

2. ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ ИСТОЧНИКИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ С ПЛАЗМЕННЫМ ЭМИТТЕРОМ НА БАЗЕ РАЗРЯДОВ В СКРЕЩЕННЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ И МАГНИТНОМ ПОЛЯХ

Как уже упоминалось в главе 1, эффективным способом повышения эффективности генерации заряженных частиц в ГРК является использование скрещенных электрического и магнитного полей. В настоящем разделе излагаются некоторые оригинальные результаты, полученные при участии авторов.

2.1. Концепция плазменного эмиттера электронов

Формирование высокоэнергетичных электронных пучков с помощью плазменных образований осуществляется в настоящее время двумя принципиально различными способами. Первый способ заключается в том, что эмиссия электронов, их ускорение и формирование пучка осуществляет в пространстве, где возбуждается высоковольтный тлеющий разряд (ВТР), и параметры электронного пучка зависят от всех условий ВТР, в частности от давления газа [2.1]. Ускорение электронов в электродных структурах с ВТР может осуществляться в катодном падении потенциала, практически равном напряжению горения ВТР или в анодном падении потенциала, также практически равном напряжению горения ВТР. Обычно при использовании электродных структур с ВТР для технологических целей области ВТР и воздействие электронного пучка на материалы не имеют газодинамического разделения. Поэтому газовыделение, сопровождающее технологический процесс, может существенно влиять на давление газа в ВТР и параметры электронного пучка. Это в свою очередь, порождает достаточно сложно реализуемую проблему стабилизации параметров электронного пучка и затрудняет использование электродных структур с ВТР для реализации относительно прецизионных электронно-лучевых технологий: сварки и термической модификации поверхностей материалов.

Второй способ формирования электронного пучка с помощью плазменных образований заключается в том, что плазма формируется с помощью обычно низковольтного аномального тлеющего разряда в электронной структуре с малым объемом (порядка см³) [2.2]. Выход плазменных электронов в область ускорения и формирования пучка, а также газодинамическая связь областей формирования плазмы и ускорения пучка, осу-

ществляется через отверстие малого диаметра (порядка мм). Это обеспечивает значительный перепад давлений между областями формирования плазмы (1 – 10 Па) и ускорения пучка, и позволяет поддерживать достаточно низкое давление в областях ускорения (10^{-2} – 10^{-1} Па) и технологического использования электронного пучка (10^{-2} – 1 Па). В этих условиях влияние газоотделения и повышения давления в технологической области, сопровождающих технологический процесс электронно-лучевого воздействия, на параметры формируемой плазмы и электронного пучка оказывается незначительным. Величина перепада давлений между областями формирования разряда и электронного пучка определяется геометрическими размерами эмиссионного канала, скоростью откачки газа из вакуумной камеры и напуском плазмообразующего газа, который, осуществляется в газоразрядную структуру. Поэтому для обеспечения оптимальных условий эмиссии электронов в конкретном технологическом процессе целесообразно контролировать величину напуска газа, а не давление в газоразрядной камере.

Геометрические размеры (диаметр, длина) отверстия, соединяющего области формирования плазмы и ускорения электронов, обычно выбираются такими, чтобы плазма проникала в это отверстие, называемое эмиссионным каналом. С другой стороны, в эмиссионный канал проникает ускоряющее для электронов поле. Глубина проникновения плазмы в эмиссионный канал зависит от ее концентрации и разности потенциалов плазмы и стенок эмиссионного канала. Глубина проникновения ускоряющего поля в канал зависит от напряженности ускоряющего поля у входа в эмиссионный канал со стороны ускоряющего поля и от диаметра канала.

Как правило, потенциал стенок эмиссионного канала оказывается ниже потенциала проникающей в него плазмы. Это приводит к возможности возникновения в эмиссионном канале двух различных ситуаций, общим для которых является формирование в канале плазменной поверхности (границы плазмы) разделяющей области плазмы и объемного заряда в электрическом поле, к которому неприменимо понятие плазмы. Различие ситуаций обусловлено распределением электрического поля у границы плазмы. Более подробно эти ситуации рассмотрены далее в разделе 2.3.

Через формирующуюся в эмиссионном канале плазменную поверхность (границу плазмы) плазменные электроны за счет тепловых скоростей выходят в область объемного заряда и промежуток ускорения их. В этом

просматривается определенная аналогия с известными эмиссионно-оптическими структурами на основе термоэмиттеров. Поэтому представляется возможным рассматривать формирующуюся в эмиссионном канале (и в некоторых случаях вне его) плазменную поверхность в качестве плазменного эмиттера электронов (и ионов) с присущими только ему физическими свойствами и характеристиками. Однако, несмотря на наличие специфических свойств плазменного эмиттера, методика анализа построения электронно-оптических систем на его основе, оказывается во многом подобной используемой для электронно-оптических систем с термокатадами [2.3].

В плазменных источниках электронов для формирования пучков с большим поперечным сечением (ПИЭЛ ПБС) эмитирующая плазменная поверхность с площадью, практически равной площади сечения пучка, формируется с помощью электрода такой же площади с перфорацией его малыми отверстиями (эмиссионными каналами) или электрода из одинарной или двойной сетки.

Плазменный источник электронов (ПИЭЛ) – это, как правило, газоразрядное устройство, генерирующее плазму, из которой электроны через канал в одном из электродов или через систему каналов (сеточный электрод) выходят в ускоряющий промежуток с низким или средним давлением остаточного газа. Поскольку газоразрядная плазма, как правило, заряжена положительно относительно электродов газоразрядной структуры и отделена от них пристеночным слоем объемного заряда [2.4], эмиссионная способность ПИЭЛ существенно зависит от потенциала плазмы относительно электрода с эмиссионным каналом (эмиттерным электродом) или системы каналов (перфорированный или сеточный эмиттерный электрод). В технологических ПИЭЛ эмиттерный электрод может иметь относительно плазмы отрицательный катодный (несколько сотен вольт), отрицательный анодный (несколько десятков вольт) или промежуточный потенциал. Поэтому эмиссия электронов из плазмы в ускоряющий промежуток может осуществляться через некоторый потенциальный барьер. В случае сильного проникновения поля ускоряющего электрода в канал потенциальный барьер вследствие суперпозиции полей ускоряющего электрода и поля пристеночного слоя в эмиссионном канале исчезает, и эмиссия электронов из плазмы осуществляется через «открытую» поверхность плазмы, т.е. формируемую в основном ускоряющим полем.

2.2. Генераторы эмитирующей плазмы

Для получения электронных пучков с плотностью тока и яркостью, необходимой для технологического применения в разряде должна формироваться плазма, обеспечивающая высокую плотность эмиссионного тока ($\sim 100 \text{ А/см}^2$) [2.1]–[2.3], [2.5], что может быть обеспечено либо за счет высокой концентрации электронов порядка 10^{18} м^{-3} в области эмиссионного канала, либо за счет процессов в разряде, обеспечивающих эффективное переключение электронов из всего объема плазмы в эмиссионный канал. При формировании сфокусированных электронных пучков обеспечивать высокие значения концентрации плазмы во всем объеме разрядной камеры нецелесообразно, поскольку снижается экономичность электронного источника, и возрастают тепловые нагрузки на электроды [2.1]. В этом случае предпочтительным является использование разрядов с большой степенью неоднородности распределения концентрации плазмы в разряде с максимумом концентрации на оси эмиссионного канала. При формировании электронных пучков большого сечения плазма обычно формируется в большом объеме и реализуется условия переключения плазменных электронов из всего объема плазмы с тем, чтобы обеспечить требуемое значение эмиссионного тока при наименьших энергетических затратах на формирование эмитирующей плазмы.

В ПИЭЛ с высокой плотностью эмиссионного тока наиболее часто используются газоразрядные структуры с полым катодом [2.1], [2.6] или модифицированные на их основе структуры с различной формой полого катода и использованием скрещенных $E \times H$ полей [2.7]–[2.9].

Электродная структура и вольтамперная характеристика разрядов с полым катодом приведена на рис. 2.1. Первоначально ионизационные процессы возбуждаются в пространстве между плоскими частями катодов 1, 3 с продольным к поверхности анода магнитным полем в нем, препятствующим уходу на анод из плазмы электронов. На этой стадии, которая соответствует отражательному разряду, напряжение горения достигает $\sim 600 \text{ В}$ (рис. 2.1 б, кривая 1), а концентрация плазмы увеличивается до значений, при которых возбуждается эффект полого катода [2.6], тем самым инициируя переход разряда в стадию разряда с полым катодом (рис. 2.1, б, кривая 2). При этом ток разряда резко возрастает, а напряжение горения снижается до $300 \dots 400 \text{ В}$. Этот процесс обусловлен проникновением плазмы в полость и резким увеличением интенсивности ионизационных процессов высокоэнер-

гетичными плазменными электронами, с энергией выше потенциала ионизации плазмообразующего газа, и осциллирующим быстрыми электронами, эмитированными катодом в результате ионно-электронной эмиссии. Наличие магнитного поля в межкатодном пространстве и высокая степень ионизации газа в катодной полости обеспечивают высокую степень неоднородности плазмы с максимумом концентрации ее в области эмиссионного канала и достаточно высоким значением концентрации в максимуме при сравнительно невысоких токах разряда.

Однако необходимость инициирования разряда с полым катодом требует дополнительных электротехнических решений для обеспечения приемлемых характеристик зажигания и горения разряда с полым катодом и означает существование некоторого минимально возможного значения тока разряда, а значит и тока эмиссии. Это усложняет систему управления ПИЭЛ на основе разряда с полым катодом и затрудняет получение слаботочных электронных пучков, которые могут быть использованы, например, для сварки и пайки тонких материалов (фольги), а также в режиме настройки пушки – наводке на стык и при автоматическом слежении за стыком и зоной сварки.

Кроме этого, ионная бомбардировка эмиттерного электрода с катодным потенциалом в области эмиссии приводит к изменению геометрии эмиссионного канала, изменению газодинамических условий и эмиссии, а также снижает ресурс ПИЭЛ.

Для увеличения плотности плазмы и соответственно плотности тока эмиссии в таких ПИЭЛ, используется дуговой разряд, с напряжением горения 80 – 100 В и токами разряда в стабильном режиме более 1.5 А (рис. 2.1 б, кривая 3). Для сохранения осевой неоднородности распределения концентрации плазмы в таком разряде необходимо принимать меры по локализации катодного пятна в полости, что достигается включением в полость вставок из материалов с высоким давлением паров (магний) или с высокими термоэмиссионными параметрами (тантал) [2.9], [2.10]. Ресурс и стабильность параметров плазменного эмиттера на основе дугового разряда ниже, чем при использовании аномального тлеющего разряда.

Увеличения ресурса такого типа ПИЭЛ можно достичь повышением потенциала эмиттерного электрода. Это, в частности, обеспечивается включением в электронную структуру ПИЭЛ дополнительного изолированного электрода 4 (рис. 2.2 а) в качестве эмиттерного [2.11], что не приводит к усложнению системы электропитания и управления плазменным

эмиттером. Электрод 3 сохраняет функции отражательного электрода, а установленный под ним дополнительный электрически изолированный электрод 4 с эмиссионным каналом, приобретает «плавающий» потенциал, который существенно выше катодного.

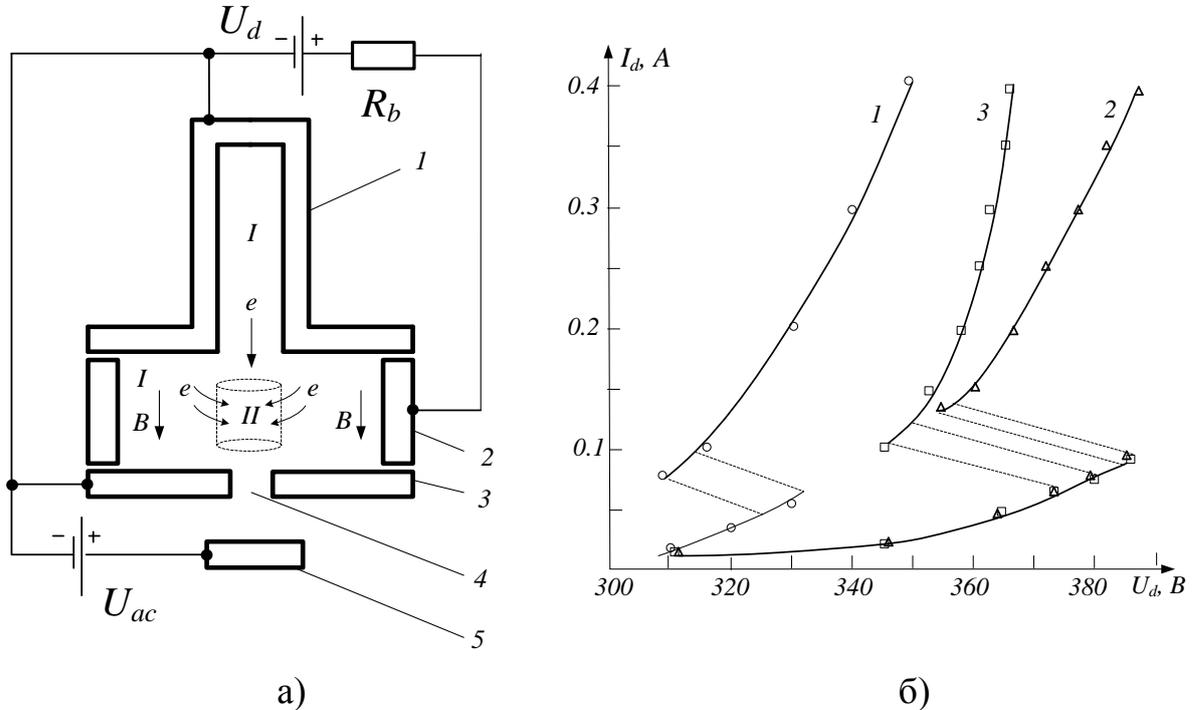


Рис. 2.1. Отражательный разряд с полым катодом: а – электродная система [2.9], [2.12]: 1 – полый катод; 2 – анод; 3 – отражательный катод; 4 – эмиссионный канал; 5 – ускоряющий (извлекающий) электрод; б – вольтамперная характеристика: 1 – тлеющий разряд в отсутствие эффекта полого катода; 2 – тлеющий разряд с полым катодом; 3 – дуга с катодным пятном и холодным катодом; U_d – напряжение горения разряда; U_{ac} – ускоряющее напряжение; R_b – балластное сопротивление; B – индукция магнитного поля. Величина напуска плазмообразующего газа (воздух) $2.5 \text{ мПа м}^3/\text{с}$ ($90 \text{ атм.} \cdot \text{см}^3/\text{ч}$).

Это приводит к некоторому снижению концентрации плазмы на оси разряда за счет повышения ухода плазменных электронов на изолированный эмиттерный электрод как на стадии разряда до возбуждения эффекта полого катода, так и в режиме горения разряда с полым катодом. В результате незначительно увеличивается напряжение горения разряда (на 20...30 В) (параллельное смещение характеристик в область больших разрядных напряжений (рис. 2.2 б, кривые 1, 2)), а также повышается нижнее значение тока разряда, при котором реализуется эффект полого катода (с 50 мА – в случае катодного потенциала эмиттерного электрода, до 120 мА – в случае изолированного эмиттерного электрода при прочих равных условиях). В целом вследствие малой относительно отражательного катода площади изолированного эмиттерного электрода, контактирующей с плазмой, условия зажигания и горения

разряда остаются приемлемыми при значительном повышении ресурса и возможности использования эмиссионных каналов в более широком диапазоне геометрических размеров.

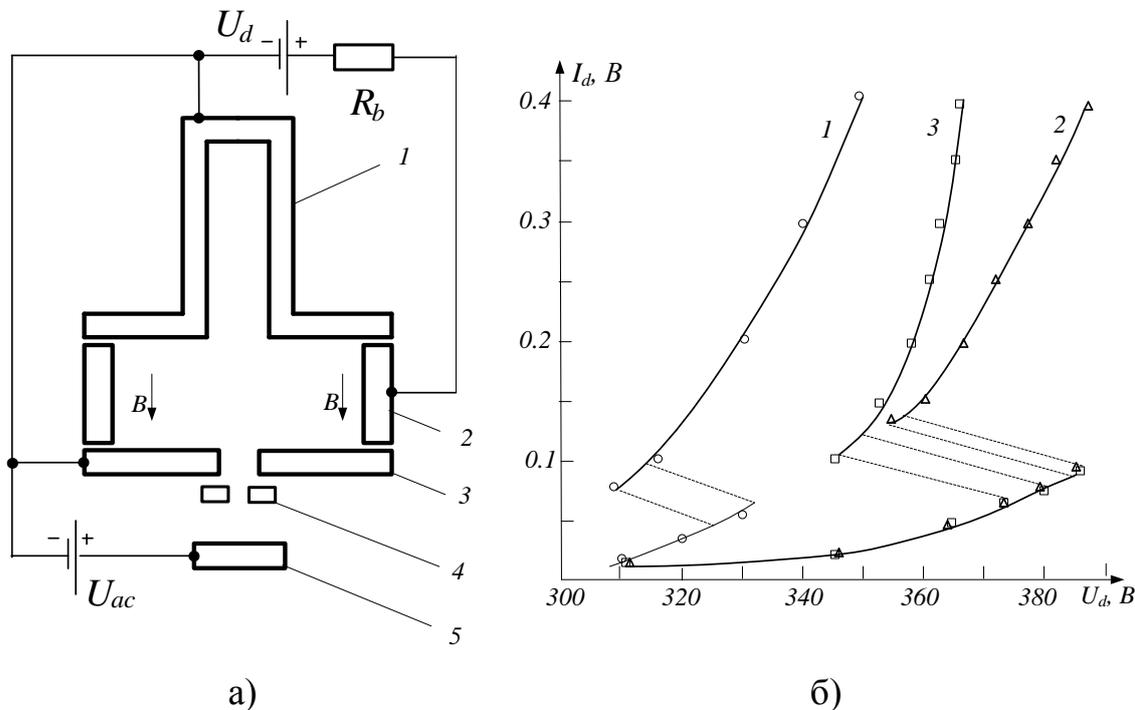


Рис. 2.2. Отражательный разряд с полым катодом и изолированным эмиттерным электродом: а – электродная система [2.11]: 1 – полый катод; 2 – анод; 3 – отражательный катод; 4 – изолированный электрод с эмиссионным каналом; 5 – ускоряющий (извлекающий) электрод; б – вольтамперные характеристики: 1 – отражательный разряд с полым катодом; 2, 3 – разряд с полым катодом и изолированным эмиттерным электродом. Газ (воздух): 1, 2 – $1.25 \text{ мПа м}^3/\text{с}$ ($45 \text{ атм.}\cdot\text{см}^3/\text{ч}$); 3 – $2.5 \text{ мПа м}^3/\text{с}$ ($90 \text{ атм.}\cdot\text{см}^3/\text{ч}$).

Другим вариантом генератора плазмы является газоразрядная структура, в которой реализуются переключения в эмиссионный канал электронного тока из всего объема плазмы. Однако переключение должно быть ограниченным для сохранения эффективности ионизации газа и стабильности горения разряда.

На рис. 2.3, а представлена электродная структура и вольтамперные характеристики модифицированной газоразрядной структуры со скрещенными $E \times H$ полями. Разряд возбуждается в пространстве между катодами 1 и 2 (область I, рис.3 а), где, как и в отражательном разряде с полым катодом, реализуется основные ионизационные процессы. Плазмообразующий газ подается в пространство между катодами, а перепад давлений, обеспечивается геометрией эмиссионного канала. Формирующаяся в разряде между катодами плазма диффундирует в область эмиссионного канала. Этому способ-

стствует дополнительный электрод 4 (анод), который выполняет роль эмиттерного электрода. Присутствие магнитного поля практически во всем объеме разрядной структуры способствует эффективной ионизации газа.

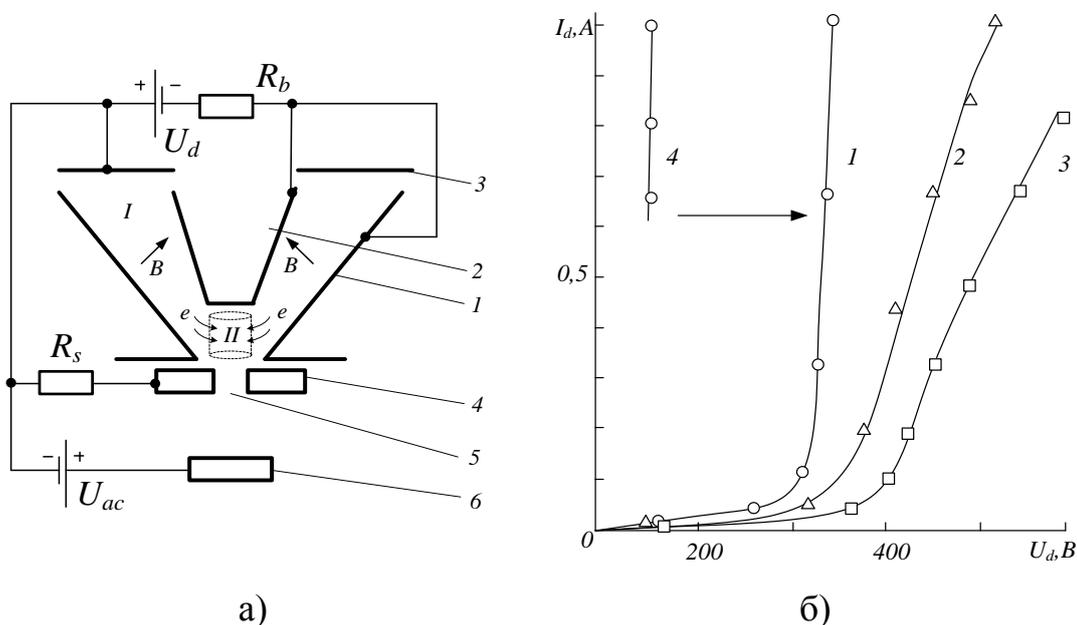


Рис. 2.3. Разряд в модифицированной структуре со скрещенными $E \times H$ полями:

а – электродная система [2.7], [2.13]: 1 – внешний катод; 2 – внутренний катод; 3 – анод; 4 – эмиттерный электрод; 5 – эмиссионный канал; 6 – ускоряющий (извлекающий) электрод; б – вольтамперные характеристики: газ (воздух): 1 – $2.8 \text{ мПа м}^3/\text{с}$ ($100 \text{ атм.} \cdot \text{см}^3/\text{ч}$); 2, 4 – $1.7 \text{ мПа м}^3/\text{с}$ ($60 \text{ атм.} \cdot \text{см}^3/\text{ч}$); 3 – $1.25 \text{ мПа м}^3/\text{с}$ ($45 \text{ атм.} \cdot \text{см}^3/\text{ч}$); U_d – напряжение горения разряда; U_{ac} – ускоряющее напряжение; R_s – сопротивление смещения; R_b – балластное сопротивление; B – индукция магнитного поля.

В такой электродной структуре исключается стадия иницирования разряда, что отражается на форме вольтамперных характеристик (см. рис. 2.3, б). В области эмиссионного канала (область II, рис.3 а) магнитное поле имеет продольное оси канала направление индукции и не препятствует эмиссии электронов. Извлечение электронов осуществляется через эмиссионный канал в эмиттерном электроде с анодным (или близким к нему) потенциалом. Диффузия электронов в область II из области I генерации плазмы (области I) осуществляется в магнитном поле с существенной поперечной компонентой вектора индукции, что в определенной мере ограничивает движение электронов в область эмиссионного канала и затрудняет реализацию нежелательного полного переключения электронного тока из плазмы в эмиссионный канал.

При возбуждении разряда эмиттерный электрод выполняет роль вспомогательного анода, и значение его потенциала не так критично для формирования газоразрядной плазмы, как потенциал эмиттерного электрода в разряде с полым катодом. Поэтому для повышения ресурса, эффективности извлечения и стабильности эмиссионного тока в плазменном эмиттере данного типа потенциал эмиттерного электрода может изменяться в диапазоне от анодного до практически катодного, что регулируется выбором сопротивления смещения (см. рис. 2.3 а), или иметь плавающий потенциал. Эмиттерный электрод может изготавливаться цельным однопотенциальным или секционированным с различными потенциалами частей [2.14]. Возможность существенного снижения падения потенциала в пристенном слое у эмиттерного электрода, в таком генераторе плазмы, позволяет значительно увеличить ресурс эмиссионного канала.

В области рабочих значений токов разряда вид вольтамперных характеристик (рис. 2.3 б) близок к виду соответствующих характеристик для разряда с полым катодом. Это позволяет использовать один и тот же тип источника электропитания рассмотренных генераторов плазмы.

Для реализации плазмохимических и упрочняющих технологий целесообразно использовать электронные пучки большого сечения, с площадью соответствующей площади обрабатываемой поверхности. В структурах ПИЭЛ с ПБС ускоряющий электрод, как правило, отсутствует, и ускоряющий потенциал подается на обрабатываемую деталь (поверхность), фокусирующая система электронного пучка также отсутствует. Поэтому для получения электронных пучков большого сечения в генераторе плазмы необходимо сформировать соответствующую площади сечения пучка плазменную эмиттирующую поверхность, обеспечивающую достаточную для технологических целей плотность тока эмиссии. При формировании развитой эмиттирующей плазменной поверхности невозможно обеспечить существенного перепада давления между областями генерации плазмы и формирования электронного пучка. Поэтому при необходимости обеспечения низкого давления газа в области ускорения пучка и технологической области обычно используют дополнительные газоразрядные структуры, инжектирующие электроны или плазму в область формирования эмиттирующей плазмы [2.9], [2.15]. Когда в технологической области требуется повышенное значение давления газа, с целью формирования технологической плазмы, и необходимая плотность эмиттирующей плазмы достигается

без вспомогательных газоразрядных структур, как правило, возникает необходимость обеспечить стабильность эмитирующей плазменной поверхности. Это достигается методом сеточной стабилизации эмитирующей плазменной поверхности [2.15]-[2.17]. Суть этого метода состоит в следующем. Эмиттерный электрод выполняется в виде сеточного электрода (с геометрической прозрачностью сетки ξ), препятствующего проникновению эмитирующей плазмы в ускоряющий промежуток (размер ячейки сетки не должен превышать удвоенную толщину пристеночного слоя) и ограничивающего проникновение поля ускоряющего электрода в разрядную камеру. Однако, электрическая прозрачность сетки D для поля ускоряющего электрода является величиной, зависящей не только от геометрической прозрачности ξ , но и напряженности поля в ускоряющем промежутке. Однако, при повышенном давлении газа, когда в промежутке ускорения формируется вторичная плазма [2.18], [2.19] у обрабатываемой поверхности с потенциалом, близким к потенциалу ускоряющего электрода, напряженность поля у сетчатого эмиттерного электрода возрастает, что повышает проницаемость ускоряющего поля через сеточный электрод. Для обеспечения стабильности эмитирующей поверхности в этом случае приходится применять либо сеточные электроды меньшей геометрической прозрачности, что снижает эффективность плазменного эмиттера, либо двойные сеточные электроды, изготовленные из двух сеток с максимально возможной геометрической прозрачностью и разделенные эквипотенциальным пространством [2.18]. Одна из сеток обеспечивает стабильность плазменной поверхности, другая ограничивает проникновение поля в разрядную камеру. В результате обеспечиваются стабильные эмиссионные характеристики, как при повышенном давлении, так и при значительных его колебаниях.

При использовании в ПИЭЛ с ПБС дополнительных инжекторов плазмы, большая поверхность плазмы формируется обычно в специальном электроде цилиндрической формы и имеющем анодный потенциал (полый анод) [2.15].

На рис. 2.4 представлена электродная структура и вольтамперные характеристики разряда в модифицированной структуре с электродом-расширителем для формирования развитой плазменной поверхности. Плазма формируется в пространстве между катодами и, расширяясь, заполняет объем электрода-расширителя. Проникновение плазмы в расши-

ритель осуществляется преимущественно через периферийные области, где уход заряженных частиц наиболее интенсивный. Тем самым обеспечивается высокая степень однородности распределения плазмы по сечению расширителя. Кроме этого в расширителе, как и в основной области разряда, реализуются ионизационные процессы, обусловленные ионизационной способностью плазменных электронов.

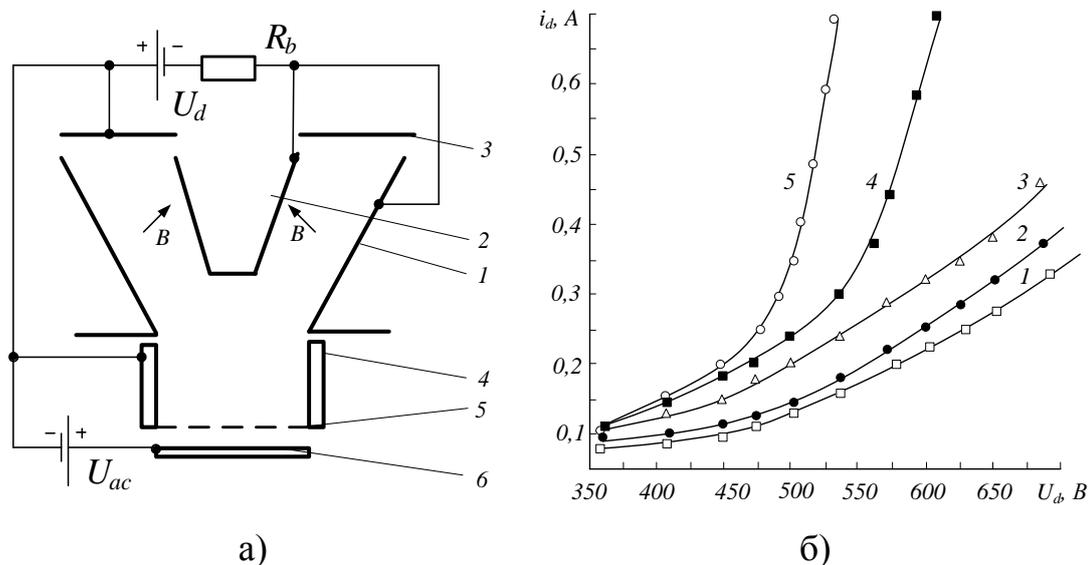


Рис. 2.4. Разряд в модифицированной структуре со скрещенными $E \times H$ полями: а – электродная система [2.7], [2.20]: 1 – внешний катод; 2 – внутренний катод; 3 – анод; 4 – полый анод (расширитель); 5 – эмиттерный (сеточный или перфорированный) электрод; 6 – ускоряющий (извлекающий) электрод – обрабатываемая поверхность; б – вольтамперная характеристика: 1 – система с открытым эмиттерным электродом, без сетки; 2 – сетка $\xi = 0,64$; 3 – сетка двойная $\xi = 0,64$; 4 – сетка $\xi = 0,44$; 5 – эмиссионный канал в виде одиночного отверстия диаметром 3 мм; 1, 2, 3, 5 – $4.2 \text{ мПа м}^3/\text{с}$ ($150 \text{ атм.} \cdot \text{см}^3/\text{ч}$); 4 – $3.3 \text{ мПа м}^3/\text{с}$ ($120 \text{ атм.} \cdot \text{см}^3/\text{ч}$); U_d – напряжение горения разряда; U_{ac} – ускоряющее напряжение; R_b – балластное сопротивление; B – индукция магнитного поля.

Поэтому при определенных условиях (концентрация плазмы, давление газа в разряде, размер выходной апертуры внешнего катода 1) интенсивность ионизационных процессов в основном разряде и в расширителе оказывается сравнимы, т.е расширитель переходит в «активный» режим [2.2], [2.19], выполняя роль полого анода.

Вольтамперные характеристики (рис.4 б) независимо от геометрии эмиттерного электрода подобны, а их различие объясняется изменением газодинамических параметров эмиттерных структур, которое приводит к различию давлений в области возбуждения разряда и формирования эмиттирующей плазмы, поскольку, несмотря на относительно высокую геометрическую прозрачность сеток, влияние их прозрачности ξ на ВАХ разряда ока-

зывается существенным. Максимальному давлению в газоразрядной структуре соответствует кривая 5. Кривая 1 соответствует минимальному давлению, которое реализуется в электродной структуре с полностью открытым расширителем (отсутствием сетчатых электродов) при прочих равных условиях. «Активный» режим расширителя реализуется в диапазоне величин напусков, соответствующих кривым 2 – 4.

Ток разряда также может быть увеличен за счет повышения давления плазмообразующего газа. Однако вследствие слабого перепада давления в газоразрядной структуре, оно может быть повышено в основном за счет увеличения давления в технологической камере, что ограничено снижением электрической прочности ускоряющего промежутка. В то же время в разрядной структуре может быть достигнуто кратковременное увеличение давления газа за счет десорбции газа с поверхности электродов разрядной структуры [2.13]. Это обеспечивает значительное (на порядок) увеличение тока разряда в импульсном режиме в сравнении со стационарным случаем. Длительность такого импульса ограничена переходом разряда в дуговую стадию и составляет $\sim 100\text{--}200$ мкс, причем амплитуда импульса тока в этом период слабо зависит от давления в камере, при прочих равных условиях, что иллюстрируется рис. 2.5.

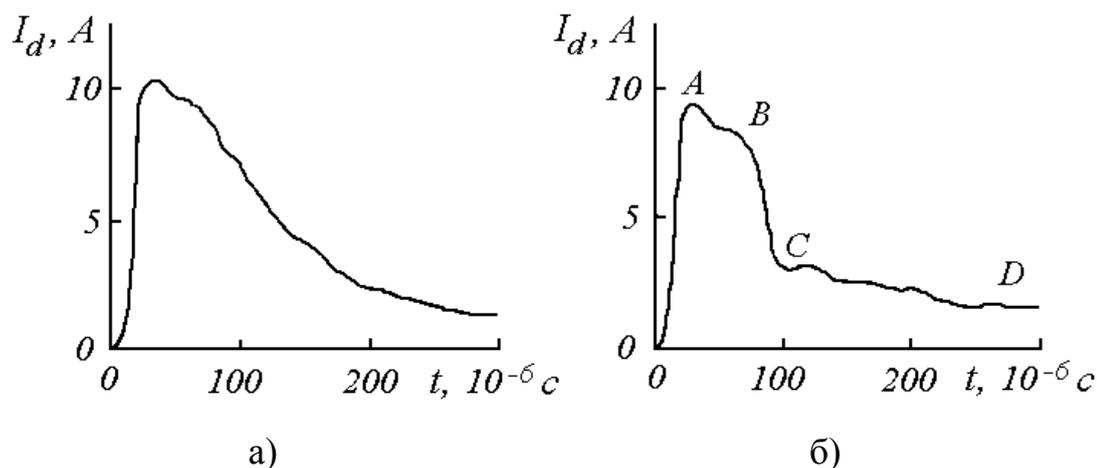


Рис. 2.5. Осциллограммы импульсов тока при разных давлениях:
а – $p = 10^{-2}$ мм рт.ст.; б – $p = 10^{-3}$ мм рт.ст.

В случае низкого давления (рис. 2.5 б) на осциллограмме более четко выделяется начальная стадия разряда с длительностью 90–100 мкс и амплитудой до 10 А, после которой происходит быстрый спад тока разряда (рис. 2.5, область BC) до величины, приближающейся к току в стационарном режиме.

При использовании расширителей плазмы с большой эмитирующей поверхностью для достижения требуемой радиальной равномерности распределения концентрации проникающей плазмы в расширителе применяются дополнительные электроды с плавающим или управляемым потенциалом, устанавливаемые в объеме расширителя и способствующие перераспределению плотности плазмы с оси расширителя на его периферийные области [2.9].

На рис. 2.6 показана схема электродной структуры и вольтамперные характеристики генератора плазмы источника электронов, формирующего радиальные электронные пучки. На начальной стадии формируется слаботочный разряд в пространстве между внешним катодом 2, внутренним катодом 3, полым катодом 5 и анодом 4 (область I) по аналогии с отражательным разрядом в структуре, показанной на рис. 2. С увеличением разрядного напряжения плотность плазмы растет и достигает значения (по оценкам 10^{16} м^3), при котором инициируется разряд с полым катодом и формируется плотная плазма (по оценкам до 10^{18} м^3) в полости между катодами 5 и 3 (область II). Вольтамперные характеристики в этой области разрядных напряжений (рис. 2.3 б) качественно соответствуют вольтамперным характеристикам разряда с полым катодом (рис. 2.1 б).

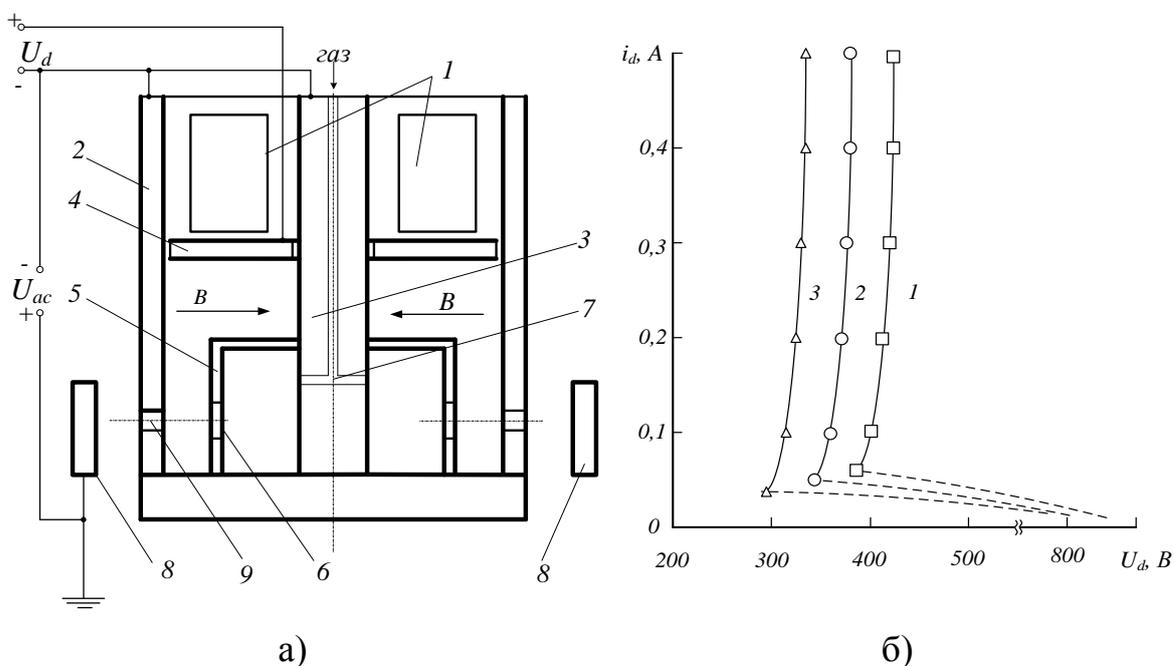


Рис. 2.6. Плазменный эмиттер для формирования радиальных пучков электронов: а – электродная система [2.21]: 1 – магниты; 2 – внешний катод; 3 – внутренний катод; 4 – анод; 5 – полый катод; 6 – отверстие в полым катод; 7 – канал для напуска газа; 8 – обрабатываемая деталь; 9 – эмитсионное отверстие; б – вольтамперные характеристики. газ (воздух): 1, 2 – $1.7 \text{ мПа м}^3/\text{с}$ ($60 \text{ атм.} \cdot \text{см}^3/\text{ч}$); 3 – $2.5 \text{ мПа м}^3/\text{с}$ ($90 \text{ атм.} \cdot \text{см}^3/\text{ч}$); 1, 2 – 5

$m\text{Па} \cdot \text{м}^3/\text{с}$ ($180 \text{ атм} \cdot \text{см}^3/\text{ч}$); U_d – напряжение горения разряда; U_{ac} – ускоряющее напряжение; R_b – балластное сопротивление; B – индукция магнитного поля.

Эмиссия электронов осуществляется через отверстие или систему отверстий во внешнем катоде 2 и ускоряется в промежутке между этим катодом и обрабатываемым изделием 8, которое выполняет роль ускоряющего электрода. Магнитное поле создаваемой системой постоянных магнитов, как и в структуре на рис. 2.1, имеет продольное извлечению направление индукции в области эмиссионного канала 9 и не влияет на формирование электронного пучка. Перепад давлений между полостью и ускоряющим промежутком обеспечивается напуском плазмообразующего газа непосредственно в полость и системой отверстий в полем и внешнем катоде, что ограничивает возможное число радиальных пучков, которые можно сформировать в таком генераторе.

2.3. Условия формирования плазменного эмиттера

В соответствии с концепцией плазменного эмиттера можно считать, что формирование определяется параметрами плазмы, генерируемой газоразрядной структурой в области эмиссионного канала; размерами эмиссионного канала и напряженностью электрического поля ускоряющего электрода. В рассмотренных генераторах плазмы, между плазмой и электродами генератора, формируются пристеночные слои объемного заряда, в которых потенциал плазмы обычно выше потенциала электрода. Поэтому в используемых ниже моделях, пристеночные слои рассматриваются как ионные ленгмюровские [2.22] (с бомовской плотностью ионного тока из плазмы [2-23]), а протяженность слоев оценивается равенствами (2.1 – 2.3):

- в приближении плоской геометрии пристеночного слоя

$$0,4en_i \sqrt{\frac{2kT_e}{m_i}} = \frac{4}{9} \varepsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m_i}} \frac{U_{\tilde{n}\tilde{e}}^{3/2}}{l_{\tilde{n}\tilde{e}}^2}, \quad (2.1)$$

где $U_{\tilde{n}\tilde{e}}$ – разность потенциалов на границах слоя; m_i – масса иона; n_i – концентрация ионов в плазме; l_{cl} – протяженность слоя; T_e – электронная температура; m_e – масса электрона; k – постоянная Больцмана;

- в приближении цилиндрической геометрии слоя

$$0,4en_i \sqrt{\frac{2kT_e}{m_i}} = \frac{4}{9} \varepsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m_i}} \frac{U_{\tilde{n}\tilde{e}}^{3/2}}{r_k r_{pl} \beta^2}, \quad (2.2)$$

где $\beta^2(r_{pl}/r_k)$ – табулированная функция [2.24]; r_{pl} – радиус плазмы; r_k – радиус эмиссионного канала;

• в приближении сферической геометрии слоя

$$0,4en_i \sqrt{\frac{2kT_e}{m_i}} = \frac{4}{9} \varepsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m_i}} \frac{U_{\tilde{n}\tilde{e}}^{3/2}}{(-\alpha)^2} \frac{S_{ka}}{S_{pl}}, \quad (2.3)$$

где $(-\alpha)^2(r_{pl}/r_{ka})$ – табулированная функция [2.24]; S_{pl} , r_{pl} – площадь и радиус эмитирующей плазменной поверхности; S_{ka} , r_{ka} – площадь и радиус поверхности канала, собирающей ионы [2.25].

Левая часть равенств (2.1) – (2.3) отображает бомовскую плотность ионного тока, а правая – ленгмюровскую плотность ионного тока (закон «степени 3/2» в соответствующей геометрии).

Проникновение электронного поля в эмиссионный канал можно оценить соотношением [2.26]

$$U_z \approx 0.267 \frac{r_k}{l_{ac}} U_{ac} \exp\left(-2.36 \frac{l_k - z}{r_k}\right), \quad (2.4)$$

где r_k и l_k – радиус и длина эмиссионного канал; l_{ac} – длина ускоряющего промежутка; z – осевая координата, которая отсчитывается от поверхности эмиттерного электрода со стороны генератора плазмы; U_{ac} – ускоряющее напряжение; U_z – потенциал на оси канала с координатой z .

На рис. 2.7 показаны ситуации, реализуемые в ПИЭЛ в зависимости от требований к их характеристикам. Показанные ситуации отличаются тем, что в ситуациях, соответствующих рис 2.7 а и рис.2.7 в, плазма из генератора не проникает в эмиссионный канал и её эмиттирующая поверхность (плазменный эмиттер) формируется в генераторе плазмы. В ситуациях (рис.2.7 б и рис.2.7 г) плазма проникает в эмиссионный канал, и эмитирующая поверхность формируется в нем. Критерием проникновения плазмы в эмиссионный канал в отсутствие ускоряющего напряжения может служить равенство $l_{\tilde{n}\tilde{e}} \leq r_k$. Однако при определении $l_{\tilde{n}\tilde{e}}$ необходимо учитывать геометрию канала и плазмы в нем, поскольку в цилиндрической геометрии, применимой к ситуациям на рис. 2.7 б и 2.7 г, $l_{\tilde{n}\tilde{e}} = r_k - r_{pl}$ (2.2), а в сферической геометрии, близкой к ситуации на рис. 2.7 а, $l_{\tilde{n}\tilde{e}} = r_{pl} - r_{ka}$.

В ситуациях (рис. 2.7 а, рис. 2.7 б) поверхность плазмы с потенциалом φ_{pl} формируется пристеночным слоем, а эквипотенциальная поверхность с потенциалом φ_{pl} ускоряющего поля не контактирует с поверхностью плазмы и в пространстве между ними потенциал оказывается ниже φ_{pl} . Поэтому эмиссия электронов осуществляется через потенциальный барьер.

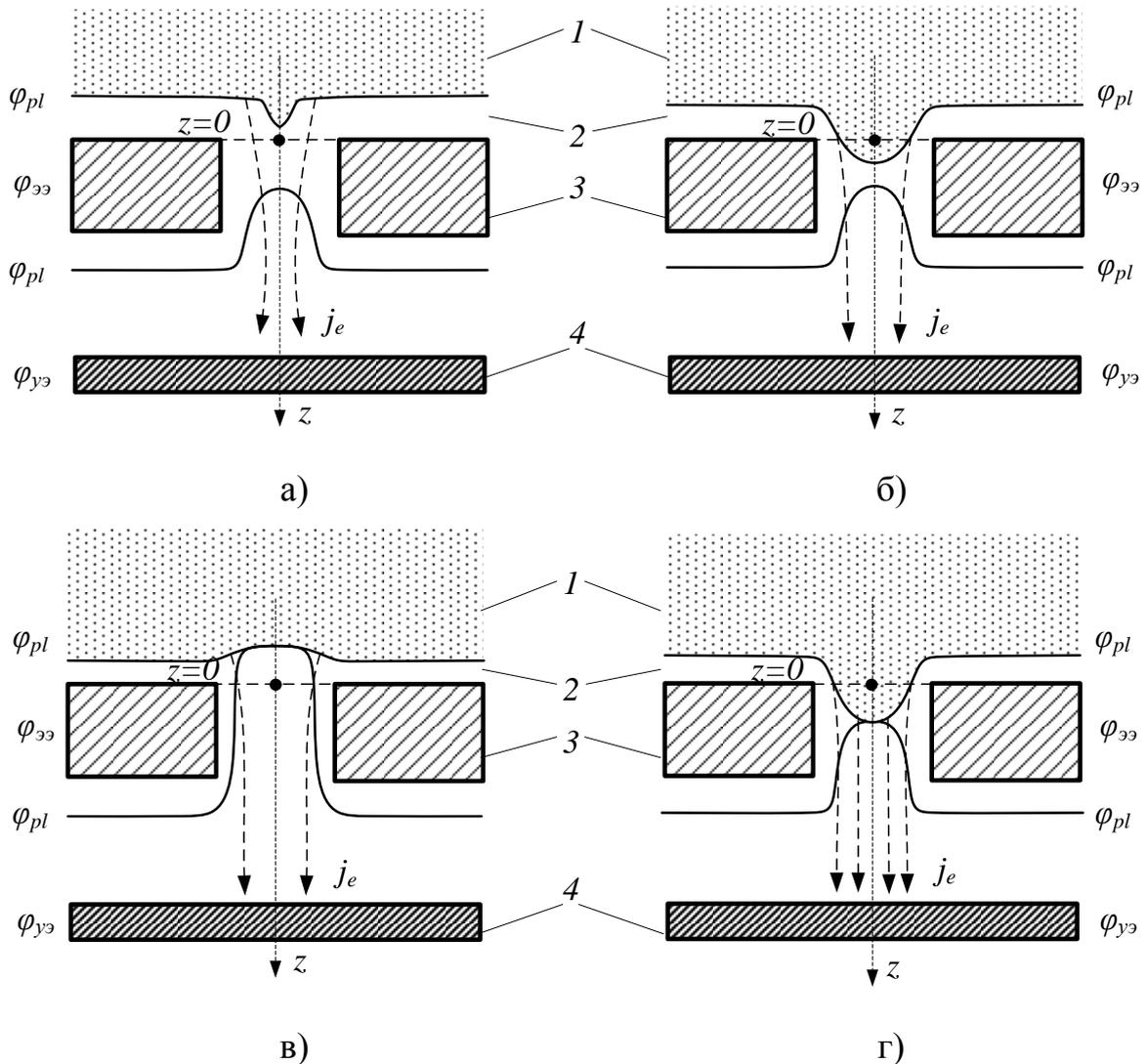


Рис. 2.7. Формирование плазменной поверхности в эмиссионном канале: 1 – плазма; 2 – ионный слой; 3 – эмиттерный электрод; 4 – ускоряющий электрод; φ_{pl} – потенциал плазмы, $\varphi_{ээ}$ – потенциал эмиттерного электрода, $\varphi_{уэ}$ – потенциал ускоряющего электрода относительно общей точки.

Ограничение глубины проникновения плазмы в канал (рис. 2.7 б) при выполнении критерия проникновения обусловлено следующим. Эмиссионный канал, как правило, представляет собой цилиндрическое отверстие. С увеличением глубины проникновения плазмы в канал, концентрация ее снижается, вследствие ухода зарядов на стенки эмиссионного канала. Уход

ионов на стенки канала при любом значении падения потенциала $U_{\tilde{n}\tilde{e}}$ на пристеночном слое будет одинаков при прочих равных условиях. В то же время уход электронов зависит от $U_{\tilde{n}\tilde{e}}$, т.к. поле в слое оказывается тормозящим для электронов. Когда $U_{\tilde{n}\tilde{e}}$ близко к катодному падению потенциала $U_{\tilde{e}\tilde{i}}$ (канал в катодном электроде генератора плазмы), ионов на стенки канала уходит значительно больше, чем электронов. Поэтому избыточный заряд электронов в плазме снижает ее потенциал по мере увеличения координаты z , т.е. в проникающей плазме возникает тормозящее для плазменных электронов поле и концентрация электронов также снижается [2.27] в соответствии с выражением

$$n_z = n_0 \exp\left(-\frac{z}{2r_k}\right), \quad (2.5)$$

где n_z – концентрация плазмы на координате z (по оси канала); n_0 – концентрация плазмы на входе в канал ($z=0$). Снижение концентрации плазмы в канале приводит к увеличению протяженности пристеночного слоя $l_{\tilde{n}\tilde{e}}$ для оценки которого целесообразно использовать равенство (2.2). Снижением потенциала проникающей в канал плазмы $U_{\tilde{n}\tilde{e}}$ можно пренебречь. При этом оно $U_{\tilde{n}\tilde{e}} \approx U_{\tilde{e}\tilde{i}}$ почти на два порядка меньше $U_{\tilde{n}\tilde{e}}$. Из равенства (2.2) следует, что при определенном снижении концентрации проникающей плазмы существование ее в канале становится невозможным. Условия “коллапса” плазмы, ограничивающее глубину ее проникновения в канал, можно записать в виде

$$r_{pl} \leq 0.31r_k \text{ или } l_{\tilde{n}\tilde{e}} = (1 - 0.31)r_k. \quad (2.6)$$

Когда эмиссионный канал выполнен в электроде генератора плазмы с анодным потенциалом, падение потенциала на пристеночном слое в канале ($U_{\tilde{n}\tilde{e}}$) оказывается почти на порядок меньше, чем в случае катодного потенциала эмиттерного электрода, а глубина проникновения плазмы в эмиссионный канал существенно больше. Поскольку в этом случае электронный ток из плазмы на стенки канала превышает боровский ионный ток, в проникающей плазме формируется градиент (осевой) потенциала, ускоряющей плазменные электроны в направлении к эмиттирующей поверхности плазмы.

В случае изолированного эмиттерного электрода стационарный режим работы ПИЭЛ реализуется при равенстве ионного и электронного токов на стенке эмиссионного канала из проникающей плазмы. Стенки эмиссионного канала приобретают соответствующий отрицательный потенциал относительно потенциала проникающей плазмы, концентрация проникающей плазмы с увеличением глубины проникновения в канал, как в рассмотренных ранее случаях, снижается. Однако осевой градиент потенциала в проникающей в канал плазме не формируется.

В ситуациях, соответствующих рис. 2.7 в и рис. 2.7 г, минимум потенциала у поверхности эмитирующей плазмы не формируется. Положение и геометрия эмитирующей поверхности плазмы формируются в результате суперпозиции полей пристеночного слоя и ускоряющего поля, проникающего в канал, с выполнением условия равенства нулю напряженности поля у поверхности плазмы. В этих случаях плазменный эмиттер работает в режиме “насыщения”, т.е. плотность эмиссионного тока равно плотности электронного тока из плазмы на ее эмитирующую поверхность.

При конструировании генераторов плазмы для технологических ПИЭЛ понимание основных механизмов энерговклада в процессы ионизации, реализуемые в них, является необходимым условием оптимизации генераторов и адаптации их характеристик к конкретным технологическим условиям. Для анализа эффективности возможных механизмов энерговклада в процессы ионизации воспользуемся обобщающей моделью газоразрядных структур, представленной на рис. 2.8.

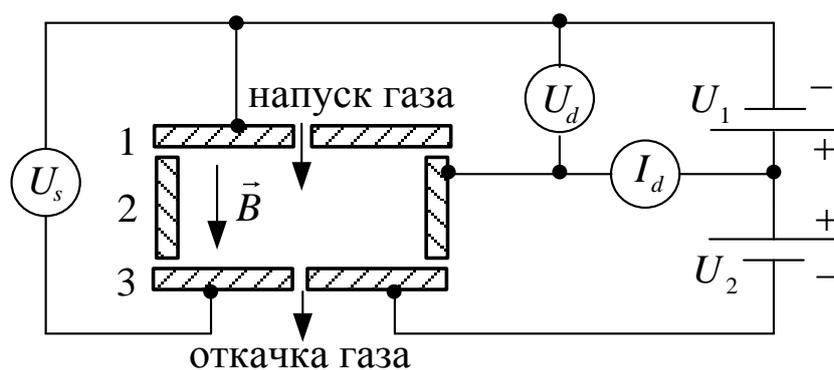


Рис. 2.8. Обобщающая модель электродной структуры газоразрядной системы. B – индукция магнитного поля; U_1 и U_2 – источники электропитания; U_s – потенциал смещения; U_d и I_d – напряжение горения и ток разряда; 1, 3 – катоды; 2 – анод.

В первом приближении (без учета энергии выносимой на электроды генератора плазмы зарядами из плазмы) будем считать, что полный энер-

говклад в процессы ионизации обусловлен γ -электронами, эмитированными катодами, например, вследствие ионно-электронной эмиссии и ускоряемыми в катодном падении потенциала (без учета их начальной энергии).

Число ионизаций, осуществляемых γ -электроном, при прохождении в плазме некоторого расстояния l можно оценить в приближении непрерывного торможения γ -электронов в результате актов ионизации до ухода на анод или полной релаксации энергии в плазме соотношением [2.28]:

$$z_\gamma = \frac{L_{eff}}{\lambda_i} \left(1 - \exp \left(- \frac{U_c \lambda_i}{U_i L_{eff}} \right) \right), \quad (2.7)$$

где $\lambda_i = (\sigma_{max} n_n)^{-1}$ – средняя длина ионизационного пробега γ -электрона, σ_{max} – максимальное сечение ионизации, n_n – концентрация нейтрального газа L_{eff} – средний путь γ -электрона в межкатодном пространстве до ухода из плазмы или полной релаксации энергии. Величина L_{eff} также характеризует время жизни (осцилляции) быстрых γ -электронов в межкатодном пространстве.

Наличие магнитного поля способствует увеличению среднего пути γ -электронов L_{eff} в межкатодном пространстве вследствие разброса γ -электронов по углам вылета из катода. Однако в предельном случае (скорость вылета γ -электрона параллельна поверхности катода и перпендикулярна индукции магнитного поля) максимальная длина его траектории составит $l = l_k \left(1 + \sqrt{v_\perp / v_\parallel} \right)$ (где v_\perp – скорость γ -электрона, перпендикулярная индукции магнитного поля и соответствующая начальной энергии eU_0 порядка 20 эВ [2-29], v_\parallel – скорость γ -электрона параллельная индукции магнитного поля и соответствующая катодному падению потенциала ~ 350 В).

Количество ионизаций, полученное с помощью выражение (2.7), является завышенным, поскольку получено при условии постоянства сечения ионизации $\sigma_i = \sigma_{max}$. Точное значение z_γ , полученное численным интегрированием с использованием аппроксимации сечение ионизации $\sigma_i(E)$ [2-29] функцией вида:

$$\sigma_i(E) = \alpha_m \left(\frac{E}{e} - U_i \right) \exp \left(- \frac{E/e - U_i}{\beta_m} \right), \quad (2.8)$$

отличается от (2.7) на 20 – 30%, причем точность оценок уменьшается с ростом L_{eff} .

Будем считать, что все γ -электроны, эмитированные с поверхности одного катода и достигшие области катодного падения потенциала у противоположного катода отражаются от нее в случае одинакового потенциала катодов. Вследствие этого γ -электроны будут накапливаться в плазме, поскольку при типичных для ПИЭЛ условиях их средняя длина пробега превышает типичный размер межкатодного промежутка l_k [2.2]. Допустим также, что γ -электроны, испытавшие столкновения прекращают осцилляции между катодами (поскольку средний угол рассеяния легких частиц тяжелых равен 90°), захватываются плазмой, но продолжают ионизовать газ до ухода на анод или полной релаксации энергии [2.29].

Вероятность захвата плазмой γ -электрона в результате упругого столкновения с атомами газа определим при выполнении условия $L_{eff} < (n_n \sigma_t)^{-1}$ соотношением [2.30]: $\omega_{el} = n_n \sigma_t L_{eff}$, (σ_t – транспортное сечение упругого рассеяния). Кроме этого γ -электрон может быть также захвачен плазмой в результате неупругого взаимодействия (ионизации и возбуждения) с атомами газа с вероятностью $\omega_{nel} = n_n (\sigma_i + \sigma_g) L_{eff}$ (σ_i , σ_g – сечения ионизации и возбуждения соответственно) и коллективного взаимодействия с плазмой с вероятностью ω_k . Захваченные плазмой γ -электроны могут уходить на анод, унося с собой часть неиспользованной энергии, если в результате столкновений приобретут компоненту скорости, перпендикулярную к первоначальной. С учетом сделанных допущений в [2.30] получено выражение для плотности тока быстрых электронов в плазме j_γ в виде

$$j_\gamma = \frac{2 j_{ec} S_c (\omega_k + L_{eff} / \lambda_i)}{S_a \sqrt{2 n_n \sigma_t L_{eff} - U_a / U_c}} \quad (2.9)$$

где j_{ec} – плотность электронного тока с поверхности катода в плазму, $\omega_s = \omega_{el} + \omega_{nels} + \omega_k = \omega_k + L_{eff}/\lambda_s$ – общая вероятность захвата быстрого электрона плазмой, $\lambda_s = \left(n_n (\sigma_i + \sigma_g + \sigma_t) \right)^{-1} \approx \lambda_i$ – полная средняя длина пробега γ -электрона в плазме, U_c, U_a – катодное и анодное падения потенциала, S_c, S_a – площади катодов и анода соответственно.

Выражение для падения потенциала в пристеночном слое у анода можно оценить из уравнения баланса токов в разряде [2.2], [2.9]:

$$U_a = \frac{T_e}{e} \ln \left(\frac{S_a}{(1+\gamma)S_c + S_a} \frac{5}{4} \sqrt{\frac{m_i}{\pi m_e}} \right) \quad (2.10)$$

Быстрые γ -электроны, совместно с плазменными электронами ионизуя газ, создают плотность тока ионов на электроды (катод и анод) разрядной структуры $j_i = j_{ic} + j_{ia}$. Поэтому баланс ионов в разряде запишем в виде:

$$j_i = j_{ic} + j_{ia} = j_\gamma z_\gamma + j_T z_{pl} \quad (2.11)$$

где j_{ic} и j_{ia} – плотности ионного тока на катод и анод соответственно, j_T – тепловая плотность электронного тока в плазме, z_{pl} – число ионизаций, совершаемых плазменными электронами в межкатодном пространстве, заполненном плазмой.

Учитывая, что плотность γ -электронов с катода j_{ec} и средняя плотность разрядного тока j_d связаны с плотностью ионного тока на катод j_{ic} соотношениями $j_{ec} = \gamma j_{ic}$ и $j_d = (1+\gamma) j_{ic}$, можно получить выражение, соответствующее вольтамперной характеристике разряда:

$$j_d = \frac{j_T z_{pl} - j_{ia}}{1 - \frac{2\gamma z_\gamma S_c (\omega_k + L_{eff}/\lambda_i)}{S_a \sqrt{2n_n \sigma_t L_{eff} - U_a/U_c}}} \quad (2.12)$$

Из (2.12) следует, что ролью плазменных электронов в ионизации газа, в сравнении с числом ионизаций γ -электронами, можно пренебречь ($z_{pl} = 0$) только при достаточно большом значении отношения L_{eff}/λ_i , которое вытекает из неравенства

$$\frac{2\gamma z_{\gamma} S_c (\omega_k + L_{eff} / \lambda_i)}{S_a \sqrt{2n_n \sigma_t L_{eff} - U_a / U_c}} \geq 1$$

Число ионизаций газа n_{pl} плазменными электронами с концентрацией n_e при их максвелловском распределении по энергиям $dn(\varepsilon)$ в плазме, объемом V_{pl} , можно определить, используя аппроксимацию (2.8) для сечения ионизации $\sigma(\varepsilon)$ и вводя обозначения: $m_e v^2 / 2 = \varepsilon T_e$, $eU_i = \varepsilon_i T_e$ и $v(\varepsilon) = \sqrt{2T_e / m_e} \sqrt{\varepsilon}$ соотношением

$$n_{pl} = n_n V_{pl} \int_{\varepsilon_i}^{\infty} v(\varepsilon) \sigma(\varepsilon) dn(\varepsilon) = \alpha_m e^2 \beta_m^2 n_n n_e V_{pl} \sqrt{\frac{8T_e}{\pi m_e}} \exp\left(-\frac{eU_i}{T_e}\right) \frac{U_i + \frac{2\beta_m T_e}{T_e + e\beta_m}}{(T_e + e\beta_m)^2}$$

откуда

$$z_{pl} = \alpha_m e^2 \beta_m^2 n_n V_{pl} \sqrt{\frac{8T_e}{\pi m_e}} \exp\left(-\frac{eU_i}{T_e}\right) \frac{U_i + \frac{2\beta_m T_e}{T_e + e\beta_m}}{(T_e + e\beta_m)^2} \quad (2.13)$$

Анализ соотношения (2.13) показывает, что интенсивность ионизационных процессов в плазме сильно зависит от средней энергии плазменных электронов, которая поддерживается в разряде на некотором уровне, в том числе и за счет коллективных взаимодействий. Однако возникновение в плазме даже слабого поля может нарушить это равновесие и привести к увеличению средней тепловой энергии плазменных электронов. Так, например, согласно (2.13) при средней энергии 5 эВ повышение электронной температуры на 10 % приводит к увеличению числа ионизаций плазменными электронами в 1,44 раза. Поскольку число плазменных электронов значительно превышает число γ -электронов, то при средней энергии плазменных электронов, соответствующей 5–6 эВ, число ионизаций плазменными и γ -электронами оказывается примерно равными, что необходимо учитывать при анализе механизмов формирования эмиссионного тока и возмущения плазмы [2.31].

2.4. Особенности формирования эмиссионного тока электронов

В соответствии с условиями формирования эмитирующей плазменной поверхности можно выделить для варианта эмиссии электронов. В случае существования в эмиссионном канале минимума потенциала, эмиссия электронов из плазмы осуществляется через потенциальный барьер (см. рис. 2.7, а и б). Если минимум потенциала отсутствует (см. рис. 2.7, б), то эмиссия осуществляется с «открытой» плазменной поверхности [2.9]. При этом, эмитирующая плазменная поверхность является подвижной, поскольку с увеличением ускоряющего напряжения или концентрации плазмы, а также вследствие деформации распределения потенциала в ускоряющем промежутке, обусловленной ионизацией в нем газа, граница эмитирующей плазмы смещается относительно первоначального положения (в ту или иную сторону) до выполнения условия равенства нулю суммарного электрического поля на ее границе [2.9], [2.32].

В случае эмиссии через потенциальный барьер плотность тока можно определить соотношением:

$$j_e = j_T \exp\left(-\frac{eU}{kT_e}\right) = en_e \sqrt{\frac{kT_e}{2\pi m_e}} \exp\left(-\frac{e}{kT_e}(U_{\tilde{n}\tilde{e}} - DU_{ac})\right), \quad (2.14)$$

где U – величина потенциального барьера, который определяется суперпозицией полей ускоряющего электрода и приэлектродного ионного слоя с учетом проницаемости эмиссионного канала; D – коэффициента электрической проницаемости эмиттерного электрода, который характеризует ослабление поля ускоряющего электрода при проникновении его в эмиссионный канал $U_z \approx D(z)U_{ac}$, согласно (2.4), или через систему каналов (сетку). Коэффициент $D(z)$ можно определить известными соотношениями, как это делается, например, при расчете сеток вакуумных ламп [2.24]: при извлечении через одиночный канал $D(r_k) = 0,267 r_k / l_{ac}$ [2.26]; при извлечении через сеточный эмиттерный электрод [2.24]

$$D = \frac{\ln(\operatorname{cth}(\pi\delta))}{2\pi l_{ac} / p - \ln(\operatorname{ch}(\pi\delta))} \quad (2.15)$$

где l_{ac} – длина промежутка ускорения; $\delta = d / p$ – коэффициент заполнения сетки; d – диаметр проволоки сетки; p – шаг сетки.

Эмиссионный ток в этом случае определяется распределением поля в эмиссионном канале, поскольку высота потенциального барьера в направлении эмиссии зависит от его радиального положения [2.2]:

$$i_e = \int_0^{r_k} j_e dS .$$

В случае эмиссии с «открытой» плазменной поверхностью» (см. рис. 2.7 , б) суммарный эмиссионный ток i_e складывается из тока электронов, эмитированных «открытой» плазменной поверхностью площадью S_e , и тока электронов, эмитированных через потенциальный барьер. Величиной второго слагаемого, как правило, можно пренебречь: в случае анодного потенциала эмиттерного электрода вследствие малой протяженности приэлектродного слоя (порядка дебаевского радиуса); в случае катодного потенциала – по причине большого падения потенциала в слое.

При этом принято считать [2.9], что плотность тока эмиссии соответствует плотности теплового электронного тока из плазмы:

$$j_e = j_T = en_i \sqrt{\frac{kT_e}{2\pi m_e}} , \quad (2.16)$$

где n_i – концентрация плазмы в области эмиттерного электрода; T_e – электронная температура; m_e – масса электрона; k – постоянная Больцмана. Однако реальное значение плотности тока эмиссии может значительно отличаться от величины, полученной согласно (2.16). Это обусловлено тем, что в эмиссионный канал могут попадать высокоэнергетичные электроны, вылетевшие, например, из апертуры полого катода, как в структуре на рис. 2.1 а. Отличие плотности тока эмиссии от тепловой плотности тока (2.16) может быть обусловлено также возникновением поля в плазме, как в структуре на рис. 2.3 а, ускоряющего плазменные электроны в эмиссионный канал, что приведет, либо к искажению их распределения по энергиям, либо к появлению нескольких групп плазменных электронов со своими средними значениями энергии.

При формировании эмитирующей плазменной границы на выходе из эмиссионного канала со стороны ускоряющего промежутка плотность тока эмиссии в промежутке подчиняется закону «степени 3/2» и положение эмитирующей поверхности в приближении плоского диода определяется условием [2.1]:

$$en_e \sqrt{\frac{kT_e}{2\pi m_e}} = \frac{4}{9} \varepsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m_e}} \frac{U_{ac}^{3/2}}{l_{ac}^2} \alpha_l, \quad (2.17)$$

где $\alpha_l = 0,6(1 + 0,5l_{ac} / (r_k - l_{\tilde{n}\tilde{e}}))$ – коэффициент формы электронного пучка (поправка Левинтова) [2-33].

В рассмотренных случаях (рис. 2.7) положение эмитирующей плазменной поверхности находится в канале или в газоразрядной камере и уже не подчиняется условию (2.17), а определяется параметрами плазмы, радиусом и протяженностью эмиссионного канала, а также разностью потенциалов между плазмой и эмиттерным электродом.

Положение «открытой» плазменной поверхности с учетом проницаемости эмиссионного канала D для ускоряющего поля подчиняется уточненному условию (2.17), соответствующему плоскому триоду [2/24]:

$$en_e \sqrt{\frac{kT_e}{2\pi m_e}} = \frac{4}{9} \varepsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m_e}} \frac{U_{\acute{y}\acute{o}\acute{o}}^{3/2}}{l_{ac}^2} \alpha_l; \quad U_{\acute{y}\acute{o}\acute{o}} = \frac{-U_{\tilde{n}\tilde{e}} + DU_{ac}}{1 + D \left(1 + \frac{4l_{ac}}{3l_{\tilde{n}\tilde{e}}}\right)}. \quad (2.18)$$

Величина эмиссионного тока зависит от положения и площади эмитирующей плазменной поверхности, и определяется соотношениями:

- если эмитирующая поверхность формируется в эмиссионном канале (рис. 2.7 г)

$$i_e = j_T S_e(U_{ac}), \quad (2.19)$$

- если эмитирующая поверхность формируется в разрядной камере (рис. 2.7 в)

$$i_e = j_T S_{af}(U_{ac}), \quad (2.20)$$

Площадь эмитирующей плазменной поверхности $S_e(U_{ac})$ с радиусом r_{pl} , зависящим от z , можно определить как $S_e(U_{ac}) = \pi r_{pl}^2(U_{ac})$. Неявную зависимость радиуса этой поверхности $r_{pl}(U_{ac})$ от ускоряющего потенциала можно получить, используя соотношение (2.2) для слоя в цилиндрической геометрии:

$$0.4en_1 \sqrt{\frac{2kT_e}{m_i}} \exp\left(-\frac{z_{pl}}{2r_k}\right) = \frac{4\sqrt{2}}{9} \varepsilon_0 \sqrt{\frac{e}{m_i}} \frac{U_{em}^{3/2}}{y\beta^2(y^{-1})r_k^2}, \quad (2.21)$$

где $\beta^2(y^{-1})$ - табулированная функция Ленгмюра для цилиндрического диода [2-24], $y = r_{pl}/r_k$, z_{pl} - положение плазменной поверхности в канале, которое можно определить из выражения (2.4) при условии $U = U_{\tilde{n}\ddot{e}}$ и выполнении неравенств $0 \leq z_{pl} \leq l_k$ и $r_{pl} \geq 0.31r_k$ [2.34].

Для оценки площади эмитирующей плазменной поверхности в разрядной камере вне эмиссионного канала можно использовать функцию $f(U_{ac})$ (отношение площади эмиссии к площади анода), которая для полусферической эмитирующей плазменной поверхности принимает вид [2.35], [2.36]

$$f(U_{ac}) = f_0 \left[1 + A \frac{(DU_{ac} - U_{\tilde{n}\ddot{e}})^{3/4}}{\sqrt{n_i}} \right]^2, \quad A = \sqrt{\frac{16}{9} \pi^{3/2} \frac{\varepsilon_0}{eS_a f_0} \sqrt{\frac{e}{kT_e}}}, \quad (2.22)$$

где f_0 – отношение площади эмиссионного канала к площади анода,

Для оценки эмиссионной способности ПИЭЛ принято использовать параметр $\alpha = i_e/i_d$ (i_d – ток разряда) – эффективность извлечения (переключения тока электронов). Если ток разряда определить как ток в цепи катода [2.1]:

$$i_d = (1 + \gamma) j_b(n_c) S_c = 0,4(1 + \gamma) e n_c \sqrt{\frac{2kT_e}{m_i}} S_c, \quad (2.23)$$

где γ – коэффициент вторичной ионно-электронной эмиссии; S_c – площадь поверхности катода; n_c – концентрация плазмы вблизи катода, то выражение для эффективности извлечения α принимает вид:

- при эмиссии через потенциальный барьер U

$$\alpha = \frac{5}{4} \frac{S_e}{(1 + \gamma) S_c} \frac{n_i}{n_c} \sqrt{\frac{m_i}{\pi m_e}} \exp\left(-\frac{eU}{kT_e}\right); \quad (2.24)$$

- при эмиссии в отсутствие потенциального барьера

$$\alpha = \frac{5}{4} \frac{S_e(U_{ac})}{(1 + \gamma) S_c} \frac{n_i}{n_c} \sqrt{\frac{m_i}{\pi m_e}} \quad \text{или} \quad \alpha = \frac{5}{4} \frac{S_a}{(1 + \gamma) S_c} \frac{n_i}{n_c} \sqrt{\frac{m_i}{\pi m_e}} f(U_{ac}). \quad (2.25)$$

При этом необходимо учитывать, что в эмиссионном канале может формироваться градиент концентрации (2.5) и увеличение площади эмис-

сии может сопровождаться перемещением границы эмитирующей плазмы в область больших концентраций n_i .

Для описания процессов переключения в ПИЭЛ электронного тока из плазмы низковольтного разряда в ускоряющий промежуток принято использовать теорию зонда в плазме [2.35]. В рамках этой модели: движение зарядов в плазме считается бесстолкновительным; плотность теплового электронного тока j_T в плазме много больше плотности тока на анод j_a , что соответствует горизонтальному виду вольтамперной характеристики разряда $i_d(U_d)$, эффективность извлечения электронов α может достигать единицы при площади эмиссионной поверхности плазмы S_e много меньшей, чем площадь анода S_a , т.е. полное переключение тока разряда в ток эмиссии возможно без изменения параметров разряда, формирующего эмитирующую плазму.

В реальных ПИЭЛ вид вольтамперных характеристик разрядов, используемых для формирования эмитирующей плазмы, обычно значительно отличается от горизонтальной (см. рис.2.1 б и 2.2 б), и эмиссионная способность ограничена условием стабильности параметров разряда и эмиссионного тока. Поэтому эффективность извлечения α в выражении (2.25), хотя и связана с эмиссионной способностью плазмы, но не характеризует ее, а является параметром ПИЭЛ (устройства), зависящим от условий работы ПИЭЛ. Это делает необходимым проведение большого объема экспериментальных исследований для определения оптимальных условий работы, обеспечивающих относительно высокую эффективность и стабильность эмиссии для каждой принципиально новой конструкции ПИЭЛ.

Поскольку экспериментально установлено [2.1], [2.35]-[2.37], что отбор электронов оказывает существенное влияние на параметры эмитирующей плазмы (потенциал и концентрацию), то будем рассматривать эмиссию, как результат перераспределения в разряде токов на электроды и в эмиссионный канал. Представим плазменные эмиттеры (рис. 2.1 и 2.3) в виде электрических схем, показанных на рис. 2.9, присвоив каждой области разряда и ускоряющего промежутка соответствующую проводимость. При таком подходе эффективность переключения α можно определить как произведение параметров переключения [2.36]:

$$\alpha_{a,c} = \frac{i_e}{i_d} = \xi_{a,c} \eta_{a,c}, \quad (2.26)$$

где $\xi_{a,c}$ – отношение тока эмиссии к току в цепи эмиттерного электрода (учтено, что в случае катодного потенциала эмиттерного электрода его ток и ток эмиссии имеют разные знаки согласно рис. 2.9 б):

$$\xi_a = \frac{i_e}{i_{em} + i_e} \quad \text{или} \quad \xi_c = \frac{i_e}{i_{em} - i_e} \quad (2.27)$$

$\eta_{a,c}$ - параметр переключения, соответствующий доли разрядного тока, приходящейся на эмиттерный электрод:

$$\eta_a = 1 - \frac{i_a}{i_d} \quad \text{или} \quad \eta_{\bar{c}} = 1 - \frac{i_c}{i_d} \quad (2.28)$$

Индекс «а» соответствует анодному потенциалу эмиттерного электрода (рис. 2.9 а), а индекс «с» катодному потенциалу эмиттерного электрода (рис. 2.9 б). В случае неограниченной эмиссионной способности плазмы параметр переключения ξ эквивалентен эффективности извлечения α . Параметр η характеризует перераспределение токов между электродами в плазменном эмиттере, обусловленное отбором электронов в ускоряющий промежуток и возмущением плазмы, которое может возникать вследствие различных причин при эмиссии электронов, в частности, за счет изменения потенциала плазмы и формирования в ней электрического поля [2.36], [2.38].

Для каждого из рассматриваемых вариантов подключения эмиттерного электрода можно записать баланс токов и принять за ток разряда i_d ток через балластное сопротивление системы электропитания газового разряда:

- в случае анодного потенциала эмиттерного электрода (рис. 2.9 а)

$$i_c = i_a + i_{em} + i_e, \quad i_d \approx i_c \quad (2.29)$$

- в случае катодного потенциала эмиттерного электрода (рис. 2.9 б)

$$i_a = i_c + i_{em} - i_e, \quad i_d \approx i_a \quad (2.30)$$

В обобщенной модели плазменного эмиттера условно разобьем объем, заполненный плазмой, на две области: в первой (I) - реализуется основная доля ионизационных процессов и формируется плазма, которая диффундирует во вторую область (II - область эмиссии), где ионизационными процессами можно пренебречь (см. рис. 2.1 и 2.3). В случае ограниченной подвижности плазменных электронов в области I в направлении области II, их эмиссия через эмиссионный канал может привести к нарушению условия квазинейтральности плазмы (концентрация ионов становится больше

концентрации электронов) в этой области. Это приведет к локальному увеличению потенциала плазмы в области II относительно области I и формированию электрического поля, обеспечивающего дополнительный поток электронов из области I в область эмиссии II и не нарушающее ее квазинейтральности.

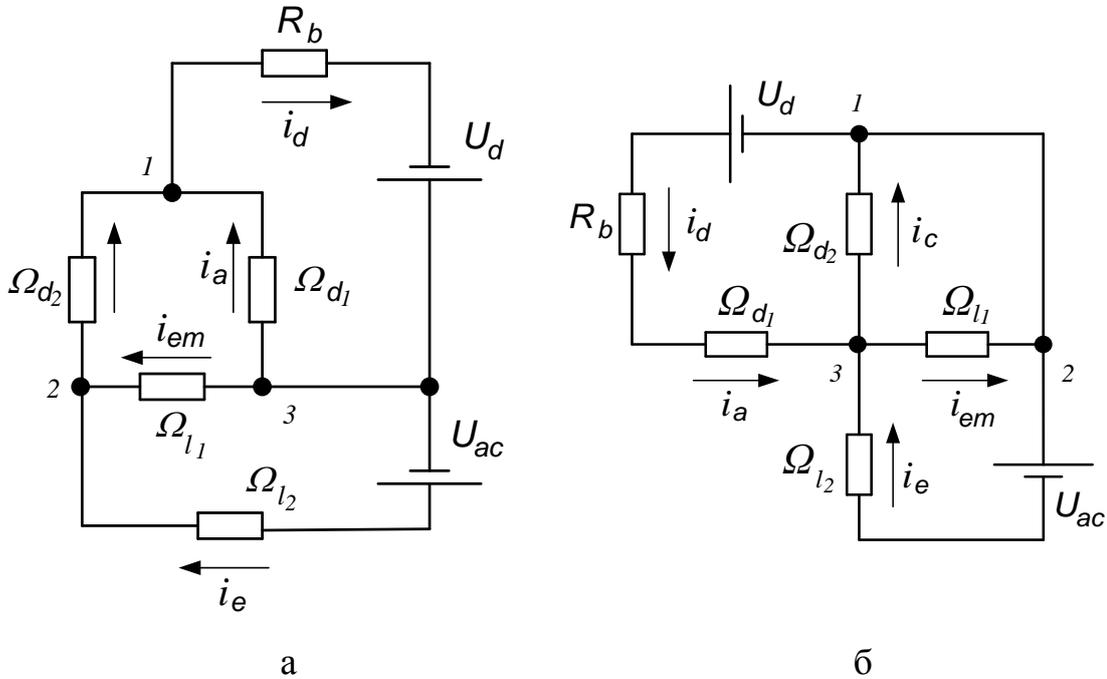


Рис. 2.9. Эквивалентные схемы плазменных эмиттеров с анодным (а) и катодным (б) потенциалом эмиттерного электрода

1 – катод; 2 – эмиттерный электрод; 3 – анод; Ω_{d1} – проводимость плазмы в области анода; Ω_{d2} – проводимость плазмы в области эмиттерного электрода; Ω_{l1} – проводимость плазмы в области эмиссионного канала; Ω_{l2} – проводимость ускоряющего промежутка; U_d – напряжение питания разряда, U_{ac} – ускоряющее напряжение, R_b – балластное сопротивление, i_d – ток разряда, i_c – ток катода, i_a – ток анода, i_{em} – ток эмиттерного электрода, i_e – ток эмиссии.

Предположим, что наличие магнитного поля не исключает возможности использовать при рассмотрении баланса токов понятие анодного падения потенциала U_a , поскольку выполняется условие $l_a < r_L$ (l_a – протяженность прианодного слоя, r_L – ларморовский радиус для электронов). Это позволяет в условиях применимости максвелловского распределения по скоростям токи на анод и другие электроды при отрицательном анодном падении потенциала оценить соотношениям:

$$i_e = j_T(n_e) \exp\left(-e \frac{U_{em} - DU_{ac}}{kT_e}\right) S_e; \quad i_a = j_T(n_0) \exp\left(-e \frac{U_a}{kT_e}\right) S_a - j_b(n_0) S_a;$$

$$i_d = (1 + \gamma) j_b(n_0) S_c; \quad i_{em} = j_T(n_0) \exp\left(-e \frac{U_{em}}{kT_e}\right) S_{em} - j_b(n_0) S_{em}, \quad (2.31)$$

где U_{em} – падение потенциала в приэлектродном слое эмиттерного электрода, который для определенности будем считать под анодным потенциалом; S_{em}, S_a, S_c – площади эмиттерного электрода, анода и катода соответственно; n_0, n_e – концентрация плазмы в областях I и II соответственно; γ – коэффициент вторичной ионно-электронной эмиссии с поверхности катода; S_e – площадь эмиттирующей плазменной поверхности, j_b – боровская плотность тока ионов на электроды, согласно (2.1).

Предположим, что в плазме между областями I и II существует разность потенциалов, которую можно выразить через усредненную напряженность поля E

$$U_{em} = U_a + El_{pl} \quad (2.32)$$

где l_{pl} – можно приближенно считать равной длине плазменного столба между анодом и эмиттерным электродом (см. рис. 2.3 а). Направление напряженности поля E выбрано против направления движения электронов в область эмиссии.

На границе раздела областей I и II должно соблюдаться уравнение непрерывности тока:

- при эмиссии через потенциальный барьер

$$(j_E + j_D) S_{II} = j_T(n_e) \exp\left(-e \frac{U_{em} - DU_{ac}}{kT_e}\right) S_e + j_T(n_1) \exp\left(-e \frac{U_{em}}{kT_e}\right) S_{em}$$

- при эмиссии с «открытой» плазменной поверхностью

$$(j_E + j_D) S_{II} = j_T(n_e) S_e(U_{ac}) + j_T(n_1) \exp\left(-e \frac{U_{em}}{kT_e}\right) S_{em} \quad (2.33)$$

где $j_E = en_0 \mu_{e\perp} E$ – плотность дрейфового тока поперек магнитного поля

через границу раздела областей, $j_D = \frac{j_T(n_0)}{\sqrt{1 + \sigma^2}}$ – плотность тока диффузии

поперек магнитного поля [2.39], $\mu_{e\perp} = \frac{e\lambda_e}{m_e v_T} \frac{1}{1 + \sigma^2}$ – подвижность электронов

поперек магнитного поля, v_T – средняя тепловая скорость электро-

нов в плазме, $\sigma = \frac{m_e v_T}{e B \lambda_e}$ – фактор, учитывающий влияние поперечного движению электронов магнитного поля; λ_e – средняя длина свободного пробега электронов в плазме.

Боковую поверхность S_{II} плазменного столба в области II оценим как $S_{II} = 2\pi r_{em} l_{pl} = 2l_{pl} \sqrt{S_{em}}$, где учтено, что площадь поверхности эмиттерного электрода $S_{em} = \pi r_{em}^2$. Параметр l_{pl} соответствует высоте плазменного столба в области II. Площадь эмиттирующей поверхности при эмиссии через потенциальный барьер определим, как площадь поверхности соответствующая минимально возможному радиусу плазмы в канале $r_{pl}^{\min} = 0,31 r_k$ на некоторой глубине z_{pl0} , т.е. $S_e(0) = \pi (r_{pl}^{\min})^2$. Для площади поверхности эмиттирующей плазмы при эмиссии с «открытой» поверхности запишем выражение $S_e(U_{ac}) = \pi r_{pl}^2(U_{ac})$.

Численное решение системы уравнений (2.19), (2.21), (2.26), (2.27), (2.31) – (2.33) позволяет получить зависимость параметров переключения ξ , η , эффективности извлечения α , напряженность поля E в плазме, от ряда параметров: ускоряющего напряжения, давления плазмообразующего газа p , геометрических размеров эмиссионного канала r_k/l_k и ускоряющего промежутка l_{ac} , отношений площадей $b_1 = S_a/S_c$, $b_2 = S_{em}/S_c$, $f_0 = S_e(0)/S_{em}$ и отношения концентраций плазмы $\chi = n_e/n_0$ при постоянном значении тока разряда (концентрации n_0). Следует отметить, что параметр χ в общем случае соответствует отношению плотностей хаотического тока электронов из плазмы на анод и эмиттерный электрод и зависит не только от соотношения между концентрациями в соответствующих областях, но и электронных температур. Поэтому при варьировании параметра χ , можно косвенно учесть влияние разогрева плазменных электронов электрическим полем в плазме на эффективность извлечения.

На рис. 2.10 приведены сравнительные зависимости параметров переключения ξ , η и эффективности извлечения α , определенные по экспериментальным зависимостям токов на электроды и рассчитанные в соответствии с изложенной моделью при условиях и геометрических параметрах, аналогичных экспериментальным для разрядной структуры, схематично

представленной рис. 2.3 а. Количественные расхождения экспериментальной (рис. 2.10, кривая 1) и расчетных зависимостей $\alpha(U_{ac})$ (рис. 2.10, кривые 6 и 9) показывают, что α существенно зависит от параметра χ , который при расчетах выбирался как некоторая постоянная величина, тогда как параметр χ является некоторой слабо убывающей функцией тока эмиссии (ускоряющего напряжения).

На рис. 2.11. показаны расчетные зависимости напряженности формирующегося в плазме поля E от эффективности извлечения α при различных условиях. По оси ординат напряженность поля представлена в виде безразмерной величины $\varepsilon = E/E_0$, где $E_0 = kT_e/el_{pl}$ - «тепловая» напряженность электрического поля в плазме, протяженностью l_{pl} с электронной температурой T_e . Как видно из этих зависимостей, эмиссия электронов может обуславливать появление в плазме слабого электрического поля, ускоряющего электроны в область II извлечения электронов (область II). Напряженность такого поля сравнима по порядку величины с E_0 , и, поэтому не нарушает квазинейтральности плазмы. Появление электрического поля в плазме при переключении тока между электродами в плазменном эмиттере наблюдалось в экспериментах [2.40] и обсуждалось в работах К.Н. Ульянова [2.41].

Моделирование показало также, что в зависимости от условий (эффективности извлечения, давления газа, геометрии разрядной системы, величины и индукции магнитного поля) напряженность электрического поля в плазме может иметь различную величину и направление. В частности, с увеличением давления газа в разрядной камере подвижность электронов в поперечном магнитном поле растет и напряженность поля в плазме, необходимая для формирования потока электронов в область эмиссии снижается (рис. 2.11 кривые 3,4). При еще больших давлениях электрическое поле может не формироваться или даже иметь тормозящее для электронов направление напряженности. Это означает, что эмиттерный электрод в реальной конструкции переходит в режим полого анода с отрицательным падением потенциала в плазме [2.2], [2.40]. Однако и в этом случае, увеличение эффективности извлечения может привести к формированию ускоряющей для электронов напряженности электрического поля в плазме (рис. 2.11 кривые 2 и 5). Изменение геометрических размеров системы извлечения электронов (длина и радиус эмиссионного канала, длина ускоряющего

промежутка) качественно не изменяет вид зависимостей $\varepsilon(\alpha)$, а приводит к некоторому смещению их друг относительно друга по оси абсцисс (рис. 2.11 кривые 2 и 5).

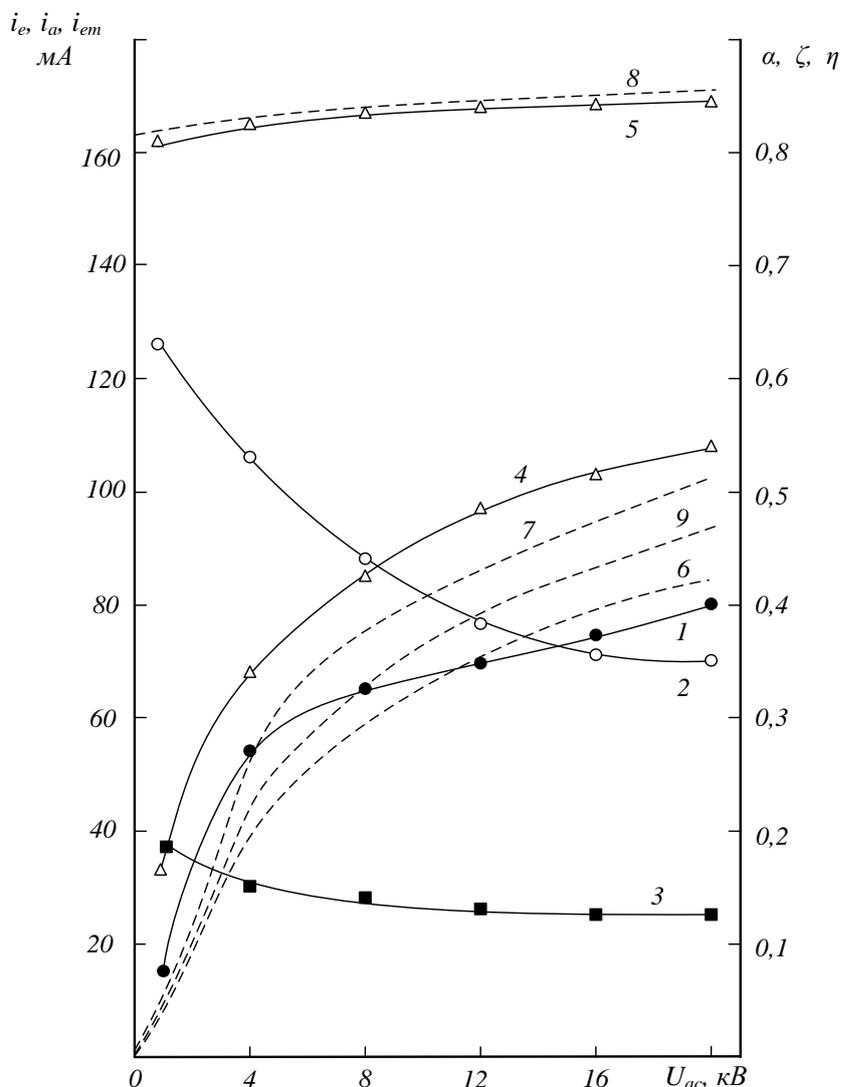


Рис. 2.10. Экспериментальные (экс.) и расчетные (теор.) зависимости токов на электроды и параметров переключения от ускоряющего напряжения для плазменного эмиттера (рис. 2.3 а)

$$l_k = 2 \cdot 10^{-3} \text{ м}, r_k = 10^{-3} \text{ м}, l_{ac} = 7 \cdot 10^{-3} \text{ м}, i_d = 0.2 \text{ А.}$$

1 – i_e , $\alpha_{экс.}$, 2 – i_{em} , 3 – i_a , 4 – $\zeta_{экс.}$, 5 – $\eta_{экс.}$, 6, 9 – $\alpha_{теор.}$,
7 – $\zeta_{теор.}$, 8 – $\eta_{теор.}$, 6 – $\chi = 0,22$, 7, 9 – $\chi = 0,24$.

Таким образом, можно предложить два механизма возмущения разряда при отборе электронов. Первый исследован в работах [2.35] и заключается в перестройке приэлектродных слоев в разрядной камере ПИЭЛ. Условие реализации этого механизма: $\lambda_e > l_{pl}$ (λ_e – средняя длина пробега электро-

нов в плазме в направлении эмиссионного канала; l_{pl} – максимальный размер плазменного образования).

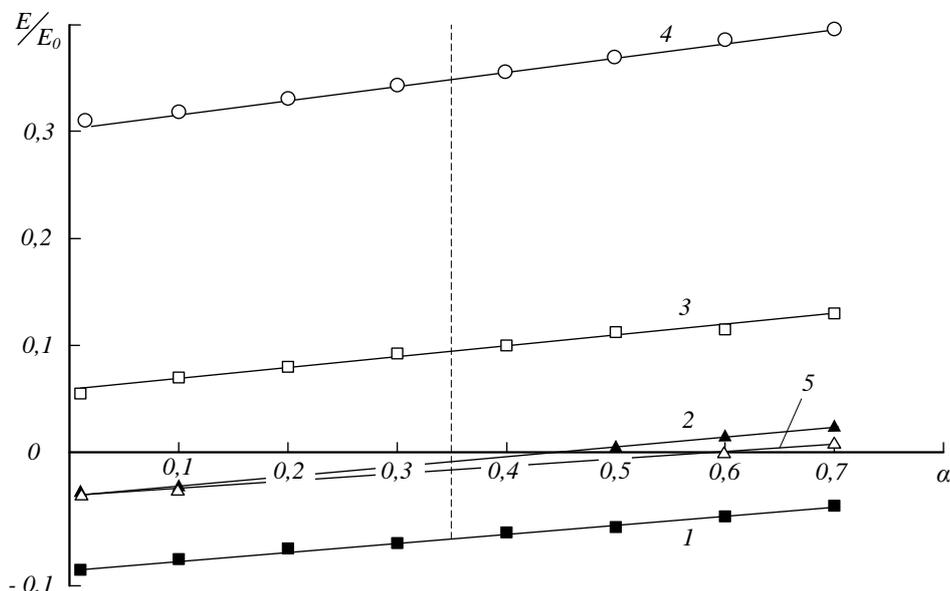


Рис. 2.11. Зависимости относительной напряженности поля от эффективности извлечения при различных давлениях и размерах эмиссионного канала $\chi = 0,28$, $l_{ac} = 0,007$ м 1 – $p = 9 \cdot 10^{-3}$ мм рт ст, 2, 5 – $p = 8 \cdot 10^{-3}$ мм рт ст, 3 – $p = 7 \cdot 10^{-3}$ мм рт ст; 4 – $p = 5 \cdot 10^{-3}$ мм рт ст; 1-4 – $r_k/l_k = 0,474$ 5 – $r_k/l_k = 0,424$.

При условии $\lambda_e < l_{pl}$ реализуется другой механизм, который исследовался в работах [2.18], [2.37] [2.38] и суть которого заключается в следующем. Так как $\lambda_e < l_{pl}$, то переключение значительной доли электронной компоненты в эмиссионный канал возможно только за счет возникновения некоторого электрического поля в плазме с напряженностью порядка $E = kT_e/e\lambda_e$, которое возбуждает дрейфовый ток в плазме в направлении эмиссионного канала [2.37], [2.38].

Появление даже незначительного электрического поля в эмитирующей плазме при $\lambda_e < l_{pl}$ может существенно влиять на степень ионизации газа плазменными электронами (высокоэнергетической части их распределения по энергиям), согласно (2.13). При этом наблюдается снижение напряжения на разряде (катодного падения потенциала), формирующем эмитирующую плазму [2.38]. Одновременно с этим возрастает ток разряда и эффективность извлечения. В таком режиме работы ПИЭЛ мощность, потребляемая от источника питания разряда, снижается, хотя ток разряда и ток эмиссии возрастают. Это означает, что энергия, затрачиваемая на

ионизацию газа в разрядной камере, дополнительно поступает и от источника напряжения, используемого для ускорения электронного пучка. При достижении эффективности извлечения величины, близкой к единице, можно считать, что по сути реализуемых физических процессов режим работы ПИЭЛ становится общей газоразрядной структурой с большим анодным падением [2.2] и двумя источниками питания – разрядного и ускоряющего напряжений.

Относительные снижения напряжения $u = U_d/U_{d0}$ на газоразрядных структурах (рис. 2.1 и 2.3) в зависимости от эффективности извлечения на зонд, установленный в эмиссионном канале, показаны на рис. 2.12. Величина U_{d0} соответствуют значениям напряжения горения разряда в отсутствии эмиссии электронов ($\alpha \approx 0$). Увеличение α обеспечивалось повышением потенциала зонда относительно эмиттерного электрода, что моделирует увеличение ускоряющего напряжения.

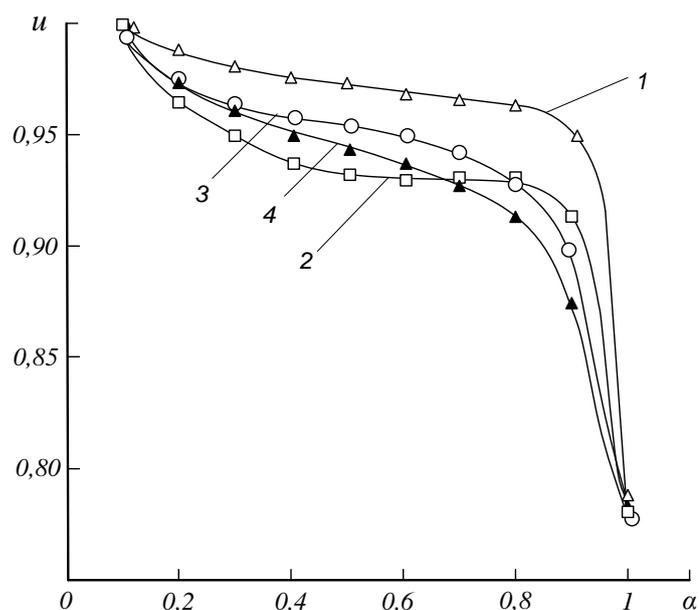


Рис. 2.12. Зависимость относительного напряжения горения разряда от эффективности извлечения: 1, 4 – 10^{-3} мм рт. ст.; 2, 3 – $5 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст.;

1, 2 – отражательный разряд с полым катодом (рис. 2.1.); 3, 4 – модифицированный разряд со скрещенными полями (рис. 2.3.)

Характер зависимостей с увеличением эффективности извлечения (см. рис. 2.12.) согласуется с изложенной выше моделью перестройки разряда в ПИЭЛ. Следует отметить, что такая перестройка разряда имеет место, когда давление газа в разрядной камере превышает некоторое различное для разных конструкций ПИЭЛ критическое давление. При давлениях ниже крити-

ческого зависимость α от ускоряющего напряжения в широком диапазоне напряжений оказывается менее незначительной. Обычно режим работы ПИ-ЭЛ в технологических электронно-лучевых установках ограничивают этими диапазонами ускоряющих напряжений и давлений [2.1], [2.9], [2.42].

На рис. 2.13. показаны вольтамперные характеристики, полученные в условиях повышения напуска плазмообразующего газа (давления) (кривые 1, 2 и 3) и в условиях эмиссии электронов из плазмы (кривые 2, 2' и 2'' и кривые 3 и 3') для плазменного эмиттера на основе модифицированной структуры со скрещенными полями (рис. 2.3.).

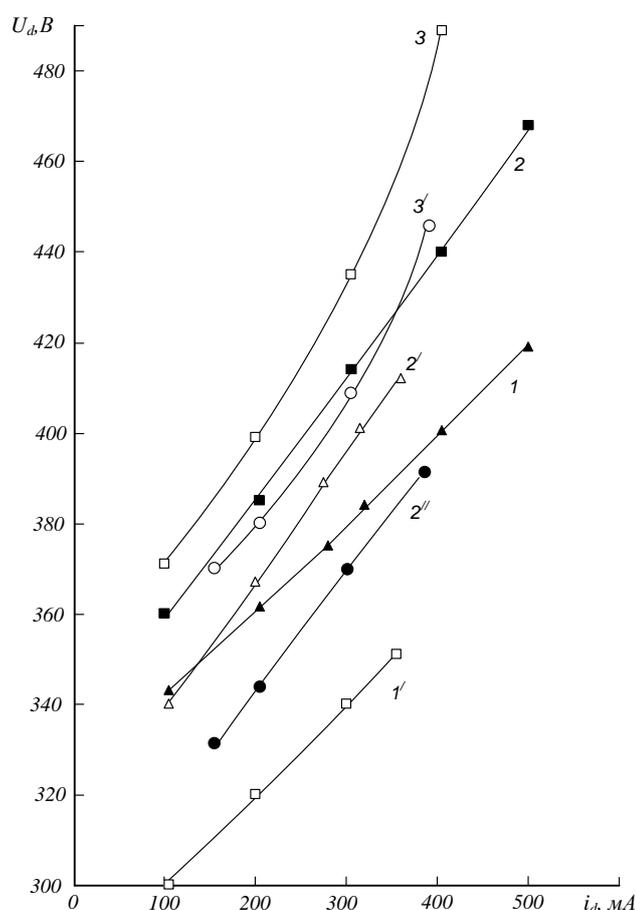


Рис. 2.13. Вольтамперные характеристики разряда плазменного эмиттера на основе модифицированной структуры при отборе электронов и в его отсутствии.

1, 1' — $2.8 \text{ мПа м}^3/\text{с}$; 2, 2', 2'' — $2.4 \text{ мПа м}^3/\text{с}$; 3, 3' — $1.25 \text{ мПа м}^3/\text{с}$;

1, 2, 3 — $U_{ac} = 0$, 1', 2', 3' — $U_{ac} = 12 \text{ кВ}$; 2'' — $U_{ac} = 20 \text{ кВ}$.

Процессы, влияющие на параметры разряда в обоих случаях, приводят к однотипному смещению вольтамперных характеристик в область меньших разрядных напряжений. Поскольку повышение давления однозначно приводит к увеличению интенсивности ионизационных процессов в разряде, то можно утверждать, что эмиссия электронов также способствует

росту числа ионизаций в плазме. Это при постоянном напряжении питания разряда (энерговкладе в разряд от источника питания разряда) возможно только за счет возникновения в плазме слабого электрического поля повышающего ионизационную способность плазменных электронов.

Для плазменных эмиттеров заряженных частиц в качестве основной энергетической характеристики принято использовать понятие энергетической эффективности, которая определяется через эффективность извлечения α [2.1]:

$$H = \frac{i_e}{P} = \frac{i_e}{i_d U_d} = \frac{\alpha}{U_d}. \quad (2.34)$$

Энергетическая эффективность H характеризует мощность, которая потребляется от источника электропитания разряда при заданном значении тока эмиссии. Для понимания процессов в плазменном эмиттере введем дополнительный энергетический параметр

$$\kappa = \frac{U_d I_d (1 - \alpha)}{U_{d0} I_{d0}}, \quad (2.35)$$

где U_{d0} и I_{d0} – напряжение горения и ток разряда в отсутствие принудительного извлечения электронов из плазмы ($\alpha \rightarrow 0$), U_d и i_d – напряжение и ток разряда, при некотором значении эффективности извлечения.

В модели плазменного эмиттера не учитывающей возмущение плазмы отбором электронов [2.35] зависимости энергетической эффективности H от эффективности извлечения имеют линейный вид. Эмиссия электронов влияет на интенсивность ионизационных процессов, т.е. приводит к изменению энергетического баланса в разряде. Поэтому всякое отклонение зависимости $H(\alpha)$ от линейного вида свидетельствует о возникновении источника дополнительной энергии, вносимой в разряд.

На рис. 2.14. представлены, для сравнения, экспериментальные и расчетные зависимости: эффективности извлечения $\alpha(U_{ac})$, энергетической эффективности $H(U_{ac})$ и энергетического параметра $\kappa(U_{ac})$ от ускоряющего напряжения U_{ac} при различных величинах напуска газа для рассматриваемых типов плазменных эмиттеров (рис.2.1. а и 2.3. а). Расчетные зависимости энергетической эффективности (кривые 7,8) получены на основе модели плазменного эмиттера, изложенной выше и в [2.36].

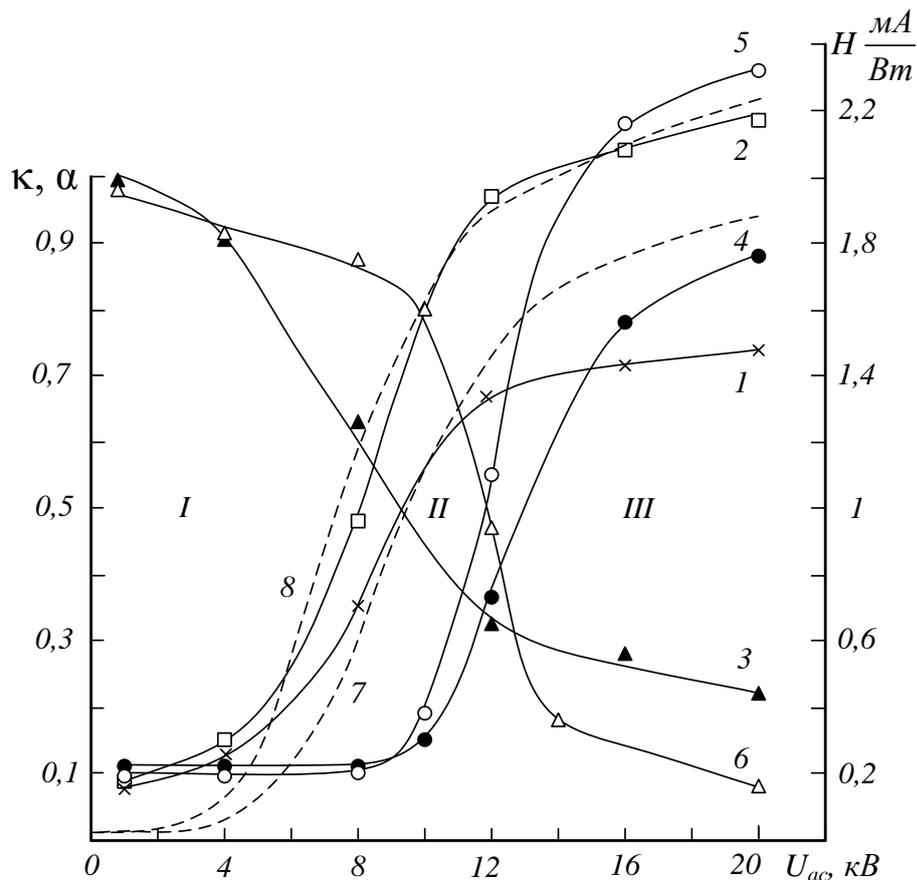


Рис. 2.14. Экспериментальные (1–6) и расчетные (7, 8) зависимости эффективности извлечения α (1,4), энергетической эффективности H (2,5,7,8) и энергетического параметра K (3,6) от ускоряющего напряжения для двух типов плазменных эмиттеров – на основе разряда с полым катодом (4–6) и модифицированной структуры (1–3, 7,8):

$$\begin{aligned}
 &1-3 - l_k = 2 \cdot 10^{-3} \text{ м}, 2.25 \text{ мПа м}^3/\text{с}; 4.5, 6 - l_k = 1 \cdot 10^{-3} \text{ м}, 1.7 \text{ мПа м}^3/\text{с}; \\
 &7, 8 - r_k = 0,93 \cdot 10^{-3} \text{ м}; 7 - p = 5 \cdot 10^{-3} \text{ мм рт.ст.}; 8 - p = 8 \cdot 10^{-3} \text{ мм рт.ст.}; \\
 &I_{d0} = 0.2 \text{ А } r_k = 10^{-3} \text{ м}, l_y = 6 \cdot 10^{-3} \text{ м}
 \end{aligned}$$

Анализ зависимостей (рис. 2.14) позволяет выделить три качественно различных области, характеризующие реакцию плазменного эмиттера на отбор электронов. В области I и в области II ток эмиттерного электрода в меньшей степени зависит от тока эмиссии, в сравнении с промежуточной областью (область II), когда эта зависимость более существенна. Можно предполагать, что наличие таких областей свидетельствует о существовании нескольких механизмов формирования эмиссионного тока.

В области I эмиссионный ток формируется без существенного перераспределения токов между электродами в разрядной камере, например, за счет уменьшения величины потенциального барьера для электронов вблизи эмитирующей плазменной поверхности в эмиссионном канале с ростом ускоряющего напряжения. При этом эффективность извлечения (рис.2.14,

кривая 1) мала, а энергетическую эффективность (рис. 2.14, кривые 2,5) и относительную мощность (рис. 2.14, кривые 3,6) можно считать постоянными. Это означает, что отбор электронов не оказывает влияние на параметры плазменного эмиттера, т.е. выполняется условие его бесконечной эмиссионной способности, согласно модели [2.35]. Поэтому область I можно считать соответствующей «режиму зондовых измерений».

Область II является переходной, поскольку не только эффективность извлечения (рис. 2.14., кривые 1,4), но и энергетическая эффективность (рис.2.14, кривые 2,5) резко возрастают. Это может быть обусловлено увеличением площади эмитирующей плазменной поверхности и (при снятии потенциального барьера для электронов) ее перемещением в область большей концентрации плазмы [2.27] с ростом ускоряющего напряжения. При этом для обоих типов плазменных эмиттеров электронов (рис.2.14., кривые 1,2 и 4,5) крутизна зависимостей $H(U_{ac})$ (рис.2.14., кривые 2, 5) выше, чем $\alpha(U_{ac})$ (рис.2.14., кривые 1, 4), что свидетельствует о повышении интенсивности ионизационных процессов в разряде. Такое предположение подтверждается также видом зависимости энергетического параметра k (рис. 2.14., кривые 3, 6), вкладываемой в разряд от источника его электропитания. Резкое убывание $k(U_{ac})$ в области II может быть обусловлено возникновением некоторого механизма, обеспечивающего дополнительный энерговклад в плазму разряда, но от другого источника электропитания – источника ускоряющего напряжения. При этом также происходит интенсивное перераспределение токов между эмиттерным электродом и эмиссионным каналом.

В области III рост тока эмиссии не связан с изменением тока эмиттерного электрода, и, по-видимому, в большей степени обеспечивается другими механизмами, например, формированием слабого электрического поля в плазме, способствующего потоку плазменных электронов в область эмиссии, как это предлагается в модели [2.37]. В области III эффективность извлечения α стремится к насыщению (рис. 2.14, кривая 1), а энергетическая эффективность слабо растет (рис. 2.14, кривая 2). Поскольку в этой области параметр k (относительная мощность, вкладываемая в разряд от его источника питания), меняется слабо и составляет 10-20% от его первоначального значения, то можно предположить, что основная доля энергии, необходимой для поддержания такого режима, поступает от источни-

ка ускоряющего напряжения. В этом случае основная часть разрядного тока ($\alpha > \alpha_{cr}$) переключается (замыкается) на ускоряющий электрод и он начинает выполнять роль анода газоразрядной структуры, т.е. реализуется «режим полного переключения», который рассматривался в работе [2.35]. Однако под «режимом полного переключения» следует понимать переход плазменного эмиттера в такое состояние, когда определяющий энерговклад в формирование плазмы вносит источник, обеспечивающий извлечение электронов, а не достижение эффективностью извлечения величины, близкой к единице. Причем, как следует из рис. 2.14 (кривые 2 и 4), для реализации «режима полного переключения» эффективность извлечения α не обязательно должна достигать величины, близкой к единице. Разряд может перейти в режим горения с «полным переключением» при превышении эффективностью извлечения некоторого критического значения $\alpha > \alpha_{cr}$. В этом режиме, с одной стороны, обеспечивается требуемый ток эмиссии за счет формирования дополнительных механизмов, обеспечивающих поток плазменных электронов в область эмиссии. С другой стороны, параметры разряда становятся зависимыми от эффективности извлечения, т.е. в плазменном эмиттере реализуется положительная обратная связь и его надо рассматривать как новую газоразрядную структуру с дополнительным источником питания, который при определенных условиях может выполнять основную роль.

Из сравнения рассчитанных (рис. 2.14., кривые 7 и 8) и экспериментальных (кривая 2) зависимостей энергетической эффективности видно, что между ними существует качественное соответствие. Различие в крутизне зависимостей, которое проявляется в переходной области, может быть обусловлено тем, что в предложенной модели [2.37] не учитывается распределение поля в эмиссионном канале и влияние на ток эмиссии части электронов, эмитированных из плазмы в периферийные области эмиссионного канала, в общем токе эмиссии. Увеличение давления газа (рис. 2.14., кривые 7 и 8) приводит к смещению зависимости энергетической эффективности в область меньших ускоряющих напряжений в соответствии с экспериментальными результатами. Расчеты также показывают, что эмиссия электронов через эмиссионный канал с радиусом, выше некоторого критического для данных условий значения, не может происходить без возмущения плазмы газового разряда, что соответствует экспериментальным результатам [2.1], [2.9], [2.37].

Таким образом, можно сформулировать причины, обуславливающие возмущение параметров плазменного эмиттера при отборе электронов. Во-первых, отбор электронов из плазмы может приводить к повышению ее потенциала, увеличению катодного падения и, как следствие, росту концентрации за счет увеличения числа быстрых (эмитированных катодом) электронов. Во-вторых, обратный ионный поток в плазму из ускоряющего промежутка, обусловленный ионизацией газа электронным пучком, может приводить к локальному повышению концентрации ионов в области эмиссии и формированию электрического поля в плазме и потока электронов из плазмы в область эмиссии. В-третьих, интенсивная эмиссия электронов из плазмы может привести к локальному нарушению ее квазинейтральности в области эмиссии и появлению дополнительного потока электронов в плазме, который стремится нивелировать это нарушение. Последний механизм может быть реализован только при условии ограниченной подвижности плазменных электронов (например, в магнитном поле). В противном случае, плазменные электроны, обладая высокой по сравнению с ионами подвижностью, перераспределятся в плазме, и возмущение ограничится повышением ее потенциала в целом.

Необходимо отметить, что названные механизмы имеют односторонний характер, очевидно, усиливая друг друга, и могут обеспечить формирование зависимости параметров плазменного эмиттера от тока эмиссии. Это делает необходимым учет влияния отбора электронов на эмиссионные свойства плазменного эмиттера, особенно если источник электронов работает в нестабильных условиях, например, по давлению в технологической камере.

Ионизационные процессы в ускоряющем промежутке ПИЭЛ и пространстве дрейфа пучка ускоренных электронов также могут оказывать существенное влияние на эффективность извлечения и ток пучка. В результате ионизации газа высокоэнергетичными электронами пучка, увеличивается первичный ток ускорения и возникает поток ионов в эмитирующую плазму из промежутка ускорения и дрейфа электронного пучка. Ионизация газа электронным пучком приводит вследствие малой подвижности ионов к их накоплению в электронном пучке и к компенсации в определенной степени отрицательного объемного заряда электронов пучка. В результате этого потенциал пространства в области эмитирующей поверхности повышается, и граница плазмы перемещается так, что протяженность ускоряющего

промежутка возрастает. Такое перемещение осуществляется при эмиссии с «открытой» плазменной поверхности (см. рис. 2.5, г) и в пределах, необходимых для восстановления условия (2.17). При эмиссии электронов через потенциальный барьер повышение первеанса промежутка ускорения приводит к снижению потенциального барьера. В обоих случаях обычно наблюдается увеличение тока эмиссии и эффективности извлечения, которые впрочем, могут оставаться стабильными вплоть до некоторого значения давления, при котором реализуется предпробойный режим, характеризующийся значительным увеличением тока и формированием положительной обратной связи между током разряда и током эмиссии [2.18], [2.19], [2.42], [2.43]. В этом случае более существенное влияние возникающих в электронном пучке ионов на ток эмиссии и эффективность извлечения обусловлено накоплением ионного объемного заряда и деформацией распределения потенциала в ускоряющем промежутке, которая приводит к возникновению в этом промежутке «вторичной» плазмы [2.19], [2.44], [2.45]. В ПИЭЛ, генерирующих сфокусированные электронные пучки, формируется «катодная» вторичной плазмы с потенциалом 100–200 В относительно эмиттирующей плазмы, что соответствует энергии электронов, при которой сечение ионизации газа ими оказывается максимальным [2.45].

В ПИЭЛ, генерирующих электронные пучки большого сечения (ПБС) [2.15], при повышенных давлениях газа в промежутке ускорения может формироваться «анодная» вторичная плазма, отделенная от эмиттирующей плазмы двойным электрическим слоем [2.19], [2.44] с падением потенциала, близким к потенциалу ускоряющего электрода. Вторичную плазму в этом случае можно рассматривать как виртуальный ускоряющий электрод с потенциалом U_{ac} , расположенным на расстоянии l'_{y2} , значительно меньшем, чем конструктивная длина ускоряющего промежутка L_y (рис. 2.15., а). С увеличением давления газа вторичная плазма приближается к сеточному электроду (рис. 2.15., б), уменьшая тем самым эффективную длину ускоряющего промежутка $l'_{y2} < l'_{y1}$. В результате значительно возрастает приведенная напряженность E_{np} в промежутке (отношение ускоряющего напряжения к длине промежутка ускорения электронов), его первеанс, а значит и изменяется распределение потенциала в пристеночном (приэлектродном) слое. При этом эмиссионные характеристики оказываются существенно зависимыми от ионизационных процессов в промежутке (давления газа).

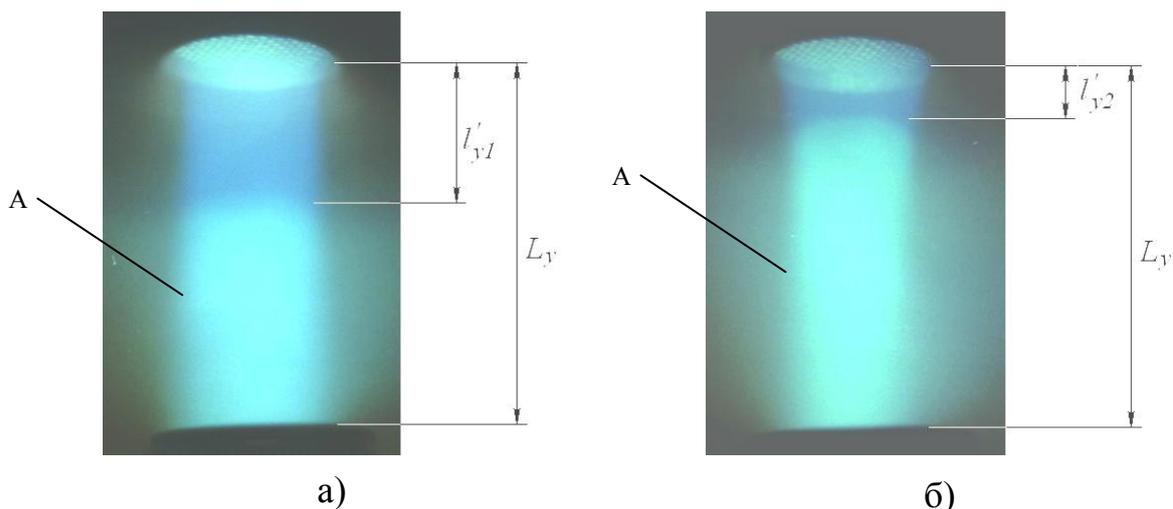


Рис. 2.15. Вторичная плазма в ускоряющем промежутке (область А) при формировании электронных пучков большого сечения ($U_{ac} = 15$ кВ; $i_e = 70$ мА):
а – $p = 2 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст.; б – $p = 6 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст.

Поступление в плазму ионов, возникающих в электронном пучке (обратный ионный ток), оказывает влияние на эмиссионные характеристики ПИЭЛ, в частности на эффективность извлечения за счет перераспределения плотности эмитирующей плазмы и формирования в ней электрического поля [2.37]. Эти эффекты являются следствием интенсивной эмиссии электронов из объема плазмы, перезарядки ионов, поступающих в плазму из ускоряющего промежутка и ограничения подвижности плазменных электронов в разряде. Так как отбор электронов затрагивает не только области, прилегающие к области эмиссии, а интенсивность перезарядки на пути обратного ионного тока неоднородна, то в плазме возникает неоднородность в распределении ионов, нескомпенсированных зарядом электронов. В зависимости от соотношения подвижностей этих ионов и электронов в плазме реализуется соответствующее перераспределение плотности плазменных электронов или возникает электрическое поле. Оба варианта процессов или их совокупность приводит к увеличению эффективности извлечения электронов.

2.5. Эмиссионные характеристики источников электронов с плазменным эмиттером

На основе газоразрядных структур, представленных на рис. 2.1. – 2.3., разработан ряд конструкций электронных источников с плазменным эмиттером, обладающих широким спектром технологических возможностей (рис. 2.16.) [2.9], [2.13], [2.46].

На рис. 2.16. а представлена конструкция плазменного источника электронов, на основе разряда с полым катодом, которая обеспечивает получение сфокусированных электронных пучков с высокой яркостью и применяется, в основном для сварки [2.9], [2.47]. На рис. 2.17. представлены типичные характеристики этого типа источников. К основным достоинствам такого типа источников следует отнести следующие: линейный вид эмиссионной характеристики (рис. 2.17. а), что обеспечивает эффективное управление мощностью электронного пучка за счет изменения тока разряда и наличие области квазинасыщения на вольтамперной характеристике (рис. 2.17.б). Электронный источник с полым катодом стабильно работает в широком диапазоне напусков газа, что иллюстрируется видом газовых характеристик на рис. 2.17. в. В подписях к рисункам указана величина напуска плазмообразующего газа и давление в вакуумной камере.

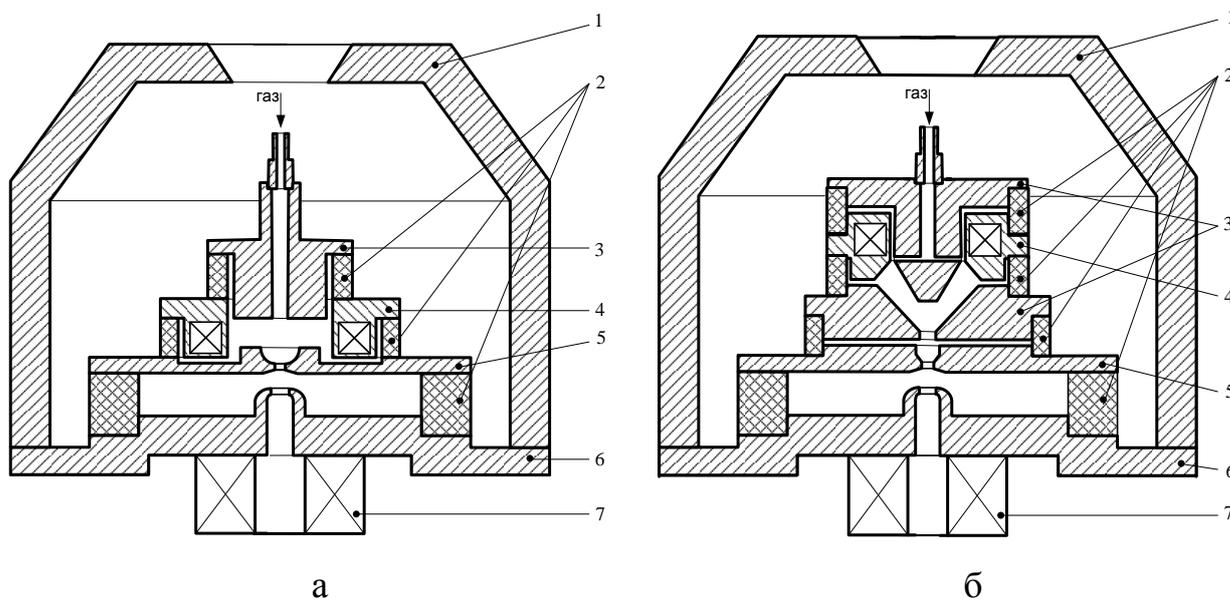


Рис. 2.16. Конструкции источников электронов:

- а – схема пушки на основе отражательного разряда с полым катодом;
- б – схема пушки на основе модифицированного разряда со скрещенными $E \times H$ полями;
- 1 – корпус; 2 – изоляторы; 3 – катоды; 4 – анод; 5 – эмиттерный электрод;
- 6 – ускоряющий электрод; 7 – линза

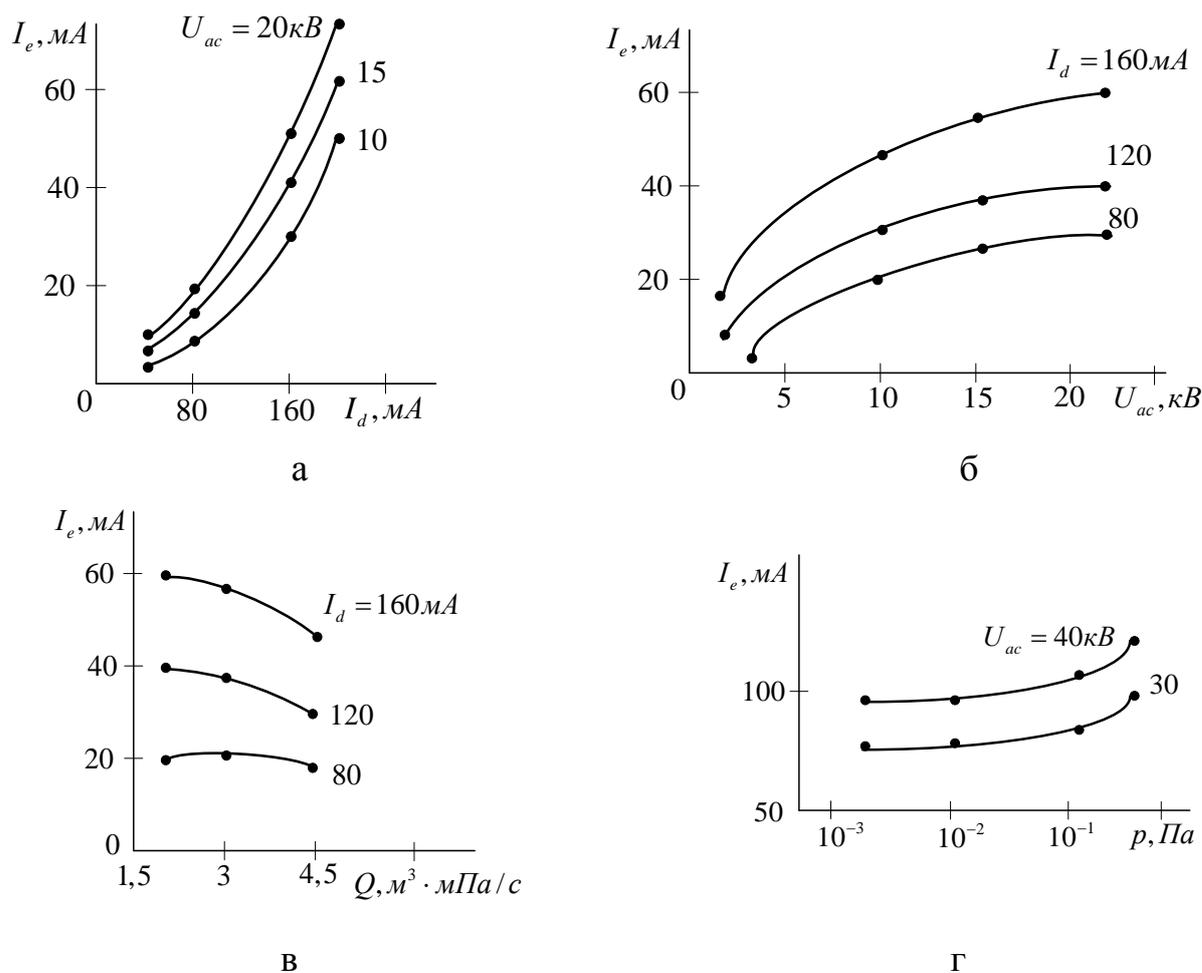


Рис. 2.17. Типичный вид характеристик плазменного источника электронов на основе разряда с полым катодом [2.2]: а – эмиссионная характеристика, б – вольтамперная характеристика, в и г – газовые характеристики

Конструкция плазменного источника электронов на основе модифицированного разряда со скрещенными полями (рис. 2.3 а), показана на рис. 2.16 б [2.7], [2.13]. Для повышения стабильности и улучшения параметров электронного пучка в конструкции реализована возможность автоматической регулировки потенциала эмиттерного электрода включением сопротивления смещения R_s в его цепь [2.14].

На рис. 2.18 представлены типичные характеристики источников этого типа. Эмиссионные характеристики (рис. 2.18 а) имеют участок, близкий к линейному, с крутизной существенно меньшей в сравнении с источниками на основе разряда с полым катодом. В ряде случаев, например в условиях нестабильности давления, или при наличии микропробоев ускоряющего промежутка, при таком виде эмиссионной характеристики стабильность тока пучка оказывается выше, чем в источниках с термокатодом.

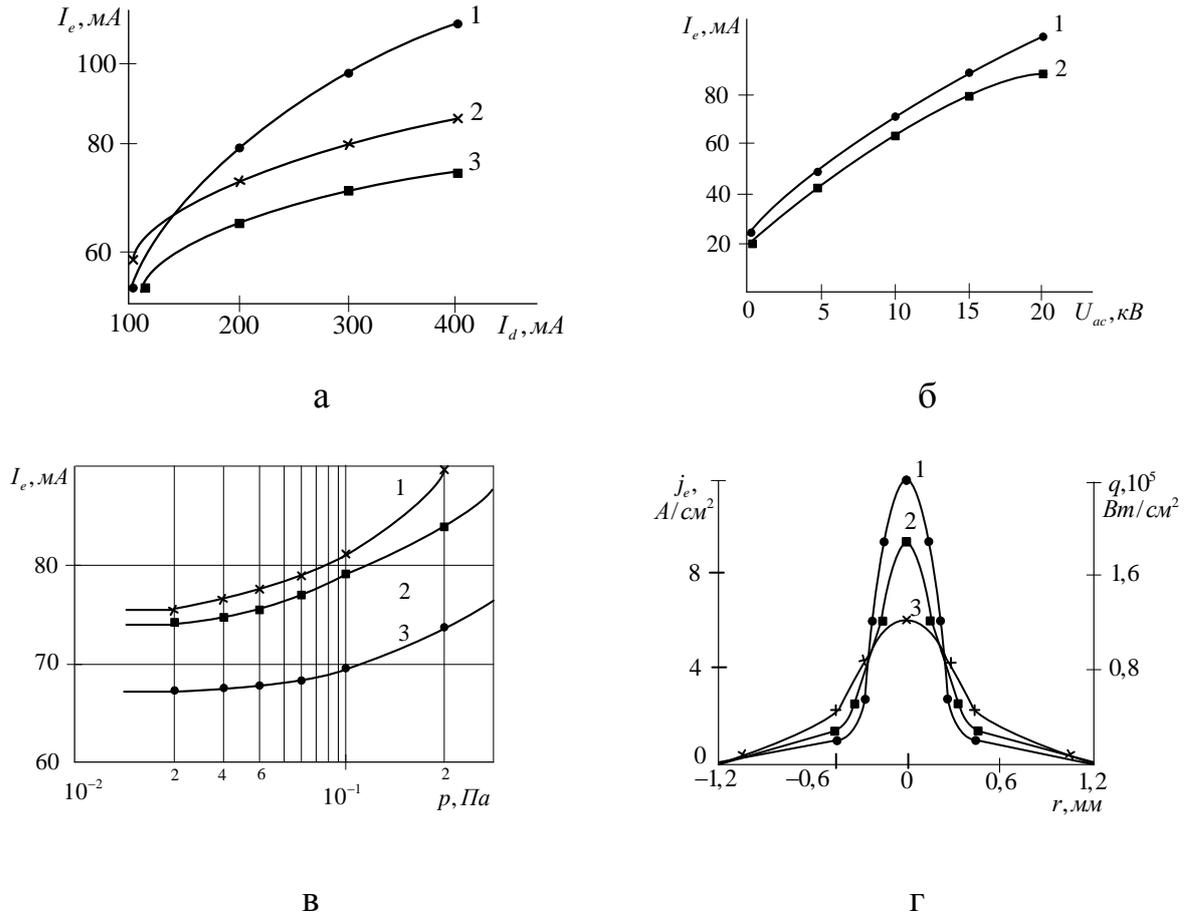


Рис. 2.18. Основные характеристики плазменного источника электронов на основе разряда в скрещенных полях [2.13]. а – эмиссионная характеристика: $U_{ac} = 18$ кВ; напуск газа (воздух) -1.5 м³ мПа/с; 1, 2 – $p = 4 \cdot 10^{-2}$ Па; 3 – $p = 10^{-1}$ Па; 1 – $R_s = 0$; 2, 3 – $R_s = 1$ кОм; б – вольтамперная характеристика 1.5 мПа м³/с; $I_d = 0,2$ А; 1 – $p = 4 \cdot 10^{-2}$ Па; 2 – $p = 10^{-1}$ Па; 1 – $R_s = 0$; 2 – $R_s = 1$ кОм; в – газовая характеристика: $U_{ac} = 16$ кВ; 1.5 мПа м³/с; 1 – $R_s = 0$; 2 – $R_s = 0,5$ кОм, 3 – $R_s = 1$ кОм; г- распределение плотности тока и плотности мощности по сечению сфокусированного пучка: $U_{ac} = 18$ кВ; 1.7 мПа м³/с; $I_d = 0,2$ А; $I_e = 0,08$ А; 1 – $R_s = 1$ кОм; 2 – $R_s = 0,5$ кОм, 3 – $R_s = 0$.

При реализации смещения потенциала эмиттерного электрода, крутизна зависимости $I_e(I_d)$ несколько уменьшается, что незначительно снижает управляемость током пучка (рис. 2.18 а, кривые 2, 3), однако повышает стабильность эмиссионных параметров источника. Зависимость тока пучка от ускоряющего напряжения (рис. 2.18 б) имеет область квазинасыщения. Основное преимущество данного источника – слабая зависимость эмиссионного тока от давления вплоть до $p = 0.3$ Па, что иллюстрируется рис. 2.18 в. Эта особенность реализуется как за счет рассмотренного выше механизма формирования эмиссионного тока, так и вследствие использования в системе дополнительной (не схемотехнической) стабилизации параметров электронного пучка (включением сопротивления R_s в цепь эмиттерного электрода относи-

тельно анода) [2.50]. На рис. 2.18 г представлены также распределения плотности тока и плотности мощности электронного пуска по сечению. Оно показывает, что максимальные значения $q_{max} \approx 10^9$ Вт/м² и эффективный диаметр электронного пучка (который определяется на уровне $0,1q_{max}$) соответствует типичным значениям плотности мощности электронных пучков, применяемых для электронно-лучевой сварки (например, [2.26]). Это, а также вид газовой характеристики позволяет применять данный источник для сварки, в том числе и материалов с повышенным газоотделением в технологическом процессе.

Пример конструкции источника электронов, формирующего пучки большого сечения, представлен на рис.2.19. [2.7], [2.20]. Отличительной особенностью источника является возможность обеспечить более интенсивную диффузию плазмы в периферийные области электрода-расширителя в сравнении с диффузией на оси плазменного эмиттера. В результате высокую однородность плотности эмиссионного тока можно обеспечить без использования дополнительных электродов в объеме расширителя.

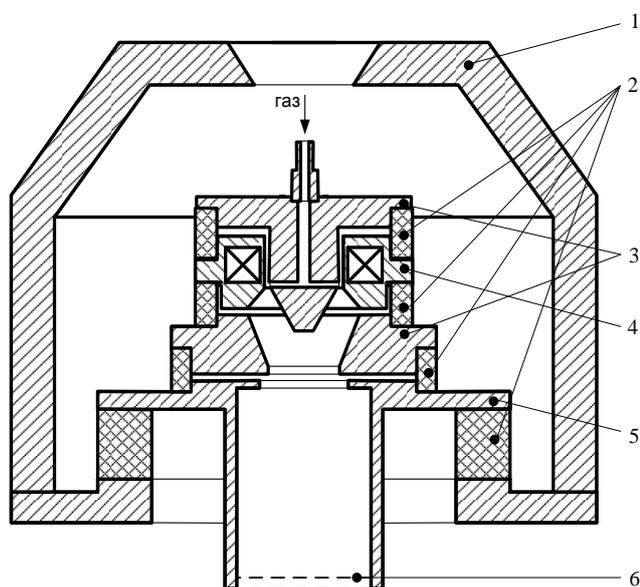
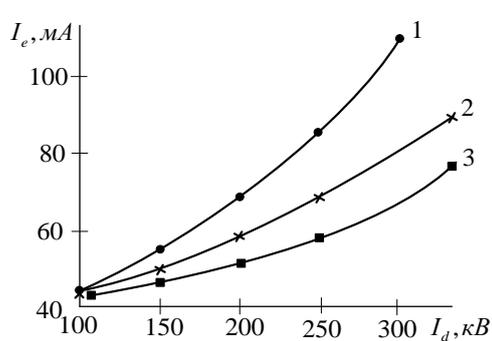


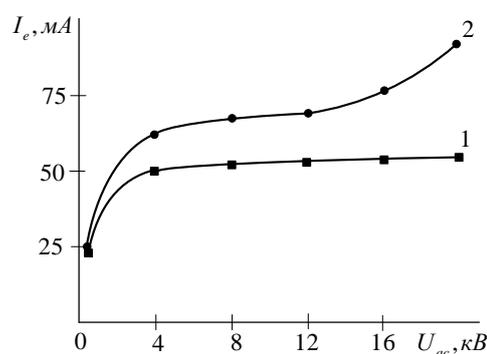
Рис. 2.19. Плазменный источник электронов с ПБС на основе разряда в скрещенных $E \times H$ полями [2.20]; 1 – корпус, 2 – изоляторы; 3 – катоды; 4 – анод; 5 – электрод-расширитель; 6 – эмиттерный (сеточный) электрод.

Для обеспечения стабильности эмиссионных параметров источника при сохранении максимально высокой плотности эмиссионного тока в источнике использован способ двухсеточной стабилизации плазменной поверхности [2.18]-[2.20]. В этом случае эмиттерный электрод представля-

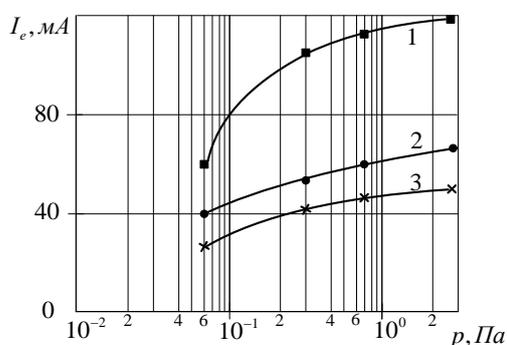
ет собой двойную сетку с высокой геометрической прозрачностью. Сетки эквипотенциальны и отстоят друг от друга на расстоянии, сравнимом с размерами ячеек. Одна из сеток, обращенная к разрядной структуре, как и ранее, выполняет функцию элемента конструкции, стабилизирующего плазменную поверхность. Другая сетка препятствует значительному проникновению поля ускоряющего электрода в пространство за сетку при повышенных давлениях за счет существующего между сетками квазиэквипотенциального пространства. Этот способ обеспечивает возможность повышения плотности мощности электронного пучка большого сечения, что позволяет расширить его технологические возможности.



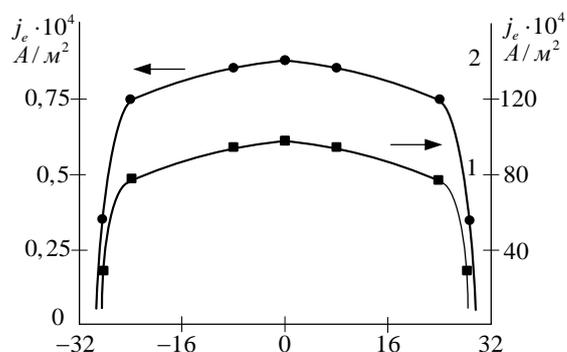
а



б



в



г

Рис. 2.20. Характеристики источника с пучком большого сечения (ξ – прозрачность сеточного эмиттерного электрода).

а – эмиссионные характеристики: 1 – $28 \text{ мПа м}^3/\text{с}$; 2 – $25 \text{ мПа м}^3/\text{с}$; 3 – $20 \text{ мПа м}^3/\text{с}$; $U_{ac} = 10 \text{ кВ}$; $\xi = 0,472$; б – вольтамперные характеристики: 1 – эмиттерный электрод в виде двойной сетки; 2 – эмиттерный электрод в виде одинарной сетки; $\xi = 0,615$; $25 \text{ мПа м}^3/\text{с}$; $p = 3 \cdot 10^{-3} \text{ мм рт.ст.}$; 1 – $I_d = 0,15 \text{ А}$; 2 – $I_d = 0,2 \text{ А}$. в – газовая характеристика в импульсном режиме: $\xi = 0,472$, $U_{ac} = 8 \text{ кВ}$, 1 – $I_d = 20 \text{ А}$ 2 – $I_d = 11 \text{ А}$; 3 – $I_d = 7 \text{ А}$; г – распределение плотности тока по сечению пучка: 1 – импульсный режим (длительность импульса 100 мкс); 2 – стационарный режим.

На рис. 2.22 показана электродная схема плазменного источника электронов формирующего два радиальных диаметрально противоположных электронных пучка, предназначенного для обработки цилиндрической поверхности за счет вращения и осевого перемещения обрабатываемой цилиндрической поверхности или источника. Источник этого типа может быть выполнен в виде длинного цилиндра с внешним диаметром не более 4 см. На рис. 2.23. показана вольтамперная характеристика извлечения, которая показывает достигаемые в таком источнике токи эмиссии и, соответственно, мощности электронного пучка. Источник обеспечивает формирование двух радиальных электронных пучков с диаметром 2–3 мм с током до 50 мА при ускоряющем напряжении до 30 кВ при рабочем давлении $10^{-3} - 10^{-1}$ Па. На рис. 2.24 также представлена эмиссионная характеристика плазменного источника электронов, которая близка к линейной, что позволяет регулировать ток пучка варьирование ток разряда.

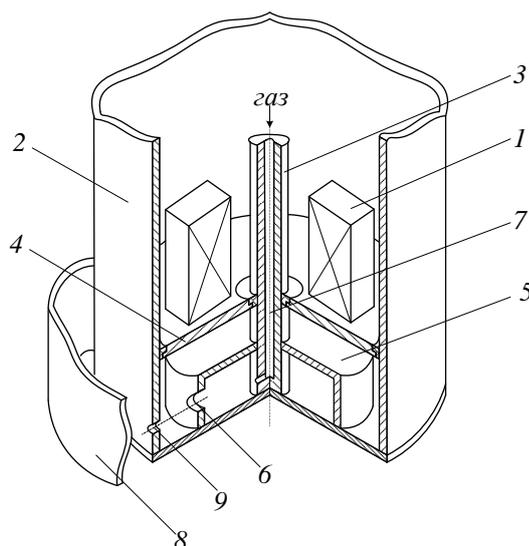


Рис. 2.22. Плазменный источник электронов, формирующий радиальные пучки [2.21].

- 1 – магниты; 2 – внешний катод; 3 – внутренний катод; 4 – анод; 5 – полый катод;
 6 – отверстие в полном катод; 7 – канал для напуска газа;
 8 – обрабатываемая деталь; 9 – эмиссионное отверстие

Представленные в этом разделе конструкции ПИЭЛ, формируют электронные пучки, пригодные для реализации технологий электронно-лучевой сварки и электронно-лучевого термического воздействия на материалы, включая оплавление микронеровностей на поверхности, а также плазмохимических технологий.

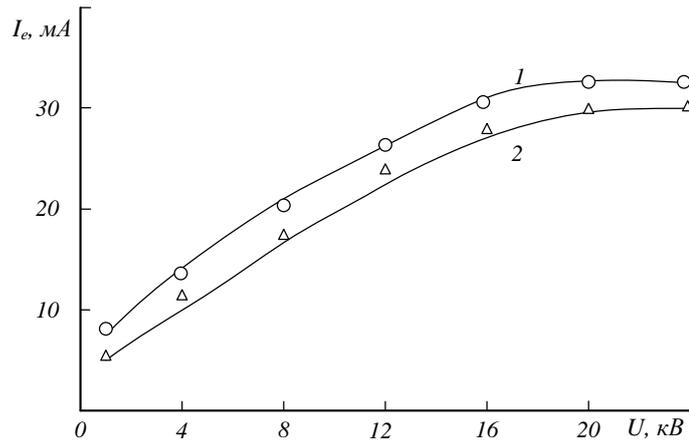


Рис. 2.23. – Вольтамперные характеристики извлечения
1 – $3.5 \text{ мПа м}^3/\text{с}$; 2 – $1.7 \text{ мПа м}^3/\text{с}$; 1, 2 – $i_d = 0,3 \text{ А}$

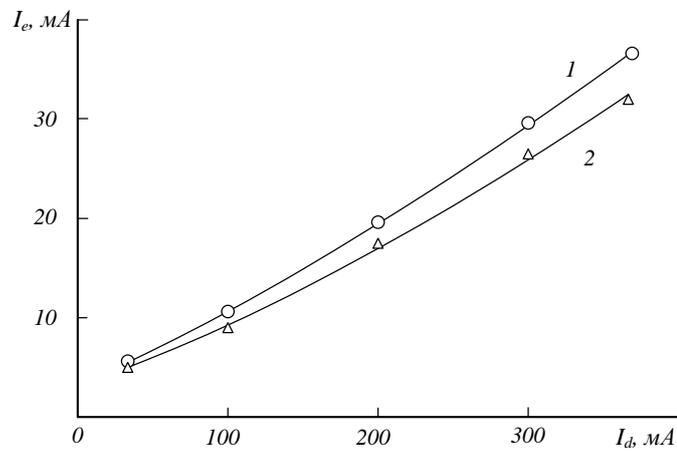


Рис. 2.24. – Эмиссионная характеристика
1 – $3.5 \text{ мПа м}^3/\text{с}$; 2 – $1.7 \text{ мПа м}^3/\text{с}$; $U_{ac} = 20 \text{ кВ}$.

2.6. Программные комплексы диагностики электронно-оптических систем плазменных источников электронов и моделирования технологических возможностей ПИЭЛ

При разработке конструкций источников электронов требуется, как правило, значительная экспериментальная работа по доводке геометрии эмиссионного канала, системы формирования электронного пучка, юстировке и анализу технологических параметров электронных пучком: распределение плотности мощности, расходимость, положение кроссовера в данной геометрии и условиях и др. С этой целью экспериментаторы вынуждены разрабатывать дополнительные устройства настройки и диагностики электронно-оптических систем и пучков или применять методы мо-

делирования процессов в электронных пушках для анализа условий формирования пучка и синтеза электронно-оптических систем. Последнее (синтез) предпочтительнее, поскольку позволяет смоделировать по требуемым параметрам электронного пучка конструкции электронно-оптических систем, однако на практике для плазменных источников электронов практически не достижимо вследствие большого числа взаимозависимых параметров (подвижность границы, влияние давления, возмущение эмиттирующей плазмы и др.), но может быть частично реализовано многократным решением задачи анализа, по сути, подбором конструкции под требуемые условия.

Экспериментальная диагностика электронно-оптических систем. Наиболее универсальной характеристикой электронного пучка считается эмиттанс [2.1], [2.50], на основе которого можно определить ряд частных параметров, в частности, яркость и расходимость. При измерении эмиттанса любым из известных методов [2.50] в действительности фиксируется трехмерная характеристика в фазовом пространстве (x, x', j) , на основании которой может быть построена фазовая трехмерная поверхность, ограничивающая фазовый объем пучка. Основанием такой трехмерной поверхности служит фазовый портрет в плоскости (x, x') , который используется для определения эмиттанса и других характеристик пучка. Сечение этой поверхности в плоскости (x, j) соответствует распределению плотности тока (и плотности мощности) электронного пучка. Таким образом, зарегистрировав трехмерную фазовую поверхность в фазовом пространстве (x, x', j) можно проводить одновременное сравнение формируемых в различных условиях электронных пучков по основным параметрам (яркость, расходимость, распределение плотности тока и др.). Причем в ряде случаев достаточно ограничиться визуальным сравнением фазовых объемов, оценив соответствующие сечения – эмиттанс (фазовый портрет в плоскости (x, x')) и распределение плотности тока (сечение в фазовой плоскости (x, j)). Такой способ обеспечивает эффективный экспериментальный поиск оптимальной геометрии ЭОС, при этом очевидно, что его можно использовать и для оценки качества систем фокусировки и отклонения.

В первом приближении эмиттанс ε представляет собой площадь фазового портрета электронного пучка в плоскостях, перпендикулярных направлению распространения пучка (ось z на рис. 2.25) – (x, x') и/или, если пучок не обладает радиальной симметрией, в плоскости (y, y') :

$$\varepsilon_x = \frac{1}{\pi} \int dx dx' \quad \varepsilon_y = \frac{1}{\pi} \int dy dy' \quad \varepsilon_4 = \varepsilon_x \varepsilon_y \quad (2.36)$$

где x' , y' – относительные радиальные скорости электронов (в соответствующих направлениях x и y), которые определяют расходимость пучка ($\Delta\Theta_{x,y}$) в плоскостях (xz и yz) [2.50].

Если фазовый портрет представляет собой эллипс, то яркость пучка и его эмиттанс связаны между собой соотношением [2.1], [2.50]

$$B = \frac{dI}{d\Omega dS} = \frac{1}{\pi^4 \varepsilon_x \varepsilon_y} \quad (2.37)$$

где $d\Omega$ – телесный угол, опирающийся на площадку dS , в котором распространяется пучок с током dI .

Максимальное значение координаты x_{\max} соответствует размеру пучка (в условиях симметричного пучка – радиусу) в этом направлении. Допуская, что радиальная компонента скорости электронов обусловлена в основном их средней хаотической скоростью \bar{v}_x в плазме, угол расходимости пучка $\Delta\Theta_x$ (в предположении, что угол мал) можно оценить соотношением

$$x'_{\max} = \Delta\Theta_x \approx \text{tg} \Delta\Theta_x = \frac{\bar{v}_x}{v_z} = \frac{1}{v_z} \sqrt{\frac{8kT}{\pi m_e}} = \sqrt{\frac{m_e}{eU}} \sqrt{\frac{8kT}{\pi m_e}} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi eU}} \quad (2.38)$$

Угол расходимости можно использовать для оценки электронной температуры в эмитирующей плазме в ПИЭЛ (в электрон-вольтах):

$$\frac{kT}{e} = \frac{1}{8} \pi U x'_{\max} \quad (2.39)$$

Известно несколько методов оценки эмиттанса. Одним из наиболее точных и легко реализуемых технически является метод движущегося зонда и щели (рис. 2.25) [2.50].

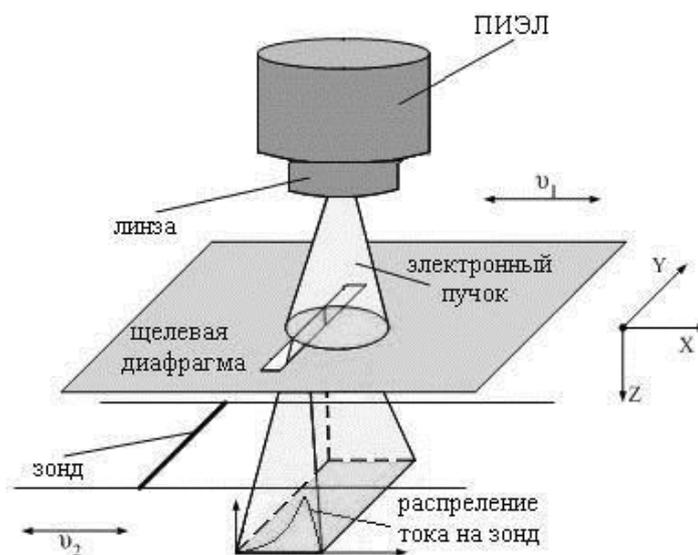


Рис. 2.25. Метод определения эмиттанса

Для эффективного использования этого способа оценки качества формируемых электронных пучков необходимо обеспечить хранение и обработку большого объема информации. Для этих целей целесообразно использовать программно-аппаратный комплекс [2.51], [2.52], обеспечивающий высокую скорость обработки экспериментальных данных (практически в режиме реального времени) и позволяющий строить трехмерное изображение фазового объема пучка с возможностью вращения угла наблюдения, определять эмиттанс, яркость и ряд дополнительных параметров в соответствии с выражениями (2.36) - (2.39).

В состав комплекса входит электромеханический измерительный блок, предназначенный для получения сигнала, содержащего информацию о параметрах пучка и система обработки информации, использующая звуковую карту компьютера и включающая программный комплекс с графическим интерфейсом и компонентой визуализации.

На рис. 2.26. приведены некоторые скриншоты, соответствующие несфокусированным (в отсутствие магнитной линзы) электронным пучкам, формируемым в плазменных источниках рассмотренных типов (см. рис. 2.16) и полученным в различных условиях.

Из сравнения фазовых портретов и объемов видно, что при изменении, например, тока разряда, формирующего эмитирующую плазму (рис. 2.26 а и б), изменяется не только ток эмиссии, но и другие параметры электронного пучка (расходимость и яркость), что свидетельствует о необходимости оптимизации конструкции ПИЭЛ для различных технологических

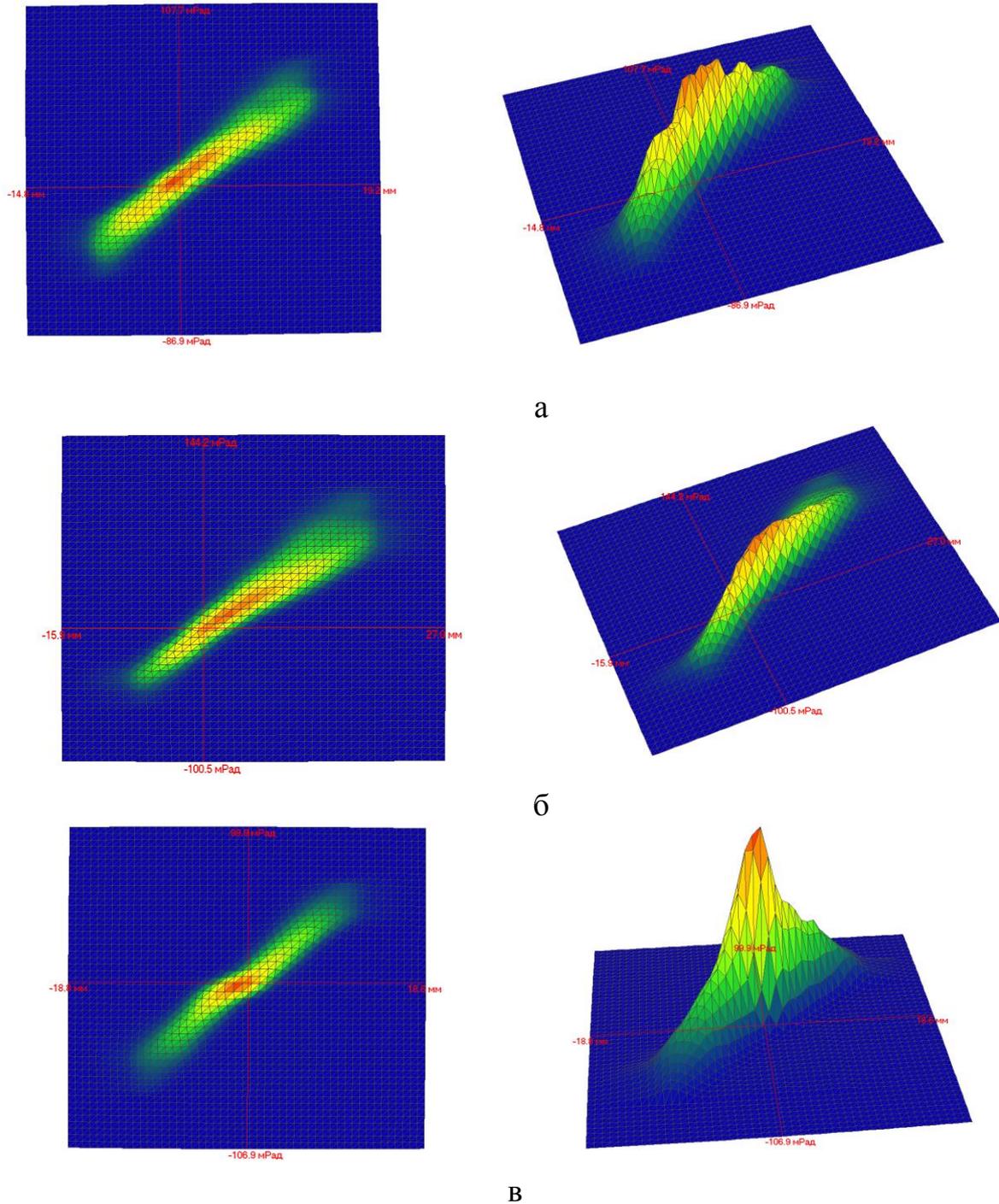


Рис. 2.26. Фазовые объемы (справа) и фазовые портреты (слева) электронных пучков: а, б – электронная пушка на основе разряда со скрещенными полями (рис. 2.16б) в – электронная пушка на основе разряда с полым катодом (рис. 2.16 а).

а: $U_{ac} - 16\text{кВ}$, ток разряда – 150 мА, ток пучка – 40 мА, диаметр – 28,7мм, эмиттанс – 195 мм·мрад, яркость – $1,1 \cdot 10^{-5} \text{ А} \cdot \text{мм}^{-2} \cdot \text{мрад}^{-2}$ б: $U_{ac} - 16\text{кВ}$, ток разряда – 250 мА, ток пучка – 85мА, диаметр – 26,2мм, эмиттанс – 178 мм·мрад, яркость – $1,6 \cdot 10^{-5} \text{ А} \cdot \text{мм}^{-2} \cdot \text{мрад}^{-2}$ в: $U_{ac} - 16\text{кВ}$, ток разряда – 150 мА, ток пучка – 30 мА, диаметр – 22,7 мм, эмиттанс – 156 мм·мрад, яркость – $2,1 \cdot 10^{-5} \text{ А} \cdot \text{мм}^{-2} \cdot \text{мрад}^{-2}$

условий. Как видно из рис. 2.26, сравнение представленных фазовых объемов позволит выбрать ПИЭЛ, формирующий электронный пучок с требу-

емыми параметрами, сделать вывод о качестве юстировки (рис. 2.26 а и б) и оптимизировать экспериментальную работу по оптимизации геометрии электронно-оптической системы.

На рис. 2.27 представлены трехмерные фазовые портреты электронных пучков, полученные для ПИЭЛ на основе разряда с полым катодом в условиях, когда эмиттерный электрод имеет катодный потенциал (см. рис. 2.1 а) или является изолированным электродом (см. рис. 2.2 а). Очевидно, что в случае изолированного эмиттерного электрода достигается большая плотность мощности при сохранении низкой расходимости и качество пучка в целом выше.

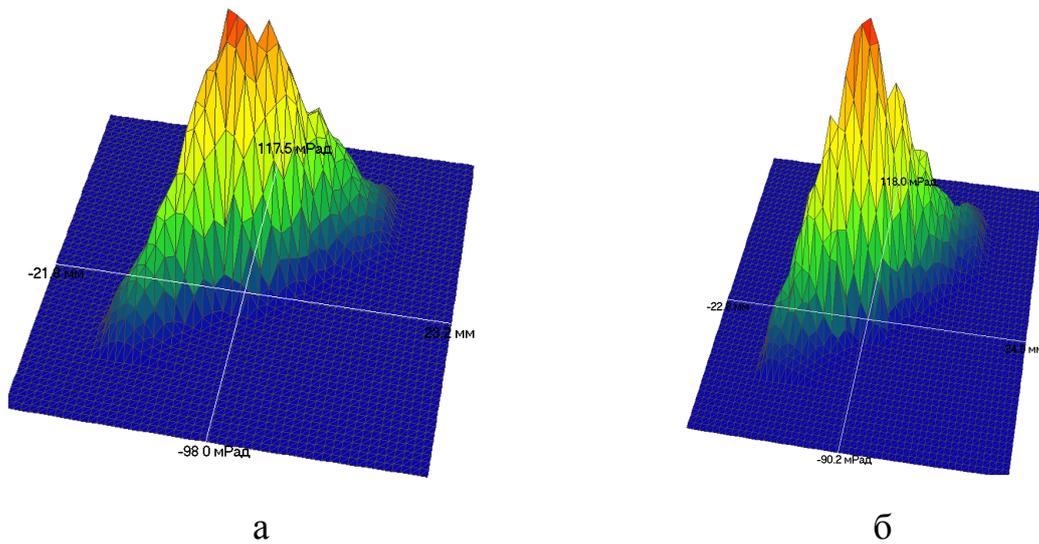


Рис. 2.27. Фазовые объемы электронных пучков, полученных при прочих равных условиях в случае эмиттерного электрода под катодным потенциалом (а) и изолированного эмиттерного электрода (б), $U_{ac} = 12$ кВ.
а – $I_e = 45$ мА; яркость – $8.1 \cdot 10^3$ А/(м рад)²; эмиттанс – $2.17 \cdot 10^{-4}$ м рад; средняя расходимость – 0.066 рад; б – $I_e = 135$ мА; яркость – $2.1 \cdot 10^4$ А/(м рад)²; эмиттанс – $2.45 \cdot 10^{-4}$ м рад; средняя расходимость – 0.064 рад.

Моделирование электронно-оптических систем. Для оптимизации электронно-оптической системы, определения формы электронного пучка и положения возможного кроссовера, а также для оценки критических параметров, таких как критическое давление и пробивное напряжение в ускоряющем промежутке целесообразно использовать программные комплексы на основе траекторного анализа заряженных частиц в электронных пушках. К таким комплексам относится пакет ELIS [2.53], предназначенный для моделирования процессов первичного формирования и ускорения пучка в аксиально-симметричных электронно-оптических системах плазменных источников электронов и позволяет проводить сравнительный

анализ формирования электронного пучка в различных физических условиях, в том числе при условии неподвижной поверхности эмиттера.

Пакет прикладных программ, который составляет основу программного комплекса ELIS, позволяет проводить сравнительный анализ формирования электронного пучка в различных физических условиях: в поле системы электродов (слаботочные пучки); в поле, самосогласованном с объемным зарядом электронов пучка (интенсивные пучки); в поле, самосогласованном с зарядами электронов пучка и всех типов частиц, образующихся в результате ионизационных процессов в ускоряющем промежутке (ионизационные процессы); в поле, самосогласованном с процессами ионизации и вторичной ионно-электронной эмиссии (ионно-электронная эмиссия). Положение и форма плазменного эмиттера определяются в результате решения соответствующей самосогласованной задачи.

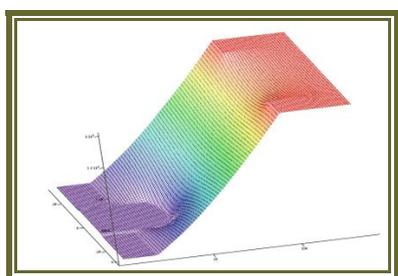
Область применения программного комплекса – моделирование ЭОС источника с плазменным эмиттером с одиночным эмиссионным каналом или с сеточным эмиттерным электродом, а также ЭОС источников электронов с неподвижным эмиттером

Входными параметрами задачи расчета ЭОС являются: потенциалы электродов, геометрия аксиально-симметричной ЭОС, электронная концентрация n_{pl} и потенциал плазмы в разрядном промежутке φ_{pl} , энергия теплового движения электронов в эмиттере (или kT_e), коэффициенты ионно-электронной вторичной эмиссии плазмы и эмиттерного электрода, временной шаг, давление. Потенциал ускоряющего электрода φ_y и потенциал эмиттирующей плазмы φ_{pl} определяются относительно эмиттерного электрода с эмиссионным каналом.

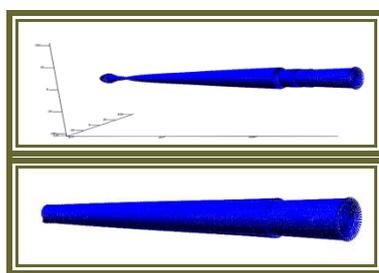
Выходными параметрами программы являются: распределение потенциала; траектории электронов пучка и электронов вторичной ионно-электронной эмиссии; характеристики пучка: ток, диаметр, расходимость, первеанс, фазовый портрет; распределение плотности тока; распределение объемного заряда электронов пучка, ионов и возникающих в результате ионизации газа электронами пучка электронов, электронов вторичной эмиссии; форма и положение эмиттирующей поверхности (подвижный эмиттер); обратный ионный поток на стенки электродов или в плазму (плазменный эмиттер). Все выходные данные записываются в файлы данных с расширением *.dat. Визуализация данных численного моделирова-

ния реализована средствами программного комплекса MathCad. Внешний вид итоговых графических зависимостей (выборочно) показан на рисунках 2.28 и 2.29.

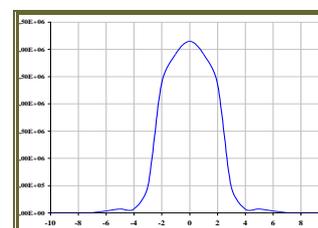
Численное моделирование теплофизического воздействия импульсного электронного пучка [2.54; 2.55]. Для предварительного анализа параметров теплофизического воздействия электронного пучка на материалы и поиска наиболее эффективных способов стационарного или импульсного воздействия целесообразно использовать программный пакет для моделирования температурного поля при стационарном и импульсном воздействии для однослойных и двухслойных материалов в результате электро-



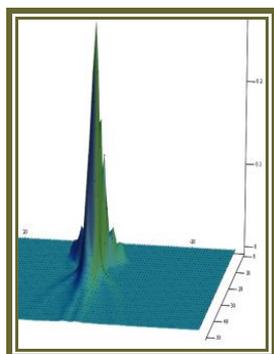
Распределение потенциала



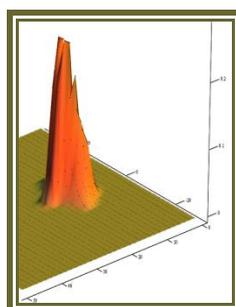
Траектории электронов пучка



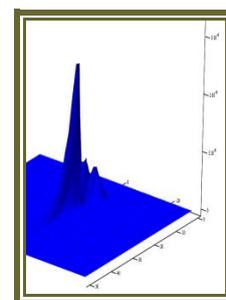
Распределение плотности тока по сечению пучка



Распределение объемного заряда электронов пучка



Распределение объемного заряда ионов



Распределение объемного заряда парных электронов

Рис. 2.28. Графический интерфейс выходных данных пакета ELIS.

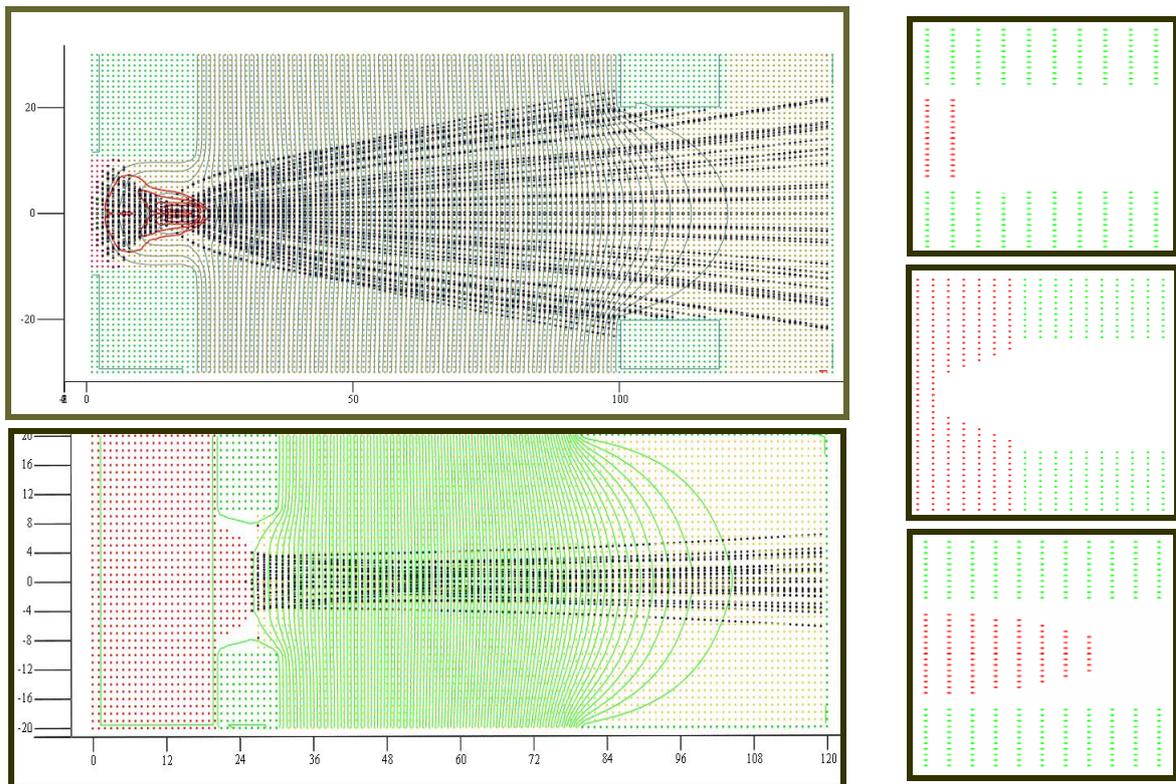
Распределения и траектории.

лучевого воздействия на поверхность. Программа и пользовательский интерфейс позволяют провести численное моделирование температурного

поля в материале при заданных распределении плотности мощности и скважности импульсов до момента достижения заданной температуры на требуемой глубине. В пакете методом конечных разностей реализовано решение уравнения теплопроводности в условиях радиальной симметрии электронного пучка с учетом температурной зависимости теплофизических коэффициентов:

$$C(T) \frac{\partial T(r, z, t)}{\partial \tau} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[\lambda(T) r \frac{\partial T}{\partial r} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\lambda(T) \frac{\partial T}{\partial z} \right] \quad (2.40)$$

Граничные условия для однослойных материалов:



Распределение потенциала

Эквипотенциальные линии, траектории электронов пучка, положение и форма плазменной поверхности, распределение объемного заряда электронов и ионов

Положение и форма плазменной поверхности

Рис. 2.29. Графический интерфейс выходных данных пакета ELIS.

Эквипотенциальные линии и форма плазменной поверхности.

$$-\lambda(T) \frac{\partial T(r, 0, t)}{\partial z} = q(r), \quad (2.41)$$

$$-\lambda(T) \frac{\partial T(r, H, t)}{\partial z} = 0, \quad (2.42)$$

$$-\lambda(T) \frac{\partial T(R, z, t)}{\partial r} = 0, \quad (2.43)$$

где H, R – толщина и радиус обрабатываемого материала; q – плотность мощности электронного пучка, которая для однородного по сечению электронного пучка радиуса r_f задается функцией:

$$q(r) = \begin{cases} q_0, & r < r_f \\ 0, & r \geq r_f \end{cases}. \quad (2.44)$$

Условия (2.42) и (2.43) соответствуют отсутствию теплоотвода с обратной и торцевой поверхностей изделия, поскольку электронно-лучевое воздействие осуществляется в вакууме.

Особый технологический интерес представляет анализ результатов импульсного воздействия на двухслойные материалы с различными теплофизическими свойствами. Для двухслойных материалов к граничным условиям (2.41)-(2.43) необходимо добавить условие идеальности (или неидеальности) теплового контакта материалов. В случае идеального теплового контакта граничные условия принимают вид

$$\begin{aligned} -\lambda_1(T) \frac{\partial T(r, 0, t)}{\partial z} &= q(r), \\ -\lambda_2(T) \frac{\partial T(r, H, t)}{\partial z} &= 0, \\ \lambda_1(T) \frac{\partial T(r, H_1, t)}{\partial z} &= \lambda_2(T) \frac{\partial T(r, H_1, t)}{\partial z}, \end{aligned} \quad (2.45)$$

где H_1, H_2 – толщина первого и второго слоя соответственно и $H = H_1 + H_2$.

Начальные условия могут быть представлены в виде функции:

$$T(r, z, \tau_i) = \begin{cases} T_0, & i = 1 \\ T(r, z, \tau_{i-1}), & i > 1 \end{cases} \quad (2.46)$$

где T_0 – начальное значение температуры материала; $T(r, z, \tau_{i-1})$ – начальное распределение температуры в материале, установившееся в результате $i-1$ цикла термообработки.

Анализ полученных с помощью программы результатов теплофизического воздействия на одно и двухслойные материалы показало, что использование многоимпульсного режима воздействия может существенно расширить технологические возможности электронно-лучевой обработки в области упрочняющих технологий за счет варьирования дополнительными

ми, в сравнении с одноимпульсным режимом, параметрами – скважностью и числом импульсов. Поиск оптимального режима упрочнения необходимо проводить для каждого конкретного материала с учетом соответствующих температурных зависимостей, теплофизических коэффициентов, наличия подложки, геометрических параметров изделия и т.д., что может быть осуществлено в рамках предложенной модели на основе представленного пакета. Плотности мощности электронного пучка, требуемые для реализации упрочняющих технологий на большой площади с высокой однородностью воздействия, могут быть достигнуты в плазменных источниках электронов, представленных выше. Проведенные экспериментальные исследования по многоимпульсному электронно-лучевому воздействию на борсодержащие покрытия на базе быстрорежущей стали Р6М5 [2.56], показали, что такой режим дает возможность формирования поверхностных упрочненных слоев требуемой толщины и оптимального сочетания твердости, износостойкости и трещиностойкости на деталях и инструментах.

2.7. Плазменный источник ионов на базе модифицированной ГРК Пеннинга

Широко используемыми ионными источниками являются источники, в которых возбуждается отражательный разряд, впервые применённый Пеннингом и названный в его честь. Источники этого типа называются РIG-источниками. Было разработано большое разнообразие их конструкций, что связано с использованием такого типа источников для решения многих задач в инжекторах ускорителей и технологических установках для формирования пучков лёгких и тяжёлых ионов как однозарядных, так и многозарядных. Ленточных и аксиально-симметричных. РIG-источники бывают как с накаливаемыми катодами, так и холодными, поэтому в них могут возбуждаться как дуговые, так и тлеющие разряды.

Ниже приведены результаты исследования ионного источника новой конструкции, относящегося к типу РIG-источников, предназначенного для формирования многокомпонентных пучков ионов газа и металла [2.57].

Конструкция ионного источника, формирующего смешанные пучки ионов газа и металла показана на рис. 2.30.

Он состоит из двух основных узлов. Генератора плазмы (ГП), способного генерировать ионы, как из газообразных веществ, так и из мишеней твёрдых элементов (металлов и металлоидов). И системы отбора и

первичного формирования ионного пучка (ИОС), обеспечивающей возможность изменять энергию ионов в пучке в широком диапазоне без изменения интенсивности ионного потока.

Генератор плазмы представляет собой цилиндрическую газоразрядную камеру, расположенную между плоским катодным блоком и конусообразным анодом. Анод также выполняет роль эмиссионного электрода, в центре которого расположено эмиссионное отверстие диаметром $\varnothing 3$ мм.

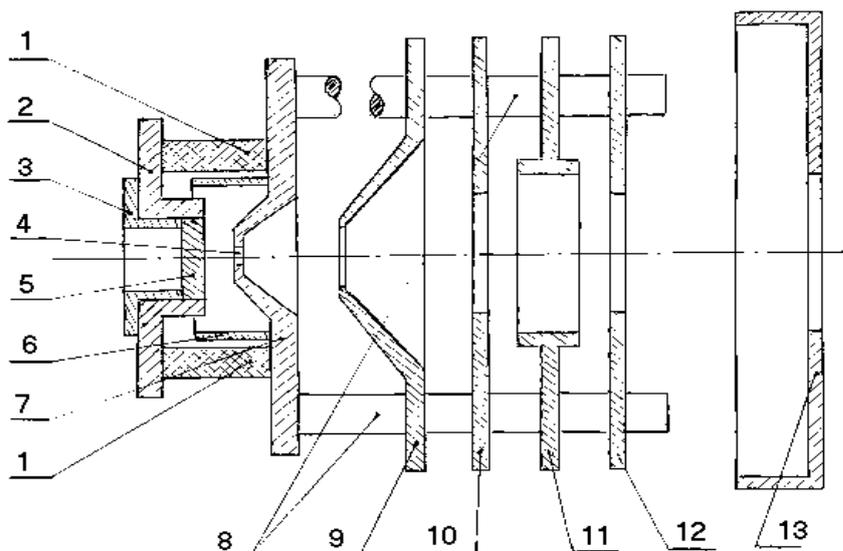


Рис.2.30. Конструкция источника: 1-керамический изолятор; 2-катодный блок; 3-держатель диска-катода; 4-эмиссионное отверстие; 5-катод-диск; 6-экран изолятора; 7-анод; 8-керамические стержни; 9-ускоряющий электрод (экстрактор); 10-замедляющий электрод (заземленный электрод линзы); 11-центральный (фокусирующий) электрод одиночной электростатической линзы; 12-заземленный электрод линзы; 13-экран.

Эта газоразрядная ячейка помещена в магнитное поле со сходящимися силовыми линиями к катоду с пробочным отношением $2000\text{Гс} / 120\text{Гс}$, силовые линии которого расходятся от катода к аноду. Катодный блок (2) включает в себя: контейнер - держатель (3), находящийся в центре катодного блока и выдвинутый в глубь газоразрядной камеры; диск ("шайбу") из распыляемого рабочего вещества (5), вставляемый в контейнер; систему напуска рабочего газа и измерения вакуума в камере источника. Изолятор (1), изолирующий катод от анода, защищён экраном (6) от покрытия плёнками распыляемого вещества.

К аноду (эмиссионному электроду) (7) газоразрядной ячейки присоединяется съюстированная с ним ионно-оптическая система ускорения - замедления (ИОС-УЗ). Анод и первый электрод ИОС-УЗ (9) образуют ускоряющий зазор (высоковольтный промежуток). Используемая

трехэлектродная ИОС-УЗ, состоит из четырех элементов в виде металлических дисков, собранных на диэлектрических стержнях (8). Первый диск является ускоряющим электродом (экстрактором) (9). Вторым - замедляющим электродом (10). Он также выполняет роль первого крайнего электрода одиночной электростатической линзы. Третий диск, является центральным (фокусирующим) электродом (11) одиночной электростатической линзы. Четвертый диск - последний крайний электрод (12) этой линзы.

ИОС позволяет: изменять энергию частиц в пучке в широких пределах от 10^3 эВ до 10^6 эВ без заметного изменения тока пучка; фокусировать ионный пучок и отделять газоразрядную плазму от пучковой плазмы.

Экран (13), помещённый между последним электродом линзы и мишенью, разделяет вакуумную камеру на две области, с целью уменьшения влияния обратных потоков газа и распыляемых частиц. Применение экрана значительно уменьшило пробой в ионно-оптическом тракте.

Отличительной особенностью, описанной выше конструкции, является отсутствие антикатода, роль которого выполняет открытая эмиссионная граница плазмы, располагающаяся в промежутке между анодом и экстрактором.

Внешний вид разработанного источника приведен на рис. 2.31.

При работе в непрерывном режиме из источника можно было сформировать поток ионов с интенсивностью в несколько миллиампер, а в импульсных режимах интенсивность пучка возросла примерно на порядок.

Конструкция разработанного источника позволяет питать от одного источника напряжения ГРК и частично ускоряющий промежуток, как показано на рис. 2.32.

Созданный источник смешанных пучков ионов металлов и газов, в котором пары рабочего вещества образуются с помощью катодного распыления, может функционировать в импульсном и стационарном режимах работы. В стационарном режиме работы при токе пучка до 3мА источник не требует охлаждения из-за малых токов разряда. С увеличением тока пучка свыше $3 \div 5$ мА требуется охлаждать эмиссионный электрод (анод источника), поскольку на нём выделяется основная тепловая нагрузка в результате бомбардировки электронами из газоразрядной плазмы и обратными ускоренными электронами из высоковольтного промежутка.

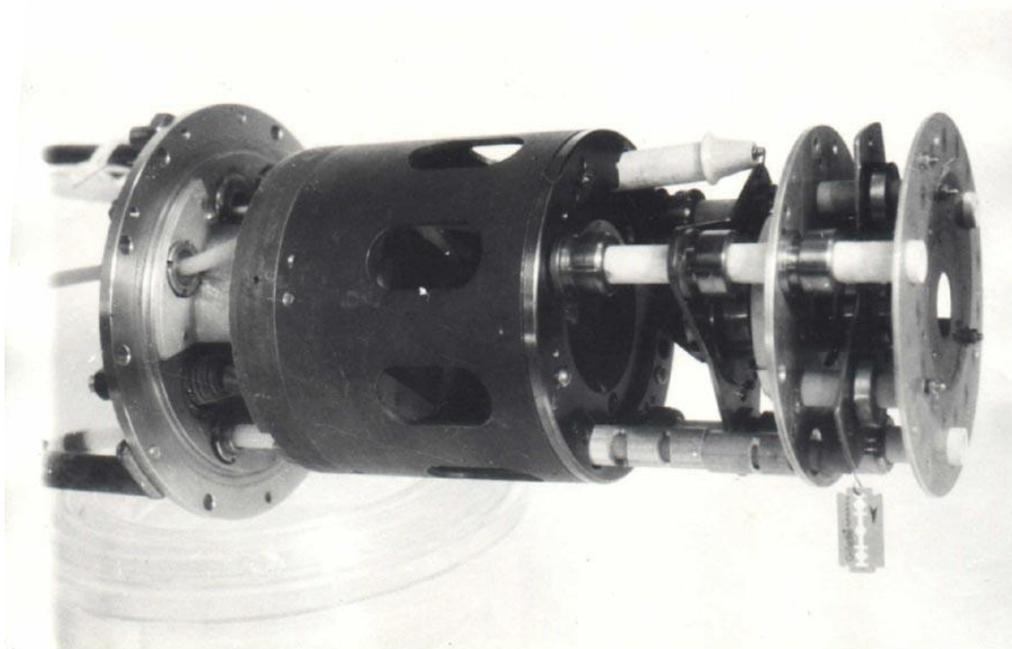


Рис. 2.31. Вид ионного источника с модифицированной ГРК Пеннинга.

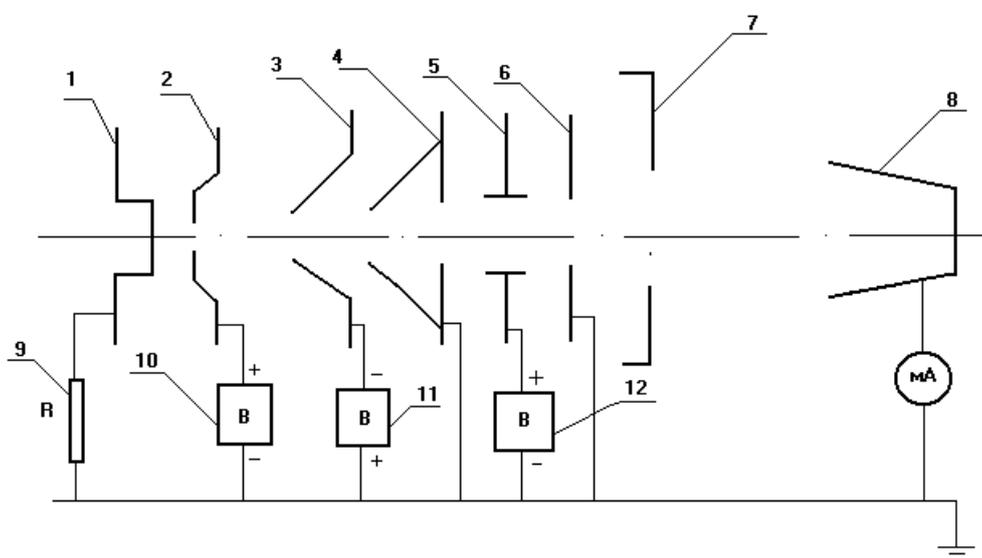


Рис.2.32. Схема подключения источника ионов без подключения выпрямителя разряда:
 1 – катодный блок; 2 – анод (эмиссионный электрод); 3 – ускоряющий электрод (экстрактор); 4 – замедляющий электрод; 4, 5, 6 – электроды одиночной электростатической линзы; 7 – экран; 8 – Ц.Ф.; 9 – балластное сопротивление; 10 – в/в выпрямитель 110кВ; 11 - в/в выпрямитель 50кВ; 12 - в/в выпрямитель 50кВ.

Рассмотренный новый источник в определённых режимах работы создаёт пучки ионов металла с величиной тока порядка 250 мкА. Импульсные пучки ионов металла создаваемые этим источником достигают величины до десятка миллиампер.

Более подробно характеристики рассматриваемого источника описаны в работе [2.58].

Список литературы к главе 2

- 2.1. Плазменные процессы в технологических электронных пушках / М. А. Завьялов [и др.]. – М.: Энергоатомиздат, 1989. – 212 с.
- 2.2. Крейндел, Ю. Е. Плазменные источники электронов. – М.: Атомиздат, 1977. – 145 с.
- 2.3. Теория и расчет электронных пучков / Дж. Р. Пирс. Под ред. М.В. Цехановича - М.: Сов. радио, 1956. 217 с.
- 2.4. Introduction to plasma physics and controlled fusion Second edition Volume 1 Plasma Physics Francis F. Chen. Plenum Press. – New York and London, 1984. – 398 p.
- 2.5. Источники электронов с плазменным эмиттером / под ред. Ю. Е. Крейндела. – Новосибирск: Наука, 1983. – 180 с.
- 2.6. Москалев, Б. И. Разряд с полым катодом / Б.И. Москалев. – М.: Энергия, 1969. – 184 с.
- 2.7. Universal plasma electron source / V. A. Grusdev [et al.] // Vacuum 77. – 2005. – P. 399 – 405.
- 2.8. Окс, Е. М. Эмиссионные свойства плазмы сверхплотного тлеющего разряда, возбуждаемого в скрещенных $E \times H$ полях / Е.М. Окс, А.А. Чагин // ЖТФ. – 1991. – Т. 61, вып. 6. – С. 204 – 206.
- 2.9. Окс, Е. М. Источники электронов с плазменным катодом / Е.М. Окс. – Томск: Изд-во НТЛ, 2005. – 216 с.
- 2.10. Гордиенко, А. И. Переработка отходов штамповки сплава Co-Cr-Mo с использованием электронно-лучевого переплава / А. И. Гордиенко, И.Л. Поболь, В.Г. Залесский // Плазменная эмиссионная электроника: тр. III междунар. крейнделевского семинара, Улан-Уде, 23-30 июня 2009 г. / под общ. ред. А. П. Семенова. – Улан-Уде: БНЦ СО РАН, 2006. – С. 22 – 29.
- 2.11. Груздев В. А., Залесский В. Г., Русецкий И. С. Плазменный источник электронов с изолированным эмиттерным электродом// Вестн. Полоц. гос.ун-та. Сер. С: Фундаментальные науки. – 2010. – № 9 – С. 61 – 67.
- 2.12. Источники электронов с плазменным эмиттером на основе отражательного разряда с полым катодом / В. Л. Галанский [и др.] // Изв. вузов. Физика. – 1992. – Т. 35, № 5. – С. 5 – 23.
- 2.13. Возможности и перспективы использования плазменных источников электронов для реализации электронно-лучевых технологий в машиностроении / Груздев В. А. [и др.] // Тяжелое машиностроение (Россия). – № 9. – 2004. – С. 25 – 32.
- 2.14. Антонович Д. А., Груздев В. А., Залесский В. Г., Русецкий И. С. Способы повышения эффективности извлечения электронов в источниках с плазменным эмиттером// Вестн. Полоц. гос.ун-та. Сер. С: Фундаментальные науки. – 2010. – № 3 – С. 103 – 108.
- 2.15. Бугаев, С. П. Электронные пучки большого сечения / С.П. Бугаев, Ю.Е. Крейндел, П.М. Щанин. – М.: Энергоатомиздат, 1984. – 112 с.

- 2.16. Плазменный эмиттер электронов с сеточной стабилизацией. I / А. В. Жаринов [и др.] // ЖТФ. – 1986. – Т. 56, вып. 1. – С. 66 – 70
- 2.17. Плазменный эмиттер электронов с сеточной стабилизацией. II / А. В. Жаринов [и др.] // ЖТФ. – 1986. – Т. 56, вып. 4. – С. 687 – 693.
- 2.18. Влияние давления газа на эмиссионные свойства плазменного эмиттера / В. А. Груздев [и др.] // Вестн. Полоцк. гос. ун-та. Сер. С. Фундаментальные науки. – 2007. – № 3. – С. 90 – 98.
- 2.19. Universal plasma electron sources/ Grusdev V. A., Zalesski V. G., Antonovich D. A., Golubev Yu. P. //Vacuum. – 2005. – V. 77. P. 399–405.
- 2.20. Плазменный источник электронов с пучком большого сечения / В. А. Груздев [и др.] // ИФЖ. – 2002. – Т. 75, № 3. – С. 166 – 170.
- 2.21. Antonovich, D. A. The gas-discharge structure for the formation of radial electron beams / D. A. Antonovich, V. A Gruzdev, V. G. Zalesski // Electrotechnica and electronica. 2009 – 5-6. – P. 186 – 188.
- 2.22. Райзер, Ю. П. Физика газового разряда/ Ю.П. Райзер. – М.: Наука, 1987. – 592 с.
- 2.23. Riemann, K. U. The Bohm criterion and sheath formation / K. U. Riemann // J. Phys. D. – 1991. – Vol. 24. – P. 493 – 518.
- 2.24. Царев, Б. М. Расчет и конструирование электронных ламп / Б.М. Царев. – М.: Энергия, 1967. – 671 с.
- 2.25. Груздев, В. А. Эволюция вторичной плазмы в ускоряющем промежутке плазменных источников электронов при повышенном давлении / В.А. Груздев, В.Г. Залесский // ЖТФ. – 1996. – Т. 66, Вып. 7. – С. 46 – 55.
- 2.26. Электронно-лучевая сварка / О.К. Назаренко [и др.]; под ред. Б.Е. Патона. – Киев: Наукова думка, 1987. – 256 с
- 2.27. Параметры плазмы в эмиссионном канале плазменного эмиттера / В.Л. Галанский [и др.] // ЖТФ. – 1990. – Т. 60, вып. 4. – С. 168 – 170
- 2.28. Никулин, С. П. Влияние размеров анода на характеристики тлеющего разряда с полым катодом / С. П. Никулин // ЖТФ. – 1997. – Т. 67, вып. 5. – С. 43 – 47.
- 2.29. Грановский, В. Л. Электрический ток в газе. Установившийся ток / В.Л. Грановский. – М.: Наука, 1971. – 525 с.
- 2.30. Жаринов, А. В. Роль быстрых электронов в разряде с полым катодом /А. В. Жаринов, Ю. А. Коваленко // Известия высших учебных заведений. Физика. – 2001. № 9. С. 44 – 47.
- 2.31. Груздев, В. А. О роли плазменных электронов в формировании газоразрядной плазмы / В. А. Груздев, В. Г. Залесский // Прикладная физика. – 2012. – № 1. – С. 64 – 72.
- 2.32. Физика и технология источников ионов / Я. Браун, Р. Кремер, А. Холис и др. – М.: Мир, 1998. 495 с.

2.33. Груздев В. А., Ремпе Н. Г. Определение параметров эмитирующей плазмы по эмиссионным характеристикам // I Всесоюз. семинар по плазменной электронике. – Улан-Удэ., 1991. – С. 45–55.

2.34. Крейндель, Ю. Е. Параметры системы плазма – слой в электродной полости разряда низкого давления / Ю. Е. Крейндель, С.П. Никулин // ЖТФ. – 1988. – Т. 58, вып. 6. – С. 1208 – 1209.

2.35. Жаринов, А. В. К теории электронных коллекторов в газовом разряде / А.В. Жаринов, Ю. А. Коваленко // ЖТФ. – 1986. – Т. 56, вып. 4. – С. 681 – 686.

2.36. Груздев, В. А. Формирование эмиссионного тока в плазменных эмиттерах электронов / В. А. Груздев, В. Г. Залесский // Прикладная физика. – 2009. – № 5. – С. 87 – 92.

2.37. Залесский В. Г. Энергетическая эффективность плазменных источников электронов / В. Г. Залесский // Прикладная физика. – 2011. – № 1. – С. 63 – 71.

2.38. Литвинов, И. И. Граничные условия при диффузии неравновесной плазмы в магнитном поле / И. И. Литвинов // ПМТФ. – 1977. – № 1. – С. 52–55.

2.39. Ульянов, К. Н. Двухмерная модель плазменного катода с открытой границей плазмы / К. Н. Ульянов, А. А. Филиппов // Теплофизика высоких температур. – 2001. – том 39, № 4. С. 539 – 546.

2.40. Peculiarities of plasma electron sources operation at high pressures/ Zaleski V. G., Antonovich D. A. // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2007. –40. 7771-7777.

2.41. Ульянов, К. Н. Физическая и математическая модели плазменного катода с точной стабилизацией плазменной границы / К.Н. Ульянов, А.А. Филиппов // ТВТ. – 1998. – Т. 36, № 1. – С. 25–32.

2.42. Physical processes in plasma electron emitters based on a hollow-cathode reflected discharge / V. L. Galansky [et al.] // J. Phys. D: Appl. Phys. – 1994. – Vol. 27. – P. 953 – 961.

2.43. Бурдовицин В. А., Об электрической прочности ускоряющего промежутка плазменного источника электронов в форвакуумном диапазоне давлений / В. А Бурдовицин., М. Н. Куземченко, Е. М. Окс // ЖТФ. – 2002. – Т. 72, вып. 7. – С. 134–136.

2.44. Петрович, О. Н. Нестационарная задача нелинейной электронной оптики в плазменных источниках электронов / О. Н. Петрович, В. А. Груздев // Проблемы теоретической и прикладной электронной и ионной оптики: тез. докл. IX Всерос. семинара. – М., 2009. – С. 15 – 16.

2.45. Груздев, В. А. О деформации распределения потенциала в ускоряющем промежутке плазменных источников электронов при повышенном давлении / В. А. Груздев, В. Г. Залесский, О. Н. Петрович // ЖТФ. – 1995. – Т. 65, вып. 10. – С. 38 – 45.

2.46. Белюк С. И., Осипов И. В., Ремпе Н. Г. Промышленное применение электронных источников с плазменным эмиттером // Изв. ВУЗов. Физика.–2001.– Т. 44, № 9. – С. 77–84.

2.47. Залесский, В. Г. Особенности применения плазменных источников электронов для сварки и родственных технологий / В. Г. Залесский [и др.] // Материалы Меж-

дународной научно-технической конференции Технологии и оборудование ЭЛС-2008. Санкт-Петербург 19-22 мая 2008 г.

2.48. Плазменный источник электронов с пучком большого сечения / В. А. Груздев [и др.] // ИФЖ. – 2002. – Т. 75, № 3. – С. 166 – 170.

2.49. Электронно-лучевая обработка быстроизнашивающихся деталей Источник питания плазменного эмиттера / Залесский В. Г., Голубев Ю. П., Мазаник Ю. В. // Вестник ПГУ. Сер. С: Фундаментальные науки. – 2005. № 10. – С. 63–66.

2.50. Stanley Humphries, Jr. Charged Particle Beams. – John Wiley and Sons, New York, 2002. – 819 p.

2.51. Программно-аппаратный комплекс для диагностики электронно-оптических систем и пучков заряженных частиц / Груздев В. А. [и др.] // Приборы и техника эксперимента (Россия). – 2009. – №2 – с 177 – 178

2.52. Способ и устройство для диагностики электронно-оптических систем плазменных источников электронов / Груздев В. А. [и др.] // Минск: Доклады БГУИР. – 2009. – №1 (39). – С. 71-77.

2.53. Петрович О.Н., Груздев В.А. Программный комплекс ELIS для моделирования плазменных процессов в ЭОС. Тезисы X Всероссийского семинара «Проблемы теоретической и прикладной электронной и ионной оптики», М.: ФГУП «НПО «Орион»». – 2011. С. 15–17.

2.54. Груздев, В. А. Моделирование температурного поля в поверхностном слое при импульсном электронно-лучевом воздействии / В. А.Груздев, В. Г. Залесский, Д. Г. Руголь// Инженерно физический журнал. – 2007 № 2, с 134 – 142.

2.55. Закономерности электронно-лучевого воздействия на боросодержащие материалы и принципов оптимизации электронно-лучевого оборудования для технологии упрочнения и восстановления. Пантелеенко Ф. И., Груздев В. А. и др. М Технопринт: 2005. – 120 с.

2.56. Пантелеенко Ф. И., Снарский А. С. Исследование влияния электронно-лучевой обработки на эксплуатационные свойства боросодержащего материала лезвийного металлорежущего инструмента // Вісник ЖІТІ. – 2001/ Технічні науки. – С. 242–243.

2.57. Барченко В. Т., Вересов Л. П., Вересов О. Л. Плазменно-пучковый комплекс для модификации поверхности потоками заряженных частиц и плазмы. // Труды III Международного Крейнделевского семинара «Плазменная эмиссионная технология», Улан-Уде, 23 – 30 июня 2009, С. 122 – 125.

2.58. Barchenko V. T., Veresov L. P., Veresov O. L. and Grigorenko S.V. Plasma Ion Source for Modification of Materials. // 5th Conference on Modification of Materials with Particle Beams and Plasma Flows. Tomsk. 2000. P. 220 – 223.