

УДК 621.3.032.266

СИНТЕЗ СИСТЕМ ФОРМИРОВАНИЯ ВИНТОВЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ

Ш. Е. Цимринг

Описан синтез магнетронно-инжекторных пушек, использующихся для формирования интенсивных винтовых электронных пучков (ВЭП) в лазерах на циклотронном резонансе (МЦР). Применимость метода синтеза связана здесь с существованием в области пушки ламинарных потоков, которые в переходной области трансформируются в ВЭП. Определена конфигурация электродов. Получены расчетные формулы для нахождения основных параметров пушек.

1. ВВЕДЕНИЕ

Повышение выходной мощности МЦР [1] в значительной степени определяется возможностями увеличения первеанса электронно-оптической системы. Однако еще в режиме температурного ограничения эмиссии при некотором предельном токе пучка силы пространственного заряда вызывают столь сильный рост скоростного разброса [2, 3], что дальнейшее увеличение тока становится бесполезным. Можно показать [3], что предельный ток МЦР в диапазоне миллиметровых и субмиллиметровых волн определяется статическим объемным зарядом в пушке*.

Компенсация скоростного разброса, обусловленного пространственным зарядом, возможна в принципе путем коррекции формы электродов и распределения магнитного поля. Однако наличие пересекающихся траекторий и связанный с этим неадиабатический характер поля пространственного заряда существенно затрудняют подобную оптимизацию.

Как показано в разд. 2, электронные пучки в пушке могут быть сделаны ламинарными при сохранении «турбулентности» в рабочем пространстве. Распределение поля объемного заряда в инжекторе становится регулярным, и открывается возможность для оптимизации. В частности, применим метод синтеза, сводящийся к решению внутренней и внешней задач для соответствующего потока (см., например, [4]).

Ниже метод синтеза использован при нахождении формы электродов в плоской модели магнетронно-инжекторной пушки (МИП), для которой внутренняя и внешняя задачи решаются сравнительно просто. Согласно [5] плоская модель в первом приближении удовлетворительно описывает свойства реальных аксиально-симметричных пушек, характеризующихся сравнительно большим отношением радиуса катода к расстоянию анод — катод.

2. ВНУТРЕННЯЯ ЗАДАЧА

Исходной моделью плоской МИП является бесконечный плоский диод, помещенный в однородное магнитное поле, наклоненное к плоскости катода ($y = 0$) под углом φ (рис. 1). Согласно рис. 1 электрическое

* В [3] рассмотрена типичная для электронно-оптических систем МЦР магнетронно-инжекторная пушка (МИП).

и магнитное поля имеют компоненты $E(0, -E_K, 0)$ и $B(B_K \cos \varphi, B_K \sin \varphi, 0)$. Все величины здесь зависят только от y . Это обеспечивает в принципе отсутствие позиционного разброса [2] осцилляторных скоростей. Выбранная модель отличается от плоской пушки Кайно—Тэйлора [6] (см. также [4, 7]) наличием электрического поля на катоде.

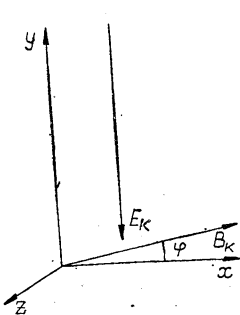


Рис. 1.

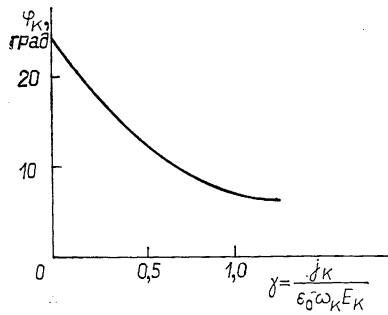


Рис. 2.

Рис. 1. Электрическое и магнитное поля в плоской МИП.
Рис. 2. Зависимость критического угла наклона магнитного поля к плоскости катода от параметра γ .

Задача сводится к совместному решению уравнений движения, уравнения Пуассона и уравнения непрерывности. Подобно [8] решение проводится методом полного тока. В результате, полагая начальные скорости и потенциал равными нулю, а координаты начала траектории $x_0, 0, z_0$, приходим к следующим выражениям для координат электронов и потенциала на траектории:

$$\omega_K(x - x_0) = M \sin \varphi \left(\frac{\Phi^3}{6} - \Phi + \sin \Phi \right) + N \sin \varphi \left(\frac{\Phi^2}{2} - 1 + \cos \Phi \right); \quad (1)$$

$$\omega_K y = M \cos \varphi \left(\frac{\Phi^3}{6} \operatorname{tg}^2 \varphi + \Phi - \sin \Phi \right) + N \cos \varphi \left(\frac{\Phi^2}{2} \operatorname{tg}^2 \varphi + 1 - \cos \Phi \right); \quad (2)$$

$$\omega_K(z - z_0) = M \left(\frac{\Phi^2}{2} - 1 + \cos \Phi \right) + N (\Phi - \sin \Phi); \quad (3)$$

$$\eta U = M^2 \left(\frac{\Phi^4}{8} \operatorname{tg}^2 \varphi + \frac{\Phi^2}{2} - \Phi \sin \Phi + 1 - \cos \Phi \right) + MN \left(\frac{\Phi^3}{2} \operatorname{tg}^2 \varphi + \Phi - \Phi \cos \Phi \right) + N^2 \left(\frac{\Phi^2}{2} \operatorname{tg}^2 \varphi + 1 - \cos \Phi \right). \quad (4)$$

В (1) — (4) $\eta = e_0/m_0$ — удельный заряд электрона, $\omega_K = \eta B_K$ — гиро-частота, отнесенная к магнитному полю на катоде, $\Phi = \omega_K t$ — угол пролета, $M = \eta j_K \cos \varphi / \epsilon_0 \omega_K^2$ — приведенная плотность тока, $N = \frac{\eta E_K \cos \varphi}{\omega_K}$ — приведенное электрическое поле на катоде, ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума.

Уравнения (1) — (4) отличаются от уравнений Брауде [8] дополнительными членами, связанными с ненулевым наклоном магнитного поля к поверхности катода, а также тем, что здесь не рассматриваются двух-

поточные состояния. Поэтому (1) — (4) справедливы лишь при отсутствии точек возврата траекторий, т. е. при

$$\frac{dy}{dt} \geq 0, \quad \frac{d^2y}{dt^2} \geq 0. \quad (5)$$

Учитывая (2), получаем из (5)

$$\varphi \geq \arctg \left[\frac{-\gamma(1 - \cos \Phi) + \sin \Phi}{\Phi + \gamma \frac{\Phi^2}{2}} \right]^{1/2}, \quad (6)$$

$$\varphi \geq \arccos \left[\frac{1 + \gamma \Phi}{\gamma(\Phi - \sin \Phi) + 1 - \cos \Phi} \right]^{1/2},$$

где

$$\gamma = \frac{M}{N} = \frac{j_k}{\varepsilon_0 \omega_k E_k}. \quad (7)$$

Знаки равенства в (6) определяют критический угол φ_k как функцию параметра γ (рис. 2). Последний характеризует режим диода (для полного пространственного заряда $\gamma = \infty$, при нулевом токе пучка $\gamma = 0$). В любом режиме ламинарному потоку соответствует область над кривой рис. 2. Отметим, что для пушки Кайно—Тэйлора ($\gamma = \infty$) ламинарный поток имеет место при всех $\varphi > 0$. На рис. 3 в качестве иллюстрации приведены рассчитанные по формулам (1), (2) траектории в плоскости $z = \text{const}$ при $\varphi = 15^\circ$ и $\gamma = 0,5$ (эти значения согласно рис. 2 удовлетворяют (6)).

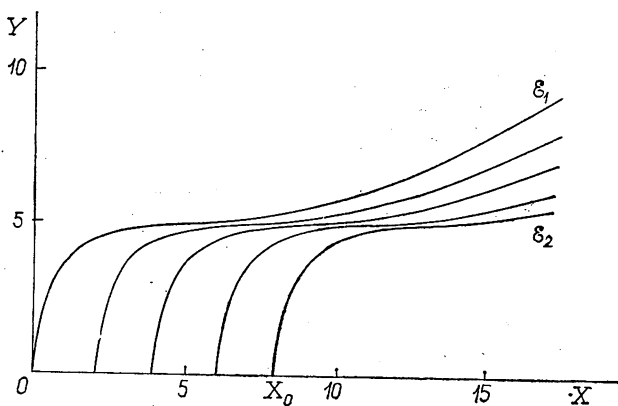


Рис. 3. Траектории электронов в плоскости; $\gamma = 0,5$; $\varphi = 15^\circ$.

Осцилляторные скорости в рабочем пространстве МЦР, отделенном от пушки переходной областью с нарастающим магнитным полем (см., например, [3]), находятся из условия сохранения поперечного адиабатического инварианта

$$J_{\perp} = \frac{1}{2\pi} \oint P dq. \quad (8)$$

Интегрирование должно проводиться по контуру осцилляторного движения. Обобщенный импульс в (8)

$$P = p - e_0 A, \quad (9)$$

где $p = m\mathbf{v}$, а магнитный векторный потенциал \mathbf{A} имеет компоненты

$$A_x = B_K z' \sin \varphi, \quad A_y = 0, \quad A_z = B_K y' \cos \varphi. \quad (10)$$

Штрихом обозначены координаты в той системе отсчета, в которой электроны совершают чисто периодическое движение. Они легко получаются из (1)–(3) путем отбрасывания непериодических членов. В результате с помощью (8)–(10) находим

$$\begin{aligned} 2\pi J_{\perp} &= \oint (p_x dx' + p_y dy' + p_z dz') - e_0 \oint A dq = \\ &= \frac{m_0}{\omega_K} \int_0^{2\pi} [(\dot{x}')^2 + (\dot{y}')^2 + (\dot{z}')^2] d\Phi - m_0 \int_0^{2\pi} (x' z' \sin \varphi + y' z' \cos \varphi) d\Phi. \end{aligned}$$

Окончательно после подстановки в подынтегральное выражение x^1 , y^1 и z^1 получаем

$$J_{\perp} = \frac{m_0^2}{2e_0 B_K} (M^2 + N^2). \quad (11)$$

В пространстве взаимодействия, где магнитное поле B_0 однородно, а электрическое поле можно положить равным нулю, в нерелятивистском приближении (см., например, [9])

$$J_{\perp} = \frac{m_0^2 v_{\perp}^2}{2e_0 B_0}. \quad (12)$$

Из (11) и (12) осцилляторная скорость в рабочем пространстве

$$v_{\perp} = N \sqrt{\alpha(1 + \gamma^2)}, \quad (13)$$

где коэффициент перемагничивания $\alpha = B_0/B_K$. С увеличением плотности тока γ (ср. (7)) возрастает, но одновременно снижается N . Последний фактор, как показывают оценки, играет большую роль. Поэтому с ростом тока пучка и при прочих равных условиях осцилляторная скорость уменьшается.

3. ВНЕШНЯЯ ЗАДАЧА

Для решения внешней задачи методом аналитического продолжения следует [10] сначала граничную траекторию \mathcal{G} , заданную параметрическими уравнениями

$$X = X_{\mathcal{G}}(\Phi), \quad Y = Y_{\mathcal{G}}(\Phi), \quad (14)$$

перевести в прямую линию с помощью конформного преобразования

$$W = X + jY = X_{\mathcal{G}}(\Theta) + jY_{\mathcal{G}}(\Theta). \quad (15)$$

При этом плоскость комплексного переменного $X + jY$ переходит в плоскость $\Theta = \Phi + j\Psi$, а траектория — в действительную ось $\Psi = 0$.

Форма электродов определяется из дифференциального уравнения эквипотенциалей в плоскости Φ, Ψ [10]:

$$\frac{d\Psi}{d\Phi} = \frac{\operatorname{Re}[E_{\Phi}(\Theta) - jE_{\Psi}(\Theta)]}{\operatorname{Im}[E_{\Phi}(\Theta) - jE_{\Psi}(\Theta)]}. \quad (16)$$

Здесь

$$E_{\Phi} = -\frac{dU(\Phi)}{d\Phi}, \quad (17)$$

$$E_{\psi} = - \frac{dU(\Phi)}{d\Phi} \operatorname{tg} \vartheta, \quad (17)$$

где ϑ — угол, который электрическое поле составляет с граничной траекторией.

Ограничим электронный пучок траекториями \mathcal{E}_1 и \mathcal{E}_2 , начинающимися в точках O и X_0 (рис. 3). Поскольку эти траектории одинаковы, решения задачи Коши для областей над и под пучком будут отличаться только из-за разного соответствия границ при конформном преобразовании (15). Последнее при учете (1)–(3) и после отделения действительных и мнимых частей имеет вид

$$X = \operatorname{tg} \varphi \left[\frac{\Phi^2 - \Psi^2}{2} + \cos \Phi \operatorname{ch} \Psi - 1 + \gamma \left(\frac{\Phi^3 - 3\Phi\Psi^2}{6} - \Phi + \sin \Phi \operatorname{ch} \Psi \right) \right] - \left[\Phi \Psi \operatorname{tg}^2 \varphi + \sin \Phi \operatorname{sh} \Psi + \gamma \left(\frac{3\Phi^2\Psi - \Psi^3}{6} \operatorname{tg}^2 \varphi + \Psi - \cos \Phi \operatorname{sh} \Psi \right) \right]; \quad (18)$$

$$Y = \operatorname{tg} \varphi \left[\Phi \Psi - \sin \Phi \operatorname{sh} \Psi + \gamma \left(\frac{3\Phi^2\Psi - \Psi^3}{6} - \Psi + \cos \Phi \operatorname{sh} \Psi \right) \right] + \left[\frac{\Phi^2 - \Psi^2}{2} \operatorname{tg}^2 \varphi - \cos \Phi \operatorname{ch} \Psi + \gamma \left(\frac{\Phi^3 - 3\Phi\Psi^2}{6} \operatorname{tg}^2 \varphi + \Phi - \sin \Phi \operatorname{ch} \Psi \right) + 1 \right]. \quad (19)$$

Здесь и ниже использованы (как и на рис. 3) безразмерные переменные

$$X = \frac{\omega_k}{N \cos \varphi} x, \quad Y = \frac{\omega_k}{N \cos \varphi} y, \quad G = \frac{\eta}{N^2} U. \quad (20)$$

Используя (16)–(20), а также то, что электрическое поле на границе направлено вдоль оси y (рис. 1), а потому $\operatorname{tg} \vartheta = \frac{X'(\Phi)}{Y'(\Phi)}$, находим

$$\frac{d\Psi}{d\Phi} = \frac{H[(C^2 + D^2) \operatorname{ctg} \varphi + BC - AD] + F(AC + BD)}{F[(C^2 + D^2) \operatorname{ctg} \varphi + BC - AD] - H(AC + BD)}, \quad (21)$$

где

$$H = \Phi \operatorname{tg}^2 \varphi + \sin \Phi \operatorname{ch} \Psi + \gamma \left[\frac{3(\Phi^2 - \Psi^2)}{2} \operatorname{tg}^2 \varphi + \Phi \sin \Phi \operatorname{ch} \Psi - \Psi \cos \Phi \operatorname{sh} \Psi - \cos \Phi \operatorname{ch} \Psi + 1 \right] + \quad (22)$$

$$+ \gamma^2 \left(\frac{\Phi^3 - 3\Phi\Psi^2}{2} \operatorname{tg}^2 \varphi + \Phi - \Phi \cos \Phi \operatorname{ch} \Psi - \Psi \sin \Phi \operatorname{sh} \Psi \right);$$

$$F = \Psi \operatorname{tg}^2 \varphi + \cos \Phi \operatorname{sh} \Psi + \gamma (3\Phi\Psi \operatorname{tg}^2 \varphi + \Phi \cos \Phi \operatorname{sh} \Psi + \Psi \sin \Phi \operatorname{ch} \Psi + \sin \Phi \operatorname{sh} \Psi) + \gamma^2 \left(\frac{3\Phi^2\Psi - \Psi^3}{2} \operatorname{tg}^2 \varphi + \Psi + \Phi \sin \Phi \operatorname{sh} \Psi - \Psi \cos \Phi \operatorname{ch} \Psi \right); \quad (23)$$

$$A = \Phi - \sin \Phi \operatorname{ch} \Psi + \gamma \left(\frac{\Phi^2 - \Psi^2}{2} + \cos \Phi \operatorname{ch} \Psi - 1 \right); \quad (24)$$

$$B = \Psi - \cos \Phi \operatorname{sh} \Psi + \gamma (\Phi\Psi - \sin \Phi \operatorname{sh} \Psi); \quad (25)$$

$$C = \Phi \operatorname{tg}^2 \varphi + \sin \Phi \operatorname{ch} \Psi + \gamma \left(\frac{\Phi^2 - \Psi^2}{2} \operatorname{tg}^2 \varphi - \cos \Phi \operatorname{ch} \Psi + 1 \right); \quad (26)$$

$$D = \cos \Phi \operatorname{sh} \Psi - \Psi \operatorname{tg}^2 \varphi + \gamma (\Phi \Psi \operatorname{tg}^2 \varphi + \sin \Phi \operatorname{sh} \Psi). \quad (27)$$

Точка $\Phi = 0, \Psi = 0$ является особой для (21) и точкой разветвления для функции $\Theta = \Theta(W)$, дающей отображение плоскости X, Y на плоскость Φ, Ψ . Поэтому вычисление нулевой эквипотенциали следует начинать не с нуля ($X = 0, Y = 0$), а с некоторой соседней точки, которую легко найти, рассмотрев поведение интегральных кривых (22) и конформное преобразование в окрестности начала координат. Пренебрегая членами порядка выше первого, получаем из (21)–(27) уравнение

$$\frac{d\Psi}{d\Phi} = \frac{\Phi}{\Psi}, \quad (28)$$

согласно которому нуль является седловой точкой. Проходящие через него интегральные кривые наклонены к оси Φ под углами $\pm\pi/4$. Разложим правые части (1) и (2) в ряды по Φ до членов второго порядка включительно. Тогда, переходя к безразмерным переменным и совершая аналитическое продолжение, получаем из (15), что конформное преобразование в окрестности начала координат имеет вид

$$W = X + jY = j \frac{\Theta^2}{2 \cos^2 \varphi}. \quad (29)$$

Таким образом, вблизи начала координат задний электрод совпадает с плоскостью $Y = 0$ ($X < 0$), а передний — с плоскостью $Y = 0$ ($X > 0$) (см. рис. 4 линии OA' и OB' соответственно). Поэтому при нахождении нулевой эквипотенциали целесообразно численное интегрирование начинать с точек

$$\begin{aligned} \Phi_0 &= h, & \Psi_0 &= h \text{ (задний электрод),} \\ \Phi_0 &= h, & \Psi_0 &= -h \text{ (передний электрод),} \end{aligned} \quad (30)$$

где h — шаг интегрирования. При расчете ненулевых эквипотенциалей можно, очевидно, начинать интегрирование (16) непосредственно от точек на граничных траекториях пучка. Если ведется расчет эквипотенциали, пересекающей траекторию в точке $\Phi = \Phi_a, \Psi = 0$, то соответствующий безразмерный потенциал рассчитывается по формуле (4) с учетом (20).

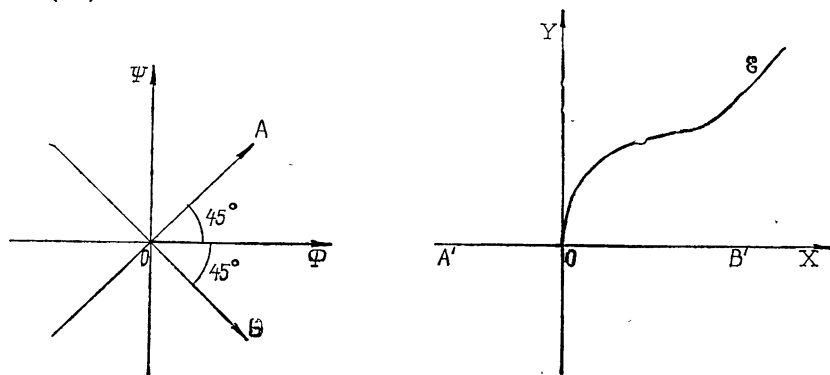


Рис. 4. Конформное преобразование.

Луч $O\Phi$ переходит в граничную траекторию ϵ . В окрестности начала координат OA и OB переходят соответственно в OA' и OB' .

На рис. 5 показаны эквипотенциалы и траектории (пунктир) в плоскости X, Y для параметров пучков, указанных в табл. 1.

Таблица 1

№	1	2	3	4	5
γ	0	0,1	0,3	0,5	1,0
φ	30	25	20	15	10

Во всех вариантах условие $\varphi > \varphi_k$ выполнено (ср. с рис. 2). Переход от плоскости Θ к плоскости W дает реализуемые формы эквипотенциалей, если преобразующая функция однолистка. Расчеты показали, что для параметров таблицы конформность сохраняется до $\Psi = 2$.

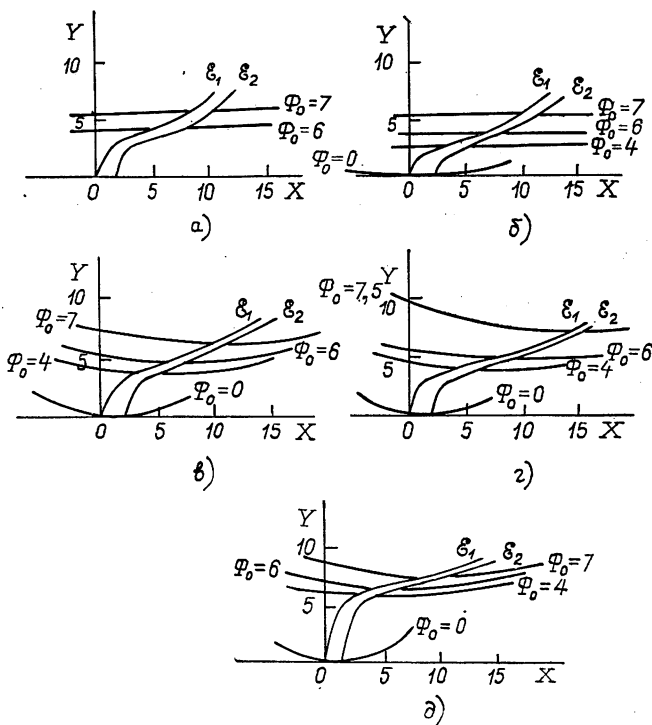


Рис. 5. Эквипотенциалы и траектории для пучков с различными параметрами; а) $\gamma = 0$, $\varphi = 30^\circ$; б) $\gamma = 0,1$, $\varphi = 25^\circ$; в) $\gamma = 0,3$, $\varphi = 20^\circ$; г) $\gamma = 0,5$, $\varphi = 15^\circ$; д) $\gamma = 1,0$, $\varphi = 10^\circ$ (Φ_0 — анодные потенциалы).

4. КОНФИГУРАЦИЯ ЭЛЕКТРОДОВ И РАСЧЕТ ОСНОВНЫХ ПАРАМЕТРОВ ПУШЕК

Приведенный расчет позволяет определить геометрию электродов пушки, формирующей пучок с заданным током и адиабатическим инвариантом. Однако если не изменить форму анода, то весь пучок попадет на этот электрод. В системах формирования ламинарных пучков необходимость коррекции анода связана с внесением рассеивающей анодной линзы и не вызывает серьезных затруднений. В пушках, предназначенных для формирований ВЭП, применение отверстий в анодах должно в общем приводить к резким изменениям электростатического поля в пространстве и соответственно к неконтролируемым нарушениям адиабатичности. Последовательное решение задачи об оптимизации формы анода связано с большими трудностями.

В качестве наводящего можно использовать то соображение, чтобы коррекция приводила к малым возмущениям электростатического поля на катоде и возможно более плавным его изменениям в остальных областях пушки. Указанный подход соответствует так называемому «принципу суперпозиции», развитому в [10], и условиям адиабатичности. Примером может служить пушка со слабым пространственным зарядом. На рис. 6 а показана исходная форма анода, соответствующая рис. 5 а, а на рис. 6 б даны электроды реальной пушки, обеспечивающей малый скоростной разброс, что подтверждено численными расчетами [5]. Как видно, при коррекции приосевая область анода должна быть удалена, а ту часть анода, которая расположена на периферии, следует плавно изогнуть вдоль пучка. При этом конфигурация анода над эмитирующим пояском практически не меняется и электрическое поле на катоде остается прежним. Электрическое поле в дальней зоне изменяется плавно, и оба сформулированных выше условия можно считать выполненными. Отметим, что по мере увеличения ширины пояса соблюдение этих условий затрудняется и скоростной разброс возрастает.

На основе подобного подхода сравнительно просто найти конфигурацию электродов пушки при наличии пространственного заряда, взяв в качестве исходных эквипотенциали на рис. 5. Так, на рис. 7 показана электродная система для $\gamma = 0,5$, $\varphi = 15^\circ$.

Ясно, что выбранная геометрия может рассматриваться как отправная для последующих уточнений. Надежным методом контроля является непосредственный расчет траекторий с учетом пространствен-

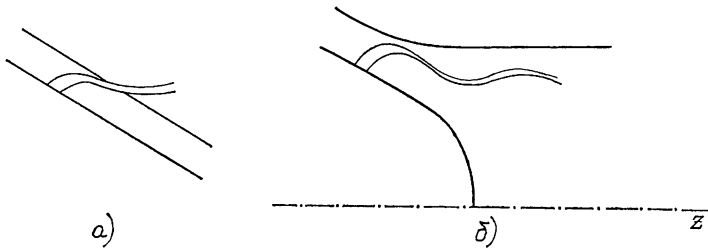


Рис. 6. Коррекция электродов в пушке с малым пространственным зарядом;
а) исходная форма, б) окончательная форма электродов.

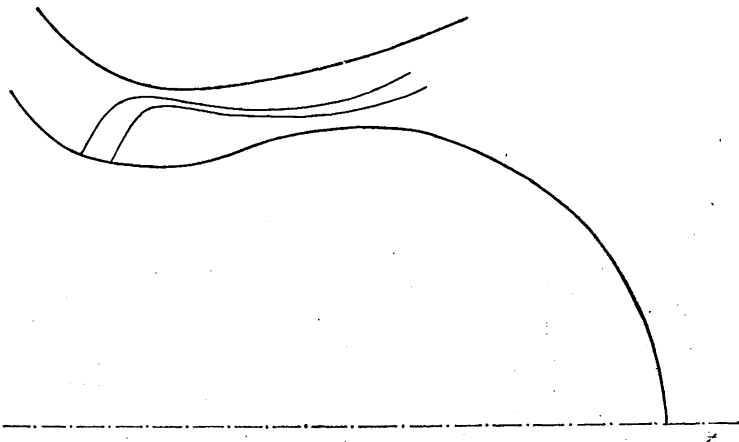


Рис. 7. Конфигурация электродов пушки для $\gamma = 0,5$; $\varphi = 15^\circ$.

ного заряда. Если трудность проведения подобного расчета не слишком велика, то комбинация обоих методов (синтеза и анализа) дает приемлемую основу для проектирования систем формирования интенсивных ВЭП. В первом приближении можно ограничиться вычислением позиционного скоростного разброса без учета пространственного заряда. Этот расчет имеет смысл, если одновременно контролировать малость возмущения электрического поля на катоде по сравнению с исходной формой электродов типа рис. 5.

Расчет основных параметров пушки основан на следующих уравнениях, справедливых для плоской модели в адиабатическом и параксиальном (по магнитному полю) приближениях:

$$I = 2\pi R_k t_l d j_k; \quad (31)$$

$$E_k^{(0)} = U_a/d; \quad (32)$$

$$\alpha = \frac{B_0}{B_k} = \frac{R_k^2}{R_0^2}; \quad (33)$$

$$v_{\perp} = \sqrt{t_{\perp} 2\eta U_0} = \frac{E_k \cos \varphi}{B_k} \sqrt{\alpha (1 + \gamma^2)}; \quad (34)$$

$$\gamma = \frac{j_k}{\epsilon_0 \eta E_k B_k}; \quad (35)$$

$$\frac{\eta B_k^2 d}{E_k \cos^2 \varphi} = H_a; \quad (36)$$

$$t_E = \frac{E_k}{E_k^{(0)}} = \frac{H_a}{G_a}; \quad (37)$$

$$R_a = R_k + d \cos \psi. \quad (38)$$

В этих уравнениях E_k и $E_k^{(0)}$ — напряженность электрического поля на катоде при учете пространственного заряда и в холодном диоде соответственно; $t_l = l/d$ — отношение ширины эмиттирующего пояса к расстоянию анод — катод (рис. 7); R_k — радиус эмиттера; t_{\perp} — отношение осцилляторной энергии электронов в рабочем пространстве к их полной энергии.

Уравнение (33) — следствие параксиальности пучка по магнитному полю. Уравнение (34) — интеграл энергии в нерелятивистском приближении и следствие сохранения поперечного адиабатического инварианта (ср. с (13)). Уравнение (36) и функция

$$H_a = \frac{\Phi_a^2}{2} \operatorname{tg}^2 \varphi - \cos \Phi_a + 1 + \gamma \left(\frac{\Phi_a^3}{6} \operatorname{tg}^2 \varphi + \Phi_a - \sin \Phi_a \right) \quad (39)$$

получаются при делении (2) на $N \cos \varphi$ и подстановке в правую часть $\Phi = \Phi_a$ — угла пролета до анодной эквипотенциали. Левая часть (36) — безразмерное расстояние катод—анод. Функция G_a определена соотношением (4) при учете (20).

Выразим с помощью (31)—(38) основные параметры пушки через остальные величины. После подстановки численных значений физических констант получаем (I — в А, U — в кВ, E — в кВ/мм, B — в кГс, j_k — в А/см², длины — в мм)

$$I = 1,07 \frac{t_E t_l \gamma t_{\perp}^{1/2} U_0^{1/2} E_K^{(0)} R_0 H_a \cos \varphi}{(1 + \gamma^2)^{1/2}}; \quad (40)$$

$$j_k = 10,4 \frac{t_E^{5/3} \gamma (1 + \gamma^2)^{1/3} (E_K^{(0)})^{5/3} B_0^{1/3} \cos^{2/3} \varphi}{t_{\perp}^{1/3} U_0^{1/3}}; \quad (41)$$

$$U_a = 1,32 \frac{t_{\perp}^{2/3} U_0^{2/3} (E_K^{(0)})^{2/3} H_a \cos^{2/3} \varphi}{t_E^{1/3} (1 + \gamma^2)^{2/3} B_0^{2/3}}; \quad (42)$$

$$\alpha = 1,52 \frac{t_{\perp}^{1/3} U_0^{1/3} B_0^{2/3}}{t_E^{2/3} (E_K^{(0)})^{2/3} (1 + \gamma^2)^{1/3} \cos^{2/3} \varphi}. \quad (43)$$

Формулы (40)–(43), а также (32), (33), (37), (38) позволяют рассчитать основные конструктивные параметры пушки, если известны величины B_0 , U_0 , R_0 , t_{\perp} , $E_K^{(0)}$, t_l , φ , γ , Φ_a . Среди них первые четыре величины определяются задаваемыми частотой колебаний, энергией электронов в рабочем пространстве и условиями эффективности взаимодействия; $E_K^{(0)}$ — допустимая напряженность поля (по электрическому пробое промежутка анод—катод)*. Коэффициент t_l ограничен допустимым позиционным скоростным разбросом. Коэффициент t_E характеризует степень уменьшения электрического поля на катоде под действием пространственного заряда (ср. (42)). Для обычных МИП t_E не ниже 0,9, тогда как для пушек, получаемых методом синтеза, t_E можно уменьшать до 0,5 с последующей численной или экспериментальной проверкой скоростного разброса. Согласно (37) t_E связан с G_a и H_a , которые определяются через γ и Φ_a (уравнения (4), (20) и (39)). Угол пролета до анода, Φ_a , является в некоторой степени свободным параметром. Однако использование чрезмерно больших Φ_a дает излишне большие U_a и d , тогда как при малых Φ_a не успевают сформироваться осциллирующие траектории. Компромиссные значения Φ_a близки, по-видимому, к 2π . Задание t_E и Φ_a определяет γ с помощью (4), (20), (39), (37).

Величина угла φ , если $\cos \varphi \approx 1$, слабо влияет на параметры пушки. Отметим, что увеличение φ затрудняет, как правило, применение широких эмиттеров из-за возрастания позиционного скоростного разброса. Поэтому угол φ следует выбирать по возможности малым, т. е. на 10–20% превышающим φ_k , который определяется по величине γ из рис. 2.

Какие же токи и первеанс характерны для пушек, спроектированных описанным выше способом. Оценим I и $P = I/U_0^{3/2}$, взяв в качестве расчетных следующие величины: $\gamma = 0,3$, $\varphi = 20^\circ$, $\Phi_a = 6$, $t_l = 0,5$, $t_{\perp} = 0,8$, $U_0 = 30$ кВ, $R_0 = 10$ мм, $E_K^{(0)} = 3$ кВ/мм. Из (39), (4), (20) и (37) $H_a = 5,8$, $G = 10,5$, $t_E = 0,55$. По (40) $I \approx 70$ А, $P = 12 \frac{\text{мкА}}{\text{В}^{3/2}}$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Схема определения параметров пушек и численный пример показывают, что предлагаемый метод позволяет сравнительно просто спроектировать электронно-оптическую систему с достаточно большим первеансом и током пучка. Напомним, однако, что расчет основывался

* Если при подстановке $E_K^{(0)}$ и остальных величин в (41) j_k превышает достижимую плотность тока для выбранного типа эмиттера, то вместо $E_K^{(0)}$ следует задавать $(j_k)_{\text{max}}$, а $E_K^{(0)}$ находить из (41).

на некоторых идеализациях, главными из которых являются пренебрежение цилиндричностью и влиянием пространственного заряда в переходной области. Учет отмеченных факторов существенно усложняет расчетную процедуру. Если тем не менее использовать метод в сочетании с траекторным анализом, учитывающим пространственный заряд, то такая комбинированная методика является достаточно надежной и может быть положена в основу проектирования высокоэффективных систем формирования винтовых пучков.

Автор благодарен Л. В. Грицковой и В. Г. Трошину за помощь в вычислениях.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. В. Гапонов, М. И. Петелин, В. И. Юлпатов, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, **10**, № 9—10, 1414 (1967).
2. Ш. Е. Цимринг, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, **15**, № 8, 1247 (1972).
3. А. Л. Гольденберг, М. И. Петелин, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, **16**, № 1, 141 (1973).
4. С. И. Молоковский, А. Д. Сушков, Интенсивные электронные и ионные пучки, изд. Энергия, М., 1972.
5. В. К. Лыгин, Ш. Е. Цимринг, ЖТФ, **18**, № 8, 1695 (1973).
6. G. S. Kino and N. J. Taylor, IRE Trans., **ED-9**, № 1, 1 (1962).
7. И. В. Алямовский, Электронные пучки и электронные пушки, изд. Сов. радио, М., 1965.
8. С. Я. Брауде, ЖТФ, **10**, № 3, 217 (1940).
9. Л. Д. Ландау, Е. Н. Лифшиц, Теория поля, изд. Наука, М., 1967.
10. П. Кирштейн, Г. Кайно, У. Уотерс, Формирование электронных пучков, изд. Мир, М., 1970.

Горьковский государственный
университет

Поступила в редакцию
30 марта 1976 г.,
после доработки
29 ноября 1976 г.

SYNTHESIS OF SYSTEMS FORMATION OF SCREW ELECTRON BEAMS

Sh. E. Tsimring

The synthesis of magnetron-injection guns used to form intensive screw electron beams in cyclotron resonance masers is described. The applicability of the synthesis method is due to the existence of laminar streams in the gun region which are transformed into screw electron beams in the transient region. The electrode configuration is determined. Estimated formulas are obtained for finding the main parameters of the guns.