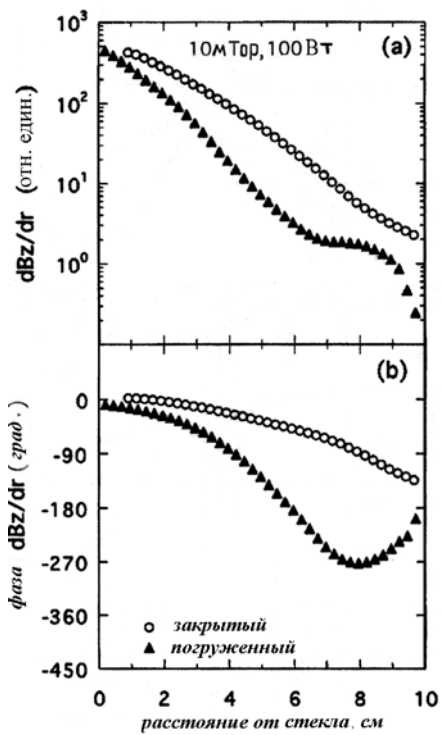


Рис. 26



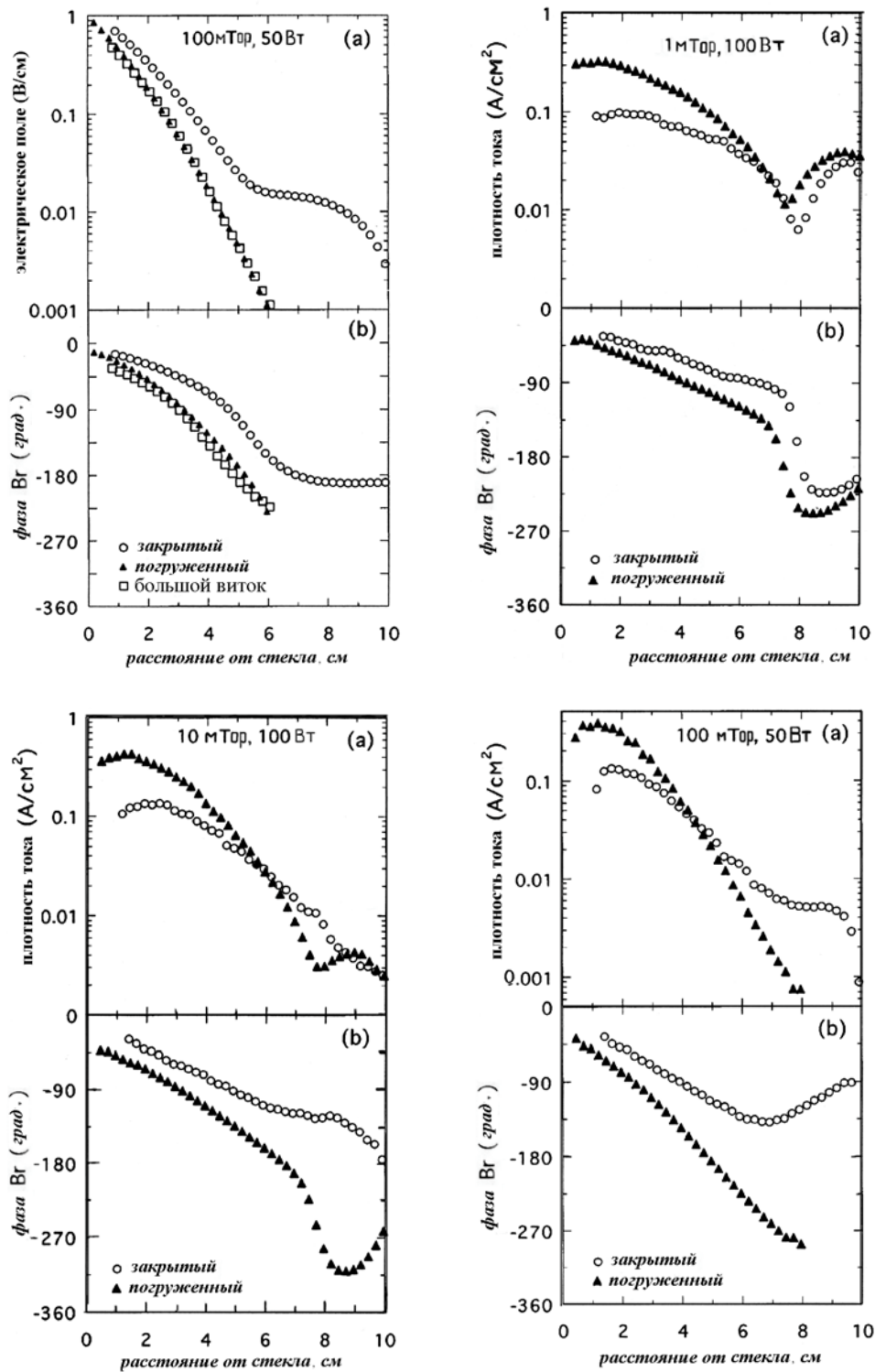


Рис. 27

По результатам измерений вычислялись азимутальное поле $E_{\theta}(z) = -j\omega \int_0^z B_r(z) dz$ и плотность тока $j = \frac{1}{\mu_0} \left(\frac{dB_r}{dz} - \frac{dB_z}{dr} \right)$. Поле E_{θ} также измерялось непосредственно большим (диаметр 80 мм) коаксиальным голым витком. Наблюдалось сильное отличие показаний открытого и закрытого магнитных зондов.

Авторы считают более правильными показания открытого зонда, т. к. он меньше возмущает плазму. Обращает на себя внимание очень низкий уровень сигналов с зондов, где это различие наиболее значительно при $r > 4$ см (~ 0.01 максимального значения). Как раз в этой области появляются аномальные эффекты: появление на удалении от зонда новых токовых слоев противоположного направления (сдвиг фазы на 180°), несоответствие хода аксиального электрического поля и тока.

Концентрация плазмы в фиксированной точке ($r = 4$ см, $z = 1$ см) измерялась ленгмюровским зондом. Кроме того, вычислялись ряд параметров плазмы.

Таблица 3

Параметры для $f = 6.78$ МГц при $r = 4$ см и $z = 1$ см.

P, мТорр	P _{пл} , Вт	n _i 10 ¹⁰ , см ⁻³	δ _p , см	δ _E , см	v _{en} , с ⁻¹	v _{eff} 10 ⁷ , с ⁻¹	v _{st} 10 ⁷ , с ⁻¹	v _{rf} 10 ⁷ , см/с
1	25	1.1	5.1	2.2	7.1	3.0	1.8	5.5
1	50	2.1	3.6	1.9	6.5	32	2.1	5.6
1	100	4.1	2.6	1.7	5.5	39	2.4	4.9
1	200	8.2	1.9	1.4	4.2	4.0	2.9	4.6
10	25	2.3	3.5	2.0	52	5.1	1.6	2.8
10	50	4.8	2.4	1.8	45	5.3	1.8	2.6
10	100	10	1.7	1.6	36	5.5	2.0	2.5
10	200	16	1.4	1.4	30	5.7	2.3	2.5

$$\delta_p = \frac{c}{\omega_p} \quad - \text{нормальная бесстолкновительная глубина скин-слоя, } \omega_p \text{ – плазменная}$$

частота.

Для сравнения приведена реальная толщина скин-слоя δ_E , определенная по затуханию азимутального поля E_θ .

v_{en} – частота электрон-атомных столкновений.

Для $P = 1$ мТорр $v_{en} \ll \omega$, для $P = 10$ мТорр $v_{en} \approx \omega$. Необходимо отметить, что поле спадает при удалении от катушки и без плазмы с эффективной глубиной $\delta_0 = 2,44$. Эффективная частота электронных столкновений определялась по вычисленным значениям азимутального тока и напряжения $v_{eff} = \frac{ne^2 E_\theta \cos\varphi}{mj}$, где φ – разность фаз. Вычислялись

также стохастическая частота $v_{st} = \frac{\sqrt{8kT_e/\pi m}}{4\delta_E}$ и дрейфовая азимутальная скорость элект-

тронов $v_{rf} = \frac{j}{en}$. Полученные данные подтверждают возможность образования нелинейных эффектов в плазме (аномальный скин-эффект и безударный электронный нагрев).

В последующих работах [19÷22] авторы провели специальное исследование нелинейных эффектов. Были расширены области используемых давлений (0.3÷200 мТорр), мощностей (25÷200 Вт) и частот (3.39, 6.78, 13.56 МГц).

Безударное поглощение энергии

Поглощение энергии в плазме $jE \cos \varphi = \text{Re}(\sigma) \cdot E^2$ определяется проводимостью плазмы $\sigma = \frac{e^2 n}{m(\nu_{\text{эфф}} + j\omega)}$. Эффективная частота $\nu_{\text{эфф}}$ включает в себя как столкновительную, так и бесстолкновительную передачу энергии.

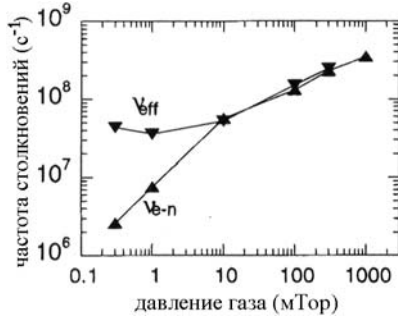


Рис. 28. Частоты столкновений.
W = 100 Вт, f = 6.78 МГц, z = 1 см, r = 4 см

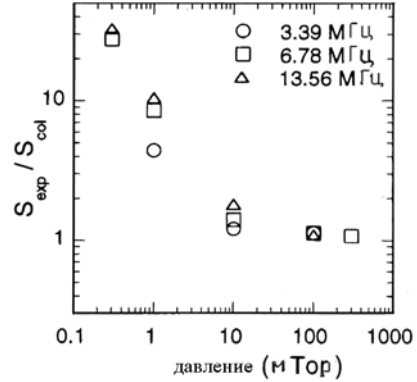


Рис. 29. Отношение поглощенной энергии к столкновительной

В чисто столкновительной плазме $\sigma = \frac{e^2 n}{m(\nu_{\text{en}} + j\omega_{\text{эфф}})}$, где $\omega_{\text{эфф}} \approx \omega$ и определяется

кинетическими эффектами. Как видно из рисунков, поглощенная энергия (проинтегрированная по оси z) существенно превышает столкновительную при давлениях $P < 10$ мТорр, так же как и эффективная частота $\nu_{\text{эфф}}$ превышает столкновительную ν_{en} . Отметим, что снижение частоты снижает безударное поглощение энергии.

Отрицательное поглощение энергии

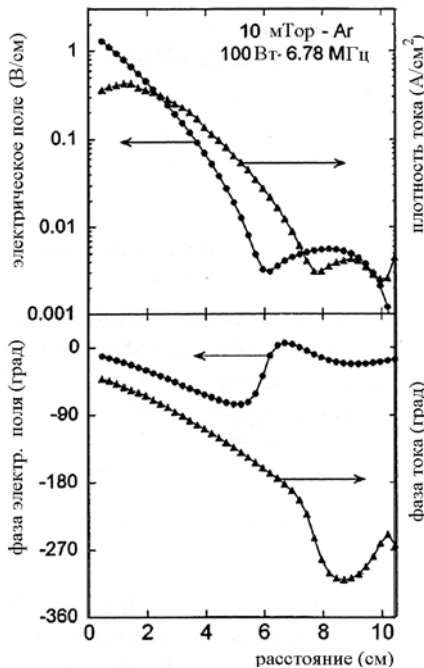


Рис. 30

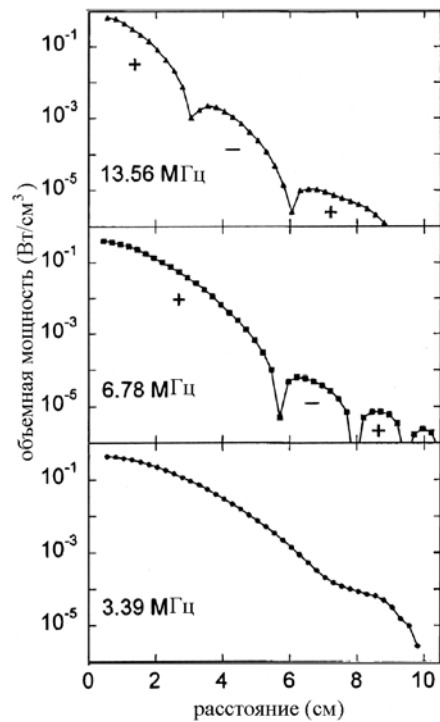


Рис. 31. P = 10 мТорр, W = 100 Вт

Поглощение энергии определяется соотношением $P = jE \cos \varphi$. Вычисленные значения \vec{j} и \vec{E} с учетом их фаз на основе измеренного магнитного поля показывают на появление в областях за скин-слоем отрицательного значения косинуса сдвига фаз. Таким образом, в этих областях энергия передается из плазмы в ВЧ поле. Снижение частоты увеличивает толщину скин-слоя и уменьшает как сами области отрицательного поглощения, так и энергию в них.

Генерация высших гармоник

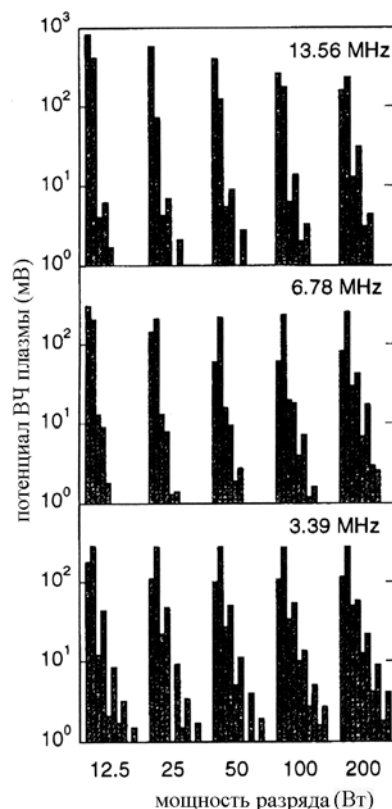


Рис. 32. Спектр плазменного потенциала. $P = 1$ мТорр, левый столбик – 1 гармоника, правее – 2 и т. д.

Потенциал плазмы в индукционном разряде колеблется не только на основной частоте, но и на высших гармониках. Измерялся плавающий потенциал никелевого диска (диаметр 38 мм), помещенного в средней плоскости плазмы вблизи радиальной стенки. Использовался анализатор спектра с малой входной емкостью (0.6 пФ), существенно меньшей емкости диск–плазма. Колебания первой гармоники были менее 1 В, что меньше T_e . Амплитуда и количество высших гармоник увеличивалось с ростом мощности разряда и при снижении частоты. Авторы связывают появление высших гармоник с нелинейными процессами в плазме, вызванными пондеромоторными силами $\vec{F} = \vec{j} \times \vec{B}$. При снижении частоты увеличивается магнитное поле \vec{B} для сохранения той же мощности. Увеличение давления до 100 мТорр приводило практически к исчезновению высших гармоник.

Появление аксиального и радиального тока в плазме с частотой второй гармоники

Изменяя ориентацию магнитного зонда, можно было измерять радиальную и аксиальную плотности тока в плазме.

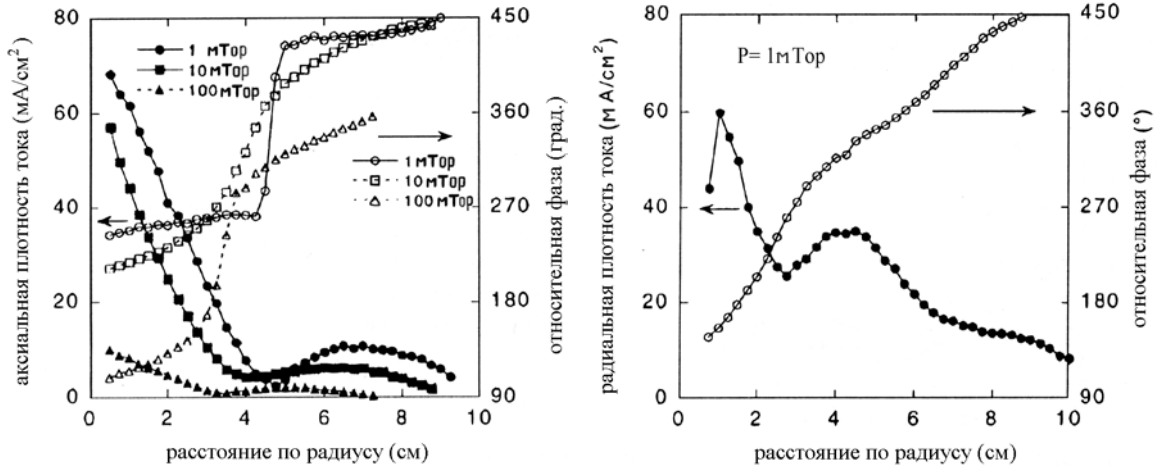


Рис. 33. $W = 100$ Вт, $f = 3.39$ МГц

$$j_z = (\mu_{\ominus} r)^{-1} \frac{d(rB_{\ominus})}{dr}; \quad j_r = -(\mu_{\ominus})^{-1} \frac{dB_{\ominus}}{dr}.$$

Появление этих компонент обусловлено лоренцевой силой, действующей на электроны $F_z = -j_{\ominus} B_r$; $F_r = j_{\ominus} B_z$. Однако замкнутые токи в плазме под действием этих сил могут возникнуть только при наличии их неоднородности, которая, как показали измерения j_{\ominus} и B_z , B_r в плоском разряде весьма существенна. Так как j_{\ominus} сама определяется изменением поля B_z , то силы F_z и F_r пропорциональны квадрату магнитного поля, что и объясняет их двойную частоту.

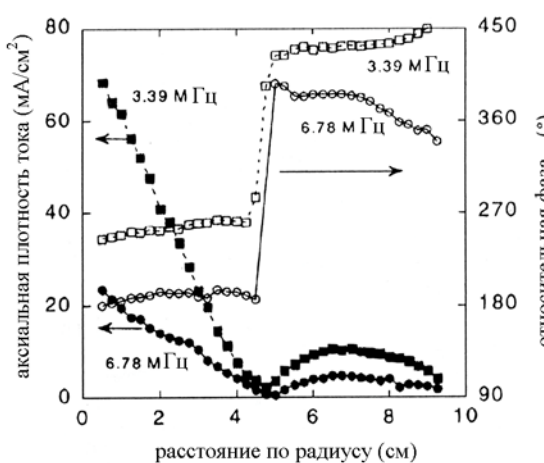


Рис. 34. $W = 100$ Вт, $P = 1$ мТорр

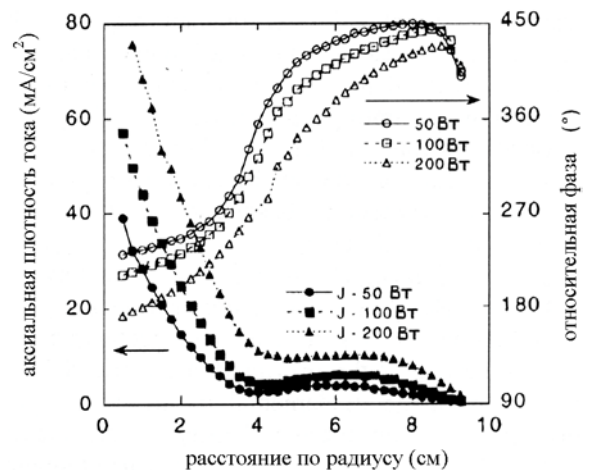


Рис. 35. $f = 3.39$ МГц, $P = 10$ мТорр

Токи j_z и j_r увеличиваются с увеличением мощности (растут ток и магнитное поле), с уменьшением давления (растет проводимость плазмы) и уменьшением частоты (растет магнитное поле при той же мощности).

Пондеромоторный эффект на плазму в целом

При интегрировании по радиусу на границе плазмы с катушкой средняя сила $F_z = -j_\Theta B_r$ направлена от катушки и будет отталкивать плазму в целом. Это приводит к деформации осевого профиля концентрации. К сожалению, эксперимент сделан при малой разрядной мощности, где этот эффект не столь заметен. При отсутствии пондеромоторного эффекта плазма должна быть сильнее прижата к ближайшей к катушке границе, где в скин-слое максимально образующее плазму поле E_Θ .

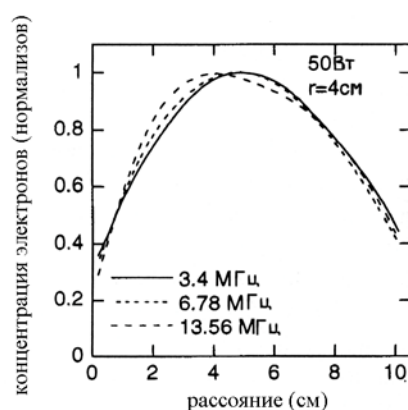


Рис. 36. $W = 50$ Вт, $P = 1$ мТорр

6. Высокочастотный магнетрон

Чисто индукционный разряд не поставляет материал электродов в плазму, необходимый для нанесения металлических покрытий. Для этих целей часто используется магнетрон постоянного тока. Однако магнетрон наносит покрытия в виде нейтральных атомов с широким угловым распределением (аспектное отношение глубины и ширины порядка единицы). В работах [23–25] исследовалось применение высокочастотного питания цилиндрического и плоского магнетрона с целью увеличения степени ионизации плазмы и возможного увеличения коэффициента распыления мишени. Схемы экспериментальных установок представлены на рис. 37.

Исследовались внешние характеристики разряда, распределение концентрации и потенциала плазмы. Исследования показали на улучшение возбуждения и ионизации среды при одновременном уменьшении скорости нанесения покрытий. Таким образом, ВЧ питание существенного изменения параметров покрытий не дает. В этом смысле большими возможностями обладает комбинация разрядов: магнетронное распыление мишени и дальнейшая ионизация продуктов распыления индукционным разрядом.

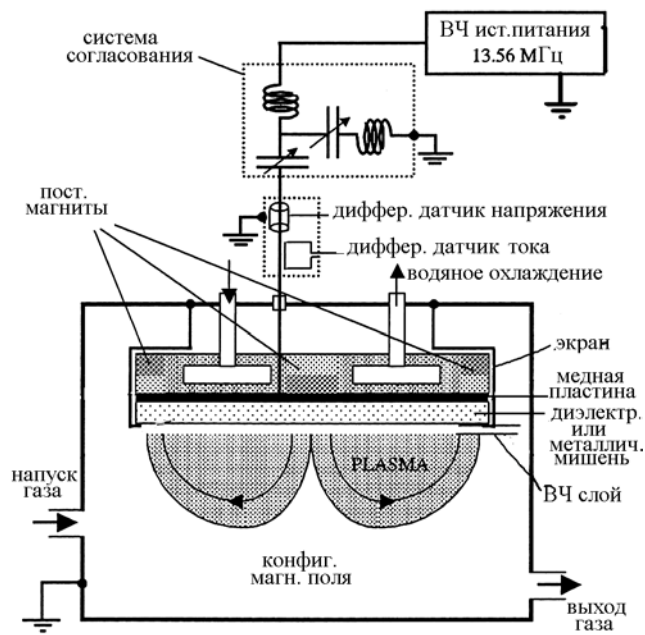
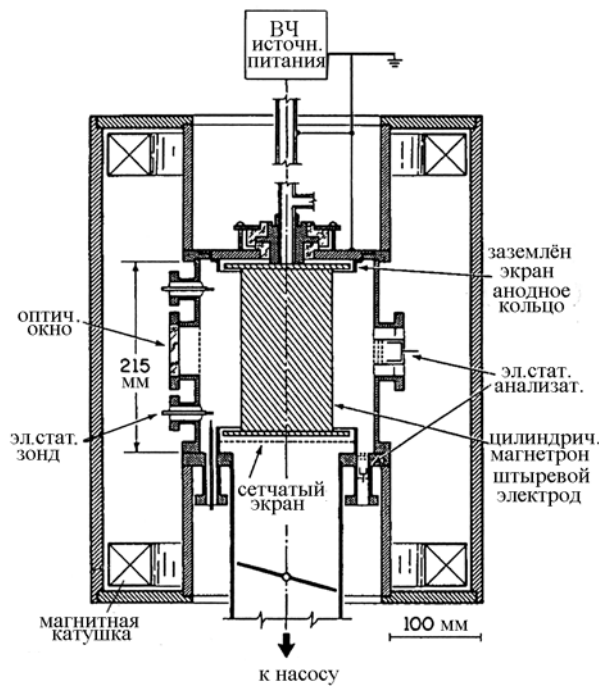


Рис. 37

Таблица 4

Относительная скорость осаждения от катодного распыления. Диаметр штыревого электрода 25.4 мм. Давление Ar 0/4 Па. Подложка находится в радиусе 40 мм

Ток разряда		100 Гс			200 Гс		
		Пост. напряж.	1.8 МГц	13.56 МГц	Пост. напряж.	1.8 МГц	13.56 МГц
0.5А	Скорость осаждения (Å/мин)	515	221	8.7	570	178	2.2
	Напряжение разряда ВЧ (от 0 до макс.)	712 В	890 В	105 В	599 В	580 В	123 В
	Напряжение автоматического смещения (% от 0 до макс.)	...	-670 В (75 %)	-25 В (23 %)	...	-320 В (55 %)	-14 В (11 %)
	Скорость напыления (относ. пост. напряжения)	...	0.43	0.017	...	0.31	0.004
1.0 А	Скорость осаждения (Å/мин)	1040	419	15.4	949	437	26
	Напряжение разряда ВЧ (от 0 до макс.)	773 В	1390 В	133 В	685 В	970 В	135 В
	Напряжение автоматического смещения (% от 0 до макс.)	...	-1110 В (80 %)	-650 В (67 %)	-28 В (17 %)
	Скорость напыления (относ. пост. напряжения)	...	0.40	0.46	0.027

7. Комбинация магнетронного и индукционного разрядов

Конструкция экспериментального макета Хопвуда [26, 27] приведена на рис. 38.

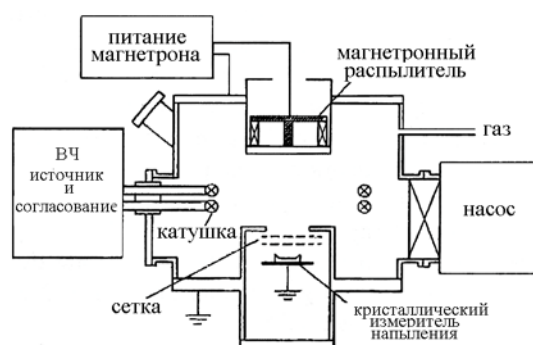


Рис. 38

Распыляемый медный или алюминиевый катод имел диаметр 200 мм. Расстояние катод–подложка 10 см, в средней части промежутка имеется двухвитковая водоохлаждаемая катушка, подключенная к ВЧ генератору 13.56 МГц, мощностью до 1.3 кВт; мощность магнетрона до 3 кВт. В последующих экспериментах для предотвращения распыления катушка наматывалась на кварцевый цилиндр. Измерялись потенциал, концентрация

и температура плазмы лэнгмюровским зондом ($\varnothing 0.06$ мм, $l = 1$ мм). Кроме цилиндрического, для измерения ионного тока насыщения использовался плоский зонд площадью 8 мм². Поток ионов на подложку измерялся энергетическим анализатором. Концентрация атомов и ионов Al в разряде дополнительно измерялась по линиям излучения 3944 \AA Al⁰ и 3901 \AA Al⁺. Общая концентрация (ион + атом) металла в разряде почти не зависела от мощности ВЧ разряда, но его степень ионизации возрастала от ~ 1 % до 30 %, ионная фракция на подложке – до 85 %, а аспектное отношение – до 4.

Таблица 5

Параметры модели и типичные значения

обозначение	параметр	значение	размерность
на входе			
T	температура атомов	400	К
P	давление аргона	36	мТор
[Ar]	концентрация атомов Ar	8.7×10^{14}	
[Al] ₀	общая концентрация Al	1×10^{11}	см ⁻³
[e]	концентрация электронов	1×10^{12}	
R	радиус камеры	25	см
L	длина камеры	30	см
на выходе			
T _e	температура электронов	1.45	эВ
[Ar ⁺]	концентрация ионов Ar	9.7×10^{11}	см ⁻³
[Al ⁺]	концентрация ионов Al	2.8×10^{10}	
[Al ⁺]/[Al] ₀	доля ионов в объёме	0.28	
$\Gamma_i / (\Gamma_i + \Gamma_n)$	доля Al в потоке	0.79	

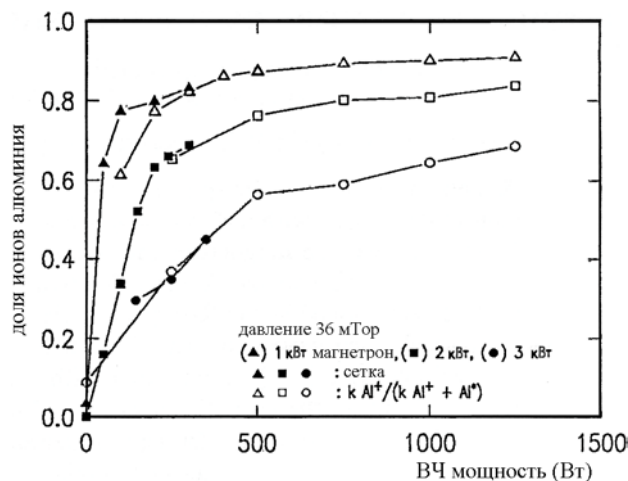


Рис. 39

В работе [28] в аналогичной конструкции по методу поглощения излучения измерялась концентрация нормальных и метастабильных атомов меди и аргона. При мощности магнетрона 100 и 200 Вт мощность ВЧ источника была на порядок больше: 1000 и 2000 Вт. Обнаружен рост концентрации меди в плазме при включении индукционного разряда. Концентрация метастабильных атомов меди была близка к концентрации нормальных атомов.

В работах [29, 30] при меньших мощностях (до 30 Вт – магнетронный и до 200 Вт – индукционный разряды) измерялись ионный и полный поток на подложку, потенциал, концентрация и температура электронов плазмы. Обнаружен близкий к линейному рост

ионной концентрации и ионного потока и рост электронной температуры с ростом мощности ВЧ разряда, но снижение электронной температуры (от 5.7 эВ до 3.8 эВ) с увеличением мощности магнетрона с 5 до 32 Вт. Последнее объясняется охлаждением плазмы ВЧ разряда потоком легко ионизируемого металла с подложки.

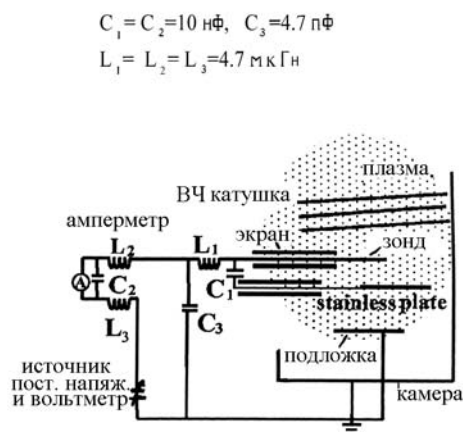


Рис. 40. Схема зондовых измерений

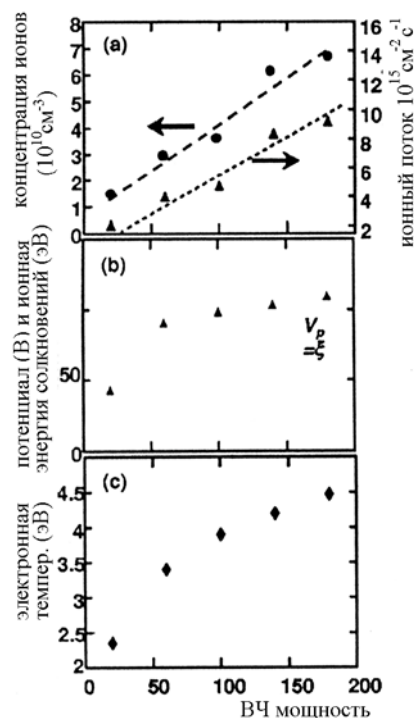


Рис. 41. $P = 4 \text{ Па}, W_{\text{магн.}} = 32 \text{ Вт}$

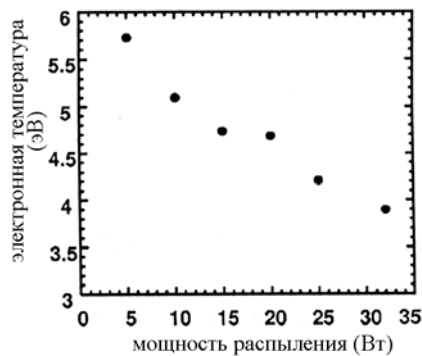


Рис. 42. $P = 4 \text{ Па}, W_{\text{ВЧ}} = 80 \text{ Вт}$

8. Испарение атомов металла индукционным разрядом

В работе [31] использовалась возможность поставки атомов металла в плазму самим индукционным разрядом. Для этого металлический стержень (Cr) диаметром 10 мм вводился в центр индукционного разряда и на него подавался потенциал $-(600 \div 900) \text{ В}$ относительно заземленного корпуса реактора. ВЧ генератор имел следующие характеристики: $f = 13.56 \text{ МГц}, W = 300 \text{ Вт}$. Катушка представляла собой 4 витка медной трубки $\varnothing 6 \text{ мм}$ общим диаметром 60 мм, внесенных прямо в реактор. Масспектрометр ионов меди в разряде не обнаружил. При внесении хромового стержня в разряд в плазме появляются ионы хрома до $1/3$ от концентрации ионов Ar. При подаче на стержень отрицательного потенциала примерно через 20 секунд общий ионный поток возрастал в 2.5 раза и состоял практически только из ионов хрома.

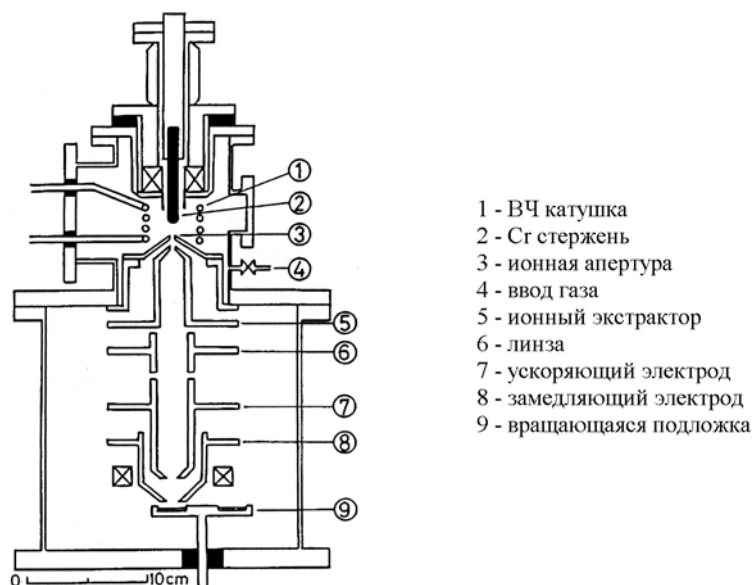


Рис. 43

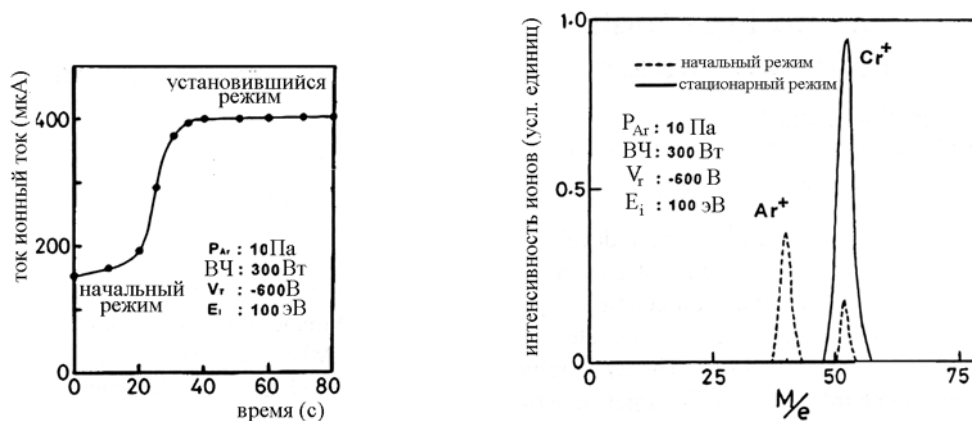


Рис. 44

9. Сочетание дугового и индукционного разрядов

Постановку трудно испаряемых материалов в плазму (металлы, углерод и др.) можно осуществить дуговым разрядом, а затем поддерживать и регулировать температуру в реакторе индукционным разрядом. В работе [31] исследована такая установка для получения фуллеренов из графита. Графит поставлялся в виде фракции размером 10 мкм и испарялся дуговым разрядом в аргоне мощностью 5 кВт. Продукты дуги далее поступали в реактор с индукционным разрядом 20 кВт, 4 МГц. Давление аргона в реакторе (260÷760) Торр, выход C_{60} достигал 7 %.

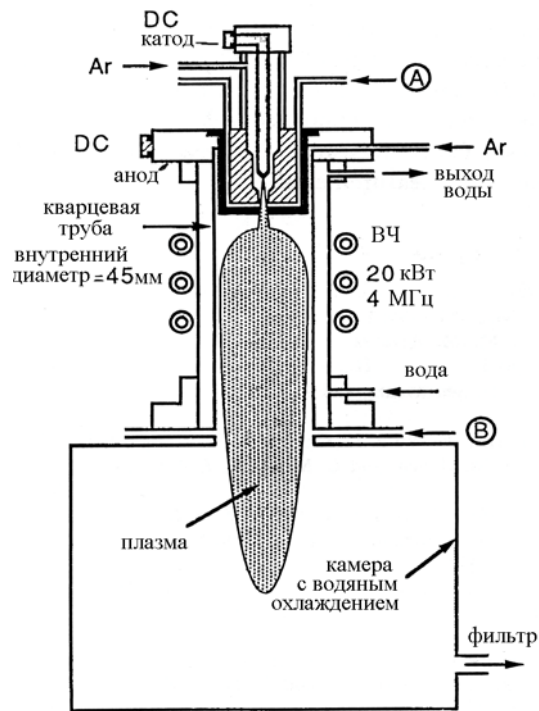


Рис. 45

10. Дуговой высокочастотный разряд [32÷35]

Эффективный нагрев плазмы ВЧ полем и поставку трудно испаряемого материала в разряд объединяет дуговой высокочастотный разряд. В [33] таким образом получены фуллерены из графитового стержня. Мощность разряда 24 кВт, частота (44÷400) кГц. Для согласования нагрузки и ВЧ генератора использовался трансформатор, вторичным витком которого служил корпус, электроды и разрядный промежуток. Разряд осуществлялся в потоке гелия. Выход фуллеренов достигал (10÷12) %. Ограниченностью такого разряда является трудность одновременного регулирования вкладывания мощности в плазму и скорости подачи графита в разряд.

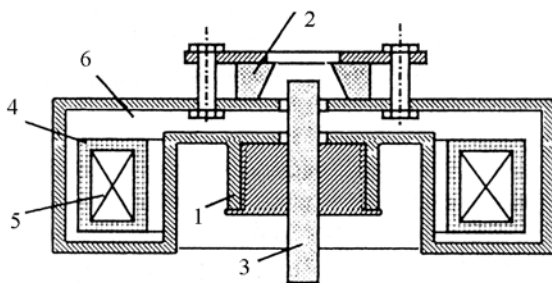


Рис. 46. 1 – вторичный виток; 2, 3 – электроды; 4 – первичная обмотка; 5 – трансформаторное железо; 6 – изолятор

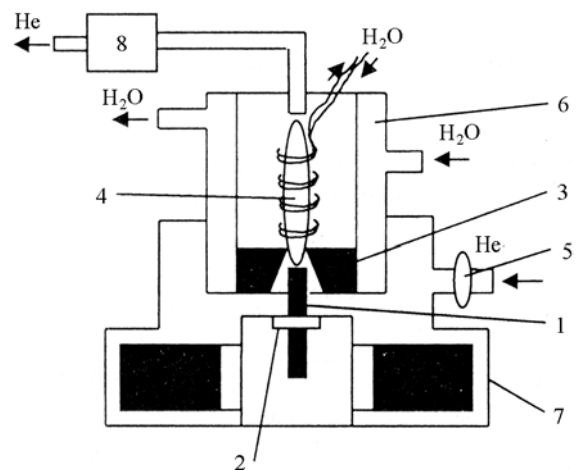


Рис. 47. 1,3 – графитовые электроды; 4 – плазменная струя; 5 – ввод He; 6 – охлаждаемый корпус; 7 – вторичные витки трансформатора

11. Индукционные источники света [37, 38]

Индукционные источники света обладают важным свойством – отсутствием электродов и связанных с ними проблем. Для создания сильного электрического поля обычно используется высокая частота 13.56 МГц. Снижение частоты возможно при усилении магнитного поля за счет ферритового сердечника. В работе [37] при малых мощностях разряда (~50 Вт) использовалась частота (100÷250) кГц. Индуцированное разрядное напряжение было около 7 В, слегка падающее при токе > 1 А. Наполнение Ag при давлении 333 Па с добавлением ртути. Число витков первичной обмотки 5, 10, 15. Эффективность росла с уменьшением числа витков.



Рис. 48

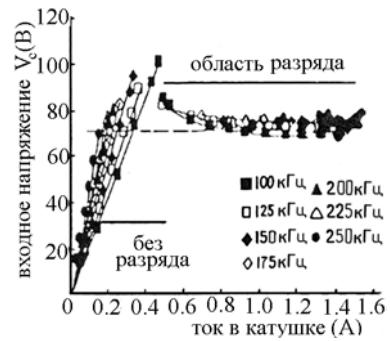


Рис. 49

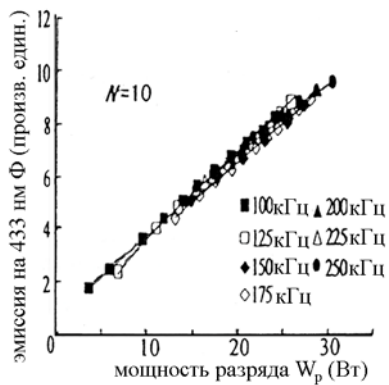


Рис. 50

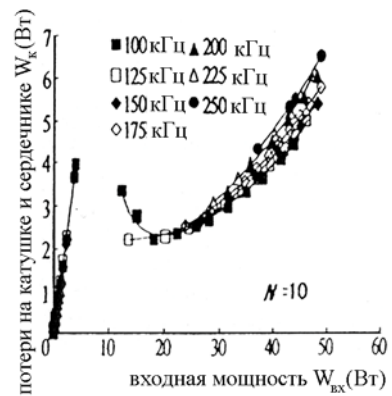


Рис. 51

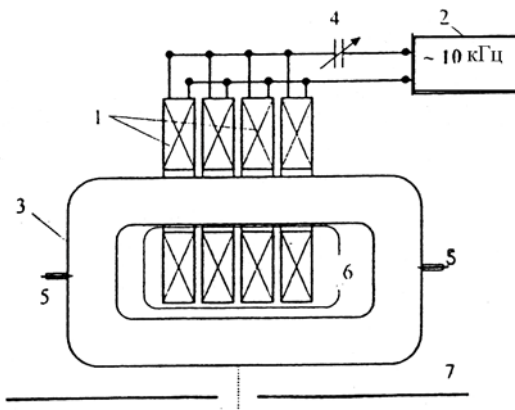


Рис. 52

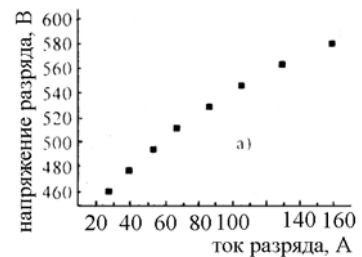


Рис. 53

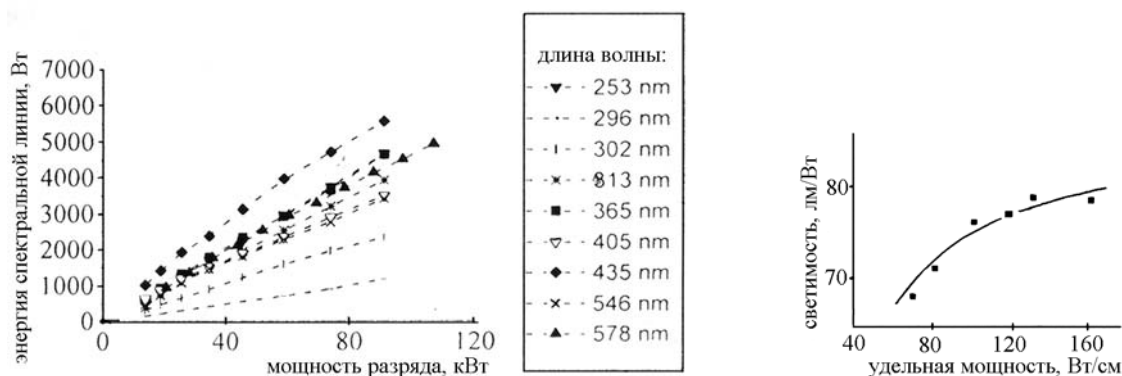


Рис. 54

В работе [38] использовались на 3 порядка большие мощности (до 10 кВт), что позволило на порядок снизить частоту (10 кГц). Использовались четыре кольца из тонкой листовой стали $\varnothing 16/40$ см, $h = 7$ см. Кварцевая трубка имела диаметр 8 см, длину 185 см. Наполнение – Ar при давлении 1 Торр с добавкой 2.9 г ртути. Наблюдался монотонный рост светоотдачи с ростом мощности до 80 лм/Вт. К сожалению, физические параметры разрядной плазмы не исследовались.

Литература:

1. Сыргин В. К., Кондыба П. Е. Источник плазмы высокой плотности // Известия вузов. Электроника. 2000. № 4-5. С. 114–117.
2. Hittorf W. // Ann. Phys. Chem. 1984. V. 21. P. 90–139.
3. Eckert H. V. // High. Temp. Sci. 1974. V. 6. P. 99.
4. Godlyak V. A., Piejak R. B., Alexandrovich B. M. // Plasma Sources Sci. Technol. 1994. V. 3. P. 169.
5. Tuszewski M., Tobin J. A. // J. Vac. Sci. Technol. 1996. V. A14. P. 1096.
6. Tuszewski M., Phys. // Rev. Lett. 1996. V. 77. P. 1286–1289.
7. Tuszewski M. // Phys. of Plasma. 1998. V. 5. № 4. P. 1198–1205.
8. Paranjpe A. P., Mc. Vitie J. P., Self S. A. // J. Appl. Phys. 1990. V. 67. P. 6718.
9. Hopwood J., Guarneri C. R., Witehair S. J., Cuomo J. J. // J. Vac. Sci. Technol. 1993. V. A11. P. 147. P. 152.
10. Hopwood J. // Appl. Phys. Lett. 1993. V. 62 (9). P. 940–942.
11. Mahovney L. J., Wendt A. E., Barrios E., Richards C. J., Shohet J. L. // J. Appl. Phys. 1994. V. 76 (4). P. 2041–2047.
12. Meyer J. A., Wendt A. E. // J. Appl. Phys. 1995. V. 78 (1). P. 90–96.
13. Meyer J. A., Mau R., Wend A. E. // J. Appl. Phys. 1996. V. 79 (3). P. 1298–1302.
14. El-Fayoumi I. M., Jones I. R. // Plasma Sources Sci. Technol. 1997. V. 6. P. 201.
15. El-Fayoumi I. M., Jones I. R. // Plasma Sources Sci. Technol. 1998. V. 7. P. 162–178.
16. Piejak R. B., Godyak V. A., Alexandrovich B. M. // J. Appl. Phys. 1997. V. 81. P. 3416–3421.
17. Godyak V. A., Piejak R. B. // J. Appl. Phys. 1997. V. 82 (12). P. 5944–5947.
18. Godyak V. A., Piejak R. B., Alexandrovich B. M. // J. Appl. Phys. 1999. V. 85 (2). P. 703–712.
19. Godyak V. A., Kolobov V. I. // Phys. Rev. Lett. 1997. V. 79. № 23. P. 4589–4592.
20. Godyak V. A., Piejak R. B., Alexandrovich B. M., Kolobov V. I. // Phys. Rev. Lett. 1998. V. 80. № 15. P. 3264–3267.
21. Godyak V. A., Piejak R. B., Alexandrovich B. M. // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 83. № 8. P. 1610–1612.
22. Godyak V. A., Piejak R. B., Alexandrovich B. M., Kolobov V. I. // Phys. of Plasm. 1999. V. 6. № 5. P. 1804–1812.
23. Yeom G. E., Tornton J. A., Kushner M. J. // J. Appl. Phys. 1989. V. 65 (10). P. 3816–3824.
24. Yeom G. E., Tornton J. A., Kushner M. J. // J. Appl. Phys. 1989. V. 65 (10). P. 3825–3832.

25. Minea T. M., Bretagne, Pagnon D., Touzeau M. // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2000. V. 33 P. 1884–1893.
26. Rossnagel S. M., Hopwood J. // *Appl. Phys. Lett.* 1993. V. 63 (24). P. 3285–3287.
27. Hopwood J., Qian F. // *J. Phys.* 1995. V. 78 (2). P. 758–765.
28. Andrew Y., Abraham I., Boske Z. C., Wendt A. E. // *J. Appl. Phys.* 2000. V. 88 (6), P. 3208–3219.
29. Chiu K.-F., Biamire M. G., Barber Z. H. // *J. Vac. Sci. Technol.* 1999. V. A17. P. 2891.
30. Chiu K.-F., Barber Z. H. // *J. Appl. Phys.* 2002. V. 91 (6). P. 1797–1803.
31. Yamashita M. // *Rev. of Sci. Instrum.* 2000. V. 71. № 2. P. 1128-1130.
32. Yoshie K.-I., Kasuya Shigeaki, Eguchi K., Toyonobu Y. // *Appl. Phys. Lett.* 1992. V. 61 (23). P. 2782-2783.
33. Churilov G. N., Lopatin G. N., Novikov P. V., Vnukova N. G. // *Mater. III Internet confer. «Plasma physics and plasma technology».* Minsk, 2000. V. 1. P. 106.
34. Churilov G. N., Novikov P. V., Bulina N. V. Vnukova N. G. // *Proc. 5th Int. Conference on Modification of Materials with Particle Beams and Plasma Flows.* Tomsk, 2000. P. 126.
35. Суковатый А. Г., Чурилов Г. Н., Мальцева С. С. // *ПТЭ.* 1998. № 5. С. 137.
36. Чурилов Г. Н., Лопатин В. А., Новиков П. В., Внукова Н. Г. // *ПТЭ.* 2001. № 4. С. 105–109.
37. Watanabe Y., Oota K. // *J. Illum. Engng. Inst. Jpn.* 2002. V. 86. № 5. P. 279-285.
38. Ulanov I. M., Kolmakov K. N., Isupov M. V. // *Contributed papers III Intern. Conf. «Plasma Physics and plasma technology».* 2000. V. 1. P. 206–209.