

Экспериментальные и теоретические аспекты формирования электронно-ионных потоков

М.А. Завьялов, В.А. Сыровой

ФГУП «Всероссийский электротехнический институт им. В.И.Ленина»
111250 Россия, Москва
e-mail: agilim@vei.ru

В работе рассматриваются экспериментальные и теоретические аспекты формирования биполярных электронно-ионных потоков. Анализируются различные схемы построения пушек с биполярными пучками, а также результаты экспериментальных исследований реализованных систем. Предложены биполярные электронно-ионно-оптические системы для перспективных приборов плазменной электроники СВЧ. Обсуждается возможный вклад теории в создание адекватных программ траекторного анализа биполярных систем, состоящий в формировании парка эталонных точных решений для тестирования, в выделении окрестности особых эмитирующих поверхностей и оси симметрии, в формулировке нулевого приближения с учетом пространственного заряда пучка для итеративного процесса.

Введение

Одна из характерных особенностей электронно-лучевых установок для технологии и научных исследований состоит в том, что в них, с одной стороны, проявляется целый ряд ионно-плазменных явлений, которые оказывают существенное влияние на работу пушек и транспортировку пучков, а с другой стороны, все шире целенаправленно используются плазменные явления для получения и формирования электронных потоков. 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.

Исследование анодно-плазменных электронно-оптических систем (ЭОС) квазистационарного и стационарного режимов, требующих тщательного формирования электронных потоков, может привести к созданию ЭОС с улучшенными по сравнению с традиционной оптикой Пирса параметрами.

Биполярные потоки со встречным движением электронов и ионов, образуемых в результате воздействия электронного пучка на остаточный газ, нейтральную компоненту газонаполненных систем или за счет специально созданных источников плазмы, характерны для пучково-плазменных приборов, систем с выпуском электронного пучка в среду с повышенным давлением, технологических пушек с широким электронным пучком, систем накачки газовых лазеров и т.д. В общем случае при наличии объемных процессов ионизации и перезарядки приходится иметь дело с многокомпонентной средой, которая может быть описана только в рамках программ траекторного анализа [1].

Подобные модели в принципе позволяют получить решение исходной системы уравнений в частных производных, которые определяют эволюцию плотных взаимодействующих заряженных потоков в заданной электронно-оптической системе.

К недостаткам этого подхода относятся методические дефекты, свойственные ориентированным на чисто электронные пучки пакетам: грубое выделение или невыделение из численного алгоритма областей в окрестности особенностей. Это область вблизи катода (и анода в биполярных системах), где плотность пространственного заряда обращается в бесконечность, и область в окрестности вырожденной трубки тока – оси симметрии, для описания которой разумно использовать параксиальное приближение.

Существуют проблемы, связанные с достоверным заданием входной информации: значений сечений ионизации и перезарядки; распределения нейтрального газа по тракту распространения пучка, что требует решения соответствующей газодинамической задачи.

Биполярные потоки – более простой случай по сравнению с многокомпонентной средой, однако существование особенностей на катоде и аноде и несовпадение электронных и ионных траекторий (исключение – одномерные потоки) существенным образом снижают возможности теоретического рассмотрения, не сводящегося к лобовому использованию численных методов.

Теория одномерных диодов

Изучению биполярного потока между параллельными плоскостями посвящено

значительное количество публикаций, начиная с классической работы И. Ленгмюра [2]. В них рассматриваются постановки, различающиеся условиями инжекции электронов¹ (ρ -режим, U -режим при $E = 0$, вторичная эмиссия под действием ионной бомбардировки), условиями инжекции (ρ -режим, T -режим) и положением стартовой поверхности ионов (анод, анод и плоскость между анодом и катодом) [2–4]. При эмиссии частиц в ρ -режиме с катода и анода за счет частичной компенсации пространственного заряда электронный ток увеличивается в 1.865 раз [2].

Решение уравнений пучка для цилиндрического и сферического диодов приведено в работе [5], где для различных значений отношения радиусов электродов рассчитан коэффициент усиления электронного тока и построены распределения потенциала и поля.

Работа [6] посвящена построению антипараксиальных разложений для плоского, цилиндрического и сферического диодов, причем коэффициенты φ_{10} , φ_{12} для потенциала в двух последних случаях требуют коррекции, как и соответствующие им коэффициенты в разложениях для поля и плотности пространственного заряда.

Следует отметить, что возможности общей теории антипараксиальных разложений в случае биполярных потоков сильно сужены по сравнению со случаем электронных течений из-за неполного покрытия рассматриваемой области частицами обеих компонент. Ступенчатые функции, описывающие плотность пространственного заряда, не могут быть включены в формализм антипараксиальных разложений, имеющих дело с гладкими относительно медленно меняющимися в поперечном направлении распределениями параметров. В силу сказанного предметом рассмотрения антипараксиальной теории биполярных потоков могут быть замкнутые пространственные области (например, область между двумя близкими эллипсами или эллипсоидами, но не фрагменты этих потоков).

Решение внешней задачи

Расчет формирующих электродов для вырезок из одномерных биполярных диодов может быть основан на обсуждаемых в работах [7, 8] алгоритмах, так как все они относятся к классу плоских или осесимметричных течений, описываемых обыкновенными дифференциальными уравнениями. При этом для ленточного и клиновидного пучков необходимо было бы совместно интегрировать аналитически продолженное уравнение для потенциала и дифференциальное уравнение эквипотенциала, а в случае конического пучка, помимо аналитического продолжения уравнения для потенциала, такой же операции надо было бы подвергнуть уравнение Лапласа в цилиндрической системе или использовать решение этого уравнения [9] в виде определенного интеграла с комплексным интеграндом, более удобная для вычислений форма которого приведена в [8].

Упомянутые алгоритмы в принципе дают точное решение внешней задачи для перечисленных случаев.

На рис.1 представлена картина эквипотенциальных поверхностей на основании точного решения задачи для ленточного пучка [10] (сплошные кривые) и удачной аппроксимации распределения потенциала в плоском биполярном диоде [11] (прерывистые линии). Видно, что в области, где потенциал φ неотрицателен, результаты с графической точностью совпадают.

Расчеты по описанной выше схеме для клиновидного пучка выполнены в работе [12].

Формирующие электроды для цилиндрической вырезки из плоского диода исследованы в [10]. На рис.2а, б представлена картина эквипотенциальных поверхностей для потока, граница которого $R_0 = 1$ расположена на том же расстоянии от оси, что и расстояние между электродами, в случаях сплошного $R > 0$ и полого $R < 1$ пучков. Для полости все кривые $\varphi = \text{const}$ проходят через особую точку $R = 0$, $z = 0.5$; приосевая область в более крупном масштабе изображена на рис.3.

Известно параксиальное решение внешней задачи для конического пучка с полураствором $\sim 8^\circ$, полученное в рамках параксиального приближения при решении внутренней задачи [13].

Методика расчета пушки с биполярным пучком и сферическими электродами, базирующаяся на результатах работы [5], построена в работе [14], причем формирующие электроды для конического пучка определялись не расчетным путем, а при помощи электролитической ванны.

В силу того, что одномерные биполярные диоды описываются обыкновенными

¹ ρ -режим: $\vec{U} = 0$, $E = 0$; T -режим: $\vec{U} = 0$, $E \neq 0$; U -режим: $\vec{U} \neq 0$; \vec{U} , E – скорость и нормальное электрическое поле на стартовой поверхности.

дифференциальными уравнениями, нет необходимости в параксиальном рассмотрении внутренней задачи, тем более, что, как будет показано, полученные на этом пути результаты не могут быть использованы в качестве методических разработок при исследовании биполярных потоков с криволинейными траекториями – своими для каждой из компонент. Вместе с тем параксиальные решения внешней задачи для вырезов различной формы из одномерных биполярных течений представляют несомненный интерес.

Формирование пучков с произвольным сечением

В работе [4] приведен расчет формирующих электродов для цилиндрических пучков, сечение которых близко к прямоугольнику со скругленными углами.

Работа [15] посвящена точной постановке задачи о формировании цилиндрического пучка с произвольным сечением, представляющим собой вырезку из плоского диода.

Нулевая эквипотенциаль в системе X, z (нормаль к контуру, продольная ось) описывается уравнением, которое до членов порядка $z^{9/3}$ зависит только от кривизны контура k_{Γ} , но не от ее производных:

$$X = a_3 z^{3/3} + a_5 z^{5/3} + a_6 k_{\Gamma} z^{6/3} + a_7 z^{7/3} + a_8 \bar{\varphi}_6 k_{\Gamma} z^{8/3} + (a_{91} \bar{\varphi}_6^3 + a_{92} \bar{\varphi}_6 \bar{\varphi}_8 + a_{93} \bar{\varphi}_{10} + a_{94} k_{\Gamma}^2) z^{9/3},$$

$$a_k = \text{const}, \quad (1)$$

где $\bar{\varphi}_k$ – коэффициенты разложения потенциала.

Этот факт позволяет говорить о принципе независимости сечений в рамках точности приведенной формулы.

Для чисто электронных потоков из (1) получаются следующие выражения для кривизны k нулевой эквипотенциали и ее производной k'

$$k = \left(\frac{9}{28} \sin \frac{\pi}{8} \right) k_{\Gamma} \approx 0.123 k_{\Gamma}, \quad k' = \mp \left(\frac{513}{3136 \sqrt{2}} \frac{1}{\sin \pi/8} \right) k_{\Gamma}^2 \approx \mp 0.302 k_{\Gamma}^2. \quad (2)$$

Двойной знак соответствует сплошному и полуму пучкам.

Работа [18] посвящена формированию произвольной вырезки из биполярного сферического диода, т.е. сходящемуся или расходящемуся пучку в виде конуса с произвольным сечением. Картина здесь оказывается более интересной по сравнению с произвольным цилиндром, так как формула, аналогичная (1), кроме кривизны контура в последнем коэффициенте содержит скорость изменения сферических углов вдоль контура: о принципе независимости сечений в этом случае говорить уже нельзя.

Выше отмечалось, что реальные биполярные системы могут быть рассчитаны исключительно с применением программ траекторного анализа, адекватность которых в состоянии обеспечить лишь тщательное тестирование на наборах эталонных точных решений, включающих все характерные черты общей постановки (условия термоэмиссии на искривленной стартовой поверхности, криволинейность траекторий, релятивистские эффекты, учет собственного и внешнего неоднородного магнитного поля и т.д.).

Точные решения

Известно, что наиболее полные наборы точных решений дает исследование групповых свойств исходной системы уравнений в частных производных [16]. Для униполярных заряженных потоков итог подобного рода исследований подведен в работе [17]. Основная группа уравнений биполярного пучка определена в работе [18] как частного случая многокомпонентного течения. Точные решения уравнений биполярного нестационарного релятивистского пучка изучены в [19].

Применение метода [16] в случае стационарных нерелятивистских потоков [19] дает функциональный вид решений, приведенный в табл.1 работы [17], одинаковый для обеих компонент; после подстановки в исходные уравнения решение описывается системой обыкновенных дифференциальных уравнений. Электроны или ионы могут эмитироваться с одной из координатных поверхностей четырех ортогональных систем (декартова, цилиндрическая, спиральная цилиндрическая, сферическая), на которой выполнены условия ρ - или T -режимов, в то время как для второй компоненты на поверхности $\varphi = \text{const}$ инжекция осуществляется с ненулевой

скоростью и под углом, отличным от прямого.

В силу сказанного особый интерес представляют решения с априорно известной конфигурацией эквипотенциалей, на которых могут быть выполнены условия термоэмиссии для обеих компонент (наклоненные полуплоскости, спиральные цилиндры, конусы).

Допустимые внешние магнитные поля, удовлетворяющие однородным уравнениям Максвелла, приведены в табл.2 работы [17].

Релятивистские двумерные течения с тремя компонентами скорости описываются упоминавшимися выше решениями с априорно известными эквипотенциалами. При этом одна из компонент биполярного потока может быть нерелятивистской. Релятивистские течения между наклоненными плоскостями и спиральными цилиндрами допускают не только введение эмитирующих поверхностей для компонент, но и строгий учет собственного магнитного поля.

Для иллюстрации сказанного приведем соотношения, описывающие релятивистское течение между наклоненными плоскостями $\psi = \text{const}$ в цилиндрических координатах R, ψ, z , в котором параметры ионного и электронного потоков имеют один и тот же функциональный вид:

$$\vec{v} = \vec{v}(\psi), \quad \varphi = \varphi(\psi), \quad \rho = \frac{1}{R^2} \sigma(\psi), \quad \vec{H} = \frac{1}{R} \vec{I}_H(\psi), \quad (3)$$

причем собственное магнитное поле \vec{H}_s и внешнее поле \vec{H}_{ex} имеют по две компоненты

$$\vec{H}_s = \{H_{Rs}, 0, H_{zs}\}, \quad \vec{H}_{ex} = \{H_{01}/R, H_{02}/R, 0\}, \quad (4)$$

где \vec{v} , ρ – вектор скорости и плотность пространственного заряда электронов; \vec{V} , ρ_i будут относиться к ионам.

Траектории для решения (3), (4) – пространственные кривые, а электронный поток – вихревой. При отсутствии внешнего магнитного поля обе компоненты биполярного потока участвуют в плоском потенциальном движении, стартуют с эмиттеров $\psi = 0$ и $\psi = \psi_a$ с потенциалами 0 и ψ_a при эмиссии в ρ -режиме и являются моноэнергетическими. Собственное магнитное поле имеет только одну компоненту

$$H_{zs} = \frac{N(\psi)}{R}. \quad (5)$$

Течение описывается уравнениями ($v_\psi \equiv u, v_R \equiv v$):

$$\begin{aligned} 1 + \varphi &= \frac{1}{\sqrt{1 - u^2 - v^2}}, \quad [(1 + \tilde{\varphi})v]' - (1 + \tilde{\varphi})u = -\tilde{N}, \\ 1 + \mu^2(\varphi_a - \varphi) &= \frac{1}{\sqrt{1 - U^2 - V^2}}, \quad \mu^2 = \frac{m}{m_i}, \\ \{[1 + \mu^2(\tilde{\varphi}_a - \tilde{\varphi})V]'\} - \{1 + \mu^2(\tilde{\varphi}_a - \tilde{\varphi})\}U &= \mu^2 \tilde{N}, \\ \varphi'' &= \sigma - \sigma_i, \quad -N = \sigma u - \sigma_i U, \quad -N' = \sigma v - \sigma_i V, \\ (\sigma u)' - \sigma v &= 0. \end{aligned} \quad (6)$$

Для перехода к нерелятивистскому пределу в соотношениях (6) необходимо воспользоваться нерелятивистской формой интеграла энергии, обратить в нуль отмеченные тильдой члены, опустить уравнения с $(-N)$, $(-N')$ в левой части и добавить уравнение сохранения ионного тока

$$(\sigma_i U)' - \sigma_i V = 0. \quad (7)$$

В случае конусов – эквипотенциалей возможны релятивистские потоки только бриллюэновского типа, когда частицы движутся по спиральям, навитым на поверхности $\varphi = \text{const}$. Аналогичные электронные потоки исследованы в работах [20, 21]. Как в нерелятивистском случае, так и при релятивистских скоростях приведены примеры бриллюэновских конических течений, описываемых элементарными функциями [19].

Исследован класс нерелятивистских решений с линейной зависимостью от декартовых координат у компонент скорости в плоскостях (x, y) и с зависящей от z третьей компонентой скорости. В случае плоских течений найдены аналитические решения, описывающие электростатические потоки с гиперболическими электронными траекториями и ионами, движущимися по эллиптическим орбитам, оси которых повернуты относительно осей гипербол. Решение характеризуется однородной плотностью пространственного заряда [19].

Эквипотенциалами являются окружности.

Приведено решение, описывающее трехмерный поток, в котором движение электронов в плоскости (x,y) по эллипсам развертывается в z – направлении по закону, определяемому системой дифференциальных уравнений третьего порядка, ионы совершают плоское движение в меридиональных плоскостях (z,R) , причем существуют две плоскости $z = \text{const}$, которые можно трактовать как виртуальные эмиттеры с условиями эмиссии в ρ -режиме для компонент.

Приведем соотношения, определяющие это трехмерное электростатическое течение в декартовых координатах x, y, z :

$$\begin{aligned} u = by, \quad v = cx, \quad w = I_3(z), \quad 2\varphi = bc(x^2 + y^2) + I_4(z), \quad \rho = I_5(z), \\ U = Ax, \quad V = Ay, \quad W = J_3(z), \quad \rho_i = J_5(z), \quad A^2 = -\mu^2 bc > 0. \end{aligned} \quad (8)$$

Оно описывается системой уравнений для функций I_k, J_k :

$$\begin{aligned} I_3^2 = 2I_4, \quad J_3^2 = 2\mu^2(1 - I_4), \quad I_3 I_5 = I_0, \quad I_0 = \text{const}, \\ I_4'' = I_5 - J_5 - 2bc, \quad (J_3 J_5)' + 2A J_5 = 0. \end{aligned} \quad (9)$$

Система (9) может быть преобразована к виду

$$\begin{aligned} I_3 = \frac{dz}{d\tau} \equiv \dot{z}, \quad \ddot{I}_3 = I_0 - I_3 J_5 - 2bc I_3, \\ \left(\sqrt{2 - I_3^2} J_5 \right)' + 2\sqrt{-bc} I_3 J_5 = 0, \quad bc < 0. \end{aligned} \quad (10)$$

Обе компоненты биполярного потока моноэнергетичны по z -компоненте скорости. Развертку движения электронов по z определяет функция I_3 . Ионы движутся в плоскостях $\psi = \text{const}$ с радиальной скоростью $V_R = AR$, которая может быть положительной или отрицательной, и продольной скоростью $W = \mu\sqrt{2 - I_3^2}$. В плоскостях $z = 0$, где $I_4 = 0$, и $z = z_a$, где $I_4 = 1$, могут быть выполнены условия полного пространственного заряда для продольного движения $I_3 = I_4' = 0$ и $J_3 = I_4' = 0$ соответственно, что позволяет говорить о них как о виртуальных эмиттерах, поперечное движение частиц на которых не исчезает.

Помимо стационарных течений в работе [19] исследованы и нестационарные биполярные потоки.

Параксиальная теория

Различие траекторий компонент биполярного потока позволяет поставить вопрос о формулировке параксиальной теории только для осесимметричных (или плоскосимметричных) течений с прямой осью – единственной общей траекторией для электронов и ионов. Параксиальные уравнения для компонент имеют симметричный вид. Для электронов получаем

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 R_e}{\partial \tau^2} = \frac{\Psi(\xi)}{R_e \bar{V}} - \frac{1}{2}(1 + \tilde{U})U'R_e - \frac{1}{4}\Omega_z^2 R_e + \frac{P^2(\xi)}{R_e^3} - [(1 + \tilde{U})(1 + \tilde{U}_i) - \tilde{V}\tilde{W}] \frac{\Psi_i(\xi_i)}{R_e \tilde{W}}, \\ \bar{V} = (1 + \tilde{U})V_z = \frac{dz}{d\tau}, \quad \tilde{W} = (1 + \tilde{U}_i)U_z, \quad U_i = U_a - U, \\ \Psi = \int_0^\xi J(\xi) d\xi, \quad \Psi_i = \int_0^{\xi_i} J_i(\xi_i) d\xi_i, \quad U' \equiv \frac{dU}{dz}. \end{aligned} \quad (11)$$

Здесь U, V_z, U_z, Ω_z – распределение потенциала, скорости электронов, скорости ионов, магнитного поля на оси z соответственно; U_a – потенциал анода; Ψ, Ψ_i – функции тока для электронов и ионов; ξ, ξ_i – параметры, маркирующие электронные и ионные траектории; J, J_i – плотности электронного и ионного токов в сечениях инжекции; $P(\xi)$ – произвольная функция в теореме Буша для электронов; тильдой отмечены релятивистские члены, исчезающие в случае малых скоростей ($\tilde{V} \rightarrow V_z, \tilde{W} \rightarrow U_z$).

Исследование системы параксиальных уравнений биполярного потока показывает, что решение с подобными трубками тока

$$R_e = \xi \delta(z)$$

возможно лишь при совпадении траекторий двух компонент, которое имеет место только для одномерных нерелятивистских течений. Как следствие, выполнение условий термоэмиссии

(привязка к эмиттеру) может быть реализована только в этих случаях.

Параксиальная модель с неподвижным неоднородным ионным фоном

Различие траекторий компонент биполярного пучка существенно сокращает возможности построения эффективных приближенных моделей. Параксиальная теория пригодна для описания одномерных потоков, где и без того существуют точные решения. Её практические приложения можно себе представить, если не включать в рассмотрение окрестности эмитирующих поверхностей или говорить об описании приосевой области в программах траекторного анализа биполярных систем, хотя на теоретическом уровне существуют принципиальные трудности, связанные с выполнением условий ρ - или T -режимов эмиссии на катоде и аноде в этом случае.

Гораздо более удобной в обращении является параксиальная модель электронного пучка на неподвижном неоднородном ионном фоне [22]. Последний должен быть определен с учетом всех существующих знаний о явлении, включая как экспериментальные данные, так и информацию, полученную из одномерных моделей биполярного пучка. Аппроксимирующая фон функция может содержать свободные параметры, описывающие его продольную и поперечную вариации, что позволяет покрыть весь диапазон имеющих физический смысл ситуаций.

В силу сказанного, несмотря на несамосогласованность подхода, параксиальная модель с ионным фоном позволяет решить задачу о гарантированном токопрохождении и провести качественные исследования, результаты которых могут представлять интерес.

Модель допускает учет возможной неламинарности потока.

Теория антипараксиальных разложений с неподвижным неоднородным ионным фоном

В работе [23] в произвольной ортогональной системе координат $x^i = \{x^1, x^2, x^3\}$, связанной с эмиттером $x^1 = 0$, построены антипараксиальные разложения для трехмерного релятивистского электронного пучка при наличии неподвижного неоднородного ионного фона, описываемого аналитической функцией $n(x^i)$, при эмиссии в ρ -режиме. Использование произвольной системы в принципе оставляет возможность поиска оптимальной системы координат и оптимального параметра разложения [24, 25], а также устранения особенностей координатной сетки из области рассмотрения. Все параметры потока представляются в виде координатных разложений по t – корню кубическому расстояния от катода; в этом смысле наличие фона не добавляет ничего нового по сравнению с учетом релятивистских скоростей или магнитного поля [24, 25]. Коэффициенты Ляме и фон $n(x^i)$ в силу предполагаемой гладкости имеют разложения по степеням t , кратным трем. Подстановка решения в указанной форме в уравнения пучка приводит к определению коэффициентов разложений.

Электронно-оптические системы пушек с плазменным анодом

Электронные пушки с термоэмиссионными катодами широко применяются для вакуумной плавки, литья, термообработки, нанесения покрытий, испарения различных металлов и т.д. Мощность электронных пушек достигает 0,5-1 МВт при энергии электронов до 50-100 кэВ. Для надежной эксплуатации электронно-лучевых технологических установок необходимо обеспечить работоспособность пушек в условиях транспортировки мощного электронного пучка на значительные расстояния (до 2-3 м) при повышенном давлении остаточного газа (до 10^{-2} мм рт. ст.) и интенсивном испарении обрабатываемого материала. Работа пушек сопровождается ионизацией остаточного газа электронным пучком, что приводит к образованию в заанодном пространстве пушек пучковой плазмы, оказывающей влияние на работу ЭОС и тракта транспортировки пучка. Поэтому при разработке систем формирования и транспортировки электронных пучков, а также при эксплуатации пушек в промышленных условиях необходимо учитывать ионно-плазменные процессы, критерии устойчивости пучка в этих условиях. Данные проблемы подробно обсуждаются в монографии [26].

Как уже отмечалось выше, впервые явление компенсации пространственного заряда потока электронов встречным потоком ионов, приводящее к увеличению электронного тока, было рассмотрено Ленгмюром применительно к плоскому биполярному диоду. Практически такая

биполярная система может быть реализована при использовании термоэмиссионного катода и плазменного анода, эмитирующего ионы навстречу электронному потоку. Длина двойного слоя уже не является фиксированной, как в случае диода с жесткими электродами, а зависит от параметров плазмы и ускоряющего напряжения. В работах [5, 27] решены задачи о встречном движении электронов и ионов в сферическом и цилиндрическом диодах.

С учетом специфики работы мощных электронно-лучевых технологических установок в ВЭИ были поставлены и проведены специальные экспериментальные исследования пучковой плазмы с применением зондовой и оригинальной рентгеновской диагностики [26]. На рис.4 приведены схемы измерений. Измерения параметров пучковой плазмы (концентрация и электронная температура), проведенные с помощью электрических ленгмюровских зондов, использовались при исследовании режимов образования биполярных ЭОС с плазменным анодом. Было проведено детальное исследование энергетического спектра рентгеновского излучения из области локализации электронного пучка при его прохождении через газо-плазменную среду в диапазоне давлений $1 \cdot 10^5 \div 5 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст. Возникновение рентгеновского излучения с энергией квантов, превышающей энергию электронов инжектируемого пучка, может быть использовано в качестве критерия эффективности пучково-плазменного взаимодействия. Информация, получаемая с помощью бесконтактной рентгеновской диагностики непосредственно из области плазма-пучок была применена для контроля и управления работой опытной электронно-лучевой технологической установки.

На рис.5 приведены результаты визуального наблюдения за прохождением пучка электронов с энергией 30 кэВ в одной из секций установки. При давлении газа $\sim 2 \cdot 10^{-4}$ мм рт. ст. наблюдается свечение контура, ограниченного электронным пучком. При повышении давления до $1 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст. светящийся шнур, ранее четко ограниченный, расширяется до размера, примерно равного четырем диаметрам электронного пучка. При давлении $3 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст. наблюдается свечение всего внутреннего объема рабочей камеры.

Следует отметить, что построение реальных высоковольтных ЭОС с плазменным анодом, работающих в квазистационарном и стационарном режимах, возможно при давлении газа в ускоряющем промежутке ниже $\sim 10^{-3}$ мм рт.ст. Этому условию отвечают "вакуумные" диоды с плазменным анодом [5, 27, 28], в слое объемного заряда которых можно пренебречь ионизацией газа электронами, ионами и быстрыми атомами, образовавшимися при перезарядке, и рассматривать встречное движение электронов и ионов в режиме свободного пролета в отличие от случая газонаполненных "плазменных" диодов [29, 30].

Явления, характерные для биполярных диодов, наблюдались при работе электронных пушек как с термоэмиссионным, так и плазменным катодами при образовании анодной плазмы за счет ионизации остаточного газа электронным пучком, а также в специально поставленных экспериментах на биполярных ЭОС с термокатодом и плазменным анодом, создаваемым с помощью автономного газоразрядного источника.

Исследование влияния давления газа на работу ЭОС проводили при разработке мощных (до 600 кВт) отечественных электронных пушек для технологии [37]. Эффекты биполярных ЭОС наблюдались также при работе электронных пушек с плазменным катодом и образуемым плазменным анодом [31, 32]. Экспериментально установлено, что в биполярном диоде с "плазменными электродами" при постоянной разности потенциалов между ними и неизменных параметрах катодной плазмы можно влиять на положение границы плазменного катода, изменяя параметры анодной плазмы. Следует отметить, что образование биполярных ЭОС с анодной плазмой, генерируемой электронным пучком, происходит в диапазоне давлений газа, близких к определенному пороговому значению ($\sim 10^{-3}$ мм рт.ст.), когда концентрация пучковой плазмы скачкообразно нарастает и достигает параметров, необходимых для проявления эффектов биполярных ЭОС. В то же время введение в область анода пушки автономного газоразрядного источника плазмы с регулируемыми параметрами, практически не зависящими от давления остаточного газа и характеристик электронного пучка, позволяет создавать управляемые анодно-плазменные ЭОС [33, 34].

Экспериментальное исследование биполярного сферического диода с термокатодом и плазменным анодом

Наиболее распространенные в технологии мощные электронные пушки построены на

основе пушек Пирса со сходящимся потоком сферического типа, формирующих аксиально-симметричные потоки. В работе [28] представлены теоретические и экспериментальные исследования биполярного сферического диода. Введение плазменного анода, естественно, вызывает необходимость изменения геометрии внешних фокусирующих электродов ЭОС пушки. Решение внешней задачи формирования пучка и выбор системы электродов реальных пушек осложняются зависимостью геометрии биполярного диода (формы и положения анодной плазменной поверхности) от параметров плазмы и ускоряющего напряжения в отличие от случая ЭОС с "жесткими" электродами. Применение автономного управляемого плазменного источника позволяет приводить в соответствие параметры "однорежимной" ЭОС с гибким плазменным анодом и жесткими внешними электродами. В рассматриваемой биполярной системе поверхности прикатодного и прианодного электродов подходят к границе потока под углом $67,5^\circ$. Эксперименты были проведены со сферическим биполярным диодом с отношением радиусов катода и анода, равным 5, углом сходимости электронного пучка 60° и радиусом сферического сегмента термокатода 5 см. Анодная часть прибора была выполнена в виде газоразрядного источника плазмы типа "дуоплазмотрон".

В данной работе была реализована и экспериментально исследована модель биполярного сферического диода со встречными потоками заряженных частиц, в котором происходит теоретически предсказанное увеличение электронного тока в 3.75 раза по сравнению с током в отсутствие ионов [5, 28].

Экспериментальное исследование ЭОС пушек с плазменным анодом

Обзор работ, посвященных экспериментальным исследованиям электронных пушек с плазменным анодом, дан в [26]. Реализация биполярных ЭОС пушек возможна с применением газоразрядных источников анодной плазмы кольцевого типа, позволяющих осуществить вывод электронного пучка в рабочий объем. В результате экспериментального исследования различных моделей пушек с плазменным анодом установлены эффект значительного увеличения тока электронного пучка, а также возможность плазменной фокусировки – формирования пучка при управлении параметрами анодной плазмы.

На рис.6 приведена фотография свечения анодной плазмы, генерируемой кольцевым газоразрядным источником. Данный эксперимент давал информацию о перемещении анодной плазменной поверхности и форме ее границы при изменении ускоряющего напряжения биполярной ЭОС и концентрации анодной плазмы.

Эксперименты с биполярной ЭОС пушки при ускоряющем напряжении до 60 кВ описаны в [34]. Устройство катодной части совпадает с соответствующим узлом высоковольтной электронной пушки (инжектора), формирующей в униполярном режиме со сферического термокатода диаметром 15 см пучок с током 120 А при энергии электронов 350 кэВ (длительность импульса 250 мкс). Диаметр сформированного пучка 1.2 см, первеанс ЭОС $0.56 \text{ мкА/В}^{3/2}$. Катод пушки выполнен из молибденовой подложки с эмитирующим слоем из гексаборида лантана, нанесенным на вогнутую часть поверхности (радиус кривизны 15 см) методом плазменного напыления. Равномерный разогрев катода до рабочей температуры осуществляли управляемым электронным пучком мощностью 16 кВт, формируемым вспомогательной пушкой. Для исследования биполярного режима работы ЭОС в анод ввели мощный газоразрядный источник плазмы с накаливаемым катодом, а также изменили форму прианодного электрода. Схема установки приведена на рис.7. Испытания газоразрядного источника проводили в стационарном и импульсном режиме (длительность импульса ~ 3 мс). Система синхронизации с набором временных задержек от начала импульса газоразрядного источника запускала ГИН, который формировал импульс ускоряющего напряжения длительностью 250 мкс, подаваемый на катод пушки. Напряжение горения разряда 50 В, разрядный ток достигал 460 А. Напуск аргона в источник, а также наличие анодной плазмы не приводили к пробоям ускоряющего промежутка пушки при напряжении до 300 кВ. Концентрация плазмы в области входного (обращенного к катоду) отверстия источника по данным зондовых измерений достигала $5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, а ионный ток, отбираемый из источника при ускоряющем напряжении 60 кВ, составлял 0.4 А. Исследование пушки в биполярном режиме проводили по методике, описанной в [28, 33]. Максимальное усиление электронного тока достигало 2.5, что соответствует значению первеанса ЭОС $1.5 \text{ мкА/В}^{3/2}$. Параметры плазмы, создаваемой источником, не позволили получить эффект усиления

тока при ускоряющих напряжениях свыше 100 кВ. Продвижение биполярной ЭОС пушки данного типа в область энергий электронов до 300 кэВ требует разработки эффективного источника плазмы с концентрацией $\sim 5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ в области плазменного анода.

На описанном выше инжекторе релятивистского электронного пучка (РЭП) проведены исследования динамики образования биполярной ЭОС с плазменным анодом, создаваемым в процессе заполнения заанодного пространства "коллекторной" плазмой. при взрыве и испарении фольг, установленных в коллекторе, под воздействием электронного пучка. Схема установки приведена на рис.8. В коллекторе были установлены медные фольги толщиной 100 мкм. Эксперименты проводились с электронными пучками с током 50 А, энергией электронов 200 кэВ при длительности импульсов 150-200 мкс (мощность пучка ~ 10 МВт, энергия пучка, запасенная в импульсе, 1500 Дж, удельная мощность пучка диаметром ~ 1 см до 10^7 Вт/см²).

При проведении экспериментов было установлено, что при воздействии одного импульса РЭП происходит разрушение (взрыв и испарение) одной фольги, следующая за ней не подвергается воздействию электронного пучка. Образующая "коллекторная" плазма распространяется в сторону пушки и заполняет заанодное пространство (при этом ее можно назвать "анодной" плазмой). Реализуемый режим биполярной электронно-ионно-оптической системы с плазменным анодом приводит к увеличению тока электронного пучка. При втором импульсе РЭП данная ситуация повторяется с временным сдвигом за счет большей удаленности второй фольги, и т.д. При этом не происходит пробоя ускоряющего промежутка, наблюдается синтезирование биполярной ЭОС с плазменным анодом квазистационарного режима. Измерения показывают, что средняя скорость разлета "коллекторной" плазмы составляет $\sim 2 \cdot 10^5$ см/с. На рис.9 приведены осциллограммы импульсов тока электронного пучка I_e (а) и ускоряющего напряжения U_e (б). Запись сделана с наложением нескольких импульсов с помощью осциллографа с памятью.

В экспериментах использовали различные модификации дуговых газоразрядных источников анодной плазмы с накаливаемым катодом. В то же время заслуживает внимания применение в качестве автономных источников анодной плазмы кольцевых систем с тлеющим разрядом и холодным полым катодом, простых и удобных, работающих при давлении газа $\sim 10^{-3} - 10^{-4}$ мм рт. ст. [35]. Подобная биполярная ЭОС со сферическим катодом диаметром 1.5 см была испытана на напряжение 20 кВ и ток пучка до 5 А. Проведены численные расчеты методом анализа параметров данной биполярной ЭОС для различных формы и положения анодной плазменной границы.

Представляет интерес модель биполярного диода с термокатодом, в которой для частичной компенсации объемного заряда электронов введен ускоренный поток ионов, формируемый кольцевым газоразрядным источником ионов [26]. Данная ЭОС имеет жесткие электроды, а электронный поток выводится из диода, минуя заполненную плазмой область, в отличие от описанных выше биполярных ЭОС с "гибким" плазменным анодом.

В специально поставленном эксперименте наблюдали проявление плазменных процессов при работе пушек в условиях повышения давления как в области дрейфа, так и в области формирования пучка [36]. Экспериментальный макет находился в отпаянной стеклянной трубке, давление в котором изменялось в диапазоне $10^{-5} - 10^{-2}$ мм рт. ст. с помощью встроенного водородного генератора. Расстояние между термокатодом, выполненным в виде сферического сегмента диаметром 3 см и радиусом кривизны 3 см, и анодом диода составляло 3.5 см. Длина области дрейфа, после которой пучок с энергией электронов до 2 кэВ принимался коллектором, равнялась 6 см. Начиная с давления $\sim 7 \cdot 10^{-4} - 10^{-3}$ мм рт. ст. наблюдалось свечение плазмы, образуемой электронным пучком, в области дрейфа, и происходило увеличение катодного тока. Дальнейшее повышение давления приводило к появлению плазмы в прианодной области ЭОС и перемещению её границы к катоду. Экспериментально установлено, что при повышении давления газа до 10^{-3} мм рт. ст. возможно увеличение катодного тока в 10-15 раз по отношению к "вакуумному" электронному току, подчиняющемуся "закону 3/2". На рис.10 приведены характерные этапы развития пучковой плазмы при изменении давления водорода. Фото сделано через кварцевую стенку экспериментального прибора.

Поток ускоренных ионов, поступающий на катод, приводит к дополнительному нагреву термокатада. При эксплуатации электронной пушки на мощности 500 кВт при плавке ряда металлов нагрев катода ионами позволял на 50-60% снижать мощность системы электронного подогрева. В биполярных ЭОС с автономным источником анодной плазмы в отличие от обычных

ЭОС, в которых поток ионов фокусируется в центре термокатода и разрушает его, энергия, равномерно выделяемая сформированным ионным потоком на катоде, может быть использована для создания "самокалящихся" катодных систем с достаточным сроком службы [28]. Введение анодно-плазменных систем с термокатодом, нагреваемым ионами, позволит значительно упростить конструкцию катодного узла мощных пушек, находящегося под высоким потенциалом, за счет ликвидации системы электронного подогрева с необходимыми для нее источниками питания и коммуникациями с высоковольтной изоляцией.

Прямые эксперименты, проведенные на пушке с анодно-плазменной ЭОС и катодом, нагреваемым ионами, описаны в [26]. Сферический катод диаметром 1.8 см был выполнен из гексаборида лантана, традиционная система нагрева отсутствовала. При подаче высокого напряжения на катод и достижения необходимой мощности ионного потока, регулируемой разрядным током кольцевого плазменного источника, находящегося под потенциалом земли, катод разогревается до рабочей температуры. Мощность электронного пучка, формируемого биполярной ЭОС с термокатодом, нагреваемым ионами, достигала в экспериментах 25 кВт.

Коротко-импульсные электронные приборы с плазменным анодом

Система с анодной плазмой реализуется также в диодах со взрывной эмиссией электронов, длительность импульса тока в которых ограничивается процессом перемигания ускоряющего промежутка плазмой катодного и анодного факелов [38], в импульсных сильноточных ускорителях релятивистских электронных пучков со взрывом анодной фольги, либо с анодным электродом, предварительно заполняемым плазмой [39, 40]. В работе [41] представлены результаты исследования формирования и транспортировки сильноточных электронных пучков с энергией электронов 10–40 кэВ в электронной пушке со взрыво-эмиссионным катодом и плазменным анодом. Данные устройства находят применение в установках для модификации поверхности различных материалов, а также для генерации мощного импульсного рентгеновского излучения с низкой энергией фотонов. Основные проблемы, возникающие при создании таких электронных пучков, связаны с необходимостью получения высокой плотности тока (10^2 – 10^3 А/см²) при сравнительно низком ускоряющем напряжении и длительности импульсов ~ 1 нс. Разработаны и исследованы два типа электронных пушек: пушка с поверхностно-искровым плазменным анодом и пушка с плазменным анодом на основе импульсного отражательного разряда [41]. Электронный пучок формируется в двойном слое между катодной и анодной плазмой. К настоящему времени получены следующие результаты: энергия электронов 10–40 кэВ, ток пучка до 40 кА, плотность энергии в пучке до 40 Дж/см², диаметр пучка до 8 см, длительность импульса 2–4 нс.

Подобные исследования проводились в [51], в результате которых получен электронный пучок длительностью импульса 400 нс с током 11 кА при ускоряющем напряжении 20 кВ. Следует отметить, что в данных короткоимпульсных системах при применении термина "биполярная ЭОС с плазменным анодом" в отличие от стационарного и квазистационарного режимов необходимо учитывать динамику происходящих процессов и соотношение длительности импульса электронного тока и времени пролета ускоряющего промежутка встречным ионным потоком.

Другой пример прибора с плазменным анодом дан в работе [42], где приведены результаты теоретического и экспериментального исследований СВЧ-прибора с виртуальным катодом (виркатор). Данные приборы перспективны для применения в мощной импульсной электрофизике.

Проблема исключения анодной сетки или фольги из диода решена в виркаторе с плазменным анодом в виде тонкого плазменного слоя, создаваемого системой радиальных плазменных пушек [42]. В таком виркаторе реализована генерация микроволнового излучения с длительностью импульса более 3 нс. Дальнейшее развитие данного направления предлагается в создании виркатора с "плазменно-пылевым" анодом [43].

Применение пушек с биполярными ЭОС в плазменной электронике

Плазменная электроника СВЧ возникла пятьдесят лет назад после основополагающих работ Ахиезера и Файнберга, Бома и Гросса, 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

(плазменная ЛБВ) с нерелятивистским электронным пучком на основе гибридной замедляющей структуры в виде цепочки связанных резонаторов (ЦСР) с заполненным плазмой пролетным каналом [44–46]. Гибридные плазменно-резонаторные системы сочетают в себе высокую эффективность взаимодействия, характерную для плазменных волноводов, с возможностью практически полного вывода 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 до 20 кВт, ширина полосы 25%, КПД 30%) потребовало решения целого ряда физико-технических задач: разработки систем формирования и транспортировки электронного пучка (20 кэВ, ~ 3 А) в узком протяженном канале замедляющей структуры (диаметр 1.2 см, длина ~ 40 см), заполненном плазмой; системы газодинамики отпаянного прибора, обеспечивающей регулировку давления рабочего газа в требуемых пределах (10^{-6} – 10^{-3} мм рт. ст.) с помощью водородных генераторов, а также вакуумный перепад между плазменной электродинамической системой и ЭОС пушки.

В данном приборе электронный пучок транспортируется в пролетном канале, помещенном в продольное магнитное поле $B = 0.25$ Т. При давлении газа $7 \cdot 10^{-4}$ – $1 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст. в результате ионизации газа электронным пучком и пучково-плазменного взаимодействия в канале ЦСР генерируется плазма с концентрацией до 10^{12} см⁻³ и электронной температурой ~ 15–20 эВ.

Перспективные схемы ЭОС для плазменных ЛБВ могут на первый взгляд показаться "экзотическими", но предлагаемые решения электронных пушек уже прошли теоретическую и экспериментальную проработку на моделях [47]. Экспериментальные исследования показали возможность практической реализации высокопереванских ЭОС пушек квазистационарного и стационарного режимов. Биполярные ЭОС, "настроенные" с помощью автономно управляемых источников плазмы, могут найти применение для устройств плазменной электроники с вводом пучка в плазменный канал гибридных электродинамических замедляющих структур. В подобных устройствах плазменный анод (автономный газоразрядный источник анодной плазмы) является согласующим элементом между областью интенсивного пучково-плазменного взаимодействия и областью ЭОС пушки. Применение высокопереванских биполярных ЭОС в ЛБВ повысит их эффективность за счет увеличения параметра Пирса.

В то же время привлекательной является идея создания модели "истинно плазменного" прибора СВЧ, которая включает плазменный катод и биполярную электронно-оптическую систему с плазменным анодом [47]. В такой модели генерация плазмы в газоразрядном источнике плазменного катода и в области гибридной плазменной электродинамической системы (область пучково-плазменного разряда), формирующей также плазменный анод, может происходить при одинаковом давлении рабочего газа во всей системе (~ $7 \cdot 10^{-3}$ – $1 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст.). Попытка разработки плазменного катода с "безрасходным" газоразрядным источником с холодными электродами для плазменной ЛБВ предпринята в [48]. В этой работе представлены результаты исследований, направленных на реализацию в системе типа "обращенный магнетрон" сильноточной низковольтной формы тлеющего разряда при давлении ~ 10^{-3} мм рт. ст. и разработку электронного инжектора с плазменным катодом, обеспечивающего получение электронного пучка миллисекундной длительности с сечением ~ 1 см², током до 3 А при энергии частиц 20 кэВ. Выбор способа генерации плазмы был обусловлен высокой эффективностью ионизации газа в скрещенных электрическом и магнитном полях, простотой инициирования такого разряда, а также возможностью использования магнитного поля соленоида. Магнетронная ячейка образуется цилиндрическим катодом и стержневым вольфрамовым анодом.

Данная модель плазменной ЛБВ может обладать несомненными преимуществами перед уже реализованными приборами. К ним относятся постоянное газовое наполнение (например, инертным газом) отпаянного прибора, соответствующее рабочему давлению, при отсутствии систем подачи газа и дифференциальной откачки, имеющих ограниченный ресурс работы; наличие плазменного катода, не критичного к ионной бомбардировке, вместо термоэмиссионного катода; возможность частотно-импульсной модуляции тока электронного пучка и выходной мощности электромагнитного излучения за счет управления газоразрядным источником плазменного катода [47].

Электривакуумные процессы в лампе бегущей волны с газоплазменным наполнением

обсуждаются в [52].

Заключение

1. Содействие теории при создании адекватных численных моделей систем с биполярным пучком, предназначенных для расчета реальных приборов, состоит в формировании парка эталонных тестовых задач, выделении особых поверхностей и формулировке нулевого приближения для итеративного процесса. Последний по сравнению со случаем электронных потоков усложняется за счет неизвестного заранее положения и конфигурации плазменного анода и необходимости согласования токов электронной и ионной компонент.

Оптимизация итеративного процесса в целом – задача численного эксперимента, при грамотном проведении которого необходимо располагать адекватными моделями прикатодной и прианодной областей, а также приосевой области – окрестности вырожденной трубки тока. Что касается определения плотности тока эмиссии и конфигурации границы плазмы, то малые итерации, решающие эти задачи, те же, что и описанные в работе [15], но теперь они должны выполняться на основании антипараксиальных разложений при наличии компенсирующего фона, причем плотность последнего корректируется в ходе итераций. В прикатодной линзе определяется плотность тока эмиссии и условия встраивания электронов в полевую область. В прианодной области – плазменной лунке – устанавливается форма подвижной границы с учетом кривизны и ее производных при заданной плотности ионного тока и вычисляются условия инжекции ионного пучка.

Упомянувшиеся нулевые приближения относятся к началу процесса, когда решается уравнение Лапласа, и к описанию приосевой области на основе параксиальной теории. Учет пространственного заряда, исходящий из известных интегральных характеристик потока и одномерных решений биполярных диодов, позволяет на основе формул антипараксиальной теории (нулевое приближение для плотности тока на катоде – однородное распределение) вычислить потенциал на границах полевой области, удаленных от эмитирующих поверхностей.

При описании приосевой зоны, где естественно использовать параксиальное приближение, в случае электронных пучков были предприняты попытки срастить антипараксиальные разложения, описывающие течение с катода заданной формы и с заданной плотностью тока эмиссии, и параксиальное уравнение с неоднородным распределением плотности тока J в поперечном сечении и неподобными трубками тока. При сращивании по J потенциал в контрольном сечении, вычисленный от катода, отличался от потенциала, рассчитанного от оси симметрии. В то время как для электронных пучков существует альтернатива, связанная с геометризованным подходом [49, 50], в случае биполярных потоков остается лишь этот алгоритм с неустранимым в принципе дефектом сшивки решений. Это приближение, очевидно, не выдерживает критики в качестве теоретического построения, но имеет определенную прагматическую ценность, так как присущие ему недостатки будут сглажены в итеративном процессе.

2. До последнего времени при конструировании мощных электронных пушек для технологии применяли в основном меры по предотвращению или по снижению влияния ионно-плазменных процессов на их работу. К ним, например, относятся введение в конструкцию пушек систем дифференциальной откачки, выбор режимов работы катодов с ограниченной эмиссией за счет снижения рабочей температуры. Для защиты катодов от ионной бомбардировки используются ионные ловушки. Известны решения ЭОС с кольцевыми ионно-защищенными катодами, построенными на основе центробежно-электростатических систем формирования электронных потоков. Приведённые выше экспериментальные исследования показывают возможность практической реализации биполярных ЭОС с плазменным анодом. Биполярные ЭОС, "настроенные" с помощью автономных управляемых газоразрядных источников плазмы, защищены от неустойчивых, трудно контролируемых процессов интенсивного газовыделения в электронно-лучевых технологических установках, а также от влияния на катоды агрессивных обрабатываемых материалов. Подобные системы найдут применение для установок с вводом электронного пучка в среду с повышенным давлением. Прямые оценки показывают, что биполярные ЭОС с термокатодом, нагреваемым равномерно распределённым по поверхности ионным потоком, могут иметь достаточный для эксплуатационных задач срок службы термокатада. При этом значительно упрощается конструкция катодных узлов пушек, а также

требования к составу высоковольтных источников питания. Диагностические средства для контроля за параметрами пучковой плазмы, образуемой в области транспортировки электронного пучка, уже находят применение в системах управления и защиты энергоблоков установок [26].

Электронные пушки с биполярными ЭОС найдут применение в плазменной электронике, особенно в приборах СВЧ с плазменным наполнением. Предварительные эксперименты выглядят привлекательными для использования ЭОС с плазменными катодом и анодом в плазменных ЛБВ.

Таким образом, имеется много интересных и актуальных направлений в экспериментальной физике и технике, а также в теории плотных пучков заряженных частиц для создания электронных приборов с биполярными ЭОС различного научного и промышленного применения.

Список литература

1. Дзагуров Л.Ю., Коваленко Ю.А. Численное моделирование электронно-оптических систем с газовым наполнением. // Радиотехника и электроника (РЭ). 1987. Т.32. №4. С.847.
2. Langmuir I. The interaction of electron and positive ion space charges in cathode sheaths. // Phys. Rev. 1929. V.33. №6. P.954.
3. Акимов П.И., Богословская А.Б. Использование ионов для усиления тока электронных пушек. // Прикл. физика. 2002. №4. С.90.
4. Вашковский А.В., Завьялов М.А., Сыровой В.А. Формирование широких биполярных пучков с сечением, близким к прямоугольному. // РЭ. 1999. Т.44. №4. С.485.
5. Белкин В.М., Завьялов М.А., Камунин А.А. К задаче о встречном движении электронов и ионов в сферическом и цилиндрическом диодах. // РЭ. 1976. Т.21. №12. С.2646.
6. Шантурин Л.П. О формировании биполярного потока заряженных частиц. // РЭ. 1984. Т.29. №1. С.145.
7. Сыровой В.А. Расчет формирующих электродов в оптике плоских электронных пучков. // РЭ. 1994. Т.39. №3. С.481.
8. Сыровой В.А. Расчет формирующих электродов в оптике осесимметричных электронных пучков. // РЭ. 1994. Т.39. №4. С.666.
9. Harker K.J. Solution of the Cauchy problem for Laplace's equation in axially symmetric systems. // J. Math. Phys. 1963. V.4. №7. P.993.
10. Вашковский А.В., Сыровой В.А. //
11. Шантурин Л.П. Синтез анодно-плазменных систем формирования электронных потоков. // РЭ. 1980. Т.25. №3. С.612.
12. Белкин В.М., Камунин А.А. Метод расчета формы электродов для формирования клиновидного электронно-ионного пучка. // РЭ. 1979. Т.24. №1. С.142.
13. Шантурин Л.П. Расчет анодно-плазменных электронно-оптических систем параксиальным методом синтеза. // РЭ. 1981. Т.26. №10. С.2169.
14. Жигарев А.А., Камунин А.А. Методика расчета электронной пушки с ионной ловушкой. // Электронная техника. 1980. Сер.4. Электровакуумные и газоразрядные приборы. №6 (83). С.8.
15. Сыровой В.А. // Формирование биполярных пучков с неизменяющимся сечением. // РЭ. 2005. Т.50. №8. С.1003.
16. Овсянников Л.В. Групповой анализ дифференциальных уравнений. –М.: Наука, 1978.
17. Сыровой В.А. Проблема адекватности математических моделей в оптике плотных релятивистских электронных пучков. // РЭ. 2003. Т.48. №4. С.467.
18. Сыровой В.А. Инвариантные решения уравнений многокомпонентного пучка заряженных частиц. // ПМТФ. 1965. №5. С.9.
19. Сыровой В.А. Точные решения уравнений биполярного пучка. // РЭ. 2005. Т.50. №3. С.366.
20. Сыровой В.А. Инвариантно-групповые решения уравнений пространственного стационарного пучка заряженных частиц. // ПМТФ. 1963. №3. С.26.
21. Вашковский А.В., Сыровой В.А. О конических бриллюэновских потоках. // Изв. вузов. Радиофизика. 1991. Т.34. №7. С.837.
22. Неганова Л.А., Сыровой В.А. Параксиальная теория релятивистских электронных пучков при наличии неоднородного ионного фона. // РЭ. 1992. Т.37. №12. С.2275.
23. Акимов П.И., Сыровой В.А. К теории антипараксиальных разложений в оптике плотных электронных пучков при наличии неоднородного ионного фона. // РЭ. 1993. Т.38. №2. С.315.
24. Сыровой В.А. Результаты теории антипараксиальных разложений в оптике плотных электронных пучков. // РЭ. 1991. Т.36. №3. С.540.
25. Сыровой В.А. Проблемы теории антипараксиальных разложений в оптике плотных электронных пучков. // РЭ. 1991. Т.36. №8. С.1545.
26. Завьялов М.А., Крейнделъ Ю.Е., Новиков А.А., Шантурин Л.П. Плазменные процессы в технологических электронных пушках. М.: Энергоатомиздат. 1989. –256 С.
27. Denega A.J., Kamunin A.A., Timofeeva G.G. Bipolar current in the systems of spherical electrodes. // 10 ICPIG. Oxford. 1971. P.132.
28. Завьялов М.А., Камунин А.А., Переводчиков В.И. Электронно-оптические системы на основе сферического диода с плазменным анодом. // РЭ. 1975. Т.20. №7. С.1466.
29. Лондер Я.И., Ульянов К.Н. // ТВТ. 1979. Т.17. №5. С.949.
30. Гордин В.А., Лондер Я.И. и др. // РЭ. 1984. Т.29. №4. С.774.

31. Zavjalov M.A., Timofeeva G.G. The counter flows of electrons and ions between plasma surfaces. // ICPIG. Oxford. 1971. P.131.
32. Zavjalov M.A., Perevodchikov V.I. Formation of stationary electron beams in vacuum diode with metallic and plasma electrodes. // 6 ISDEIV. Swansea. 1974. P.179.
33. Завьялов М.А., Неганова Л.А., Тезиков П.Ф., Цхай В.Н. Экспериментальное исследование электронно-оптической системы с плазменным анодом. // РЭ. 1984. Т.29. №4. С.757.
34. Азарова О.Н., Завьялов М.А., Неганова Л.А., Цхай В.Н. Биполярный диод с плазменным анодом. // РЭ. 1987. Т.32. №10. С.2200.
35. Dzagyrova L.J., Zavjalov M.A., Metel A.S. et al. Anode plasma in high-voltage systems for shaping intense electron beams. // 13 ISDEIV. Paris. 1988 Vol.II. P.450.
36. Гусева Г.И., Завьялов М.А., Неганова Л.А. и др. К вопросу о формировании и транспортировке электронного пучка в газе. // РЭ. 1984. Т.29. №8. С.1634.
37. Завьялов М.А., Лукьянов Л.А., Мурашов А.С. и др. Электронные пушки для технологии. // Электротехника. 1983. №7. С.66.
38. Месяц Г.А. Эктоны. Часть 1, 2, 3. Екатеринбург. "Наука". 1993, 1994.
39. Иремашвили Д.В., Осерашвили Т.А., Какучая П.И. // Письма в ЖТФ. 1975. Т.1. №11. С.508.
40. Озур Г.Е., Проскуровский Д.И. Формирование субмикросекундных низкоэнергетичных сильноточных электронных пучков в пушке с плазменным анодом. // Письма в ЖТФ. 1988. Т.14. №5. С.413.
41. Ozur G.E., Proskurovsky D.I., Rotshtein V.P., Markov A.V. Production and application of low-energy high-current electron beams. // Laser and Particle Beams. 2003. Vol.21. P.157.
42. Alyokhin B.V., Dubinov A.E., Selemir V.D. et al. Theoretical and Experimental Studies of Virtual Cathode Microwave Devices. // IEEE Transactions on Plasma Science. 1994. Vol.22. №5. P.945.
43. Dubinov A.E., Makarova N.N., Selemir V.D. Virtual Cathode Devices: New Ideas. // SCHEF' 99. Dubna. JINR. 1999. P.88.
44. Zavjalov M.A., Mitin L.A., Perevodchikov V.I. et al. Powerful Wideband Amplifier Based on Hybrid Plasma-Cavity Slow-Wave Structure. // IEEE Transactions on Plasma Science. 1994. Vol.22 №5. P.600.
45. Borovikov P.V., Zavjalov M.A., Konkin V.A. et al. Microwave characteristics of high-power wide-band beam-plasma amplifier. // Instruments and Experimental Techniques. 1999. Vol.42. №5. P.652.
46. Zavjalov M.A. The investigation of intense E-beam states in plasma-filled Traveling-Wave Tubes and technological in stallation. // SCHEF' 99. Dubna. JINR. 1999. P.59.
47. Zavjalov M.A., Perevodchikov V.I., Syrovoy V.A. Problems of electron-optical systems for perspective beam-plasma microwave devices. // Proceedings of SPIE. 2000. Vol.4187. P.138.
48. Гаврилов Н.В., Завьялов М.А., Никулин С.П., Пономарёв А.В. Изобарический газовый режим мощного газоразрядного источника электронов. // Письма в ЖТФ. 1993. Т.21. С.57.
49. Сыровой В.А. Геометризованная теория релятивистских электронных пучков. // РЭ. 1999. Т.44. №6. С.645.
50. Сыровой В.А. Новые результаты геометризованной теории плотных электронных пучков. // Прикл. физика. 2002. №3. С.25.
51. Агафонов А.В., Богаченков В.А., Крастелев Е.Г. Генерация сильноточных низкоэнергетичных электронных пучков в низкоимпедансных плазменных системах. // Сб. научных трудов МИФИ. –М.: МИФИ. 2006. С.39.
52. Завьялов М.А. Электровакуумные процессы в лампе бегущей волны с газоплазменным наполнением. // Сб. научных трудов МИФИ. –М.: МИФИ. 2006. С.21.

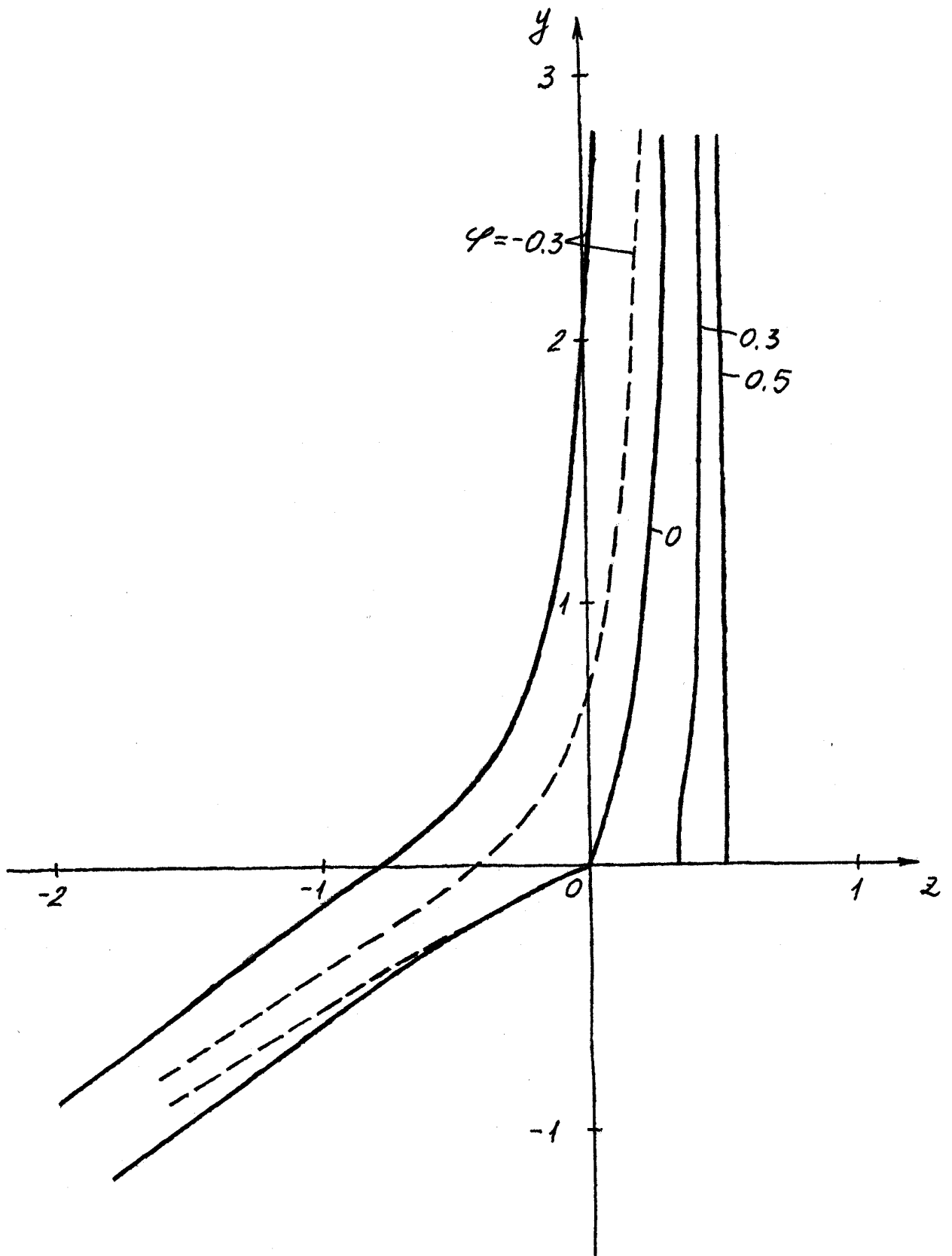


Рис.1. Формирующие электроды для ленточного биполярного пучка; сплошные кривые – точное решение, прерывистые линии – приближенное решение.

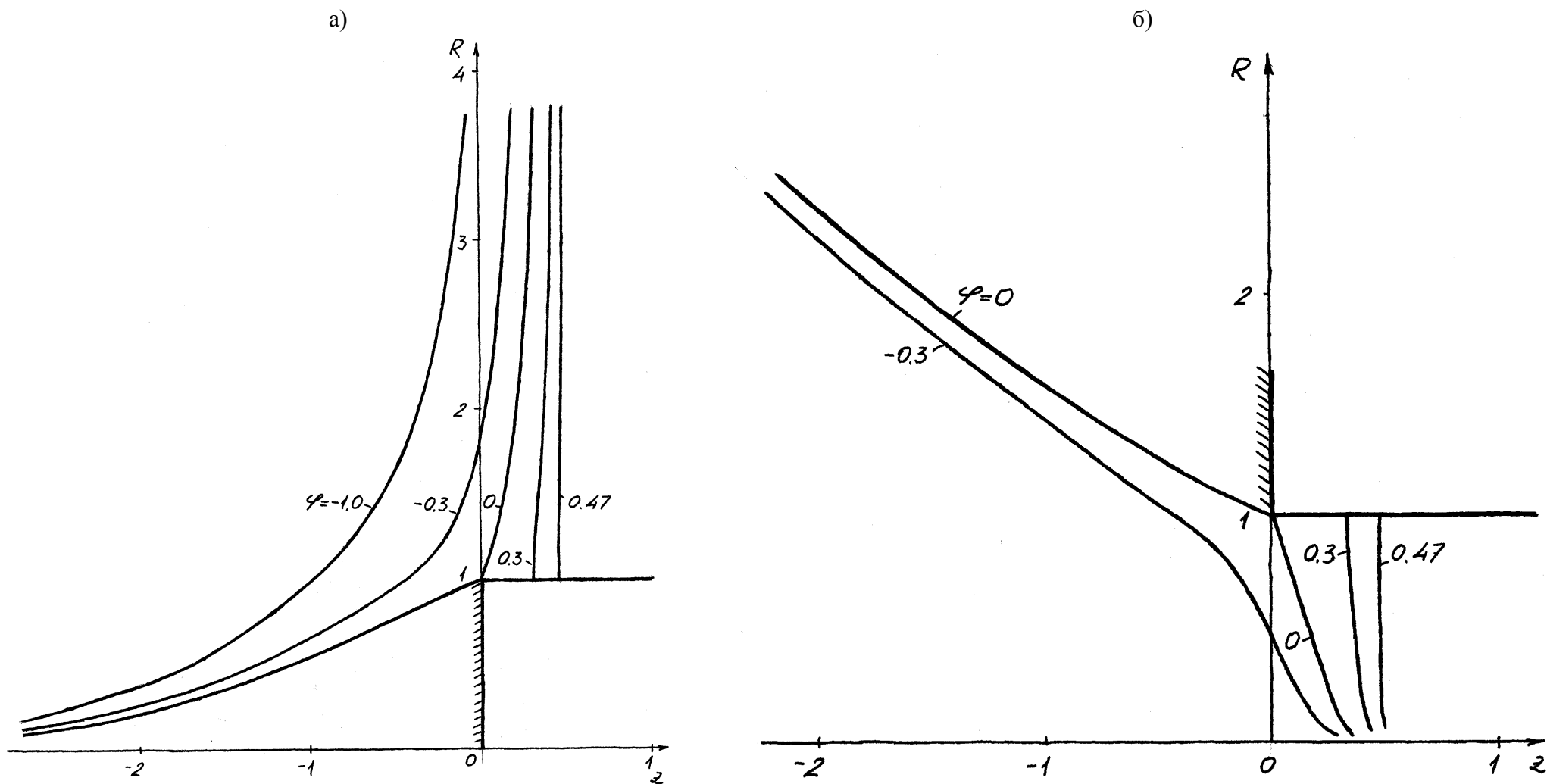


Рис.2. Формирующие электроды для осесимметричного биполярного пучка:
 а – сплошного, б – полого.

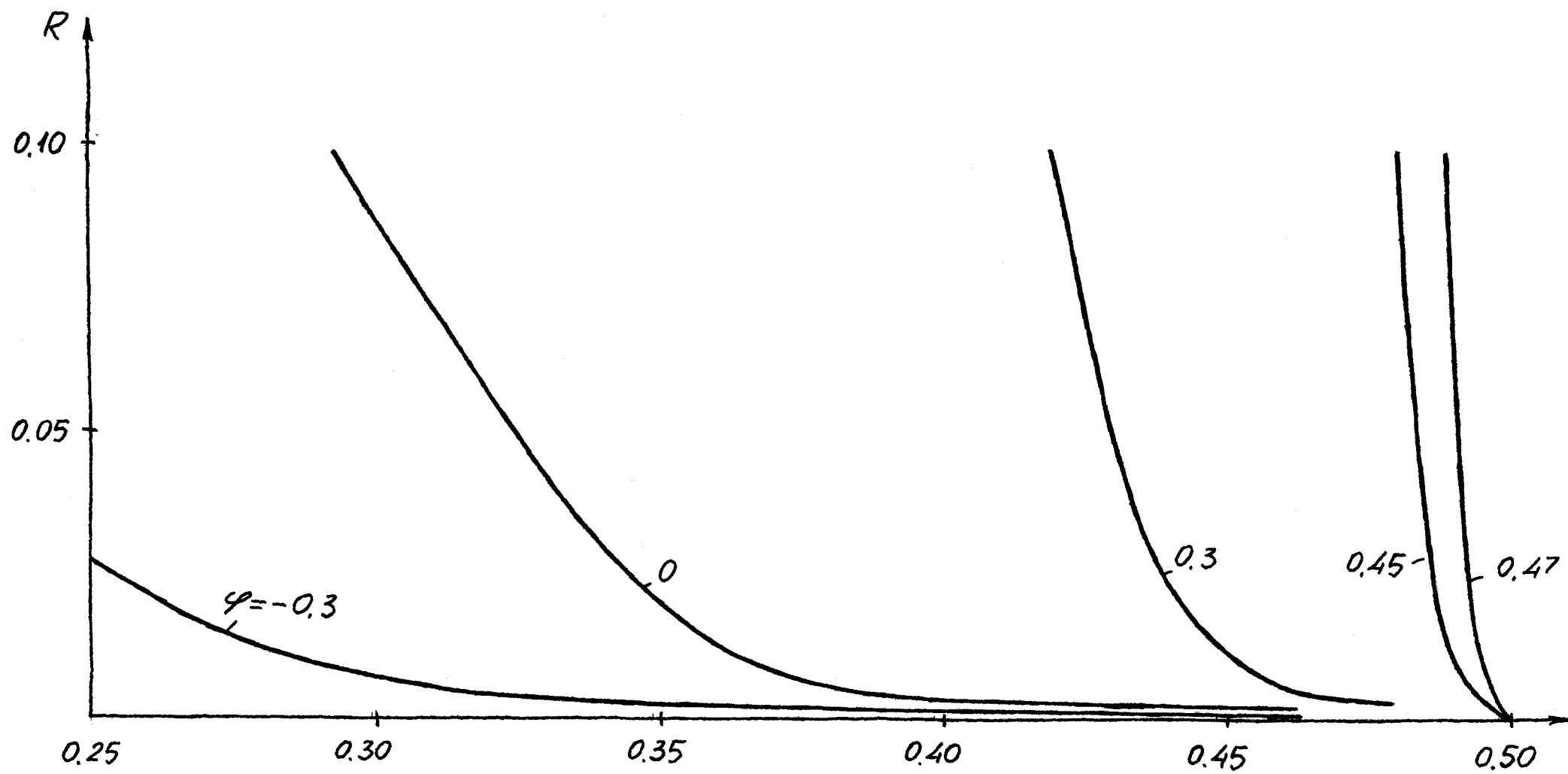


Рис.3. Формирующие электроды для полого пучка в крупном масштабе.

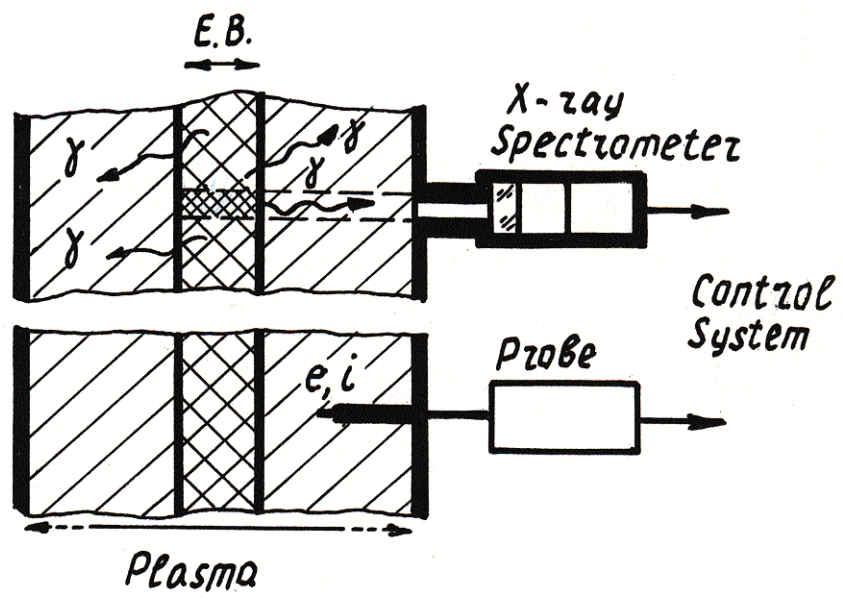


Рис.4. Схемы зондовой и рентгеновской диагностики для измерения параметров пучковой плазмы.

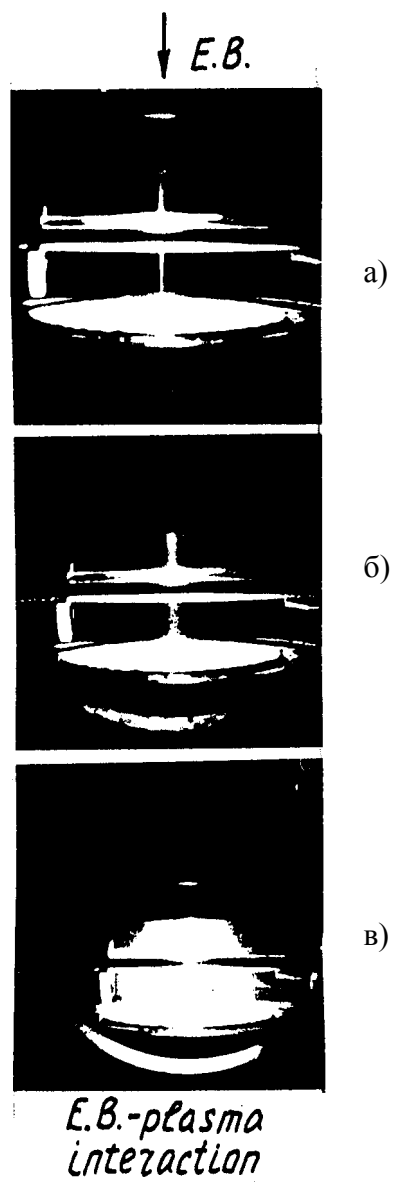


Рис.5. Транспортировка электронного пучка (30 кэВ) при различных давлениях газа.
а – $2 \cdot 10^{-4}$ мм рт. ст., б – $1 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст., в – $3 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст.

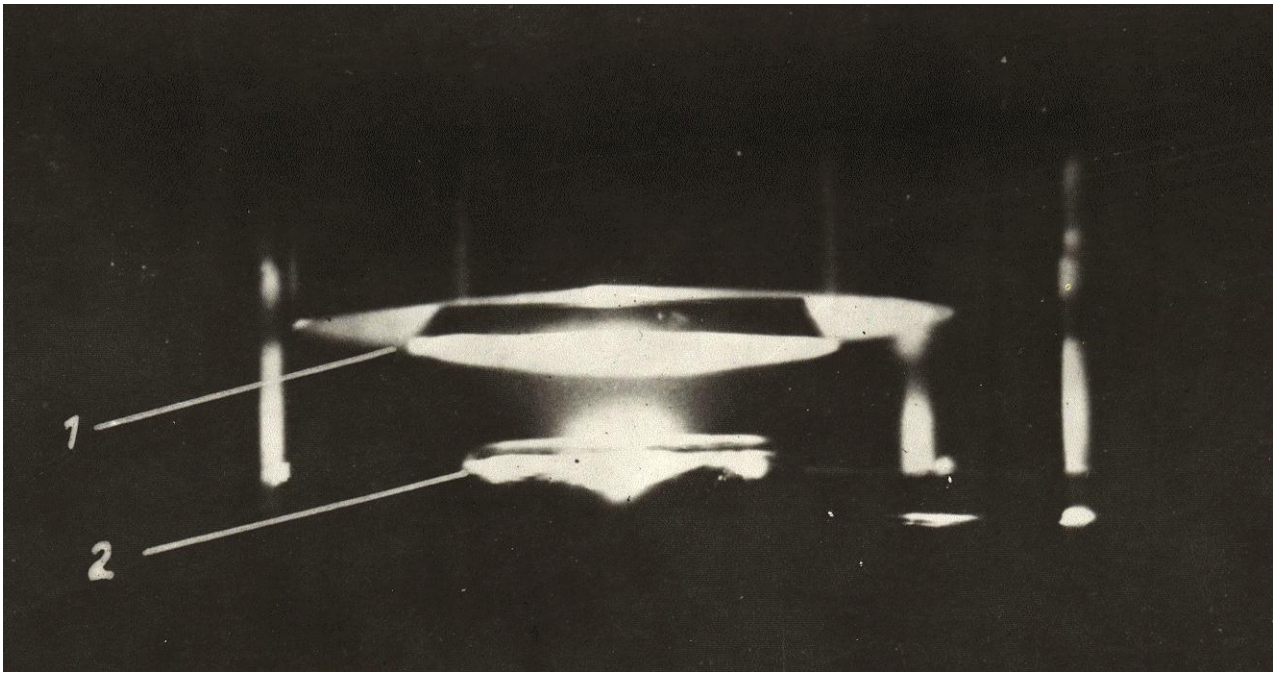


Рис.6. Фото свечения анодной плазмы биполярной ЭОС.
1 – прикатодный электрод; 2 – прианодный электрод.

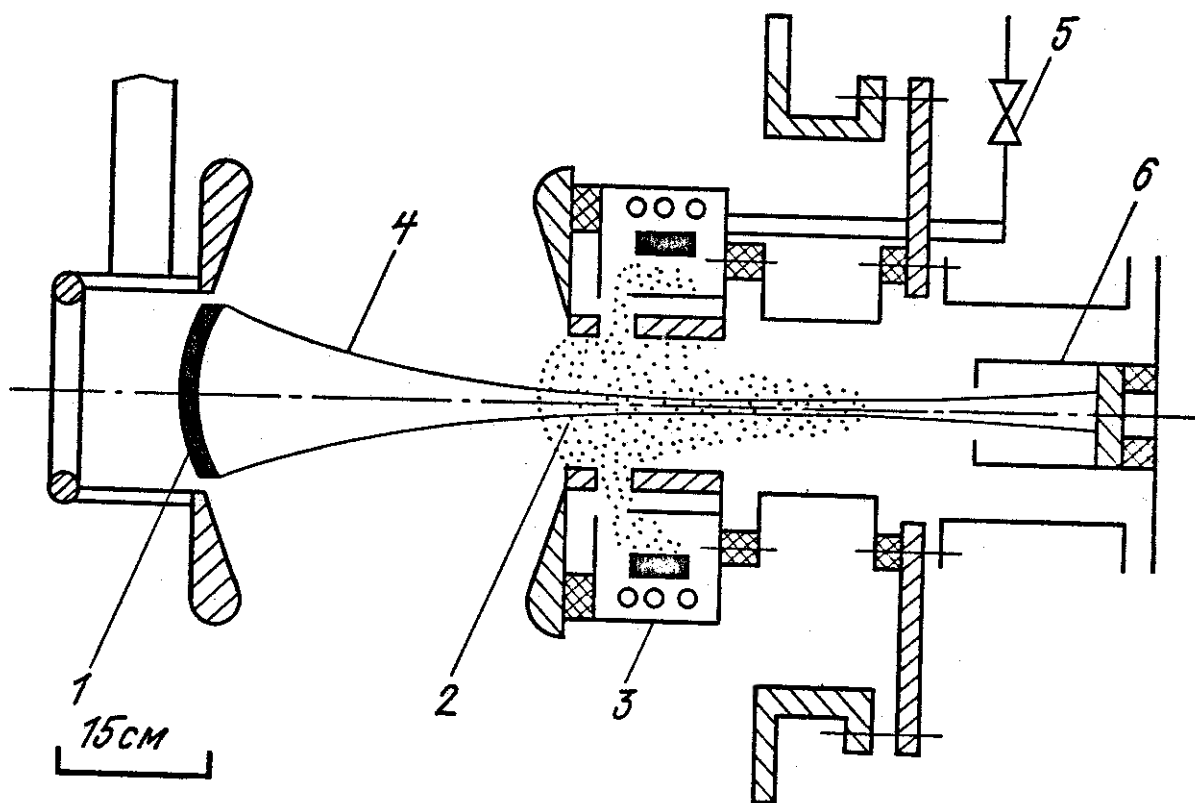


Рис.7. Схема инжектора РЭП для проведения экспериментов с биполярной ЭОС.
1 – термоэмиссионный катод диаметром 15 см; 2 – плазменный анод; 3 – газоразрядный источник плазмы; 4 – электронный пучок; 5 – натекатель газа; 6 – коллектор.

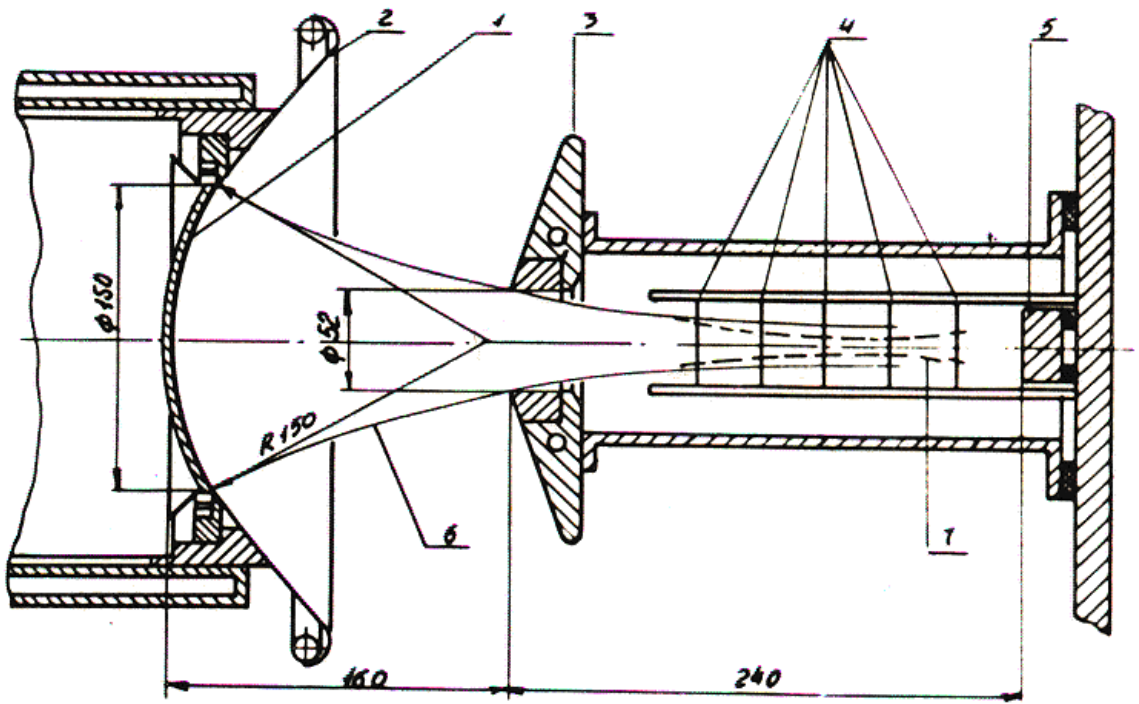


Рис.8. Схема установки.

1 – катод, 2 – прикатодный электрод, 3 – анод, 4 – фольги, 5 – коллектор,
 6 – электронный пучок, 7 – контур прожига (разрушения) фольг.

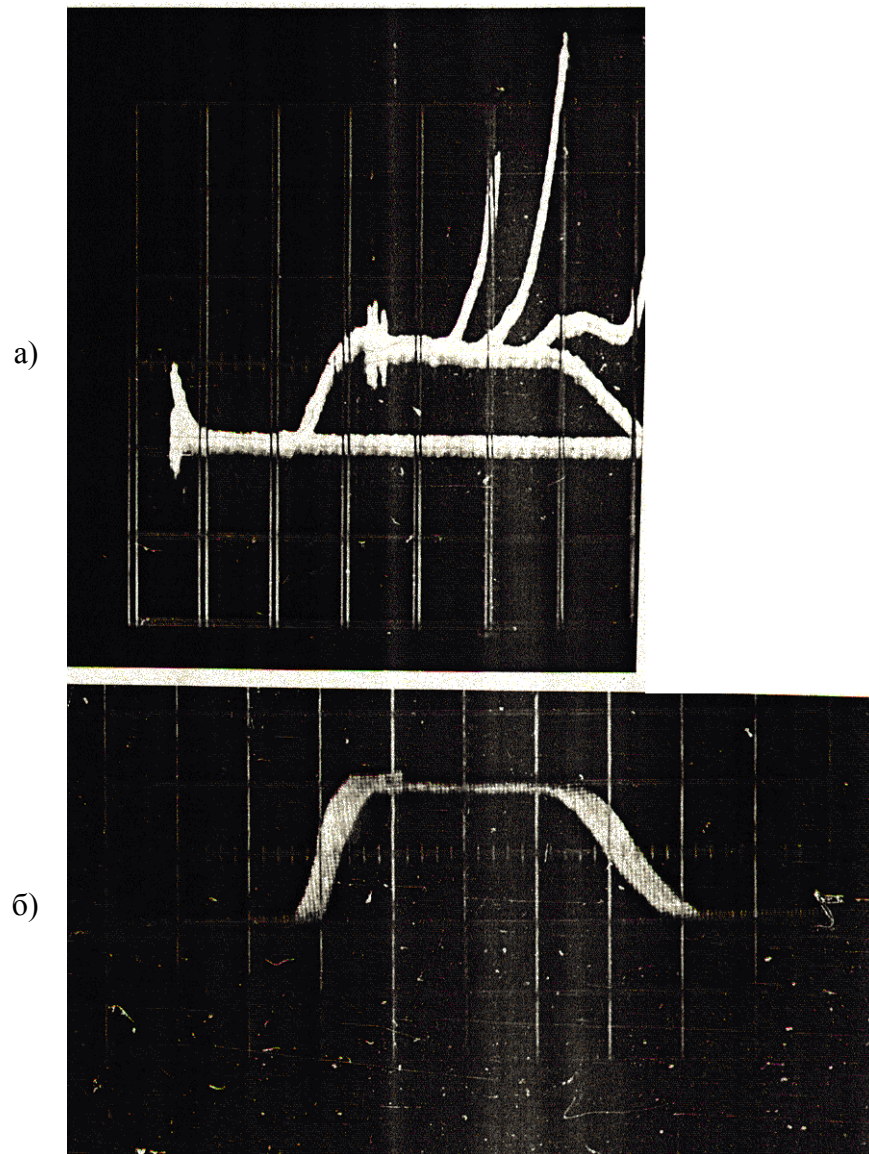


Рис.9. Осциллограммы тока пучка I_e (а) (50 А/дел, 50 мкс/дел) и ускоряющего напряжения U_e (б) (100 кВ/дел, 50 мкс/дел).

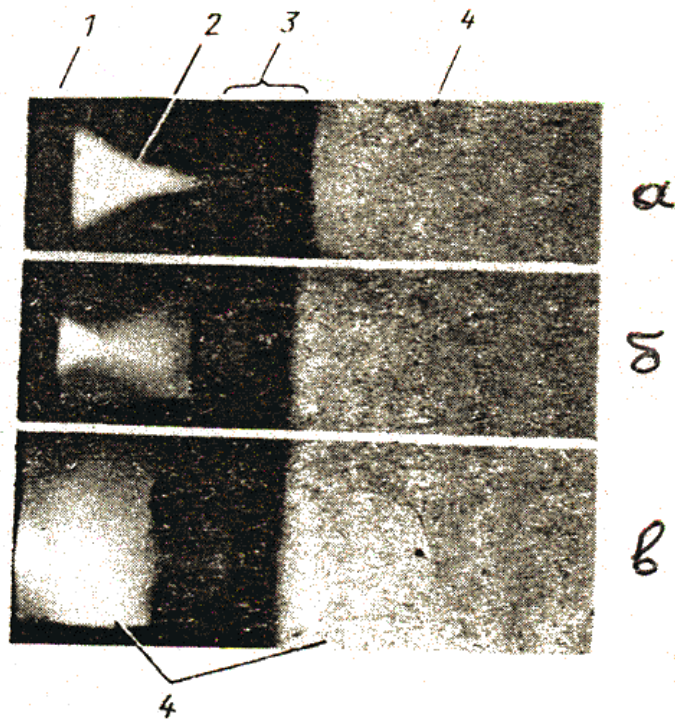


Рис.10. Характерные этапы развития пучковой плазмы при давлении $3 \cdot 10^{-4}$ мм рт. ст. (а), $7 \cdot 10^{-4}$ мм рт. ст. (б), $1 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст. (в):
1 – катод; 2 – электронный пучок; 3 – анод; 4 – плазма.