

УДК 533.537

## ТЕОРИЯ И ПРАКТИКА СОЗДАНИЯ ЭЛЕКТРОННО-ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ ДЛЯ ПРИБОРОВ С МОЩНЫМИ ЭЛЕКТРОННЫМИ ПУЧКАМИ

*М. А. Завьялов, Л. А. Неганова, В. А. Сыровой*

Всероссийский электротехнический институт, Москва, Россия

*Обсуждаются проблемы, связанные с разработкой, математическим моделированием и созданием электронно-оптических систем для мощных приборов разнообразного технического и научного назначения.*

Последние три десятилетия отмечены бурным развитием физики и техники интенсивных электронных пучков, которые являются уникальным инструментом для разнообразных технологических применений и научных исследований. Необычайно широки параметры ускорителей, инжекторов и электронных пушек, генерирующих электронные потоки и, соответственно, связанные с ними физические, технические и технологические проблемы, которые необходимо решать для их реализации. Теоретические и экспериментальные исследования физических процессов в электронных пучках, технические разработки источников электронов отражены в многочисленных, хорошо известных специалистам монографиях.

Данная работа посвящается обзору и анализу теоретических и экспериментальных исследований формирования и транспортировки интенсивных электронных пучков квазистационарного и стационарного режимов в вакууме, газе и плазме, а также разработкам электронных пушек и инжекторов для электронно-лучевой технологической аппаратуры, электрофизических установок и приборов плазменной СВЧ-электроники. Материал, не претендующий на равномерность отражения всех вопросов данной широкой проблемы, основывается в основном на результатах работ, проведенных в научно-инженерном центре силовой электроники Всероссийского электротехнического института, направление исследований и определение научной политики в котором осуществлялись В. И. Перовичиковым. Предметом анализа являлись тенденции развития и взаимодействия теории формирования интенсивных электронных пучков и физико-технических решений для практической реализации электронной аппаратуры.

Рассматриваемую область электрофизики объединяют задачи получения интенсивных пучков электронов нерелятивистских и релятивистских энергий стационарного и квазистационарного режимов. Для создания соответствующих приборов, использующих в основном термоэмиссионные катоды, требуются разработки электронно-оптических систем (ЭОС), формирующих мощные электронные потоки с большой компрессией и обеспечивающих их тщательную транспортировку на значительные расстояния с минимальными потерями. Другая особенность заключается в необходимости работы в условиях технического вакуума ( $10^{-6}$ – $10^{-2}$  мм рт. ст.), а в ряде случаев — в инъекции электронных пучков в газовую среду с повышенным давлением, что неизбежно сопровождается проявлением сопутствующих ионно-плазменных процессов (иногда целенаправленно используемых): ионизацией газа электронами, генерацией пучковой плазмы, влиянием плазмы на работу ЭОС пушек; образованием плазменного анода и встречного движения электронов и ионов; развитием интенсивных пучково-плазменных неустойчивостей и пучково-плазменных разрядов в области транспортировки.

Мощные электронные пушки, являющиеся предметом рассмотрения, могут быть разделены на следующие классы.

1. Электронные пушки стационарного режима для технологических установок со следующими параметрами: энергия электронов 30–50 кэВ; ток пучка с диа-

метром порядка 1 см до 20 А; мощность пучков — от десятков киловатт до 1 МВт; длина области транспортировки в отсутствие продольного магнитного поля при наличии коротких магнитных линз до 2 м; давление остаточного газа  $10^{-5}$ – $10^{-2}$  мм рт. ст.

2. Инжекторы релятивистских электронных пучков квазистационарного режима: энергия электронов до 400 кэВ; ток до 250 А; длительность импульса 250 мкс; транспортировка электронных пучков с равновесным диаметром порядка 1,5 см осуществляется на расстояние до 2 м в отсутствие продольного магнитного поля при давлении от  $10^{-5}$  мм рт. ст. вплоть до выпуска в атмосферу.

3. Электронные пушки стационарного режима для пучково-плазменных приборов СВЧ (ППП): энергия электронов 20–30 кэВ; ток пучка до 4 А; пучок диаметром порядка 1 см транспортируется в узком протяженном плазменном канале (диаметр 1,2 см, длина до 50 см) гибридной электродинамической структуры в продольном магнитном поле 0,25 Тл при давлении рабочего газа  $10^{-3}$  мм рт. ст. Для перспективных модификаций ППП реализуются также ЭОС, формирующие электронные пучки мощностью до 300 кВт при сохранении параметров плазменного канала.

Сформулированные выше практические задачи стимулировали развитие таких новых разделов теории, как геометризованная теория плотных пучков с ее приложениями к расчету непараксиальных потоков; использование асимптотической теории (параксиальные и тонкие трубчатые пучки) для решения задач анализа; теория существенно трехмерных многопучковых взаимодействующих систем; теория антипараксиальных разложений.

При описании теоретических аспектов рассматриваемой проблемы мы будем пользоваться принятой терминологией, понимая под внутренней задачей синтеза задачу расчета пучка с заданными характеристиками (в математическом плане — обратная задача, задача Коши с начальными данными), реализуемыми за счет создания специальных формирующих электродов (внешняя задача синтеза); под задачей анализа понимается прямая постановка об эволюции пучка в заданных электромагнитных полях. Решение задачи синтеза не кончается на этапе расчета идеальных формирующих электродов, но включает проблему придания этим поверхностям очертаний, достаточно легко реализуемых в металле (электроды технологичной формы). Наибольший интерес в качестве стартовых поверхностей представляют катоды в режиме полного пространственного заряда (эмиссия, ограниченная пространственным зарядом, р-режим) или в случае эмиссии, ограниченной температурой (Т-режим).

Приведенные выше параметры электронных пучков позволяют отнести использующие их приборы к приборам нового поколения с характеристиками, близкими к предельным по компрессии, токоотбору, уровню вакуума. Актуальные технические и научные приложения требуют не только умения правильно рассчитать интегральные характеристики потока (перезанс, форма огибающей), но и формулируют условия по тонкой структуре течения. Хотя для реализации указанных параметров используются хорошо известные в электронике СВЧ-типы электронно-оптических систем со сплошными осесимметричными пучками, трубчатыми пучками с искривленной осью или многопучковые структуры, однако ранее существовавшие методы расчета оказываются либо полностью непригодными, либо требующими модификации и учета таких дополнительных факторов, как частичная компенсация пространственного заряда и конная бомбардировка катода.

Математические модели плотных электронных пучков удобно разбить на две группы, ориентируясь на уравнения, которыми они описываются. Первую группу составляют алгоритмы и программы траекторного анализа, в которых исходные уравнения пучка в частных производных решаются численными методами. Вто-

рая группа моделей в результате предварительной работы основывается на обыкновенных дифференциальных уравнениях. Среди наиболее известных программ траекторного анализа упомянем программы, приведенные в работах [1—4]. Вторую группу представляет хорошо известная параксиальная теория осесимметричных пучков. Первая группа принципиально имеет дело с прямыми постановками, вторая — допускает рассмотрение как прямых (что менее традиционно), так и обратных задач. Для краткости будем называть их численными и теоретическими моделями.

Обе группы моделей могут описывать как двухмерные (осесимметричные и плоские), так и трехмерные конфигурации. Численные модели оказываются вне конкуренции в наиболее сложных с физической точки зрения ситуациях [5] с биполярными потоками, с плазменными катодами и анодами, объемными процессами ионизации, рассеяния и перезарядки, для которых, по крайней мере, в принципе может быть получено самосогласованное решение. За учет этих эффектов приходится платить большим временем счета, усложняющимся проблемами тестирования модели, о которых мы еще будем говорить, считаться с недостоверностью информации об элементарных процессах. Существующая теория интенсивных пучков не в состоянии предложить в этих случаях модели того же уровня по адекватности и изяществу, что в вакуумном случае. Даже построение точного решения для электронно-ионного потока между наклоненными плоскостями, одна из которых эмитирует электроны, а вторая — ионы в  $\rho$ -режиме, существование которого отмечено в [6], представляет собой неразрешенную до сих пор проблему. Однако она формулирует алгоритмы расчета окрестности твердых или самоустанавливающихся эмитирующих поверхностей на основе асимптотических методов в качестве элемента общего численного алгоритма, а также простые феноменологические модели неподвижного неоднородного ионного фона, которые целесообразно использовать наряду с программой траекторного анализа.

Вместе с тем для вакуумного электронного потока, реализующегося в большинстве электронных пушек, теоретические модели имеют удобные управляющие функции (типа формы искривленной оси пучка и распределений физических параметров на ней), которые в принципе отсутствуют в численных моделях и позволяют проводить оптимизацию потока в некотором сформулированном смысле. Теоретические модели не только осуществляют оптимизацию, но и, по крайней мере, при существующем уровне методического совершенства численных моделей с большей достоверностью решают такие существенно трехмерные задачи, как задача о взаимодействующей многопучковой системе и тонкой структуре потока.

Хотя численные модели по своему смыслу не ориентированы на оптимизационные проблемы, однако специалист, имеющий физическую интуицию, может успешно пользоваться ими для расчета ЭОС, проводя модификации в окрестности хорошо отработанного варианта. Иногда разработка достаточно сложных теоретических моделей отстает от потребностей практики. В этом случае приходится пользоваться теми расчетными методами, которые находятся под рукой. Именно таким образом выполнялись расчеты для многопучкового релятивистского инжектора, в которых трехмерная совокупность струй заменялась осесимметричным потоком. Однако задача расчета тонкой структуры потока взаимодействующих многопучковых систем, синтеза и оптимизации непараксиальных релятивистских течений, формирования широких пучков при жестких требованиях по коэффициенту заполнения, однородности плотности тока и углу падения на прямоугольную мишень требует использования более тонкого аппарата современной корпускулярной оптики.

Основной проблемой как численных, так и теоретических моделей является их адекватность и связанная с ней точность описания, которая может быть вы-

явлена путем тщательного тестирования на наборах эталонных точных решений, имеющих все характерные черты общей постановки. К ним относятся наличие искривленного термоэмиссионного катода с неоднородным токоотбором, криволинейность (или пространственный характер) траекторий, существование неоднородного внешнего магнитного поля, релятивистские эффекты (включая учет собственного магнитного поля). Пока речь идет о вакуумных электронных потоках, где парк эталонных решений достаточно полно очерчен и в определенной степени изучен [7—17].

Как ни кажется это парадоксальным, однако наиболее популярные представители двух групп моделей — двумерные пакеты траекторного анализа и параксиальная теория — не имеют в настоящее время четко очерченных границ применимости. Известно, что совпадение результатов анализа и параксиального синтеза является косвенным свидетельством адекватности математического описания в силу того, что каждая из моделей имеет свои источники ошибки. В первом случае это ошибки, связанные с дискретизацией и недостаточно хорошим описанием прикатодной области [18, 20], в которой находится существенная часть пространственного заряда пучка и ошибка в которой в значительной степени определяет точность решения всей задачи. Во втором случае ошибки порождаются приближенным характером решения как внутренней, так и внешней задач в параксиальном приближении. Оказывается, что результаты анализа и синтеза дают хорошее совпадение при микропервансе пучка порядка единицы, однако это совпадение пропадает при значениях перванса 0,3 и менее, для которых точность параксиальной теории может только возрастать.

С другой стороны, принято считать, что последняя хорошо описывает пучки с малыми углами наклона траекторий к оси симметрии. Вместе с тем решение [21], определяющее поток с гиперболическими траекториями и постоянной плотностью пространственного заряда, является не только точным решением уравнений пучка, но и точным решением параксиального уравнения, хотя в окрестностях начала координат угол наклона траекторий близок к  $90^\circ$ . В силу непрерывности параксиальная теория должна неплохо описывать и потоки с близкими к гиперболам траекториями, на которых медленно меняется пространственный заряд.

Приведенные примеры свидетельствуют о необходимости тщательного тестирования моделей того и другого класса. В [18—21] отмечено, что точность программ траекторного анализа может быть повышена за счет более точного описания прикатодной области на основе итеративного решения в ней краевой задачи в рамках теории антипараксиальных разложений, в результате которого рассчитываются плотность тока эмиссии и условия сопряжения с регулярной полевой областью, удаленной от особенности на катоде. Для биполярных и многокомпонентных потоков отсутствует необходимый для физического тестирования набор эталонных точных решений\*. Здесь остаются хорошо известные в численных методах алгоритмы, связанные с вычислением невязки, которые по не вполне понятным причинам не использовались в моделях траекторного анализа. Жесткость критерия малости невязки продемонстрирована в [25] при расчете формирующих электродов путем построения координатных разложений, т. е. в задаче, типичной для электронной оптики плотных пучков.

Описываемые ниже теоретические модели сформулированы в возможно более общем виде. Например, для параксиальных пучков с круглым сечением рассмотрен случай произвольной пространственной оси и учтены релятивистские эффекты.

\* Известны лишь одномерные решения для биполярных потоков с плоской, цилиндрической и сферической конфигурациями эквипотенциалей [22—24].

Специализация общих уравнений для конкретных физических приложений осуществляется путем соответствующих предельных переходов (например, релятивистский пучок с плоской искривленной осью или нерелятивистский пучок с прямой осью).

Первые четыре раздела работы посвящены мощной электронно-лучевой аппаратуре, пятый — теоретическим моделям, используемым при расчете электронно-оптических систем, последний раздел — примерам расчета.

### Электронные пушки для технологии

Область применения современной электронно-лучевой технологии простирается от получения микроструктур в микроэлектронике до выплавки слитков массой в десятки тонн в металлургии [26, 27]. Столь же широк диапазон параметров и конструктивных решений электронных пушек — основных элементов электронно-лучевых технологических установок. Так, мощность электронных пучков, формируемых пушками технологического назначения, находится в диапазоне от десятков Вт до 1 МВт, а наряду с наиболее распространенными пушками с термоэмиссионными катодами находят применение пушки с плазменными катодами и пушки на основе высоковольтного тлеющего разряда [27].

Конструктивные решения мощных аксиальных пушек, применяемых для плавки и испарения материалов и работающих в тяжелых эксплуатационных условиях, в основном построены на одних и тех же принципах, сложившихся на основании длительного опыта и традиций. Формирование и транспортировка аксиально-симметричных электронных пучков происходят в условиях технического вакуума ( $10^{-6}$ – $10^{-2}$  мм рт. ст.).

Обычно ЭОС мощных пушек представляет собой квазипирсовы системы с упрощенной формой электродов, подбираемые в последнее время с помощью упомянутых выше программ анализа на ЭВМ. Переванс формируемых в мощных пушках пучков достигает  $P_{\mu} = 5$  мкА/В<sup>3/2</sup>. В табл. 1 приведены параметры электронных пучков, формируемых наиболее мощными электронными пушками [27].

Таблица 1

Параметры электронных пучков

Пушка	U, кВ	I, А	$P_{\mu}$ мкА/В <sup>3/2</sup>	$n_b$ $10^9$ см <sup>-3</sup>	$\Delta U$ , кВ	$\Delta U_1$ , кВ	$\frac{\Delta U + \Delta U_1}{U}$	$I_b$ , А	$I_{\pi}$ , А
ЕН 1200/50 [26]	50	30	2,7	5	2	7	0,2	70	350
ЭЛП 500/30 [27]	30	20	3,9	4	2	6	0,3	30	160

Концентрация электронов в пучке  $n_b$ , провисание потенциала в пучке  $\Delta U$ , провисание потенциала между границей и проводящей стенкой дрейфовой трубки  $\Delta U_1$ , а также общее относительное провисание потенциала  $(\Delta U + \Delta U_1)/U$  даны в предположении, что пучки радиусом 1 см транспортируются в трубке радиусом 5 см в вакууме.

В таблице даны предельные токи аperiodической неустойчивости Бунемана  $I_b$  нескомпенсированного электронного пучка и неустойчивости Пирса  $I_{\pi}$  для квазинейтрального пучка. Из таблицы следует, что пороговые значения токов аperiodических неустойчивостей, развивающихся за пролетное время, превышают значения токов пучков, применяемых в наиболее мощных электронных пушках для технологии.

Катоды пушек обычно выполняются из тантала либо из вольфрама в виде массивных дисков со сферической эмиссионной поверхностью. Для пушек мень-

шей мощности, работающих в лучших вакуумных условиях, используются катоды из гексаборида лантана  $\text{LaB}_6$ . Плотность тока эмиссии катодов достигает  $5 \text{ А/см}^2$ . Металлические катоды являются высокотемпературными и потребляют значительную мощность для нагрева (до  $5 \text{ кВт}$  при диаметре  $\sim 3 \text{ см}$ ). Катод из вольфрама, имеющего работу выхода  $4,52 \text{ эВ}$ , при температуре  $2800 \text{ К}$  обеспечивает плотность эмиссионного тока  $3,5 \text{ А/см}^2$ , при этом удельное суммарное излучение катода составляет  $\sim 120 \text{ Вт/см}^2$ .

В отличие от приборов СВЧ в мощных технологических пушках к структуре формируемого пучка предъявляются менее жесткие требования, так как до мишени электронные пучки транспортируются с помощью коротких магнитных линз и отклоняющей системы, а диаметры пучков у мишени достигают нескольких сантиметров. Основное требование к формированию мощных стационарных пучков — малые потери на аноде, лучепроводах, диафрагмах системы дифференциальной откачки, разделяющих вакуумные объемы.

Обычно диаметр анодного отверстия близок к диаметру катода, а пучки формируются с незначительной компрессией. На рис. 1 дан пример схемы ЭОС пушки мощностью  $100 \text{ кВт}$ . ЭОС данного типа свойственно неоднородное распределение эмиссионного тока на поверхности катода с максимумом на его краях, что позволяет для пушек мощностью  $0,5\text{—}1,0 \text{ МВт}$  выполнять в центре катода отверстие для прохождения основной части встречного потока ионов без заметного уменьшения полного эмиссионного тока. ЭОС пушек отделена системой дифференциальной откачки от технологического объема, что позволяет поддерживать давление  $\sim 10^{-5} \text{ мм рт. ст.}$  и сохранять электрическую прочность ускоряющего промежутка с напряженностью электрического поля до  $50 \text{ кВ/см}$ .

Параметры и конструктивное решение мощных технологических электронных пушек, нашедших широкое применение в промышленности, приведены в работах [26—34].

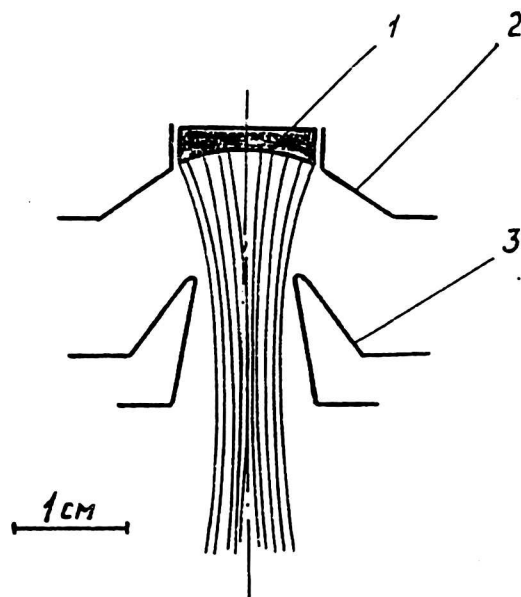


Рис. 1. Схема ЭОС пушки мощностью  $100 \text{ кВт}$ :  
1 — катод; 2 — прикатодный электрод; 3 — анод

На рис. 2 приведена схема электронной пушки ЭЛП мощностью 600 кВт.

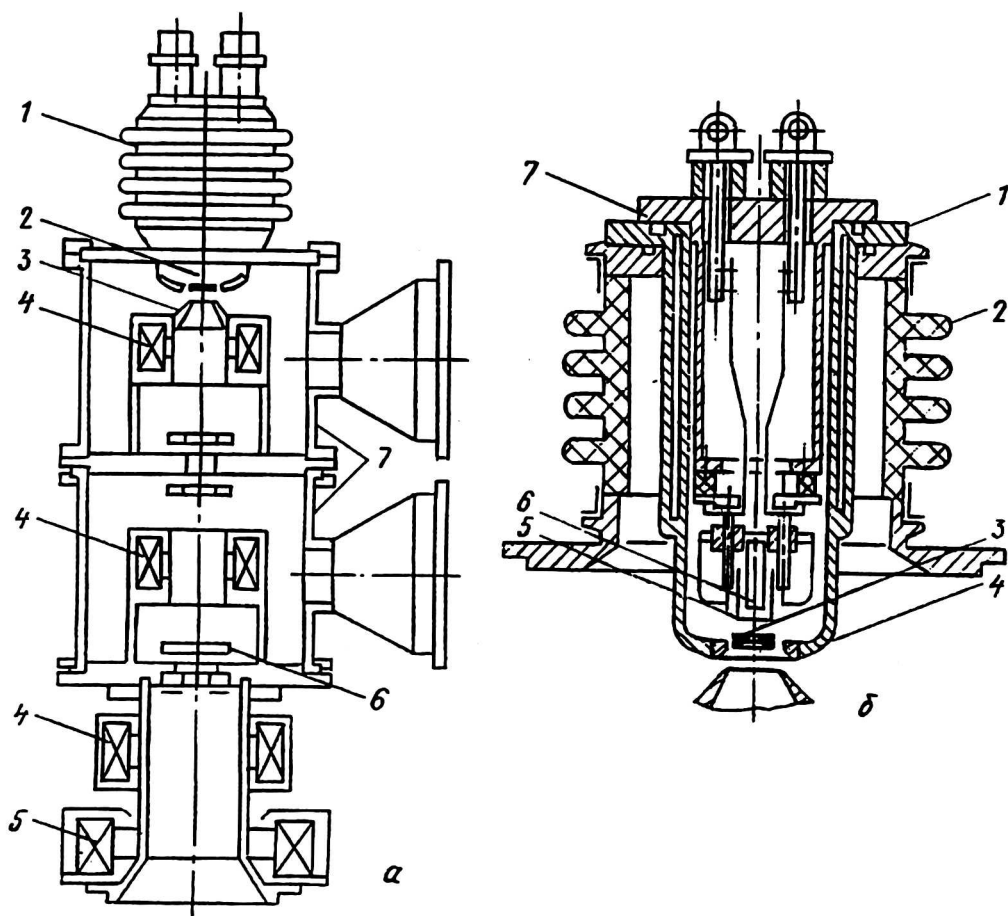


Рис. 2. Схема электронной пушки мощностью 600 кВт (а):

- 1 — изолятор; 2 — катодный узел;
- 3 — анод; 4 — фокусирующие магнитные линзы; 5 — магнитная отклоняющая система;
- 6 — вакуумный затвор; 7 — камеры

Схема катодного узла (б):

- 1 — корпус; 2 — изолятор; 3 — катод; 4 — прикатодный электрод;
- 5 — подогреватель; 6 — коллектор ионов;
- 7 — узел установки систем подогрева

Электронная пушка с выпуском пучка в атмосферу через оригинальную систему дифференциальной откачки (СДО) имеет следующие параметры: ускоряющее напряжение 100—150 кВ, ток пучка 0,1—0,4 А (рис. 3). Для проведения технологических операций в атмосфере осуществляется выпуск электронного пучка через СДО с выходным отверстием диаметром 0,2 см, что потребовало создания пушки с диодной ЭОС и жесткими требованиями к качеству стационарного электронного пучка при удельной мощности до  $5 \cdot 10^6$  Вт/см<sup>2</sup>.

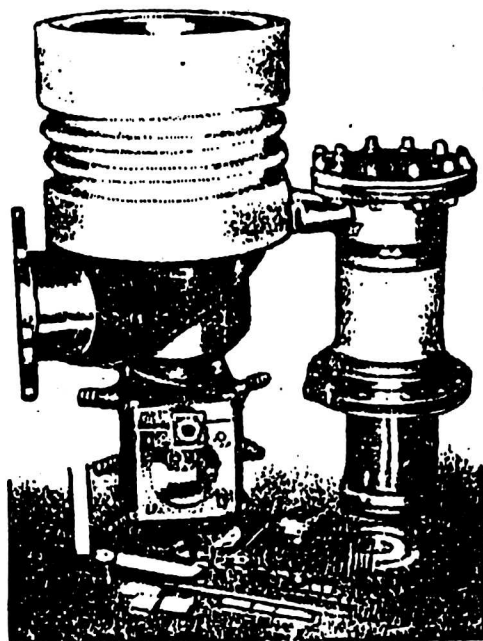


Рис. 3. Электронная пушка с выпуском концентрированного пучка в атмосферу

### Инжекторы релятивистских электронных пучков квазистационарного режима

Интерес к проблеме релятивистских электронных пучков (РЭП) сопровождался бурным развитием наносекундной техники. Увеличение длительности импульса до значений  $10^{-4}$ - $10^{-3}$  с (квазистационарный режим) расширяет как область исследований физики РЭП, так и перспективы их практического использования в следующих направлениях: генерация СВЧ, передача энергии электронным пучком, технология обработки материалов с целью модификации их свойств, плазмохимия, радиационная техника и т. д.

По сравнению с РЭП наносекундного диапазона проблема генерации квазинепрерывных сильноточных РЭП имеет ряд принципиальных особенностей. Наряду с применением катодов стационарного действия (в отличие от взрывоэмиссионных катодов в наносекундной технике), одним из основных факторов является электрическая прочность ускоряющего промежутка, определяющая предельную плотность тока. Из известных эмпирических критериев электрической прочности вакуумного зазора и закона "3/2" следует, что плотность тока термоэмиссионного катода для однозазорного ускорителя убывает с увеличением ускоряющего напряжения и в высоковольтных ( $\sim 500$  кВ) диодных пушках ограничена несколькими амперами на  $1 \text{ см}^2$ . Поэтому для получения РЭП с токами в сотни ампер необходимо применять крупногабаритные катоды со значительными поперечными размерами, а требуемый малый диаметр пучков ( $\sim 1$  см) определяет параметры ЭОС инжекторов с высокой линейной компрессией формируемого потока ( $10 \div 20$ ). Выбор направлений и создание сильноточных инжекторов РЭП квазинепрерывного режима потребовали решения ряда научно-технических задач: исследование электронно-оптических систем; формирование и транспортировка пучков в газе и плазме; разработка формоустойчивых термокатодов и систем их нагрева; разработка высоковольтных вводов и т. д. Ниже рассмотрены три типа инжекторов РЭП квазистационарного режима: инжектор с диодной ЭОС со сферическим термокатодом; инжектор

с кольцевым катодом и электростатическим компрессором; многоструйный трех-электродный инжектор [35].

### Инжектор РЭП с диодной квазипирсовой ЭОС со сферическим катодом

Термокотод инжектора, представляющий собой поверхность шарового сегмента с радиусом кривизны 15 см и диаметром 15 см, содержит молибденовую подложку с эмитирующим слоем из  $LaV_6$ , нанесенным на вогнутую часть поверхности методом плазменного напыления. Равномерный разогрев катода до рабочей температуры  $\sim 1600^\circ C$  осуществлялся управляемым по специальной программе электронным пучком мощностью 16 кВт (20 кВ, 0,8 А), формируемым вспомогательной электронной пушкой [36, 37].

Проведено исследование транспортировки РЭП через систему дифференциальной откачки и вывода его в атмосферу (рис. 4). СДО состоит из трех откачиваемых камер, разделенных диафрагмами с отверстиями 1,5 см. Импульсный вакуумный затвор имеет время срабатывания несколько миллисекунд. Эксперименты показали, что в области между "кроссоверной" диафрагмой и входной диафрагмой СДО развивается неустойчивость, проявляющаяся в возбуждении колебаний с поперечными смещениями пучка. Сигналы с индуктивного магнитного датчика показывают, что электронный пучок подвержен колебаниям с частотой 1,2 МГц, которые промодулированы более низкими частотами. Съемка участка тракта транспортировки пучка при давлении  $1 \cdot 10^{-3}$  мм рт. ст. камерой с электронно-оптическим преобразователем (время экспозиции 1 мкс) позволила определить размер и форму канала прохождения пучка — максимальная амплитуда поперечных смещений достигает 6-8 радиусов пучка. Наблюдаемая неустойчивость электронного пучка, по-видимому, идентичная поперечной (дипольной) неустойчивости, потребовала разработки специальных мер для ее стабилизации. При ускоряющем напряжении 300 кВ, катодном токе 100 А и длительности импульсов 250 мкс след от воздействия выведенного в атмосферу электронного пучка на алюминиевой мишени, установленной на расстоянии 12 см от выходного отверстия, представляет собой круг диаметром  $0,8 \pm 0,9$  см. При транспортировке пучка на расстоянии  $\sim 50$  см в вакуумной камере при давлении  $5 \cdot 10^{-5}$  мм рт. ст. диаметр кратера, образуемого пучком на приемном коллекторе, составляет  $\sim 1$  см.

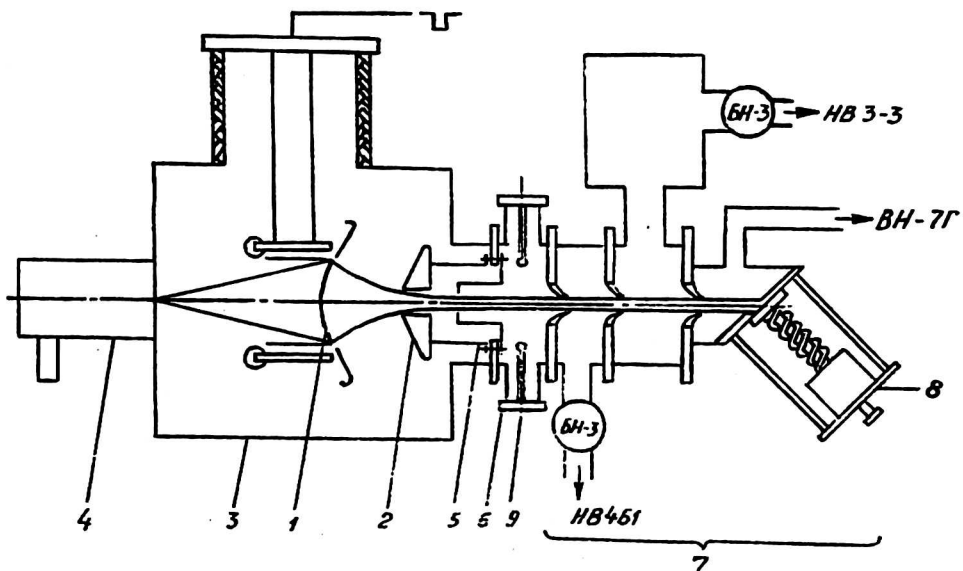


Рис. 4. Схема установки для выпуска РЭП в атмосферу:

- 1 — катодный узел; 2 — анод; 3 — камера инжектора; 4 — пушка для нагрева катода;
- 5 — анодный узел с диафрагмой; 6 — диагностическая камера; 7 — система дифференциальной откачки; 8 — импульсный затвор; 9 — индуктивные магнитные датчики

Таким образом, созданная система позволяет формировать РЭП диаметром  $\sim 1$  см с током 120 А, энергией электронов 350 кэВ, линейной компрессией  $\sim 15$  и длительностью импульса 250 мкс. Повышение ускоряющего напряжения до 400 кВ, которое, по-видимому, является предельным для подобных диодных систем, приводило к укорочению длительности импульса из-за пробоев до  $\sim 50$  мкс.

### Инжектор с кольцевым катодом и электростатическим компрессором

В разработанной и исследованной ЭОС инжектора РЭП данного типа отбор тока с кольцевого термокатода осуществляется посредством внешнего и внутреннего каоксиальных конических электродов, образующих компрессор, в котором при наложении разности потенциалов происходит поворот траекторий на угол  $\sim 30^\circ$  (рис. 5). Отличием от известных систем является отсутствие специальных анодных электродов, а функцию анода выполняют электроды компрессора. Искажение поля в ускоряющем промежутке из-за различия потенциалов внешнего и внутреннего электродов компрессора сводится к минимуму благодаря расположению этих электродов на разном расстоянии от катода в соответствии с законом "3/2". Кольцевой термокатод с тороидальной либо конической эмитирующей поверхностью имеет диаметр 40 см и ширину 3 см [42].

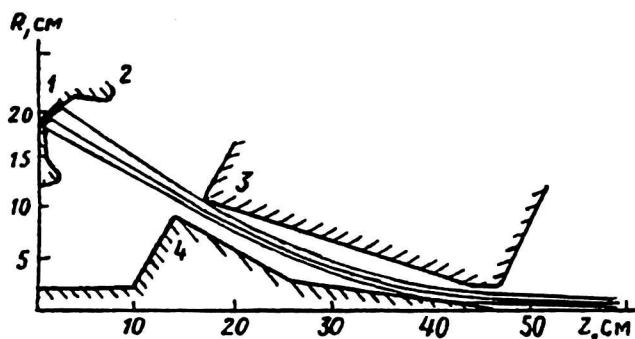


Рис. 5. Схема ЭОС инжектора РЭП с кольцевым катодом и электростатическим компрессором:

- 1 — кольцевой катод; 2 — прикатодный электрод;  
3, 4 — внешний и внутренний электроды компрессора;  
 $\varphi_1 = -270$  кВ;  $\varphi_3 = 0$ ;  $\varphi_4 = 0,1 \varphi_1$

Контур поперечного сечения пучка определяется методом прожига фольг, устанавливаемых за компрессором, а также по характерным следам разрушения толстой мишени из тантала. Распределение плотности тока по сечению пучка и его контур оценивались также по тормозному излучению электронов в танталовой мишени толщиной 0,1 см методом контактной диагностики при помощи рентгеновской пленки. Эксперименты по формированию пучка проводились при энергиях до 270 кэВ и токах до 220 А. Давление остаточного газа в вакуумной камере в рабочем режиме составляло  $1 \cdot 10^{-5}$  мм рт. ст. Установлено, что на выходе из компрессора пучок уже является существенно неоднородным по азимуту (рис. 6). В области компрессора проявляется тенденция к разделению азимутально однородного на входе пучка на отдельные продольные шнуры,

в поперечном сечении имеющие вид "языков", вытянутых в радиальном направлении. На рентгенограмме (см. рис. 6, в) видно, как пучок разбрасывается от оси системы к периферии, на рис. 6, г наблюдаются периодичность структуры и поворот "языков" по азимуту. Обнаруженная "компрессионная" неустойчивость может возникать при сильной компрессии интенсивного трубчатого пучка из-за возмущения в виде азимутальной волны смещения частиц или азимутального возмущения скорости, которые могут нарастать по мере движения пучка к выходу компрессора [38]. Проведенный большой объем инженерно-конструкторской, технологической и экспериментальной работы на инжекторе РЭП с кольцевым катодом и электростатическим компрессором из-за сложности системы, ненадежности катодного узла, а также из-за проявления разрушительной неустойчивости пучка, которую не удалось преодолеть, не дал положительного результата.

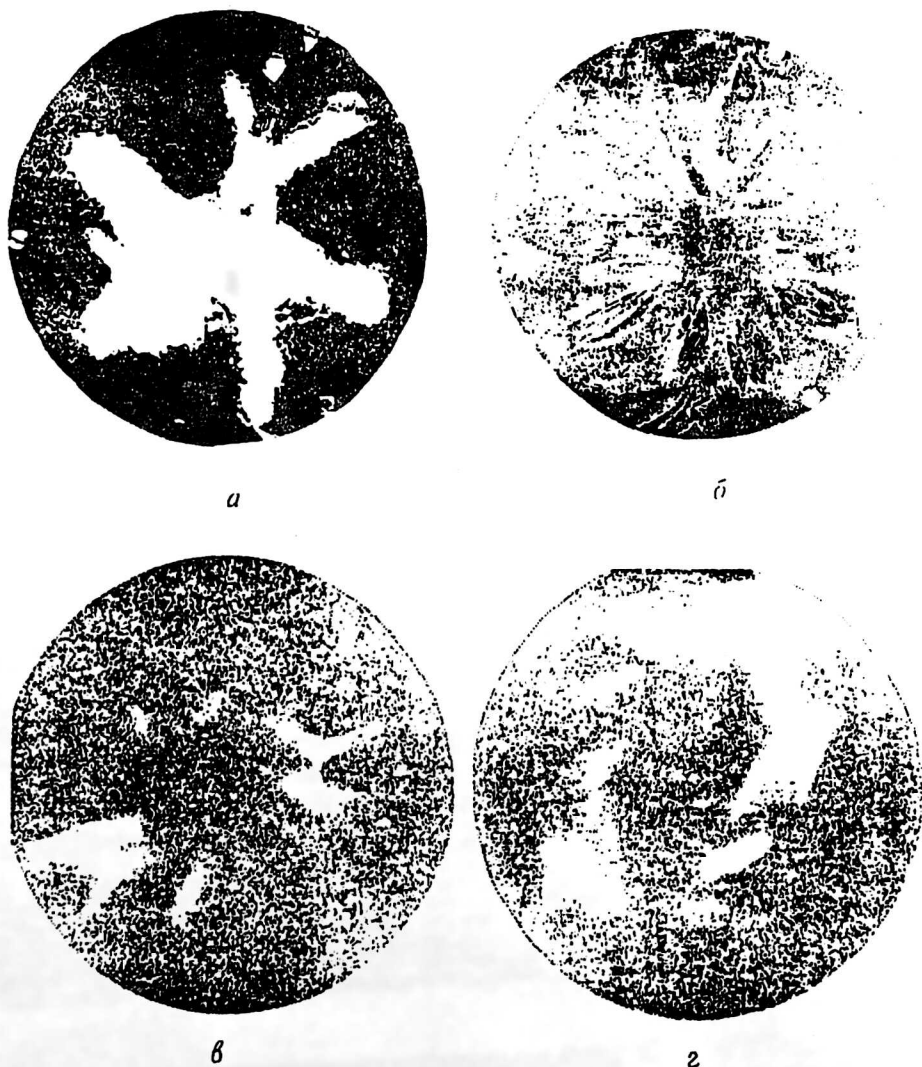


Рис. 6. Фольга, установленная за компрессором (а) и след РЭП на мишени (б); рентгенограмма пучка (в, г)

### Инжекторы РЭП с многоструйной триодной ЭОС

В такой системе отбор тока с катода осуществляется крупноструктурным вытягивающим электродом (сетка с отверстиями), а основное ускорение электронов и формирование тонкого пучка производится в области за сеткой в длинном высоковольтном ускоряющем промежутке [39]. В этом случае возможен отбор плотности эмиссионного тока с катода  $\sim 40 \text{ А/см}^2$ , если сетку расположить достаточно близко к катоду, принудительно подавая на нее повышенный потенциал. Для предотвращения разрушения сетки катод покрывают теневой решеткой либо набирают из отдельных таблеток  $\text{LaB}_6$ . Катодно-сеточный узел, выполненный на основе современных графитовых технологий, устанавливался на специально разработанном шестисекционном высоковольтном вводе на 500 кВ. Потенциал сетки составляет  $1/6$  часть от анодного.

Катодный узел выполнен в виде графитового керна диаметром 7,5 см и радиусом кривизны 8 см, в котором закреплены 24 таблетки из  $\text{LaB}_6$  диаметром 0,8 см со сферической эмитирующей поверхностью (радиус кривизны 0,85 см). Сферическая молибденовая сетка имела 24 отверстия диаметром 0,7 см и общий для всех струй фокусирующий электрод.

Эксперименты проводились с РЭП с током 200 А и энергией электронов 300 кэВ (рис. 7). Диаметр пучка в анодном отверстии, определяемый с помощью специально устанавливаемой мишени, составил 1,4 см; уже в этом сечении след от пучка является однородным. Исследования по транспортировке пучка проводились при давлении  $(0,7 \div 1) \cdot 10^{-5}$  мм рт. ст. в диагностической камере, в которой на расстоянии 200 см от анода устанавливается коллектор. Пучок за анодом расширялся под действием сил пространственного заряда, но через 50 мкс в результате ионизации газа, нейтрализации заряда и релаксации выходил на равновесное состояние с диаметром 1,5 см. Такие размеры имеет след разрушений, производимых пучком на коллекторе (рис. 8).

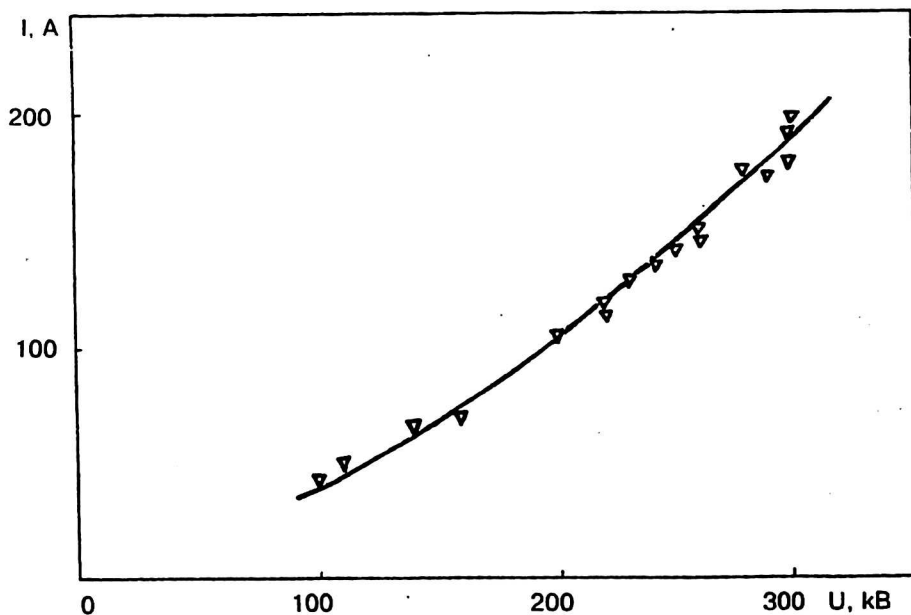


Рис. 7. Зависимости тока пучка от ускоряющего напряжения

В табл. 2 сведены основные параметры трех типов инжекторов РЭП квазинепрерывного режима ( $\tau = 250$  мкс).

Таблица 2

Основные параметры инжекторов РЭП квазинепрерывного режима

Тип инжектора	Напряжение, кВ	Ток, А	Диаметр пучка, см	Плотность тока, А/см <sup>2</sup>	Мощность, МВт	Плотность мощности, Вт/см <sup>2</sup>	Примечание
Диодная ЭОС со сферическим катодом диаметром 15 см	350	120	1	150	40	$5 \cdot 10^7$	
ЭОС с кольцевым катодом диаметром 40 см и электростатическим компрессором	270	220	—	—	60	—	Компрессионная неустойчивость
Многоструйная триодная ЭОС со сферическим катодом диаметром 7,5 см	300	200	1,5	113	60	$3,4 \cdot 10^7$	



Рис. 8. След пучка на коллекторе, расположенного на расстоянии 200 см от анода

## Электронная пушка для пучково-плазменных приборов СВЧ

Плазменная электроника возникла после основополагающих работ [40, 41], в которых было предсказано явление пучковой неустойчивости, состоящее в эффективном возбуждении колебаний и волн в плазме электронным пучком. В последнее время в ВЭИ создан черенковский пучково-плазменный усилитель с нерелятивистским электронным пучком на основе гибридной замедляющей структуры в виде цепочки связанных резонаторов (ЦСР) с заполненным плазмой пролетным каналом [42—44]. Гибридные плазменно-резонаторные системы сочетают в себе высокую эффективность взаимодействия, характерную для плазменных волноводов, с возможностью практически полного излучения энергии возбуждаемых СВЧ-полей. Высокие параметры нерелятивистских черенковских пучково-плазменных усилителей и генераторов СВЧ определяются эффективностью взаимодействия пучок-плазма, имеющего объемный характер, компенсацией пространственного заряда электронного пучка, а также длительным синхронизмом пучка с волнами гибридных замедляющих структур.

Создание мощного широкополосного СВЧ-усилителя (выходная мощность 20 кВт, ширина полосы 30 %, КПД 30 %) потребовало решения целого ряда физико-технических задач: разработки систем формирования и транспортировки электронного пучка (20 кэВ,  $\sim 3$  А) в узком протяженном канале замедляющей структуры (диаметр 1,2 см, длина  $\sim 40$  см), заполненном плазмой; системы газодинамики отпаянного прибора, обеспечивающей регулировку давления рабочего газа в требуемых пределах ( $10^{-6}$ – $10^{-3}$  мм рт. ст.), а также вакуумный перепад между плазменной электродинамической системой и ЭОС пушки; систем вывода СВЧ-мощности и т. д. Особенности и характеристики данных приборов описаны в работах [42—46].

Электронный пучок транспортируется в пролетном канале, помещенном в продольное магнитное поле  $B_{zm} = 0,25$  Тл. При давлении газа  $7,10^{-4}$ – $1,10^{-3}$  мм рт. ст. в результате ионизации газа и пучково-плазменного взаимодействия в канале ЦСР генерируется плазма с концентрацией до  $10^{12}$  см $^{-3}$  и электронной температурой  $\sim 15$ – $20$  эВ.

Электронный пучок эмитируется плоским термокатодом с диаметром 1 см. Параметры пучка согласовывались с расчетом электродинамической структуры. В плоскости катода магнитное поле составляет  $0,3$ – $0,5 B_{zm}$ .

Перспективными направлениями развития для пучково-плазменного усилителя с повышенной мощностью СВЧ-излучения является разработка ЭОС с пучком мощностью 300 кВт (30 кВ, 10 А), включая варианты ионно-защищенной оптики с кольцевым катодом и однослойной многопучковой структуры.

## Ионно-плазменные процессы в электронно-лучевой аппаратуре

Одна из характерных особенностей применения электронных пушек в технологии, плазменной электронике, в различных устройствах электрофизики состоит в том, что в них, с одной стороны, проявляется ряд ионно-плазменных явлений, которые оказывают существенное влияние на работу электронно-оптических систем пушек и транспортировку пучка, а с другой — эти явления все шире и целенаправленно используются для получения и формирования электронных потоков.

Проявление ионно-плазменных процессов в электронных пушках обусловлено обычным для технологических установок несовершенством вакуума, созданием систем с выпуском электронного пучка в среду с повышенным давлением, вплоть до атмосферного, а также генерацией плотной пучковой плазмы в пролетных

каналах устройств плазменной электроники СВЧ за счет ионизации газа электронами пучка и коллективных пучково-плазменных взаимодействий. Ионно-плазменным процессам в электронных пучках и пушках посвящена монография [27].

Наличие плазмы в области анода вакуумного диода приводит к поступлению ионов в межэлектродный промежуток, частичной компенсации пространственного заряда электронов, перераспределению электрического поля и увеличению тока, пропускаемого диодом. Явления, характерные для биполярных диодов с плазменным анодом и встречным движением электронов и ионов, исследовались при работе электронных пушек как с термоэмиссионным, так и с плазменным катодом при образовании анодной плазмы самим электронным пучком, а также в специально поставленных экспериментах на биполярных ЭОС с термокатодом и плазменным анодом, создаваемым с помощью автономных газоразрядных источников плазмы различных типов.

Экспериментальные исследования показали возможность практической реализации высокоперевансных биполярных ЭОС пушек квазистационарного и стационарного режимов. Так, в [47] экспериментально реализована и исследована модель вакуумного сферического диода с термокатодом и плазменным анодом. Биполярные ЭОС, "настроенные" с помощью автономно управляемых источников плазмы, защищены от неустойчивых процессов интенсивного газовыделения в технологических камерах электронно-лучевой обработки материалов. Такие системы могут найти применение для устройств плазменной электроники с вводом электронного пучка в среду с повышенным давлением и его транспортировкой в плазменном канале гибридных электродинамических замедляющих структур. В подобных приборах плазменный анод является согласующим элементом между областью интенсивного пучково-плазменного взаимодействия и областью формирования электронного пучка. Создание анодно-плазменных биполярных ЭОС с термокатодом, нагреваемым равномерно распределенным по поверхности катода ионным потоком, приводит к значительному упрощению катодных узлов пушек, а также высоковольтных источников питания [27].

При распространении интенсивного электронного пучка в каналах транспортировки при различных вакуумных условиях можно выделить несколько характерных состояний пучков [27, 48]. При распространении потока в высоком вакууме ( $<10^{-7}$  мм рт. ст.) он имеет отрицательный потенциал относительно заземленного канала  $\Delta\phi < 0$  (декомпенсированный, "отрицательно заряженный" электронный пучок). При повышении давления газа (концентрации  $n_0$ ) вследствие его ионизации электронами ионы накапливаются в пучке до установления состояния квазинейтральности, при котором концентрации электронов в пучке  $n_b$  и ионов  $n_i$  выравниваются ( $n_b \approx n_i$ ) ("квазинейтральный электронный пучок"  $\Delta\phi \approx 0$ ). При дальнейшем повышении давления газа концентрация ионов  $n_i$  в пучке может превысить концентрацию электронов пучка  $n_b$ , вследствие чего потенциал пучка  $\Delta\phi$  изменит знак на положительный, и в нем будут удерживаться медленные вторичные электроны. Система частиц в этих условиях состоит уже из трех компонентов. При определенных условиях концентрация образующейся "пучковой" плазмы  $n_e$  может значительно превышать концентрацию первичных электронов пучка  $n_b$  (трехкомпонентная система частиц "плазменный пучок"  $\Delta\phi > 0$ ). Изменение потенциала в объеме при этом составляет порядка электронной температуры пучковой плазмы  $\Delta\phi \approx kT_e / e$ . В условиях, когда концентрация образующейся плазмы значительно превышает плотность электронного потока  $n_e \gg n_b$ , основополагающим процессом, определяющим особенности распространения пучков, является развитие пучково-плазменных неустойчивостей, возникающих в результате коллективных взаимодействий частиц и способных приводить к быстрой релаксации пучка вплоть до полного его запираания. Такое

состояние системы с проявлением коллективных процессов, в частности, электрон-электронной неустойчивости, можно условно назвать пучково-плазменным разрядом (ППР). Обзор некоторых теоретических и экспериментальных исследований в этой области приведен в работах [27, 48].

Приведем параметры основных состояний системы заряженных частиц на примере пучково-плазменных приборов СВЧ, в которых данные процессы проявляются наиболее ярко и используются целенаправленно [44, 46]. В пучково-плазменном усилителе с выходной мощностью электромагнитного излучения 20 кВт пучок диаметром  $d_b = 1$  см с энергией электронов  $eU_b = 20$  кэВ и током  $I_b = 3$  А транспортируется в пролетном канале диаметром 1,2 см и длиной 50 см в продольном магнитном поле  $B \approx 0,25$  Тл. Давление рабочего газа водорода в приборе изменяется в пределах  $p \approx 1 \cdot 10^{-5} \div 1 \cdot 10^{-3}$  мм рт. ст. В таком диапазоне давлений возможны три различных состояния системы заряженных частиц, которые приведены в табл. 3 [27]. Кроме концентраций нейтрального газа  $n_0$ , электронов пучка  $n_b$ , ионов  $n_i$  и пучковой плазмы  $n_e$  даны также значения времени ионизации

$$\tau_i = \frac{1}{n_0 \sigma_i v_b},$$

где  $\sigma_i$  — сечение ионизации газа электронами пучка,  $v_b$  — скорость электронов пучка.

Значения  $\tau_i$  определяют длительность переходного периода, в течение которого пучок создает в единице объема число ионов, равное его плотности. В табл. 3 включены значения "скоростей реакции" образования ионов и вторичных электронов электронами пучка  $n_b n_0 \sigma_i v_b$ , а также плазменными электронами  $n_e n_0 \langle \sigma_i v_e \rangle$ , где величины  $\langle \sigma_i v_e \rangle$  определяют скорость ионизации газа электронами плазмы (усредненную по распределению скорости электронов  $v_e$  вероятность ионизации в единицу времени). Там же приведены значения плотности ионного тока  $j_i \approx 0,4 e n_e v_s$ ,  $v_s = kT_e / m_i$  — скорость ионного звука), эмитируемого пучковой плазмой, и мощность ионного потока  $W = j_i S v_e$ , которая может выделяться на катоде при отсутствии специальных мер по снижению уровня ионной бомбардировки.

Таблица 3

Состояние системы заряженных частиц

$eV_b = 20$ кэВ,	$I_b = 3$ А, $d_b = 1$ см,	$n_b = 3 \cdot 10^9$ см <sup>-3</sup>
Квазинейтральный пучок	Плазменный пучок	ППР (коллективные процессы, е-е неустойчивость)
$\Delta\phi \approx 0$ ( $n_b, n_i$ )	$\Delta\phi \sim kT_e/e \approx +4$ В	$\Delta\phi \approx +50$ В
$\rho \approx 10^{-5}$ мм рт. ст.	( $n_b, n_i, n_e$ )	( $n_b, n_i, n_e$ )
$n_0 \approx 3 \cdot 10^{11}$ см <sup>-3</sup>	$\rho \approx 10^{-4}$ мм рт. ст.	$\rho \approx 10^{-3}$ мм рт. ст.
$n_b \approx n_i \approx 3 \cdot 10$ см <sup>-3</sup>	$n_0 \approx 3 \cdot 10^{12}$ см <sup>-3</sup>	$n_0 \approx 3 \cdot 10^{13}$ см <sup>-3</sup>
$\tau_i \approx 20$ мкс	$n_b \approx n_e \approx 3 \cdot 10^9$ см <sup>-3</sup>	$n_e \approx 10^{12}$ см <sup>-3</sup>
$\sigma_i v_b \approx 10^{-7}$ см <sup>-3</sup> с <sup>-1</sup>	$kT_e \sim 4$ эВ	$\frac{n_e}{n_b} > 10^2$
$n_b n_0 \sigma_i v_b \approx 10^{14}$ см <sup>-3</sup> с <sup>-1</sup>	$\tau_i \approx 2$ мкс	$kT_e \sim 15-20$ эВ
	$\langle \sigma_i v_e \rangle \approx 3 \cdot 10^{-10}$ см <sup>3</sup> с <sup>-1</sup>	$\tau_e \approx 0,2$ мкс
	$n_b n_0 \sigma_i v_e \approx 10^{15}$ см <sup>-3</sup> с <sup>-1</sup>	( $n_b n_0 \sigma_i v_b + n_e n_0 \langle \sigma_i v_e \rangle$ ) $\gg$
	$n_e n_0 \langle \sigma_i v_e \rangle \sim 3 \cdot 10^{12}$ см <sup>-3</sup> с <sup>-1</sup>	$\gg 10^{16}$ см <sup>-3</sup> с <sup>-1</sup>
	$\frac{n_b n_0 \sigma_i v_b}{n_0 n_e \langle \sigma_i v_e \rangle} \gg 1$	$j \approx 0,15$ А·см <sup>-2</sup>
	$j \approx 0,4 e n_e v_s \approx 0,5$ МА·см <sup>-2</sup>	
	$W = S j v_b \approx 10$ Вт	$W \approx 3$ кВт

При возникновении пучково-плазменного разряда в системе развивается неустойчивость, электроны плазмы разогреваются в электрических полях колебаний и их роль в ионизации газа становится преобладающей.

Как отмечалось выше, ионно-плазменные процессы можно условно разделить на сопутствующие и целенаправленно используемые. В первом случае принимаются меры по снижению негативных эффектов, связанных с ионной бомбардировкой катодов и их разрушением: использование массивных высокотемпературных катодов ( $W$ ,  $Ta$ ), применение систем дифференциальной откачки и ионных ловушек, разработка ионно-защищенных ЭОС с кольцевыми либо многоструйными катодами. В то же время, например, привлекательной является идея создания модели "истинно плазменного" ППП СВЧ, которая включает плазменный катод и биполярную электронно-оптическую систему с плазменным анодом. В такой модели генерация плазмы в газоразрядном источнике плазменного катода и в области гибридной плазменной электродинамической системы (область ППП), формирующей также плазменный анод, может происходить при одинаковом давлении рабочего газа ( $\sim 7 \cdot 10^{-4} + 1 \cdot 10^{-3}$  мм рт. ст.). Попытка разработки плазменного катода с газоразрядным источником с холодными электродами для ППП предпринята в [49]. Данная модель ППП СВЧ может обладать несомненными преимуществами перед уже реализованными приборами. К ним относятся постоянное газовое наполнение отпаянного прибора, соответствующее рабочему давлению, при отсутствии систем подачи газа и систем дифференциальной откачки, имеющих ограниченный ресурс работы; отсутствие термоэмиссионного катода; высокопереванская биполярная ЭОС с плазменным катодом и анодом, обеспечивающая согласование области формирования электронного пучка и области эффективного пучково-плазменного взаимодействия; возможность частотно-импульсной модуляции тока электронного пучка и выходной мощности электромагнитного излучения за счет управления газоразрядным источником плазменного катода.

## Асимптотическая теория плотных электронных пучков

### *Пучки с квазиаксиальной симметрией*

Квазиаксиально-симметричные потоки являются простейшим представителем пространственных течений [50, 51]. Осью пучка может быть произвольная гладкая пространственная кривая с кривизной  $\kappa(\ell)$  и кручением  $\alpha(\ell)$ , где  $\ell$  — длина дуги оси, причем в каждом нормальном к оси сечении пучок оставляет след в виде круга. Ясно, что для выполнения этого условия нужны специальные внешние поля, поэтому теория квазиаксиально-симметричных потоков предназначена для решения задач синтеза. Решение уравнений пучка представляется в виде асимптотического ряда по малому геометрическому параметру  $\epsilon$ , характеризующему узость занятой пучком области по сравнению с характерным продольным размером задачи: радиусами кривизны и кручения оси, масштабами изменения потенциала и магнитного поля на ней, ларморовским радиусом. Теория допускает неоднородное распределение плотности пространственного заряда  $\rho$  по сечению пучка и учитывает эффекты его возможной частичной компенсации за счет присутствия ионов посредством простой феноменологической модели неподвижного неоднородного ионного фона с плотностью  $\rho_i$ . Последний назначается, исходя из разумных физических соображений и имеющихся в распоряжении экспериментальных данных.

Варьирование свободных параметров, определяющих зависимость функции  $\rho_j$  от координат, позволяет покрыть всю имеющую физический смысл полосу значений  $\rho_j$  и быстро получить качественные результаты, ограниченные, однако, точными пределами, которые дают возможность судить о влиянии этого фактора на характеристики электронного потока. Оперативность получения информации в определенной степени компенсирует тот недостаток, что вследствие априорного задания  $\rho_j$  постановка задачи не является самосогласованной.

Параксиальное уравнение формулируется в квазицилиндрической системе  $\ell, R, \Psi$ , введенной по обычным формулам относительно квазидекартовых координат  $\ell, x, y$ , связанных с осевой кривой, где  $x, y$  — координаты в нормальной к оси плоскости:

$$\ddot{R} = \frac{\Psi - \Psi_1}{R\tilde{V}} - \left( \frac{1}{4}\Omega_j^2 + \frac{1}{2}n \right) R + \frac{P^2(\Psi)}{R^3},$$

$$\dot{R} \equiv \frac{dR}{dt} = \tilde{V} \frac{dR}{d\ell} \equiv \tilde{V}R', \quad \tilde{V} = (1 + \tilde{U})V, \quad (1)$$

$$\Psi = \tilde{V} \int_0^R R \sigma dR, \quad \sigma = \rho / (1 + \tilde{U}).$$

Здесь  $\Psi$  — функция тока для электронов;  $\Psi_1$  — введенная по аналогии с ней функция для ионов; функция  $P$  определяет распределение азимутальной скорости в начальном сечении;  $U, V, \Omega$  — распределение потенциала, скорости и напряженности магнитного поля на оси пучка;  $n$  — эффективный фон, включающий  $U''$ , инерционные, магнитные и релятивистские члены; тильдой отмечены слагаемые, исчезающие при переходе к нерелятивистскому пределу (исключение — импульс на оси  $\tilde{V} \rightarrow V$ ); в формулах (1) и ниже используются безразмерные переменные с естественной релятивистской нормировкой.

Уравнение (1) дополняется приведенными в [50, 51] алгебраическими соотношениями для параметров потока. Это уравнение можно рассматривать как обыкновенное дифференциальное уравнение, которое должно быть проинтегрировано для каждой из интересующих нас трубок тока  $\Psi = \text{const}$  со своим значением  $\Psi$ . Если  $\rho$  и  $\rho_j$  зависят от продольной координаты  $\ell$ , то реализуется течение с подобными трубками тока  $R = \xi \delta(\ell)$  ( $\xi$  — маркирующий трубку тока параметр), описываемое уравнением

$$2\ddot{\delta} = (\sigma - n - \sigma_1)\delta + \frac{1}{2} \left( \frac{\Omega_{l_0}^2}{\delta^3} - \Omega_{\ell}^2 \delta \right), \quad \sigma \tilde{V} \delta^2 = J \quad (2)$$

и соответствующими соотношениями для параметров потока;  $\Omega_{l_0}, J$  — продольное магнитное поле на катоде и плотность тока эмиссии\*.

Анализ физического смысла членов в правой части уравнения (1) позволяет дать новое определение параксиальному потоку, открывающее путь к учету его возможной неламинарности [51]: для параксиального релятивистского пучка в каждом сечении  $\ell = \text{const}$  выполнена теорема Гаусса, причем вместо плотности пространственного заряда  $\rho$  в ней фигурирует скалярная плотность  $\sigma$ . В результате неламинарность может быть учтена, если отслеживать ряд трубок тока и на каждом шаге интегрирования подсчитывать радиальное электрическое поле в соответствии со сформулированным принципом.

\* Индекс "ноль" всегда отмечает значения соответствующих величин на катоде.

### Пучки с произвольным поперечным сечением

Аналогом подобия трубок тока для квазиаксиально-симметричных потоков в общем случае является требование однородной деформации поперечного сечения:

$$x = \alpha(l)\xi + \beta(l)\eta, \quad y = \mu(l)\xi + \nu(l)\eta, \quad D = \alpha\nu - \beta\mu. \quad (3)$$

Здесь  $\xi, \eta$  — параметры, маркирующие траектории;  $\alpha, \beta, \mu, \nu$  — траекторные функции. Последние удовлетворяют\* двум обыкновенным дифференциальным уравнениям [52]

$$\dot{\beta}\alpha - \dot{\alpha}\beta + \dot{\nu}\mu - \dot{\mu}\nu - D\Omega_\ell = P_0, \quad P_0 = \text{const}, \quad D\sigma\vec{V} = J, \quad (4)$$

$$\ddot{D} - 2\left(\dot{\alpha}\dot{\nu} - \dot{\beta}\dot{\mu}\right) + \Omega_1(P_0 + D\Omega_\ell) + D\eta = D\sigma.$$

Константа  $P_0$  является мерой завихренности потока; при  $P_0 = 0$  течение потенциально.

Потенциал электрического поля  $\phi$  и компонента  $A_1$  векторного потенциала, через которую выражаются поперечные компоненты напряженности магнитного поля  $\vec{H}$ , определены соотношениями:

$$\phi = U + \varepsilon(E_x x + E_y y) + \varepsilon^2 \left[ \frac{1}{2} S(x^2 + y^2) + \frac{1}{2} A(x^2 - y^2) + E_{xy} \right], \quad (5)$$

$$A_1 = \varepsilon(-\Omega_y x + \Omega_x y) + \varepsilon^2 \left[ \frac{1}{2} C(x^2 + y^2) + \frac{1}{2} C_{21}(x^2 - y^2) - C_{22}xy \right].$$

Здесь  $E_x, E_y$  — компоненты поперечного электрического поля на оси пучка; значения функций  $S, A, E, C$  приведены в [52], причем  $S, C$  зависят от параметров на оси, а  $A, E$ , помимо этого, включают траекторные функции, их первые и вторые производные, а также интенсивности магнитных квадрупольей  $C_{21}, C_{22}$ .

Уравнения (4) представляют собой две связи на восемь произвольных функций  $\alpha, \beta, \mu, \nu, U, \Omega_x, \Omega_y, \Omega_\ell$ , что оставляет достаточную свободу действий при синтезе трехмерных потоков.

### Регуляризация асимптотических разложений

При эмиссии, ограниченной пространственным зарядом, разложение для потенциала в (5) существенно неравномерно вблизи катода: члены ряда имеют порядок  $\ell^{4/3}, \ell^{1/3}, \ell^{-2/3}$ , соответственно. Регуляризация сводится к требованию обращения в ноль всех членов порядка  $\varepsilon$  и  $\varepsilon^2$ , ведущих себя вблизи катода медленнее, чем  $\ell^{4/3}$ . Поверхность катода при этом аппроксимируется параболомидом

$$\ell = \Lambda(x^2 + y^2) + \Lambda_1(x^2 - y^2) + 2\Lambda_2 xy; \quad \Lambda, \Lambda_1, \Lambda_2 = \text{const}.$$

Соотношения регуляризации включают коэффициенты разложения траекторных функций, которые в силу (4) удовлетворяют ряду дополнительных связей. Совместное рассмотрение этих двух групп уравнений приводит к регламентирован-

\* Подробные ссылки на более ранние работы В. Н. Данилова по асимптотической теории трехмерных электронных пучков приведены в работе [52].

ности коэффициентов разложения  $U_k$  до  $U_9$  включительно и коэффициентов разложения траекторных функций с индексами вплоть до 5 (разложения идут по степеням параметра  $\ell^{1/3}$ ). В результате вблизи катода существует жестко определенная асимптотика потенциала на оси:

$$U = U_4 \ell^{4/3} + U_6 \ell^{6/3} + U_7 \ell^{7/3} + U_8 \ell^{8/3} - U_9 \ell^{9/3} + \bar{U}(\ell), \quad (6)$$

где  $\bar{U}$  — произвольная функция, убывающая не медленнее  $\ell^{10/3}$ , и асимптотики для траекторных функций, которые должны использоваться при интегрировании системы (4).

Форма оси пучка в параксиальной теории не связана с какими-либо ограничениями и задается по нашему усмотрению. Теория антипараксиальных разложений [53, 54], имеющая в качестве объекта исследования узкую прилегающую к эмитирующей поверхности область, показывает, однако, что в общем случае траектории пучка являются неаналитическими кривыми, а их кривизна и кручение, подобно потенциалу  $U(\ell)$ , представимы в виде разложений по  $\ell^{1/3}$  с коэффициентами, зависящими от формы катода и распределений физических параметров на нем. Можно показать [52], что описанная выше параксиальная теория допускает в качестве оси лишь аналитические кривые при обязательном выполнении условий  $\Omega_{x0} = \Omega_{y0} = 0$ . Кроме того, для потоков (3) или подобных трубок тока в (2), для которых плотность тока эмиссии  $J = \text{const}$ , кривизна оси на катоде должна быть равна нулю.

### Решение внешней задачи

Известно [55], что решение внешней задачи в параксиальном приближении описывается расходящимся в прикатодной области асимптотическим рядом, вследствие чего добавление новых членов при непосредственном его использовании только ухудшает положение. Расходящуюся часть ряда можно просуммировать [50]. В результате для квазиаксиально-симметричных пучков  $R = R_e(\ell)$  возникает фрагмент решения в виде интеграла К. Харкера, описывающего поле вне цилиндрического пучка с прямой осью, потенциалом  $U(\zeta)$  на границе и нулевым нормальным полем [26]. Здесь  $\zeta$  — деформированная продольная координата, учитывающая тот факт, что отсчет должен производиться от кромки искривленного катода на границе потока:

$$\zeta = \ell + \varepsilon^2 \frac{1}{2} R_e^2 \frac{\delta'}{\delta} (2 \ln \bar{R} + 1), \quad \bar{R} = \frac{R}{R_e}.$$

Для нерелятивистских электростатических пучков степенная особенность в распределении потенциала может быть факторизована

$$\bar{U}(\zeta) = \zeta^{4/3} \bar{U}(\zeta), \quad (7)$$

где  $\bar{U}$  — регулярная функция.

Использование метода многих масштабов [57] в нулевом приближении позволяет аналитически продолжать только выделенный в (7) степенной множитель, рассматривая функцию  $\bar{U}$  "медленной" продольной координаты как квазиконстанту. Медленность изменения  $\bar{U}$  может контролироваться сравнением с эталонным точным решением для плоского потока с круговыми траекториями [58].

В результате решение принимает вид

$$\varphi = \bar{R}^{-1/2} \bar{U}(\zeta) \left\{ \operatorname{Re} w^{4/3} + \frac{1}{2R_e} \int_{R_c}^R \left[ F\left(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}; 1; \lambda_e\right) - \frac{\bar{R}^2 - 2 + 2\bar{r} - \bar{r}^2}{8\bar{R}} F\left(\frac{3}{2}, \frac{3}{2}; 2; \lambda_e\right) \right] \operatorname{Re} w_1^{4/3} dr \right\} + \tag{8}$$

$$+ U(\zeta) \left[ 2kR \cos \vartheta + \frac{1}{2} k^2 R^2 (1 + 3 \cos 2\vartheta) + R_e^2 \left( \frac{\delta''}{\delta} + k^2 \right) (2 \ln \bar{R} + 1); \right.$$

$$w = \zeta + i(R - R_e); w_1 = \zeta + i(r - R_e); \bar{r} = \frac{r}{R_e}; \lambda_e = \frac{(\bar{r} - \bar{R})(\bar{r} + \bar{R} - 2)}{4\bar{R}};$$

$$\vartheta = \varphi - \int \alpha d\ell.$$

Здесь  $F(a, b, c; \lambda)$  — гипергеометрическая функция Гаусса.

Для электростатических нерелятивистских пучков введение эффективной поперечной координаты  $\zeta$  [50, 59] позволяет аппроксимировать интеграл  $I$  в (8) выражением

$$I = \bar{U}(\zeta) \operatorname{Re}(\zeta + i\xi)^{4/3}, \quad \xi = \operatorname{Re} \left[ \frac{1}{2} (\bar{R}^2 - 1 - 2 \ln \bar{R}) \right]^{1/2}. \tag{9}$$

Для более сложных случаев ненулевого магнитного поля и релятивистских скоростей особенность на катоде имеет более сложную структуру [54], чем в (7), что приводит к неаналитической функции  $\bar{U}(\zeta)$ , конечной при  $\zeta=0$ , но имеющей в этой точке бесконечные производные. По этой причине аппроксимация (9) оказывается непригодной, однако форма решения (8) сохраняет смысл при выполнении сформулированного выше условия об относительно медленном изменении функции  $\bar{U}$ , не затрагивающем ее производные.

Для потоков (3) с произвольным сечением аналогичное по смыслу формуле (8) выражение может быть записано с использованием решения для произвольной цилиндрической вырезки из плоского диода [60, 61]. При этом область пучка интерпретируется как квазицилиндр с медленно меняющимся сечением.

Формулы (8), (9) имеют то преимущество, что позволяют рассчитать всю систему эквипотенциальных поверхностей вне пучка. В ряде случаев эффективные могут оказаться формулы теории антипараксиальных разложений\* [54], которые используют разные алгоритмы для расчета прикатодной области и ускоряющих электродов (координатные разложения).

### Тонкие трубчатые пучки

Общая теория приповерхностных релятивистских пучков, распространяющихся вблизи произвольной гладкой поверхности, приведена в [62]. Для практики наибольший интерес представляет случай произвольной поверхности вращения в качестве базовой трубки тока [62, 63], когда, кроме того, сам пучок является осесимметричным\*\*. Рассмотрение ведется в системе  $\ell, s, \psi$ , связанной с базовой трубкой тока  $s = 0$ , причем  $\ell$  — длина дуги образующей,  $s$  — расстояние по нормали к ней,  $\Psi$  — азимут. Если  $R = R(\ell)$ ,  $Z = Z(\ell)$  — параметрические уравнения базовой трубки тока с главными кривизнами  $k_1, k_2$ , ( $Z, R$  — меридиональная плоскость), то аналогом уравнения (1) будет следующее:

$$\ddot{s} = \frac{\Psi - \Psi_j}{R\bar{V}_e} - ns - \omega P(\Psi).$$

\* Результаты и проблемы теории антипараксиальных разложений подробно обсуждаются в [20, 54].

\*\* Возможен случай, когда распределение магнитного поля и плотности пространственного заряда представляет собой периодические функции азимута [62].

Трубчатый пучок может быть закручен, поэтому при  $s = 0$  необходимо задать две компоненты импульса  $\tilde{V}_I, \tilde{V}_\Psi$ ;  $\omega$  — функция главных кривизн  $k_1, k_2$ , распределений импульса и магнитного поля при  $s = 0$ ;  $\bar{V}$  в определении  $\tau$  из (1) должно быть заменено на  $\tilde{V}_\ell$ . Для течений с подобными трубками тока  $s = \xi f(\ell)$  имеем:

$$\dot{f} = (\sigma - n - \sigma_1)f - \bar{P}\omega, \quad P - \bar{P}\xi, \quad \bar{P} - \text{const.}$$

Напомним, что уравнения для  $s, f$  дополняются алгебраическими соотношениями, определяющими параметры потока [62, 63].

При искривленном катоде  $\ell = \Lambda s^2$ ,  $\Lambda = \text{const}$  регуляризация разложения для потенциала приводит к формуле вида (6) при выполнении следующих требований по ориентации магнитного поля на катоде:

$$\Omega_{\Psi 0} = 0, \quad \Omega_{s0}\Omega_{I0} = 0.$$

Таким образом, в качестве базовой поверхности в случае релятивистских пучков должна использоваться внутренняя граница потока, а магнитное поле в плоскости  $Z, R$  следует ориентировать либо по касательной, либо по нормали к катоду.

При суммировании нерегуляризованного асимптотического ряда, определяющего решение внешней задачи для электростатического пучка, в качестве нулевого приближения естественно возникает решение для ленточного потока с распределением потенциала  $U(\zeta)$  на прямой оси и нулевым полем:

$$\varphi = \text{Re } U(\zeta + i(s - s_e)) + U(\zeta) \left[ 2k_1 s + \left( \frac{s_e''}{s_e} + 3k_1^2 \right) (2s_e s - s_e^2) + k_1(k_1 + k_2)(s - s_e)^2 \right];$$

$$\zeta = \ell - \varepsilon^2 \left[ \frac{1}{2} \frac{R'}{R} (s - s_e)^2 - s_e' \left( s - \frac{1}{2} s_e \right) \right].$$

В общем случае, а также для решения в полости, приходится пользоваться формулой типа (8), в интегральную часть которой введен дополнительный член, описывающий отличное от нуля нормальное электрическое поле [56] на внутренней или внешней границе потока  $s = s_e$ , имеющее порядок  $\varepsilon$  в отличие от поля порядка  $\varepsilon^2$  для квазиаксиально-симметричных потоков.

### *Использование асимптотической теории для решения задач анализа*

Параксиальная теория пространственных потоков может быть использована и для решения прямой задачи о распространении пучка в заданных внешних полях [64]. Ясно, что пучок подстраивается под внешние условия за счет деформации поперечного сечения, поэтому цель состоит в получении четырех уравнений для траекторных функций  $\alpha, \beta, \mu, \nu$ . Два из них уже имеются — это уравнения (4). Два других получаются, если приравнять значения  $A, E$  в (5) предварительно вычисленным интенсивностям квадруполь внешнего электрического поля. Аналогичные функции  $C_{21}, C_{22}$  должны быть рассчитаны и для внешнего магнитного поля, так как они входят в выражения для  $A, E$ . Дифференцируя первое уравнение (4) по  $\tau$  и разрешая четыре полученных таким образом соотношения относительно вторых производных траекторных функций, получаем

$$D\ddot{\alpha} = \frac{1}{2}(f_2 + f_3)\alpha + f_4\mu, \quad D\ddot{\beta} = \frac{1}{2}(f_2 + f_3)\beta + f_4\nu,$$

$$D\ddot{\mu} = (f_4 - f_1)\alpha + \frac{1}{2}(f_2 - f_3)\mu, \quad D\ddot{\nu} = (f_4 - f_1)\beta + \frac{1}{2}(f_2 - f_3)\nu.$$

Функция  $f_2$  зависит от параметров на оси потока, включает скалярную плотность  $\sigma$  и функцию  $D$ ; функции  $f_1, f_3, f_4$  определяются, помимо  $D$  и параметров на оси, через первые производные траекторных функций.

Сопряжение с внешним полем симметричного члена с коэффициентом  $S$  в (5) возможно только в пренебрежении плотностью пространственного заряда пучка. В работе [65] показано, что связанная с этим ошибка выходит за пределы точности параксиальной теории первого приближения. Там же показано, что для решения задачи анализа в случае осесимметричного релятивистского пучка с прямой осью, распространяющегося в проводящем канале с переменным сечением и изменяющимся потенциалом на оси  $Z$ , необходимо привлечение высшего параксиального приближения.

Простейшей задачей анализа в рамках параксиальной теории является расширение пучка под действием пространственного заряда в эквипотенциальном пространстве [7, 66, 67]. В существующих монографиях в связи с этой задачей имеется ряд неточностей, порождающих, в частности, вопрос о том, почему при типичной для синтеза постановке — задан постоянный на оси пучка потенциал — не надо поддерживать разлет за счет системы специально рассчитанных формирующих электродов. Упомянутые здесь несообразности устранены в [65] последовательным применением параксиальной теории, где также показано, что пучок с ростом плотности тока к периферии (так сказать, с тенденцией к кольцевой структуре) разлетается в практически интересных случаях быстрее, чем пучок с падающей к периферии плотностью тока.

Работа [68] посвящена теории распространения тонких трубчатых релятивистских пучков с произвольным начальным распределением азимутального импульса и продольной плотности тока в начальном сечении в заданных внешних полях. На примере задачи о распространении незакрученного релятивистского пучка в однородном продольном магнитном поле продемонстрировано появление решения с неограниченно возрастающей амплитудой в следующем по  $\epsilon$  приближении по отношению к тому, в котором отклонение параметров потока от бриллюэновских дает периодические колебания границы.

Теория многопучковых взаимодействующих систем, подробно прокомментированная в [69], является приложением абстрактных моделей параксиальных и приповерхностных пучков к конкретным практическим задачам.

Геометризованная теория плотных электронных потоков, результаты и проблемы которой рассмотрены в работе [70], предоставляет возможность решения ряда задач (в частности, синтез непараксиальных осесимметричных релятивистских пучков в произвольно ориентированном магнитном поле), которые не могут быть решены никакими другими известными способами.

## Примеры расчета электронно-оптических систем

### Численное моделирование

Ниже приведены результаты расчетов, основанные исключительно на использовании программ траекторного анализа. Рис. 9 иллюстрирует конфигурацию ЭОС релятивистского инжектора со сферическим катодом, рассчитанную при помощи пакетов КСИ-БЭСМ и ЭРА, а также содержит сопоставительные данные расчета и эксперимента.

Приведенная на рис. 5 ЭОС инжектора с кольцевым катодом отработывалась с использованием пакета ЭРА. При этом решалась задача улучшения структуры пучка, уменьшения его диаметра, минимизации величины среднеквадратичного наклона траекторий в выходном сечении, выполнен машинный эксперимент по анализу влияния деформации поверхности катода [71, 72].

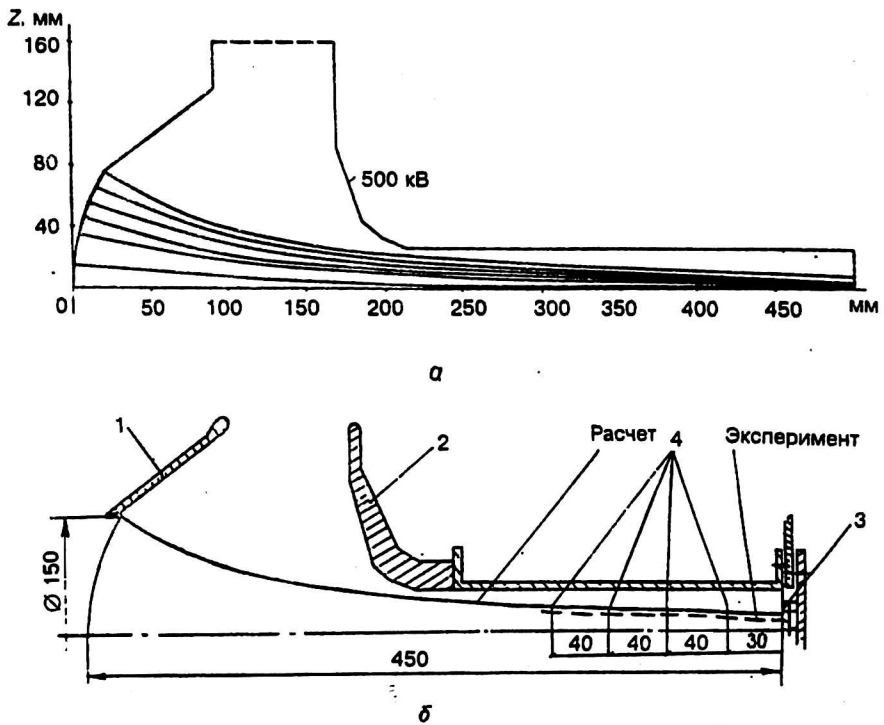


Рис. 9. Электронно-оптическая система инжектора РЭП с термокатодом диаметром 15 см:  
 а — численный анализ оптимизированной ЭОС; б — эксперимент (350 кВ, 120 А);  
 1 — катодный узел; 2 — анод; 3 — коллектор; 4 — медные фольги

Расчет ЭОС для многоструйного релятивистского инжектора с 24 пучками (4, 8, 12 в трех кольцевых слоях, соответственно) и сферическим катодом проводился по программе ЭРА (рис. 10). Трехмерная задача приближенно заменялась двумерной с рассмотрением двух областей: макропучка в промежутке сетка-анод; микропучка — между катодом и сеткой. Исследование микропучка определяло ненулевые начальные скорости частиц в макропотоке. Полученные экспериментальные данные удовлетворительно согласуются с расчетом [73].

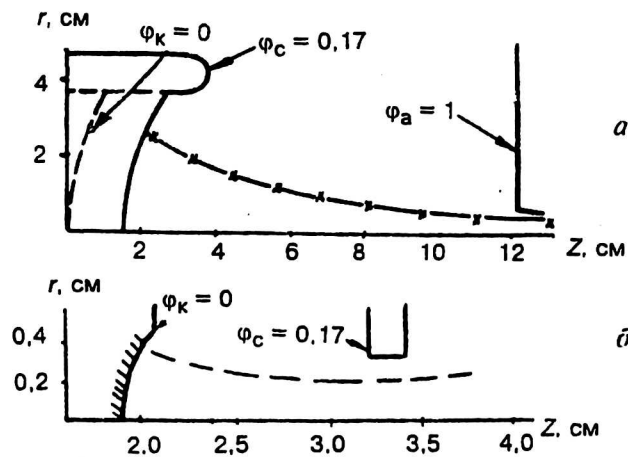


Рис. 10. Расчеты:  
 а — макропучки; б — микропучки ЭОС многоструйного инжектора РЭП

На рис. 11 представлены результаты расчета ЭОС для пучково-плазменных приборов СВЧ [42—46] при помощи пакетов ЭРА, ЭСТАМП, ЭРА-РИНОТС.

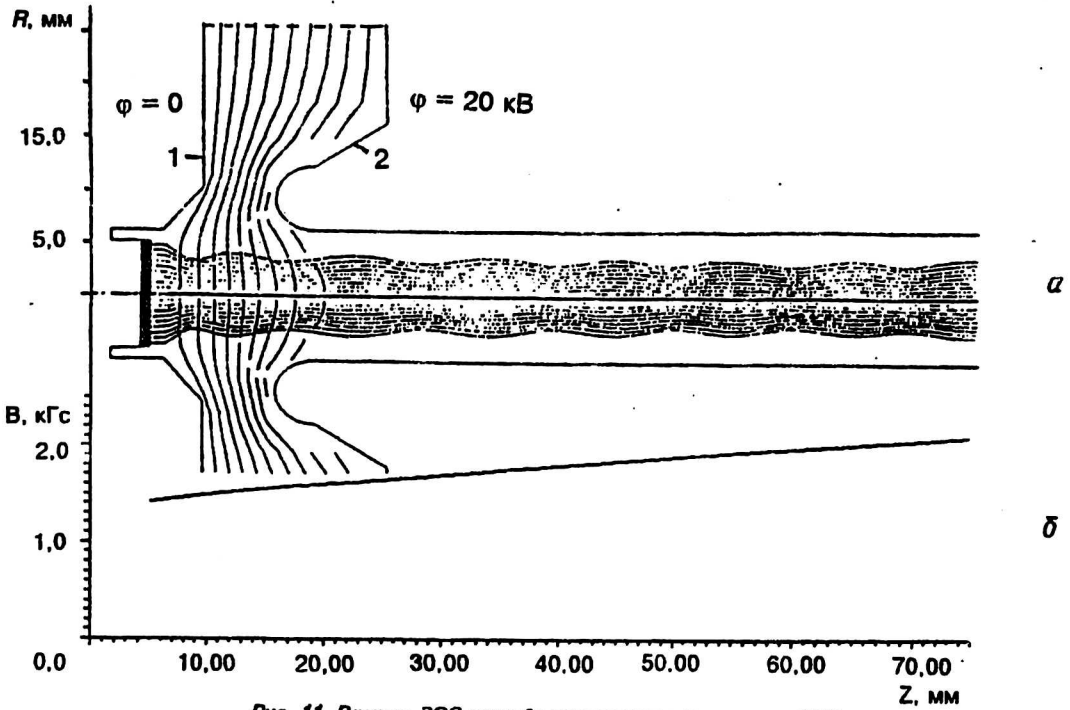


Рис. 11. Расчет ЭОС пучково-плазменного усилителя СВЧ:

а — расчет конфигурации ЭОС и потока;  
 1 — катодный узел; 2 — анод; б — распределение магнитного поля по длине канала

### Осесимметричные пучки с прямой осью

На рис. 12 представлены результаты расчета [58] ЭОС для электростатической пушки широкого технологического назначения с ускоряющим напряжением 30 кВ, током 4 А, компрессией 3,24, начальным углом наклона траекторий к оси Z порядка  $30^\circ$ , углом  $1,5^\circ$  вблизи анода и диаметром 5—7 мм на входе в область транспортировки.

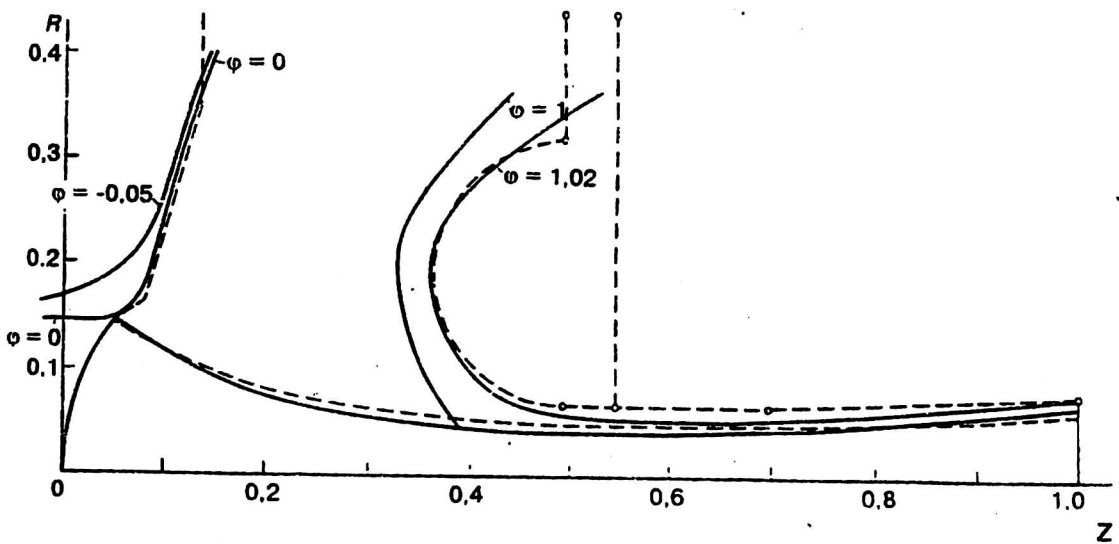


Рис. 12. ЭОС для пушки широкого технологического назначения:

— синтезированные электроды и граница пучка;  
 - - - вариант с технологической аппроксимацией электродов

Для расчета и оптимизации пучка с использованием симплекс-метода применялась параксиальная теория, которая в данном случае работает на пределе своих возможностей. Новыми в методическом плане были алгоритмы решения внешней задачи, позволяющие, в частности, синтезировать профилированный тепловой зазор, который идеален с точки зрения теории формирования и который не вносит возмущений в прикатодной области. Прикатодный электрод выполнен в виде комбинации конических участков, а анодный, кроме этого, включает части сферической и цилиндрической поверхностей. Эффективность аппроксимации оценивалась сравнением с результатами траекторного анализа с использованием пакета ЭРА. Обнаружено хорошее совпадение интегральных параметров потока при заметном различии внутренней структуры пучка.

На рис. 13 приведены результаты синтеза ЭОС и расчета эволюции пучка в канале транспортировки при однородном по сечению распределении электронов и неподвижного ионного фона [51] для пушки с плоским катодом диаметром 10 мм, током пучка 5 А и ускоряющим напряжением 20 кВ. Модельная зависимость плотности ионного фона  $\rho_i$  описывает резкий рост в области пушки и более плавное увеличение  $\rho_i$  в канале транспортировки. Обращает на себя внимание непересекающийся границу потока замкнутый электрод с потенциалом  $\varphi = 1,04$ .

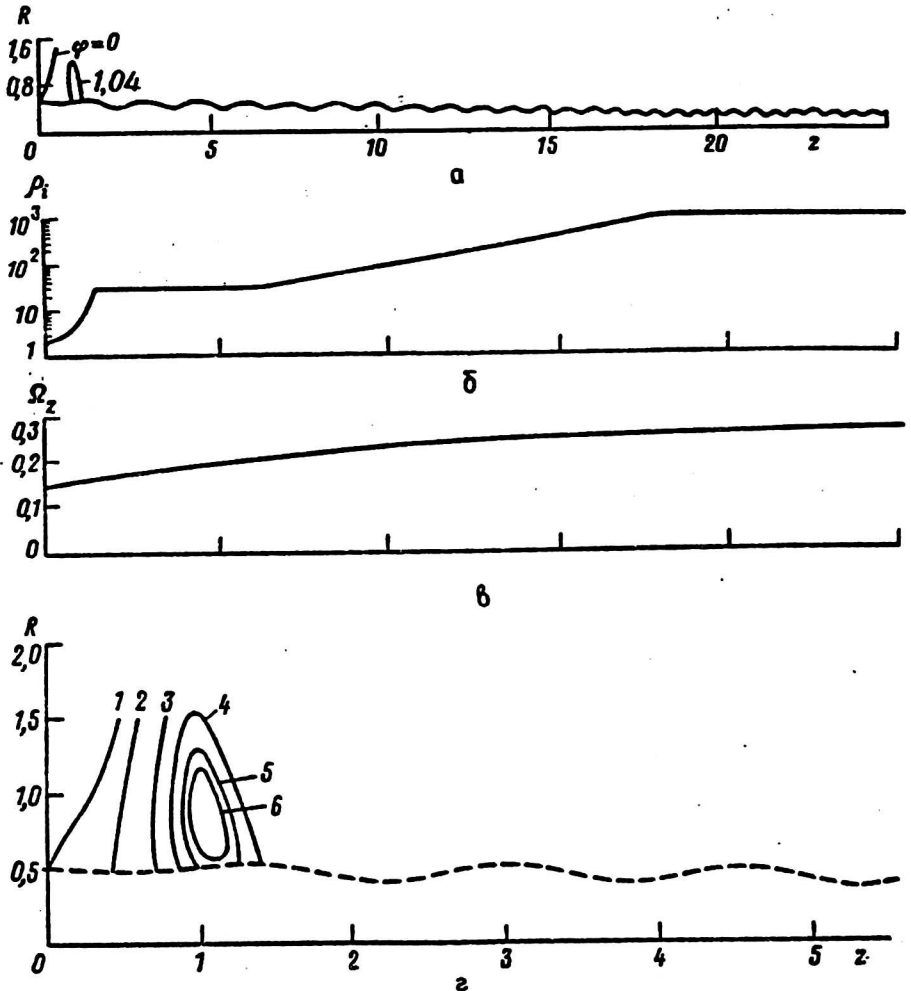


Рис. 13. Расчет пушки с плоским катодом и пучка в канале транспортировки: а — конфигурация потока и внешних электродов; б — распределение ионного фона  $\rho_i$  на оси системы; в — распределение напряженности магнитного поля; г — конфигурация потока и формирующих электродов в крупном масштабе:  $\varphi=0$  (1); 0,3 (2); 0,7 (3); 0,9 (4); 1 (5); 1,04 (6)

Рис. 14 иллюстрирует результат оптимизационного расчета [74] электронной пушки мощностью 300 кВт (30 кВ, 10 А) для пучково-плазменного прибора СВЧ, работающего в магнитном поле мощного соленоида с магнитной индукцией  $B_{\max} = 2,5$  кГс при повышенном давлении рабочего газа — водорода.

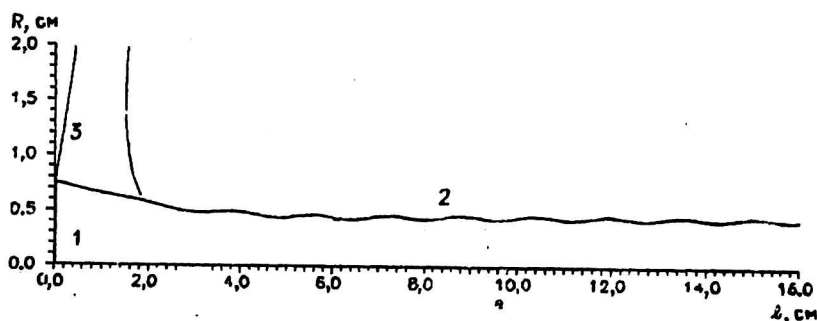


Рис. 14. ЭОС для пучково-плазменного прибора СВЧ мощностью 300 кВт:  
1 — катодный блок; 2 — анод; 3 — граница потока

Сложность расчета определялась жесткими ограничениями по геометрии транспортируемого на длину свыше 50 см электронного пучка — диаметр 8—9 мм при минимальных пульсациях границы. Оптимизация решения проводилась по программе параксиального синтеза с учетом компенсирующего ионного фона и магнитного поля соленоида, модифицированного на начальном участке распространения пучка при помощи магнитного экрана. Определение формы и расположения экрана относительно соленоида и катода электронной пушки производилось по программе SPLAV [75], а влияние технологичной формы электродов на геометрию потока — по программе траекторного анализа ЭРА.

Учет влияния ионов на геометрию и пульсации пучка осуществлялся в виде серии численных экспериментов, в которых порядок величины ионного фона был оценен на основе зондовых характеристик пучковой плазмы в плазменных приборах первого поколения [76].

Расчет показал, что наиболее сильное и неоднозначное влияние на форму пучка оказывает компенсирующее влияние ионов в области его формирования. Если в промежутке катод-анод ионный фон незначителен, то форма пучка по всей длине транспортировки существенно не меняется по сравнению с вакуумным случаем. Так, при ионном фоне  $0,5 \cdot 10^9$  см<sup>-3</sup>, обеспечивающим 10%-ную компенсацию электронного пучка в межэлектродном промежутке, "включение" полной компенсации на расстояние 3,3 см от катода, т. е. за область формирования, изменяет геометрию потока и коэффициент пульсаций не более чем на 1—2 %. Увеличение степени компенсации в области формирования до 15 % и выше приводит к возрастанию коэффициента пульсаций до 15—20 % и диаметра пучка до 12 мм. В связи с этим при проектировании прибора нового поколения необходимо повысить эффективность и надежность системы вакуумного перепада между областями формирования и транспортировки электронного пучка.

В окончательном варианте схема ЭОС инжектора для ППП дана на рис. 15, где показаны основные конструктивные размеры и взаимное расположение элементов ЭОС и магнитной системы.

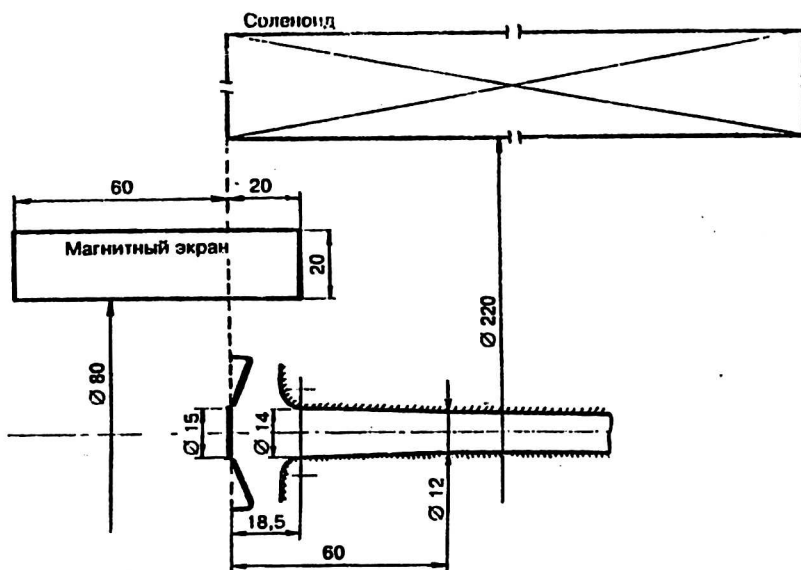


Рис. 15. Схема ЭОС инжектора для ППП

### Примеры расчета кольцевых пучков

Примеры расчета кольцевых пучков в режиме магнитного сопровождения, многослойного многопучкового релятивистского инжектора при отсутствии внешнего магнитного поля, однослойной многопучковой системы во внешнем магнитном поле приведены в работе [69].

### Выводы

1. В научно-инженерном центре силовой электроники ВЭИ созданы и испытаны мощные пушки и инжекторы, параметры которых определяют современный уровень развития электронно-лучевых приборов, используемых в научных исследованиях и технологии.

2. Разработаны теоретические модели, позволяющие без лобового применения численных методов решать задачи расчета существенно трехмерных электронно-оптических систем (в частности, многопучковых взаимодействующих структур) и синтеза непараксиальных релятивистских осесимметричных потоков. В настоящее время существует набор алгоритмов, на основе которых может быть осуществлен расчет ЭОС для всех упоминавшихся приборов, а также их перспективных аналогов с использованием математического аппарата, не превышающего по сложности аппарат традиционной параксиальной теории.

3. Потребности формирования электронных потоков с уникальными параметрами применительно к перспективным разработкам приборов плазменной СВЧ-электроники с увеличенной мощностью, ресурсом, более высокой рабочей частотой предполагают использование методов математического моделирования с учетом ионно-плазменных эффектов и тесного взаимодействия теории и практики.

## Литература

1. Горбенко Н. И., Ильин В. П., Попова Г. С., Свешников В. М. // Численные методы решения задач электронной оптики. Новосибирск: ВЦ СО АН СССР, 1979. С. 34.
2. Иванов В. Я. // Там же. С. 5.
3. Тиунов М. А., Фомель Б. М., Яковлев В. П. SAM-интерактивная программа расчета электронных пушек на мини-ЭВМ: Препринт № 87-35. Новосибирск: ИЯФ СО АН СССР, 1987.
4. Ильин В. П., Свешников В. М. Программный комплекс ЭРА-РИНОТС: Отчет ВЦ СО АН СССР. Новосибирск, 1988.
5. Дзагуров Л. Ю., Коваленко Ю. А. // Радиоэлектроника. 1987. Т. 32. № 4. С. 847.
6. Сыровой В. А. // Журн. прикл. механ. и техн. физики. 1965. № 5. С. 9.
7. Кирштейн П., Кайно Г., Уотерс У. Формирование электронных пучков.— М.: Мир, 1970.
8. Kirstein P. T., Kino G. S. // J. Appl. Phys. 1958. V. 29. № 12. P. 1758.
9. Kirstein P. T. // J. Electronics and Control. 1959. V. 7. № 5. P. 417.
10. Сыровой В. А. // Журн. прикл. механ. и техн. физики. 1962. № 4. С. 10.
11. Сыровой В. А. // Там же. 1963. № 3. С. 26.
12. Сыровой В. А. // Там же. 1965. № 3. С. 56.
13. Сыровой В. А. // Там же. 1965. № 6. С. 3.
14. Сыровой В. А. // Радиоэлектроника. 1985. Т. 30. № 2. С. 367.
15. Вашковский А. В., Сыровой В. А. // Там же. 1983. Т. 28. № 11. С. 2247.
16. Вашковский А. В., Солюянова Е. А., Сыровой В. А., Цимринг Ш. Е. // Там же. 1986. Т. 31. № 4. С. 783.
17. Вашковский А. В., Сыровой В. А., Цимринг Ш. Е. // Там же. 1996. Т. 41. № 3. С. 350.
18. Акимов П. И., Осипова Г. П., Сыровой В. А. // Журн. вычисл. мат. и матем. физики. 1989. Т. 29. № 3. С. 405.
19. Свешников В. М., Сыровой В. А. // Там же. 1990. Т. 30. № 11. С. 1675.
20. Сыровой В. А. // Радиоэлектроника. 1991. Т. 36. № 8. С. 1545.
21. Meltzer B. // Proc. Phys. Soc. 1949. V. 62. № 355B. P. 431.
22. Langmuir I. // Phys. Rev. 1929. V. 33. № 5. P. 954.
23. Denega A. V., Kamunin A. A., Timofeeva G. G. // Proc. X Intern. Conf. Phenim. in ionized gases. Oxford. 1971.
24. Белкин В. М., Завьялов М. А., Камунин А. А. // Радиоэлектроника. 1976. Т. 21. № 12. С. 2646.
25. Сыровой В. А. // Журн. прикл. механ. и техн. физики. 1967. № 4. С. 3.
26. Шиллер З., Гайзиг У., Панцер З. Электронно-лучевая технология. — М.: Энергия, 1980.
27. Завьялов М. А., Крейнделъ Ю. Е., Новиков А. А., Шантурин Л. П. Плазменные процессы в технологических электронных пушках.— М.: Энергия, 1980.
28. Промышленное применение электронных пучков // Сб. научных трудов ВЭИ / Под редакцией В. И. Переводчикова.— М.: ВЭИ, 1986.
29. Завьялов М. А., Лукьянов Л. А., Мурашов А. С. и др. // ПТЭ. 1980. № 2. С. 223.
30. Завьялов М. А., Лукьянов Л. А., Мурашов А. С. и др. // Электротехника. 1983. № 7. С. 66.
31. Григорьев Ю. В., Карлов В. И., Мурашов А. С. и др. // ПТЭ. 1986. № 6. С. 221.
32. Переводчиков В. И., Григорьев Ю. В., Гусев С. И. и др. // Электротехника. 1992. № 1. С. 34.
33. Martynov V. I., Gusev S. I., Perevodchikov V. I., Zavjalov M. A. // 5 Int. Conf. on Welding and Melting by Electron and Laser Beams. La Balue, France, 1993. V. 1. P. 99.
34. Завьялов М. А., Эверев В. В., Шапиро А. Л. // ПТЭ. 1983. № 4. С. 162.
35. Zavjalov M. A., Perevodchikov V. I. // 16 ISDEIV. Moscow-Peterburg. 1994. P. 386.
36. Антипов Г. Н., Завьялов М. А., Логинов Л. В. и др. // Сб. трудов Всесоюз. науч.-техн. конф.-и.— М.: ВЭИ, 1981. С. 52.
37. Батрак И. К., Завьялов М. А., Логинов Л. В. и др. // Электротехника. 1983. № 2. С. 59.
38. Ероценков Е. К., Есичев А. Б., Завьялов М. А., Лейман В. Г. // Физика плазмы. 1985. Т. 11. № 6. С. 700.
39. Есичев А. Б., Ероценков Е. К., Ильюшин В. Д. // 7-й Всесоюз. симпозиум по сильноточной электронике. Томск. 1988. Ч. 2. С. 41.
40. Ахизер А. И., Файнберг Я. Б. // Докл. АН СССР. 1949. Т. 69. № 4. С. 555.
41. Bohm D., Cross E. // Phys. Rev. 1949. V. 75. № 12. P. 545.
42. Perevodchikov V. I., Zavjalov M. A., Mitin L. A. et al. // 9 BEAMS. Washington. 1992. V. 2. P. 1318; 10 BEAMS. San Diego. 1994; 11 BEAMS. Prague. 1996. V. 1. P. 229, 430.
43. Бацких Г. И., Гуреев К. Г., Завьялов М. А. и др. // Радиоэлектроника. 1993. Т. 38. № 9. С. 1681.
44. Zavjalov M. A., Mitin L. A., Perevodchikov V. I. et al. // IEEE Trans. Plasma Science. 1994. V. 22. № 5. P. 600.
45. Митин Л. А., Переводчиков В. И., Завьялов М. А. и др. // Физика плазмы. 1994. Т. 20. № 7, 8. С. 733.
46. Пучково-плазменные процессы в электронно-лучевой аппаратуре промышленного применения // Сб. науч. тр. ВЭИ/Под редакцией В. И. Переводчикова. — М.: ВЭИ, 1994.

47. Завьялов М. А., Камунин А. А., Переводчиков В. И. // Радиоэлектроника. 1975. Т. 20. № 7. С. 1466.
48. Незлин М. В. Динамика пучков в плазме.— М.: Энергоиздат. 1982.
49. Гаврилов Н. В., Завьялов М. А., Никулин С. П.: Письма в ЖТФ. 1993. Т. 21. С. 57.
50. Сыровой В. А. // Радиоэлектроника. 1989. Т. 34. № 12. С. 2586.
51. Неганова Л. А., Сыровой В. А. // Там же. 1992. Т. 37. № 12. С. 2275.
52. Сыровой В. А. // Там же. 1988. Т. 33. № 7. С. 1492.
53. Сыровой В. А. // Известия вузов. Сер. Радиофизика. 1988. Т. 31. № 8. С. 984.
54. Сыровой В. А. // Радиоэлектроника. 1991. Т. 36. № 3. С. 540.
55. Данилов В. Н., Сыровой В. А. // Известия вузов. Сер. Радиофизика. 1977. Т. 20. № 11. С. 1727.
56. Сыровой В. А. // Радиоэлектроника. 1994. Т. 39. № 4. С. 666.
57. Данилов В. Н., Сыровой В. А. // Прикладная математика и механика. 1971. Т. 35. № 4. С. 656.
58. Неганова Л. А., Сыровой В. А., Цхай В. Н. // Радиоэлектроника. 1990. Т. 35. № 10. С. 2146.
59. Данилов В. Н. // Методы расчета электронно-оптических систем.— М.: Наука, 1977. С. 61.
60. Сыровой В. А. // Прикладная математика и механика. 1970. Т. 34. № 1. С. 4.
61. Сыровой В. А. // Радиоэлектроника. 1994. Т. 39. № 7. С. 1190.
62. Сыровой В. А. // Там же. 1988. Т. 33. № 8. С. 1706.
63. Сыровой В. А. // Известия вузов. Сер. Радиофизика. 1990. Т. 33. № 12. С. 1391.
64. Сыровой В. А. // Радиоэлектроника. 1992. Т. 37. № 9. С. 1692.
65. Сыровой В. А. // Там же. 1996. Т. 41. № 11. С. 1376.
66. Алямовский И. В. Электронные пучки и пушки.— М.: Советское радио, 1966.
67. Молоковский С. И., Сушков А. Д. Интенсивные электронные и ионные пучки.— Л.: Энергия, 1972.
68. Сыровой В. А. // Радиоэлектроника. 1997. Т. 42. № 7.
69. Сыровой В. А. // Прикл. физика. 1997. № 2—3. С. 69.
70. Сыровой В. А. // Там же. 1997. С. 52.
71. Ерощенко Е. К., Есичев А. Б., Завьялов М. А. и др. // Радиоэлектроника. 1984. Т. 29. № 7. С. 1429.
72. Акимов П. И., Есичев А. Б., Свешников В. М. // Методы расчета электронно-оптических систем. Новосибирск: ВЦ СО АН СССР, 1982. С. 4.
73. Ерощенко Е. К., Ермилова А. Н., Завьялов М. А. и др. // 7-й Всесоюзный симпозиум по сильноточной электронике. Томск. 1988. Ч. 2. С. 39.
74. Неганова Л. А. // Радиоэлектроника. 1998. Т. 43.
75. Блейвас И. М., Ильченко А. В., Смолянский П. С. и др. // Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ. 1989. Вып. 5 (419). С. 68.
76. Завьялов М. А., Неганова Л. А., Цхай В. Н. // Сб. Пучково-плазменные процессы в электронно-лучевой аппаратуре промышленного применения.— М.: ВЭИ, 1994. С. 38.

## THE THEORY AND PRACTICE OF CREATION OF ELECTRON-OPTICAL SYSTEMS FOR DEVICES WITH POWERFUL ELECTRON BEAMS

*M. F. Zavjalov, M. A. Neganova, V. A. Syrovoy*  
All-Russian Electrotechnical Institute, Moscow, Russia

*The problems connected to development, mathematical modeling and creation of electron-optical systems for powerful devices of various technical and scientific purposes are discussed.*