

//
АЗВ



М. Акел И. В. Визгалов
С. К. Жданов

010-2000

**Пучково-плазменный разряд в режиме
ВЧ-автогенерации электромагнитных
колебаний**

Москва 2000

1
438

Министерство образования Российской Федерации
Московский государственный инженерно-физический институт
(технический университет)

М. Акел И. В. Визгалов С. К. Жданов

**Пучково-плазменный разряд в режиме
ВЧ-автогенерации электромагнитных
колебаний**

Препринт 010-2000



Москва 2000

ББК 22.333.3
УДК 533.9.031.5
А 38

Акел М., Визгалов И.В., Жданов С.К. Пучково-плазменный разряд в режиме ВЧ-автогенерации электромагнитных колебаний. М.: МИФИ / Препринт, 010-2000, 2000. — 28 с.

Изложены физические основы особой формы газового разряда низкого давления, которая сопровождается автогенерацией мощных электромагнитных колебаний и сочетает в себе свойства пучково-плазменного и высокочастотного емкостного разрядов. Приведены описание экспериментальной установки и результаты измерений параметров газоразрядной плазмы и характеристик автоколебаний. Рассмотрена математическая модель, на основе которой проведен численный расчет автоколебательного процесса. Обсуждаются вопросы повышения энергетической эффективности газоразрядного ВЧ-генератора.

Рекомендовано к изданию редсоветом МИФИ

© Московский государственный инженерно-физический институт
(технический университет), 2000

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	4
1. Описание экспериментальной установки	4
1.1. Общий вид установки	4
1.2. Средства диагностики	6
2. Экспериментальная конструкция энергоанализатора	6
3. Измерение параметров автоколебаний	8
4. Зондовые измерения	10
5. Измерение функций распределения надтепловых электронов	12
6. Математическое описание динамической системы	13
6.1. Анализ устойчивости и автоколебательных процессов при плазменно-поверхностном взаимодействии	13
6.2. Условия возникновения на ВАХ участка с отрицательным дифференциальным сопротивлением	14
6.3. Анализ условий возникновения электромагнитных автоколебаний	16
6.4. Вольт-амперная характеристика коллекторной системы	20
7. Сравнение результатов расчетов по модели с экспериментальными данными	21
Заключение	25
Список литературы	26

Электронная пушка представляет собой конструкцию с плоскими электродами и прямонакальным катодом из вольфрамовой проволоки. Отрицательное смещение на катоде относительно заземленного анода может изменяться в пределах 0-5 кВ; ток накала до 15 А. Режим пушки и ток в катушках магнитного поля контролируются измерительными приборами на пульте управления установки.

1.2. Средства диагностики

Для определения параметров плазмы в центральной секции установки применялся одиночный лентмюровский зонд с площадью рабочей поверхности (S) равной $0,5 \text{ см}^2$. Использование вакуумного ввода движения позволяло в процессе измерений перемещать зонд в радиальном направлении, что было необходимо для исследования распределения плотности плазмы по сечению столба разряда.

Определение электронной температуры плазмы (T_e) проводилось по величине наклона зондовой характеристики, построенной в логарифмическом масштабе. Заметим, что влияние на вид характеристики сильного (ларморовский радиус электронов много меньше площади зонда) магнитного поля установки позволяет использовать для вычисления T_e только участок кривой, соответствующий малым электронным токам на зонд. Плотность плазмы (n_0) определялась по полученным значениям T_e и величине ионного тока насыщения на зонд (i^+) из известного соотношения

$$n_0 = \frac{i^+}{0.52 \cdot S \cdot e \cdot (kT_e / M)^{\frac{1}{2}}}, \text{ где } e \text{ — заряд электрона, } k \text{ — постоянная}$$

Больцмана, M — масса иона.

Для определения плотности ионного тока из плазмы ППР в продольном направлении использовался торцевой зонд, представляющий собой квадратную молибденовую пластинку площадью $0,25 \text{ см}^2$, размещенную на оси установки в плоскости поверхности коллектора.

2. Экспериментальная конструкция энергоанализатора

Для определения функций распределения электронов использовали метод задерживающего потенциала, сущность которого состоит в определении энергии заряженных частиц по максимальной высоте потенциального барьера, который они могут преодолеть, двигаясь в тормозящем электрическом поле [2, 3].

Применение энергоанализатора в экспериментах по исследованию свойств ППР с автогенерацией ВЧ-колебаний осложняется наличием ин-

тенсивного потока плазмы, ВЧ-колебаний, магнитного поля. Поэтому его конструкция имеет некоторые особенности, связанные с необходимостью деактивации плотного исходного плазменного потока. Основная часть потока воспринимается водоохлаждаемым коллектором с центральным каналом, расширяющимся в направлении движения потока. Плотность плазмы и мощность потока в нем существенно снижаются (а радиус Дебая растет). Далее по оси расположен собственно анализатор (рис.2).

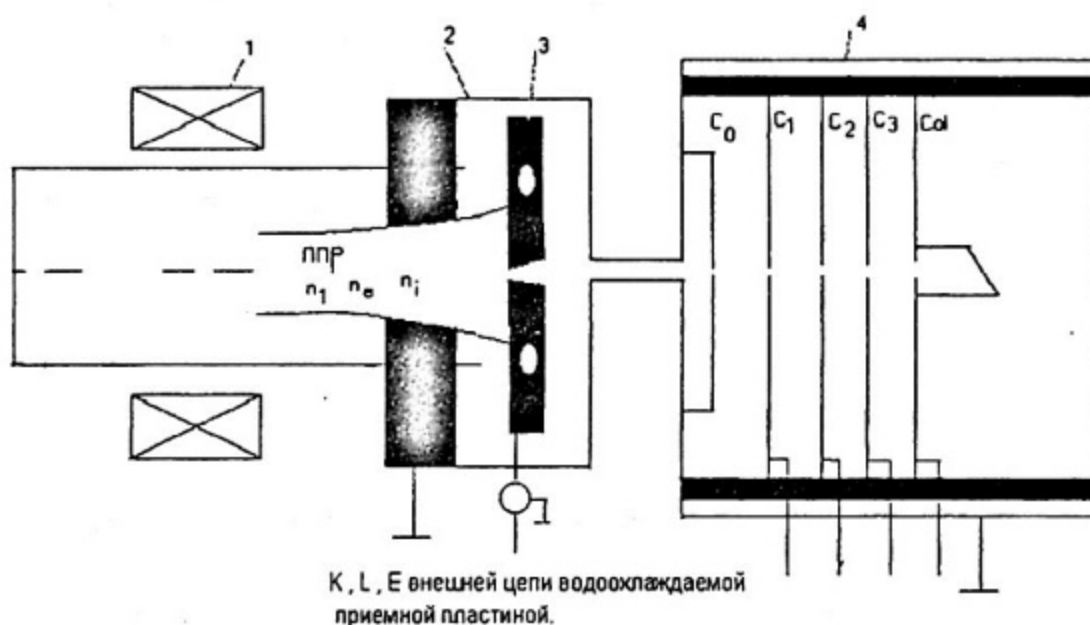


Рис.2. Принципиальная схема коллекторной системы с энергоанализатором: 1 — электромагнитная катушка; 2 — экран; 3 — водоохлаждаемая приемная пластина; 4 — энергоанализатор

Между входной и первой диафрагмами прикладывается поле для деактивации плазмы. При измерении ФРЭЭ к C_1 прикладывается большой положительный потенциал, достаточный с учетом экранирующего действия плазмы вывести из потока ионную составляющую. Ко второй диафрагме прикладывается изменяемое тормозящее электроны напряжение. Третья диафрагма играет роль антидинаatronной сетки. Четвертая диафрагма представляет собой цилиндр Фарадея.

Поскольку анализатор работает в условиях повышенного давления газа (он не выполняет функции собственной откачки) и интенсивного потока сопутствующего ультрафиолетового излучения и быстрых нейтральных атомов перезарядки из ППР, к его конструкции предъявляются повышенные требования по электрической прочности. Поэтому он должен проходить процедуру тренировки маломощными разрядами. Все пластины электрически изолированы друг от друга и от заземленного корпуса

энергоанализатора. Коллектор так же, как и энергоанализатор заключен в заземленный экран для снижения ВЧ-наводок.

При измерении энергетических спектров электронов на пластины подаются следующие напряжения: $U_0 = 0$, $U_1 = +200$ В, $U_2 = 0-1000$ В, $U_3 = 0$ В, $U_4 = +20$ В. Ток коллектора измеряется в зависимости от напряжения на сетке C_2 . Зависимость $I_{\text{кол}}(U_2)$ представляет собой тормозной спектр, обработка которого позволяет получить вид спектра электронов и ионов в падающем на приемную пластину плазменном потоке. При измерении энергетических спектров ионов на пластины подаются следующие напряжения: $U_1 = -2000$ В, $U_2 = 0+200$ В, $U_3 = -100$ В, $U_4 = -20$ В.

3. Измерение параметров автоколебаний

Схема измерения переменных и постоянных составляющих коллекторного тока и напряжения представлена на рис.3.

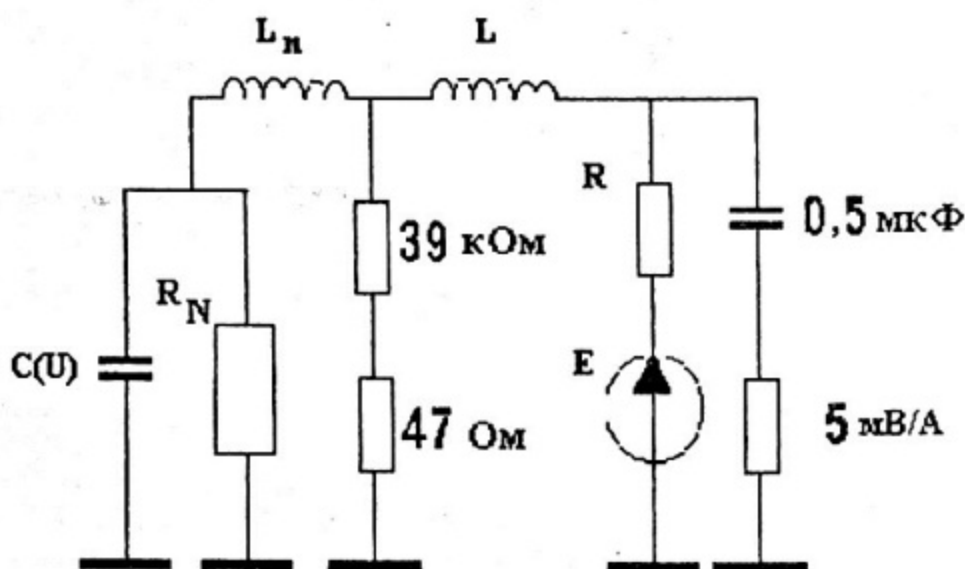


Рис.3. Эквивалентная электротехническая схема

Высокочастотная часть схемы выполнена коаксиальными кабелями. В измерительных цепях использовались малоиндуктивные сопротивления. Для измерения высокочастотной составляющей тока использовались пояс Роговского и коаксиальный шунт (шунт с сопротивлением 5 мВ/А), выполненный из тонкой фольги для исключения эффекта сканирования и для измерения напряжения (делитель напряжения с коэффициентом деления 800).

Шунт для исключения постоянной составляющей тока включается через разделительную емкость 0,5 мкФ. Постоянная составляющая тока в цепи источника измеряется с помощью амперметра. В схему включена

также паразитная индуктивность в цепи коллектора, определяемая главным образом индуктивностью соединительного кабеля. Величина этой индуктивности, как показали оценки, не превышает 0,5-0,6 мкГн, и она мала по величине по сравнению с индуктивностью основной цепи, которая составляет 6,5-120 мкГн. По этой причине влиянием паразитной индуктивности можно пренебречь.

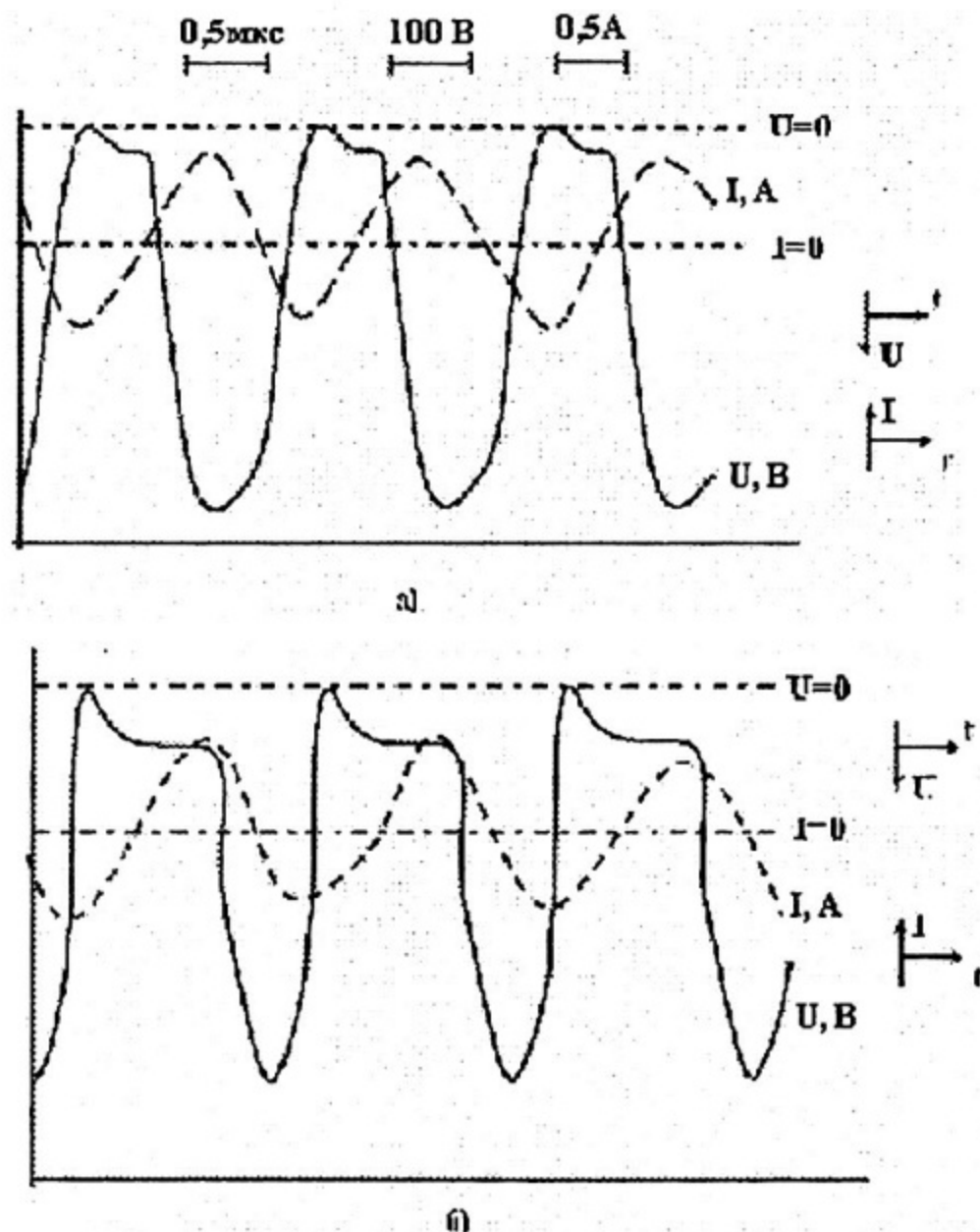


Рис.4. Примеры экспериментально наблюдаемых автоколебаний (воспроизведено по осциллограммам тока и напряжения): а — при давлении $3 \cdot 10^{-4}$ Торр; б — при давлении $5 \cdot 10^{-4}$ Торр. Газ — водород. Индуктивность 120 мкГн

Эксперименты и расчеты проводились с использованием двух катушек индуктивности во внешней цепи, что позволяло при прочих равных условиях изменять частоту, амплитуду и форму колебаний. Обнаружено, что характер автоколебаний изменяется от практически гармонического вида при малых значениях внешней индуктивности ($L < 1$ мкГн) до релаксационных автоколебаний с крутыми фронтами и большой амплитудой напряжения, которая может в десятки раз превышать постоянное смещение. В релаксационных режимах автоколебаний фазовая траектория проходит вблизи восходящих ветвей ВАХ. В экспериментах переменная составляющая тока изменяет знак. Это указывает на то, что локальные экстремумы мгновенной ВАХ с развитием автоколебаний расходятся по току и даже имеют разные знаки.

Таким образом, происходит самоусиление амплитуды и мощности автоколебаний, а как следствие, растет КПД преобразования мощности источника постоянного тока в электромагнитные ВЧ - колебания. В работе приводятся некоторые типы реконструированных ВАХ. Примеры наблюдаемых автоколебаний приведены на рис.4.

4. Зондовые измерения

Эксперименты показали, что на ВАХ и средние параметры плазмы разряда влияют не только режим исходного пучково-плазменного разряда, конфигурация и эмиссионная способность коллекторной системы, но и сами автоколебания. Фактически реализуется комбинированный разряд, в котором на исходный пучково-плазменный разряд накладывается емкостный высокочастотный разряд.

Таблица 1

Основные параметры

P , Торр	Спектр	I_b , мА	n_b , см ⁻³	$\Phi_{\text{глав}}$, В	$\Phi_{\text{глав}}$, В	T_e , эВ
$2 \cdot 10^{-4}$	*	1,25	$9,1 \cdot 10^9$	-13,75	13	$9,5 \pm 2$
	**	2	$1,6 \cdot 10^{10}$	-17,5	3	$7,8 \pm 2,5$
$1 \cdot 10^{-4}$	*	0,38	$2,4 \cdot 10^9$	-30	25	12 ± 2
	**	1,5	$1 \cdot 10^{10}$	-31	7,5	$10,6 \pm 2$
$0,8 \cdot 10^{-4}$	*	0,35	$2,3 \cdot 10^9$	-31,25	25	$11,6 \pm 2,5$
	**	1	$7,7 \cdot 10^9$	-32,5	10	$8,5 \pm 1,5$

* без колебаний, ** с колебаниями

В разрядный объем вносится дополнительная мощность как за счет пучково-плазменной релаксации эмитированных пластиной электронов при отрицательном смещении, так и за счет ВЧ-составляющих электрического поля. На рис.5 приведены зондовые характеристики в центральной части установки (на расстоянии 1,5 см от оси пучка) для водорода в режимах без возбуждения автоколебаний и при их наличии. Основные параметры (ионный ток насыщения, плотность, потенциал плазмы, плавающий потенциал и электронная температура) сведены в табл.1. Проведенные измерения показали, что плотность плазмы резко возрастает (1,5-4 раза), а электронная температура несколько снижается при возбуждении колебаний.

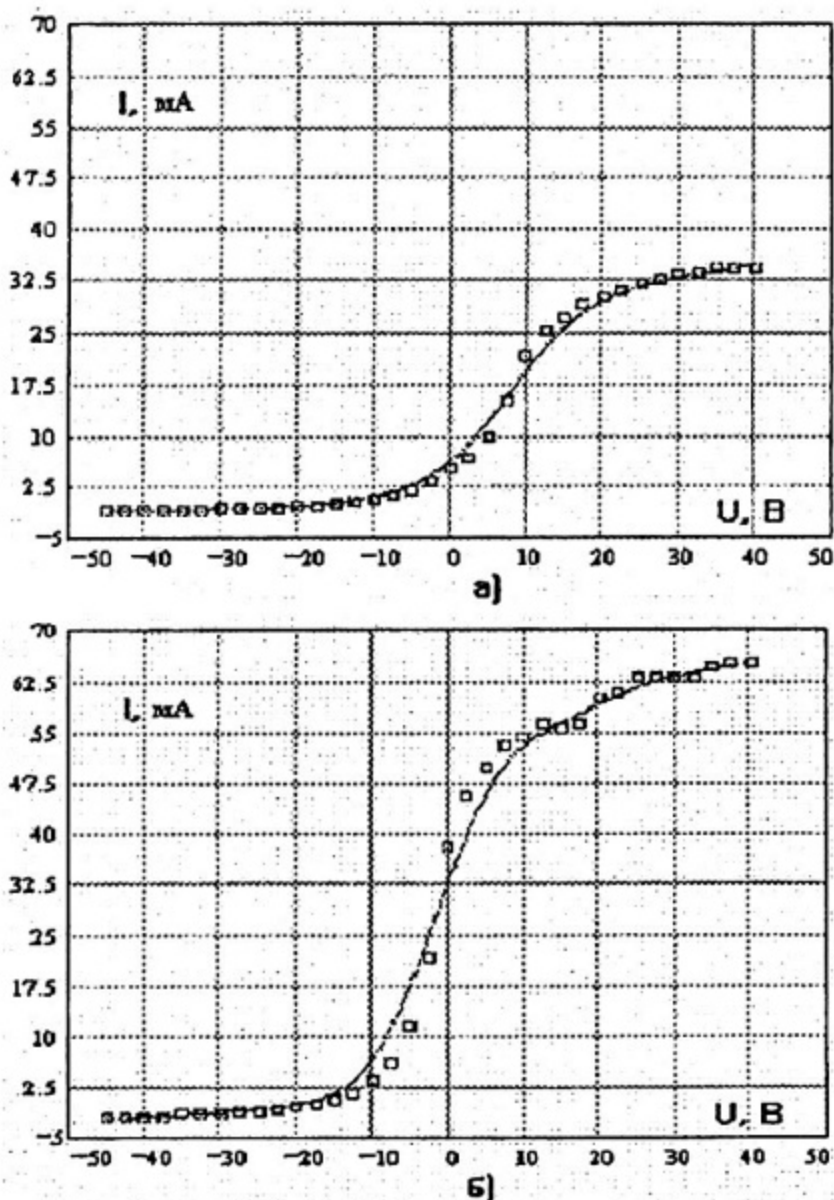


Рис.5. Зондовые характеристики разряда: а — разряд без возбуждения колебаний; б — разряд с возбуждением колебаний. Газ — водород, $p = 2 \cdot 10^{-4}$ Торр

5. Измерение функций распределения надтепловых электронов

Для различных режимов снимались тормозные характеристики приосевой зоны разряда. Характерные спектры показаны на рис.6 при наличии и отсутствии автоколебаний. Из них следует, что при наличии колебаний существенно возрастает количество не только тепловых, но и надтепловых электронов с энергией в диапазоне 100-400 эВ. Этот диапазон примерно соответствует падающему участку ВАХ.

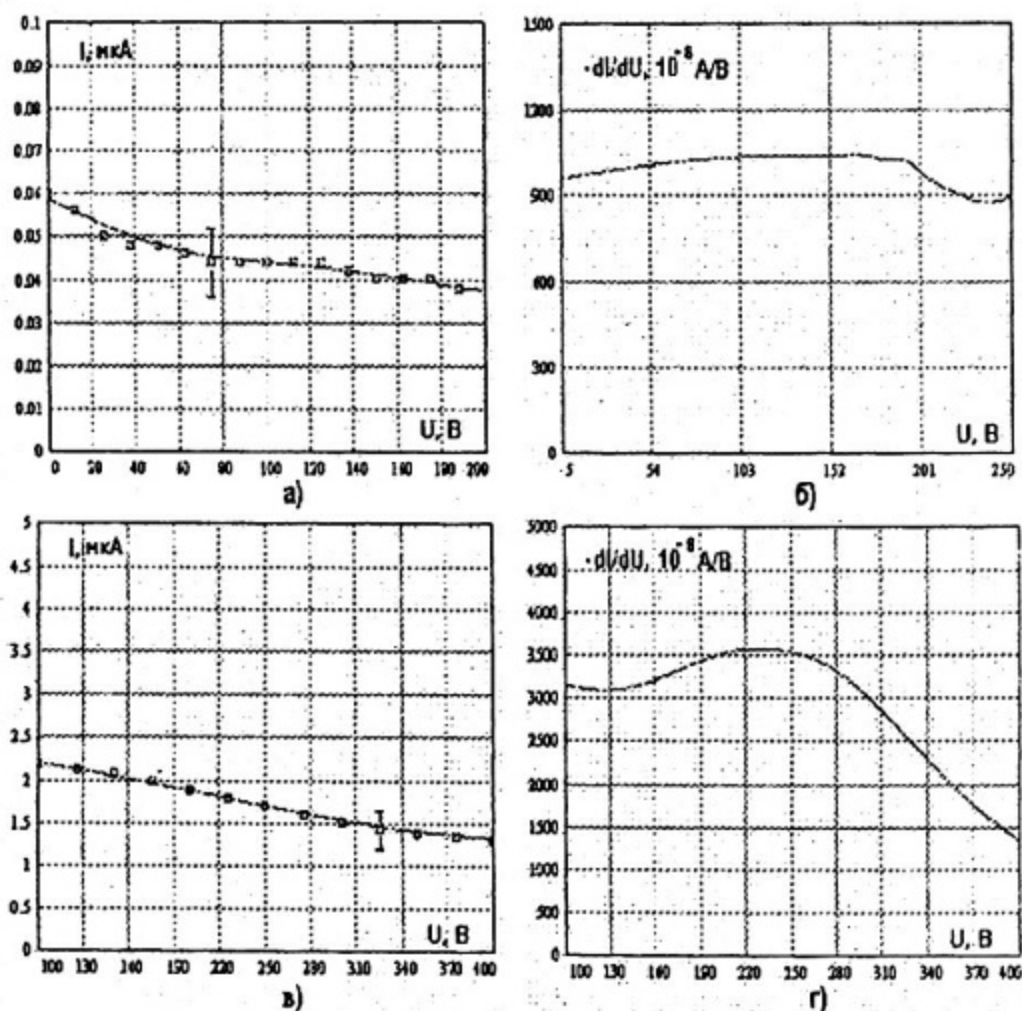


Рис.6. Тормозной спектр $I(U)$ (а, в) и функция распределения (б, г) электронов при отсутствии (а, б) и при наличии (в, г) колебаний в пучково-плазменном разряде при давлении $5 \cdot 10^{-5}$ Торр

Динамическое изменение ВАХ связано с появлением второй группы надтепловых электронов, которые эмитируются коллекторной пластиной во время осцилляций ее потенциала. Самые высокоэнергетичные электроны появляются при максимальном отрицательном смещении, которое в

данных экспериментах составляло около 500 В. При большой индуктивности амплитуда автоколебаний достигала 5 кВ. Эмитируемые пластиной электроны рассеиваются в плазме разряда, отражаются от магнитных пробок и катода электронной пушки, в результате чего они могут вернуться на пластину и вызвать увеличение вторичной эмиссии. Подобное усиление разрядного тока наблюдается во вторично-эмиссионных емкостных ВЧ-разрядах.

6. Математическое описание динамической системы

6.1. Анализ устойчивости и автоколебательных процессов при плазменно-поверхностном взаимодействии

Стационарные режимы разряда определяются точками пересечения ВАХ разрядного устройства и нагрузочной характеристики источника питания. Для холодно-эмиссионного катода, находящегося под воздействием сильнонеравновесной плазмы со стороны разряда, ВАХ представляет собой существенно нелинейную зависимость тока от напряжения.

Статическая мгновенная ВАХ может иметь, в частности, N -образный вид в области отрицательных смещений (рис.7). Эта характеристика связывает только конвективные потоки заряженных частиц между плазмой и поверхностью. При быстрых изменениях потенциала контактной поверхности в полный ток необходимо включить токи смещения, связанные с изменением поверхностных зарядов. Крутой участок при небольших отрицательных смещениях определяется торможением тепловой группы электронов (T_e порядка 10 эВ) и вторичной эмиссией под действием надтепловой группы электронов с энергией порядка 100 эВ. Такие группы присутствуют во многих разрядах низкого давления, например в пучково-плазменных, Пеннинга, ВЧЕ, с полым катодом. На этом участке ВАХ коэффициент вторичной электрон-электронной эмиссии σ должен превышать единицу. Такая ситуация легко реализуется, например, для тонких диэлектрических пленок на обращенной к плазме поверхности. На этой ветви дифференциальное сопротивление $R_g = du/dI$ мало, но положительно. С ростом отрицательного смещения бомбардировка поверхности электронами из плазмы прекращается, и ток при больших отрицательных смещениях определяется ионной бомбардировкой $I = I_+(1 + \gamma)$, где γ — вторичная ион-электронная эмиссия. Первый крутой участок ВАХ с малым положительным сопротивлением назовем σ -ветвью, а второй пологий участок с большим положительным сопротивлением — γ -ветвью. Промежуточный участок ВАХ с отрицательным дифференциальным сопротивлением при определенных условиях способствует развитию неустойчивости приэлектродных слоев объемного заряда и возникновению

электромагнитных автоколебаний в разрядной цепи [4, 5]. При этом могут измениться параметры разряда, в частности существенно увеличивается его удельная мощность. До 50% мощности постоянного источника ЭДС разрядной цепи может быть преобразовано в высокочастотные электромагнитные колебания и передано на внешнюю нагрузку, а также на антенные устройства для дополнительного нагрева плазмы, либо на ВЧ-ускорительные системы. Для практического использования эффекта возбуждения в разряде ВЧ-колебаний, необходимо разработать методы расчета основных характеристик возбуждаемых колебаний.

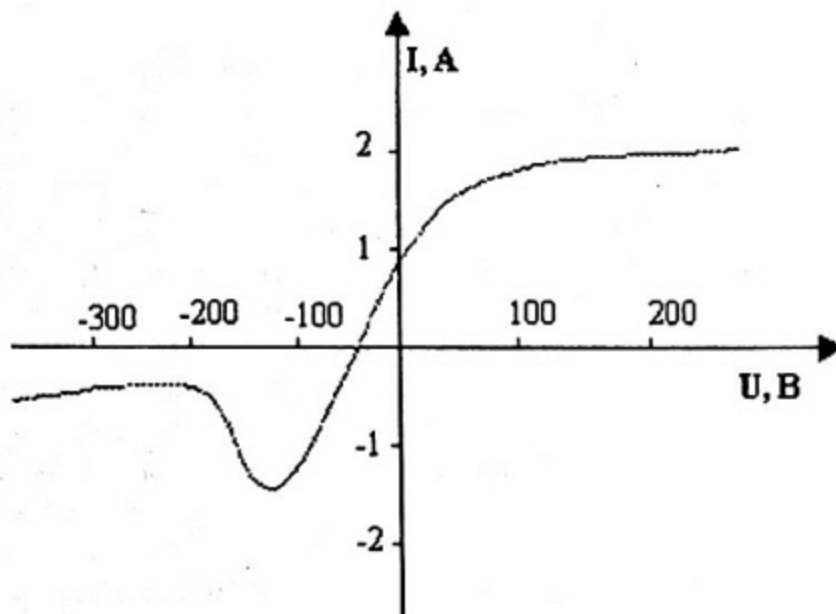


Рис.7. Характерный вид ВАХ при наличии надтепловой группы электронов и повышенной вторичной e - e эмиссии коллекторной пластины [6]

6.2. Условия возникновения на ВАХ участка с отрицательным дифференциальным сопротивлением

Представим небольшой торцевой зонд, встроенный в коллектор или в холодно-эмиссионный катод. Изменение потенциала зонда мало возмущает разрядную плазму, и его влиянием на параметры разряда будем пренебрегать. ВАХ зонда в области отрицательных смещений потенциала для простой одномерной модели движения частиц будет иметь вид:

$$I(U) = eSn_1 \int_{eU}^{\infty} [\sigma(\epsilon - eU) - 1] \cdot f(\epsilon) \cdot \left(\frac{2\epsilon}{m_e}\right)^{0.5} d\epsilon - I_e(U) + [\gamma(u) + 1]I_i, \quad (6.1)$$

$$I_e = \frac{S}{4} en_e \langle V_e \rangle \exp\left(\frac{-eU}{KT_e}\right), \quad V_e = \sqrt{\frac{8KT_e}{\pi m}}, \quad (6.2)$$

где n_e — плотность плазменных электронов; I_e — ток тепловых электронов; S — площадь контактной поверхности; n_1 — плотность быстрых электронов, бомбардирующих поверхность; ϵ , $f(\epsilon)$ — их начальная энергия и функция распределения по энергиям; T_e — температура основной группы плазменных электронов; I_i — ионный ток насыщения. Мгновенная ВАХ, таким образом, полностью определяется функцией распределения электронов по энергиям, плотностью разрядной плазмы, геометрическими размерами, вторично-эмиссионными коэффициентами $\sigma(E)$, $\gamma(E)$. Некоторую роль могут играть другие виды эмиссии: под действием жесткого излучения и быстрых нейтральных частиц. При больших плотностях вторично-эмиссионного тока при малых напряжениях для правильного описания σ -ветви необходим учёт ограничения тока объемным зарядом. При больших отрицательных смещениях ионная бомбардировка может изменить свойства поверхности [7]. Участок с отрицательным дифференциальным сопротивлением согласно (6.1) может появиться на ВАХ между σ - и γ -ветвями при $\sigma \gg 1$ и наличии надтепловой группы электронов. Упрощенная модель по формуле (6.1) качественно правильно описывает наблюдаемые в экспериментах ВАХ.

Предельная частота возбуждаемых колебаний тока в цепи будет определяться предельной частотой обратной связи, т. е. временем установления тока согласно выражению (6.1) в ответ на быстрые изменения потенциала поверхности. В это время следует включить длительность прохождения надтепловыми электронами тормозящего слоя объемного заряда τ_1 , а также среднее время выхода вторичных электронов из приповерхностных слоев холодно-эмиссионного катода τ_2 ; τ_1 определяется толщиной слоя объемного заряда и уменьшается с ростом плотности плазмы. Для типичных случаев это время составляет около $10^{-11} - 10^{-10}$ с; τ_2 для e - e эмиссии существенно меньше. Таким образом, в цепи холодно-эмиссионного катода возможна генерация колебаний вплоть до десятков ГГц. Для более высокочастотных колебаний плазменно-поверхностный контакт представляет импеданс с $R = \frac{U}{I}$, и колебания не могут возникнуть по указанному механизму.

Относительно вида ВАХ следует сделать некоторые замечания. Если колебания развиваются в цепи небольшого зонда и существенно не сказыв-

ваются на параметрах плазмы, и в частности на $f_e(E)$, то они имеют простой гармонический состав и следуют по устойчивым циклам.

В этом случае нет обратной связи между колебаниями и ВАХ. Если же в колебательный процесс вовлекается существенная часть разряда, то параметры плазмы и ВАХ могут оказаться сильно модулированными благодаря различного рода неустойчивостям и колебательным явлениям в разрядном объеме. Это приводит к развитию стохастических колебаний с очень сложным гармоническим составом.

Ионная бомбардировка может существенно изменять $\sigma(E)$ поверхности. В работе описаны процессы, приводящие к возникновению на ВАХ гистерезиса, связанного с нарушением динамического равновесия между ростом и распылением эмиссионной диэлектрической пленки, что сопровождается периодическим возникновением и исчезновением автоколебаний. Плазменно-поверхностное взаимодействие может приводить к установлению некоторой «пятнистости» эмиссионных свойств. В этом случае в разрядном объеме могут возникать неустойчивые токовые петли, в которых участок с низкой эмиссионной способностью играет роль источника ЭДС, а участок с N -образной ВАХ представляет собой нелинейную нагрузку, обеспечивающую генерацию автоколебаний. Такие петли могут формироваться и при контакте с поверхностью, находящейся под плавающим потенциалом, т. е. отключенной от разрядной цепи, но контактирующей с плазмой.

6.3. Анализ условий возникновения электромагнитных автоколебаний

Поскольку будут рассматриваться высокочастотные процессы, то дополнительно к конвективному переносу зарядов в поверхностно-плазменном контактном слое необходимо ввести ток смещения, связанный с переменными поверхностными зарядами по обращенной к плазме поверхности электронов (холодных катодов), или, что то же самое, с изменением напряженности электрического поля E на контактной поверхности. На электрической схеме поверхностно-плазменный контакт можно изобразить параллельно включенным нелинейным сопротивлением, характеризующимся заданной ВАХ $I = I_N(u)$, и нелинейной емкостью $C_N(u)$. Необходимо также ввести реактивный элемент цепи L , балластное сопротивление R и источник ЭДС. Состояние системы будем характеризовать двумя естественными параметрами: полным током в цепи электрода $I(t)$ и его потенциалом $u(t)$. Они и их производные связаны уравнениями Кирхгофа:

$$U_0 = u + IR + L \frac{dI}{dt}, \quad I = I_N(u) + \epsilon_0 \frac{dE}{dt} S. \quad (6.3)$$

Связь между E и u в квазистационарном случае можно найти, используя уравнение Пуассона. При отрицательном смещении потенциала электрода относительно потенциала плазмы имеем:

$$\varphi'' = -\frac{e}{\varepsilon_0}(n_i - n_e), \quad (6.4)$$

где $\varphi(x)$ — распределение потенциала в слое. Считая постоянным ионный ток насыщения j_+ и пренебрегая объемным зарядом электронного компонента, что допустимо при $eu \gg kT_e$, $j_+ = en_+v_+$, это уравнение можно записать в следующем виде:

$$\varphi'' = -\frac{j_+}{\varepsilon_0 \cdot c_i} \left[\frac{\varphi_p - \varphi_0}{\varphi_p - \varphi} \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (6.5)$$

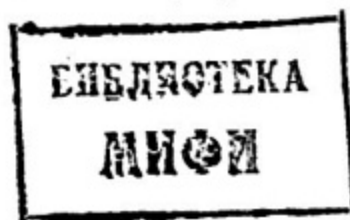
где φ_0 — потенциал на границе слоя объемного заряда; φ_p — потенциал невозмущенной плазмы; $c_i = \sqrt{\frac{KT_e}{M_i}}$ — скорость иона; M — масса иона.

В это уравнение можно включить зависимость $E(\varphi)$, используя соотношение $\varphi'' = \frac{1}{2} \cdot (E^2)'_{\varphi}$. После интегрирования по φ имеем:

$$E(\varphi)^2 = \frac{4j_+ \sqrt{\varphi_p - \varphi_0}}{\varepsilon_0 \cdot c_i} \cdot \sqrt{\varphi_0 - \varphi} + E_0^2, \quad (6.6)$$

где E_0 — напряженность поля на границе слоя. Она много меньше напряженности поля на поверхности электрода, и для решений с достаточно большими по абсолютной величине отрицательными смещениями потенциала φ может не учитываться так же, как и φ_0 . Искомая связь между $E < 0$ и $\varphi < 0$ имеет вид:

$$E(\varphi) = -2 \cdot \varepsilon_0^{-\frac{1}{2}} \cdot c_i^{-\frac{1}{2}} \cdot j_+^{\frac{1}{2}} \cdot (\varphi_p - \varphi_0)^{\frac{1}{4}} \cdot (\varphi_p - \varphi)^{\frac{1}{4}}. \quad (6.7)$$



Соответственно ток смещения связан с мгновенным потенциалом пластины:

$$I_{CM} = \frac{1}{2} \cdot \epsilon_0^2 \cdot j_+^2 \cdot S \cdot c_i^{-\frac{1}{2}} \cdot (\varphi_p - \varphi_0)^{\frac{1}{4}} \cdot \frac{d\varphi}{dt} \cdot \frac{1}{(\varphi_p - \varphi)^{\frac{3}{4}}} \quad (6.8)$$

Система уравнений может быть преобразована к виду:

$$\frac{du}{dt} = B(I_N(u) - I) \cdot (\varphi_p - U)^{\frac{3}{4}}, \quad \frac{dI}{dt} = \frac{E - u - IR}{L} \quad (6.9)$$

где $B = 2 \cdot \epsilon_0^2 \cdot j_+^2 \cdot S^{-1} \cdot (\varphi_p - \varphi_0)^{\frac{1}{4}} \cdot c_i^{\frac{1}{2}}$, или

$$B = 068 \cdot 10^{10} \cdot M^{\frac{-1}{4}} \cdot S^{-1} \cdot J_+^{\frac{-1}{2}}, \quad (6.10)$$

(M — масса иона в а.е.; J_+ — плотность ионного тока насыщения, А/см²; S — площадь коллектора, см²). Данная система уравнений используется в дальнейшем при численном моделировании автогенерации колебаний. Учитывая, что среднее смещение коллекторной пластиной $|\mu_0| \gg |\varphi_p|$, в численных расчетах принято $\varphi_p = 0$, а знаки при токе I и напряжении U изменены на противоположные. Коэффициент B показывает, что скорость изменения потенциала может быть очень большой и достигать значений 10^{12} В·с⁻¹ или 10^3 В/нс. Однако на высоких частотах следует учитывать инерцию ионов, и приведенный выше вывод требует уточнения, поскольку он предполагает, что скорость иона соответствует мгновенному значению потенциала и полностью им определяется. Оценим предельную частоту, до которой можно пользоваться системой уравнений (6.9). Заложено в уравнение (6.4) предположение о квазистационарности справедливо, если время прохождения ионом слоя объемного заряда много меньше характерного времени изменения потенциала. Поэтому можно считать

$\frac{T}{4} \gg \frac{L}{\langle \vartheta_i \rangle}$, где L — толщина слоя. Ее можно оценить, используя выраже-

ние $\frac{d\varphi}{dx} = -E$ или $L = \int_u^{\varphi_0} \frac{d\varphi}{E(\varphi)}$.

После подстановки (6.7) имеем:

$$L = \frac{4}{3} \cdot \frac{u}{E}, \quad (6.11)$$

u и E отнесены к поверхности контактной пластины.

Таким образом, $L = \frac{2}{3} \cdot \left(\frac{M}{2e}\right)^{-1} \cdot \frac{1}{\varepsilon_0^2} \cdot J_+^{-1} \cdot (u)^{\frac{3}{4}}$ или

$$L[\text{см}] = 2,4 \cdot 10^{-4} \cdot M^{-\frac{1}{4}} [\text{a.e.}] \cdot J_+^{-\frac{1}{2}} \left[\text{A/cm}^2 \right] \cdot (u)^{\frac{3}{4}} [\text{В}]. \quad (6.12)$$

Учитывая

$$\langle \vartheta_i \rangle \approx \frac{1}{2} \cdot \sqrt{\frac{2e(u)}{M_i}}, \quad (6.13)$$

получаем оценку для верхней границы частот автоколебаний:

$$\nu \ll 10^9 \cdot (u)^{-\frac{1}{4}} [\text{В}] \cdot M^{-\frac{1}{4}} [\text{a.e.}] \cdot j_+^{\frac{1}{2}} \left[\text{A/cm}^2 \right] \cdot [\text{с}^{-1}]. \quad (6.14)$$

Выражение (6.14) показывает, что в диапазоне частот до 10 МГц система уравнений (6.9) для водородной плазмы остается справедливой.

В этом случае энергия и скорость ионного компонента соответствуют мгновенному значению потенциала, что предполагалось при выводе системы уравнений (6.9). Следует также иметь в виду, что при упрощениях вывода системы уравнений (6.9) мы пренебрегли объемным зарядом электронов. При больших эмиссионных токах и малых смещениях потенциала пластины его следует учитывать. Ограниченность системы (6.9) не позволяет проводить расчет при близких к нулю значениях потенциала, тем

более при смене его знака. В некоторых экспериментах наблюдаются положительные выбранные потенциалы коллектора.

6.4. Вольт-амперная характеристика коллекторной системы

Экспериментальное определение восходящих ветвей ВАХ не вызывает затруднений, поскольку точки их пересечения с нагрузочной характеристикой источника смещения всегда устойчивы. На сильно задиафрагмированном элементе коллекторной пластины удастся снять и падающую ветвь. Однако для практического использования эффекта ВЧ-автогенерации необходимо повышать мощность колебаний и переходить в режим самоподдерживающегося ВЧ-разряда, когда коллектор перекрывает по сечению весь разряд, выполняя при этом роль высокоэффективного холодно-эмиссионного катода и ВЧ-генератора. В таком режиме нельзя пренебрегать влиянием колебаний на параметры плазмы, а следовательно, и на ВАХ. Поэтому статическую (или мгновенную) ВАХ необходимо определять в принципиально неустойчивом режиме. Нами были применены две взаимодополняющие методики определения мгновенной ВАХ ВЧ-автогенерирующего разряда.

Первая методика заключалась в реконструкции ВАХ по экспериментальным осциллограммам токов и напряжений на пластине.

Вторая методика основывается на прямом измерении функции распределения электронов по энергиям и численном расчете мгновенной ВАХ с использованием известных зависимостей коэффициента вторичной эмиссии от энергии падающих на поверхность коллектора электронов.

Изменение потенциала зонда мало возмущает разрядную плазму, и его влиянием на параметры разряда будем пренебрегать. Мгновенная ВАХ, таким образом, полностью определяется функцией распределения электронов по энергиям, плотностью разрядной плазмы, геометрическими размерами, вторично-эмиссионными коэффициентами $\sigma(E)$, $\gamma(E)$ [8, 9]. Участок с отрицательным дифференциальным сопротивлением согласно (6.1) может появиться на ВАХ между σ - и γ -ветвями при $\sigma \gg 1$ и наличии надтепловой группы электронов. Упрощенная модель по формуле (6.1) качественно правильно описывает наблюдаемые в экспериментах ВАХ. Примеры расчетных ВАХ приведены на рис. 8.

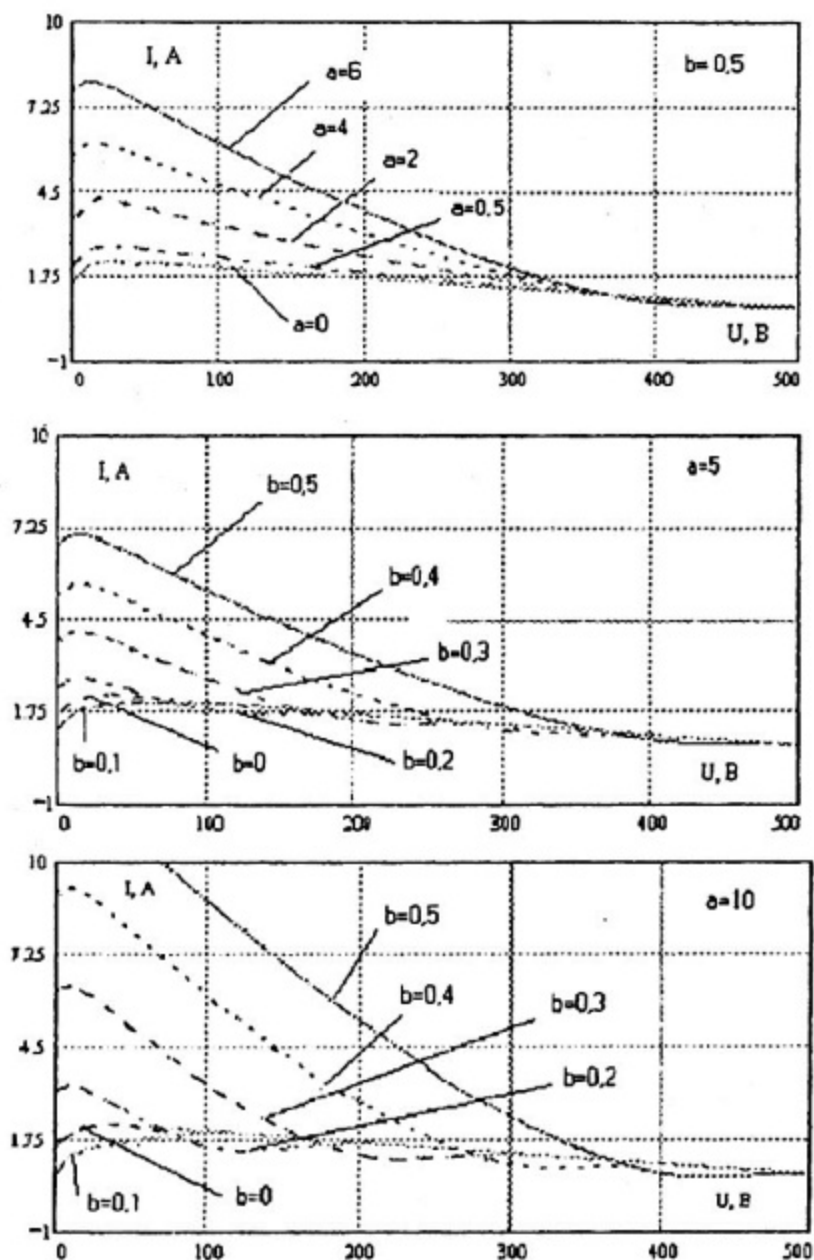


Рис.8. Моделирование влияния обратноотраженных электронов: a — отношение концентраций n_b/n_1 , b — отношение максимальных энергий u_b/u_M , n_b — концентрация обратноотраженных электронов; n_1 — концентрация первичного пучка; u_b — максимальная энергия обратноотраженных электронов; u_M — максимальная энергия первичного пучка. Распределения по скоростям — константы

7. Сравнение результатов расчетов по модели с экспериментальными данными

В качестве иллюстрации степени соответствия используемой простой модели возникновения колебаний опытным данным были обработаны несколько сфазированных осциллограмм тока и напряжения в цепи кол-

лктора, полученных для разрядов при разных величинах давления. Результаты расчетов показаны на рис.9-11.

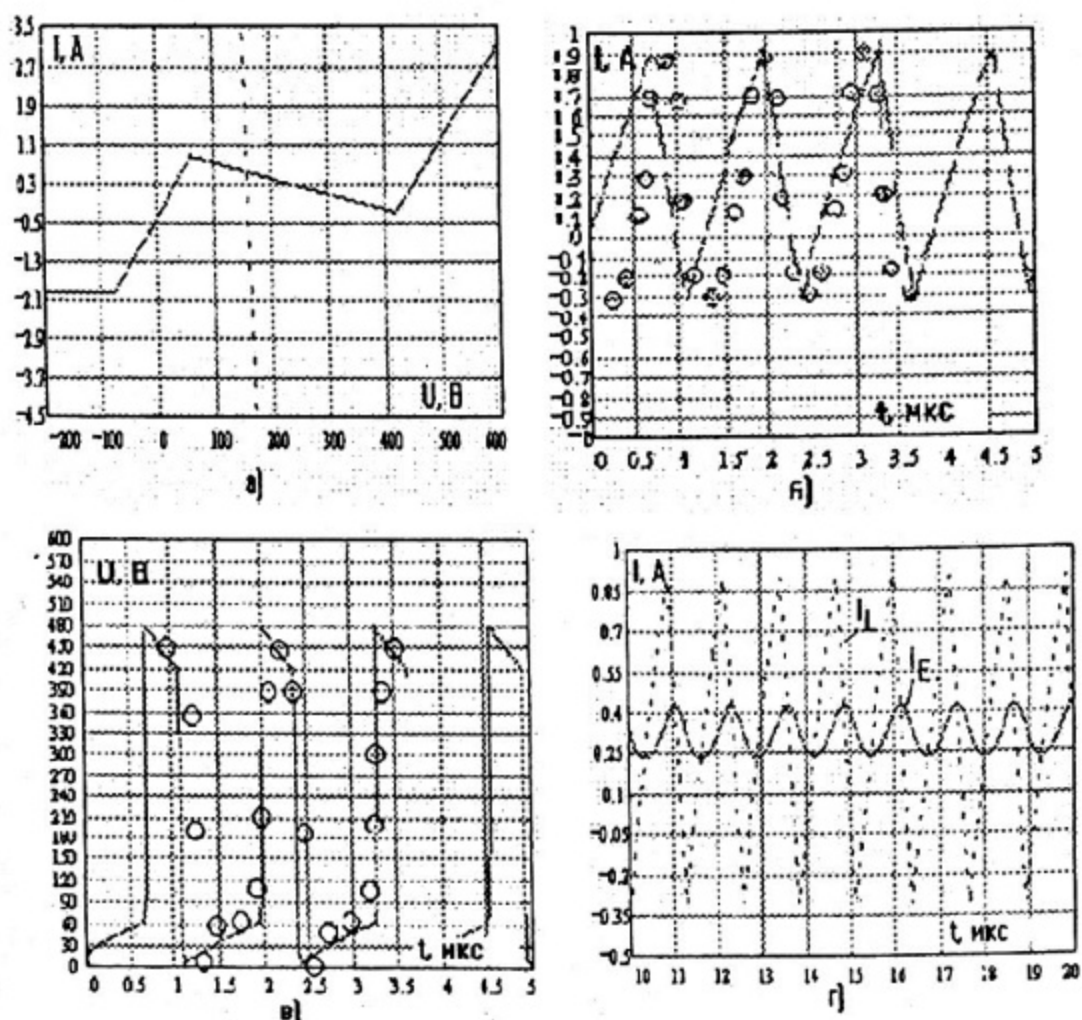


Рис.9. Сравнение результатов расчетов с экспериментальными данными, полученными при давлении $p = 3 \cdot 10^{-4}$ Торр: а — рассчитанная ВАХ нелинейного элемента; б — колебания тока в цепи коллектора; в — форма импульсов напряжения; г — колебания тока в цепи источника и индуктивности. Кружки — результат обработки осциллограмм

Как следует из этих рисунков, результаты расчетов находятся в хорошем качественном согласии с результатами экспериментов. Отбор параметров модели позволяет получить близкое соответствие наблюдаемых и расчетных значений периода осцилляций, амплитуды колебаний тока и напряжения. Вместе с тем наблюдаемая форма и особенности импульсов тока и напряжения аппроксимируется в модели не вполне удовлетворительно. Вероятно, это связано с тем, что принятая модель, хотя и вполне адекватно описывает основные моменты, но в деталях переупрощает реальный механизм формирования падающего сопротивления. В частности, на форму импульсов может оказывать существенное влияние форма отдельных участков ВАХ нелинейного элемента. В принятой модели, на-

помним, для их описания принята простейшая из возможных — линейная аппроксимация.

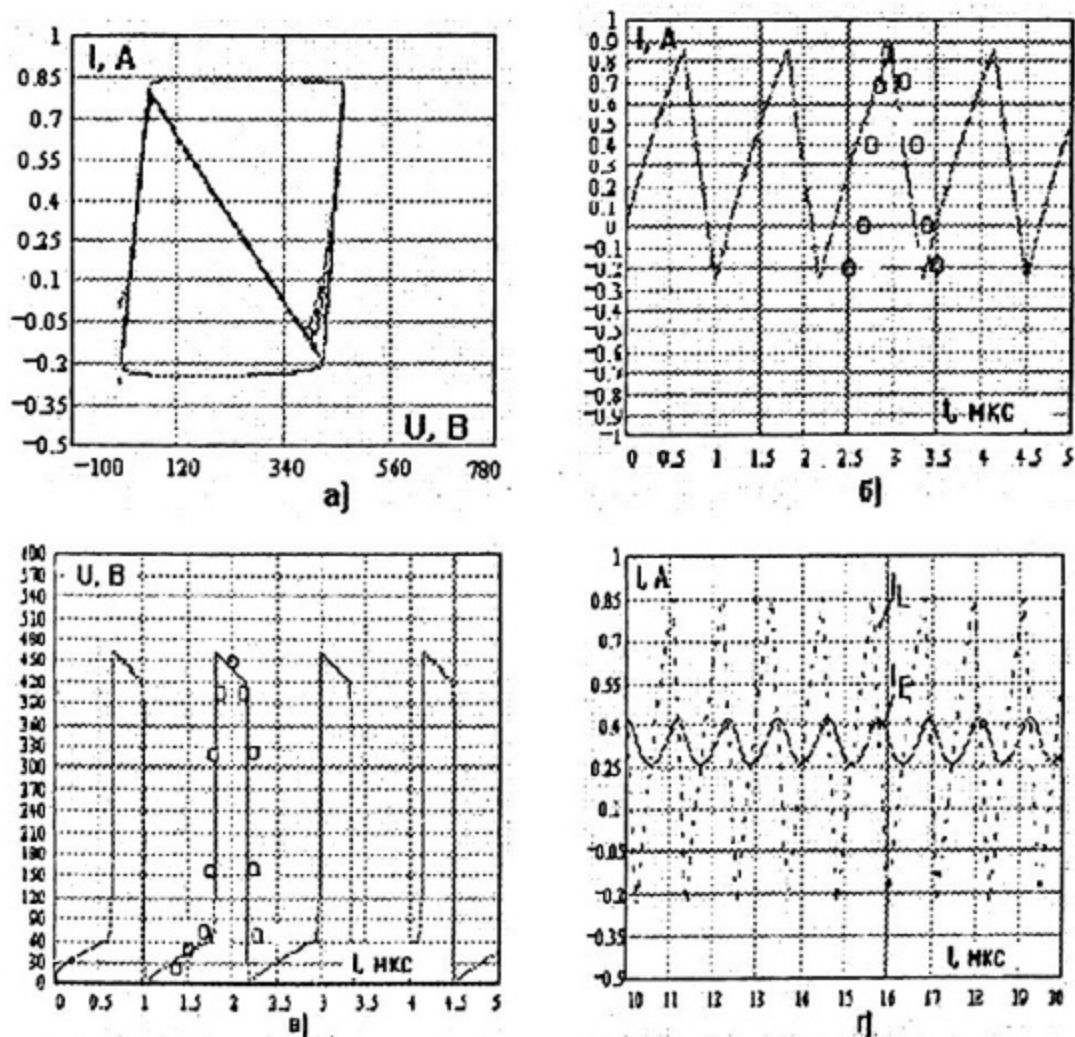


Рис. 10. Сравнение результатов расчетов с экспериментальными данными, полученными при давлении $p = 5 \cdot 10^{-4}$ Торр: а — рассчитанная ВАХ колебаний в цепи коллектора; б — колебания тока в цепи коллектора; в — форма импульсов напряжения; г — колебания тока в цепи источника и индуктивности. Кружки — результат обработки осциллограмм

Качество соответствия предсказаний модели экспериментальным данным демонстрирует приведенная ниже табл. 2, в которой сравниваются расчетные и экспериментальные значения некоторых параметров, характеризующих колебания в цепи коллектора.

Включенные в таблицу значения внешней индуктивности цепи 120 ± 30 мкГн были измерены на частоте 1 Мгц. Они оказываются несколько выше расчетных значений 90 мкГн. Возможно это связано с влиянием паразитных элементов в цепи, влияние которых игнорировалось в данных расчетах.

Список литературы

1. Визгалов И.В., Курнаев В.А., Тельковский В.Г. и др. Лабораторный практикум по курсу «Физика горячей плазмы и УТС» / Под ред. В.Г. Тельковского. М.: МИФИ, 1995.
2. Незлин М.В. Динамика пучков в плазме. М.: Энергоатомиздат, 1982.
3. Козлов И.Г. Современные проблемы электронной спектроскопии. М.: Атомиздат, 1978.
4. Vizgalov I.V., Kirnev G.S., Kurnaev V.A., Sarytchev D.V., Savjolov A.S. Penning discharge in regime of RF autogeneration // Proc. Of XXIII international conf. On phenomena in Ionized Gases, Toulouse, France, 1997. V.II. P.26.
5. Kirnev G.S., Kurnaev V.A., Vizgalov I.V. Modelling of sheath potential drop instabilities in sol with he use of pr-2 mirror machine // Transactions of fusion echnology, 1999. V35. № 1T, fuste8(1). P.200.
6. Визгалов И.В. др. // Известия. РАН. Сер. физическая. 60, 1996, 168.
7. Визгалов И.В. и др. Исследование механизмов зажигания и условий существования самостоятельного ВЧ-втогенерирующего разряда: VIII конференция по физике газового разряда. Рязань. 1996. Ч.1. С.86-87.
8. Протасов Ю.С., Чувашев С.Н. Физическая электроника газоразрядных устройств. Эмиссионная электроника. М.: Высш. шк., 1992.
9. Соболева Н.А., Меламид А.Е. Фотозлектронные приборы. М.: Высш. шк., 1974.

М. Акел И.В. Визгалов С.К. Жданов

**Пучково-плазменный разряд в режиме
ВЧ-автогенерации электромагнитных колебаний**

Препринт 010-2000

Рукопись поступила в РИО 15.11.2000.

Ответственный за выпуск М. Акел

Редактор Н.Н. Антонова
Оригинал-макет подготовлен М.В. Макаровой

ЛР № 020646 от 09.12.1997.

Подписано в печать 06.12.2000. Формат 60/84 1/16.

Печ. л. 1,75. Уч.-изд л. 1,5. Тираж 100 экз.

Изд. № 010-2000. Заказ № 1059

*Московский государственный инженерно-физический институт
(технический университет).*

Типография МИФИ.

115409, Москва, Каширское ш., 31