

УДК 621.3.032.266

Моделирование транспортировки короткофокусных электронных пучков из низкого в высокий вакуум

Бигун О.В., д.т.н. Мельник И.В.

В настоящее время широкое применение в электронике и приборостроении находят технологические источники электронов на основе высоковольтного тлеющего разряда (ВТР). Эти источники электронов отличаются относительной простотой конструкции и стабильностью работы с активными газами [1]. Для промышленного применения источников электронов на основе ВТР необходимо исследовать процесс транспортировки короткофокусных электронных пучков в эквипотенциальном канале из низкого в высокий вакуум. Основными физическими процессами, которые необходимо анализировать при моделировании транспортировки электронных пучков в условиях низкого вакуума, являются учет влияния магнитного поля фокусирующих линз на траектории электронов, влияния ионизации остаточного газа, рассеяния электронов на атомах остаточного газа и пинч-эффекта. При моделировании транспортировки короткофокусных электронных пучков, формируемых источниками электронов ВТР, необходимо учитывать также тепловой разброс скоростей

электронов пучка. Поэтому при составлении математической модели транспортировки пучка использовались следующие уравнения.

1. Уравнения вакуумной техники для расчета распределения давления вдоль длины лучепровода.

2. Уравнения, описывающие распределение магнитного поля фокусирующих линз [2].

3. Уравнения, описывающие граничную траекторию пучка с учетом его взаимодействия с остаточным газом и разброса тепловых скоростей электронов пучка [2].

4. Уравнения, описывающие потери тока пучка в результате оседания электронов на стенках канала транспортировки [3].

Определение вакуумных характеристик канала транспортировки. Важной составляющей модели процесса транспортировки электронного пучка является определение распределения давления газа вдоль длины канала. Для решения этой задачи используется основное уравнение вакуумной техники и уравнение Кнудсена для молекулярного режима течения газа,

которые в общем случае имеют вид [3]:

$$p_k = \frac{p_n U}{U + S}; U = \frac{4\bar{v}}{3 \int_0^{l_{\text{лп}}} \frac{Hdl}{S_{\text{поп}}^2}}; \bar{v} = \sqrt{\frac{8R_0 T}{\pi M}},$$

где H — диаметр лучепровода в поперечном сечении, $S_{\text{поп}}$ — его площадь, R_0 — универсальная газовая постоянная, T — температура газа, M — его молекулярная масса, p_n и p_k — давление на входе канала в области формирования пучка и на его выходе в области обработки изделия соответственно, U — вакуумная проводимость канала, S_n — быстродействие вакуумного насоса, с помощью которого откачивается технологическая камера, \bar{v} — средняя тепловая скорость движения молекул.

Для цилиндрического канала с диафрагмой и для конического канала получены аналитические соотношения, с помощью которых можно определить проводимость этих каналов в молекулярном режиме. Для общего случая, исходя из приведенной системы уравнений, можно аналитически определить значение давления газа на концах канала транспортировки и в любой его точке. Соотношения для длины канала $l_{\text{лп}}$ и для его проводимости $U(z)$ будут иметь вид:

$$l_m = \begin{cases} \frac{2\pi\bar{v}r_2^3(1-3\alpha)\left(1-\left(\frac{r_1}{r_2}\right)^{1-\alpha}\right)}{3U\left(1-\left(\frac{r_1}{r_2}\right)^{\frac{1-3\alpha}{\alpha}}\right)}, & \text{если } \alpha \neq 1/3, \\ \frac{2\pi\bar{v}r_2^3\left(1-\left(\frac{r_1}{r_2}\right)^{1-\alpha}\right)}{3U\left(1-\ln\left(\frac{r_1}{r_2}\right)\right)}, & \text{если } \alpha = 1/3 \end{cases};$$

$$U(z) = \begin{cases} \frac{2\pi\bar{v}r_2^3(1-3\alpha)\left(1-\left(\frac{r_1}{r_2}\right)^{1-\alpha}\right)}{3z\left(1-\left(\frac{r_1}{r_2}\right)^{\frac{1-3\alpha}{\alpha}}\right)}, & \text{если } \alpha \neq 1/3, \\ \frac{2\pi\bar{v}r_2^3\left(1-\left(\frac{r_1}{r_2}\right)^{1-\alpha}\right)}{3z\left(1-\ln\left(\frac{r_1}{r_2}\right)\right)}, & \text{если } \alpha = 1/3 \end{cases},$$

где r_1 и r_2 — входной и выходной радиусы канала соответственно, α — показатель степени. При сравнительно низких давлениях в канале транспортировки наблюдается промежуточный режим течения газа. В этом случае при вычислении длины канала и его вакуумной проводимости необходимо ввести поправочный коэффициент:

$$J = \frac{1 + 202(r_1 + r_2)\bar{p} + 2653((r_1 + r_2)\bar{p})^2}{1 + 236(r_1 + r_2)};$$

$$U_{\text{пр}} = J U_M; l_{\text{пр}} = l_M / J,$$

где индекс m соответствует молекулярному, а индекс $пр$ — промежуточному режиму, \bar{p} — среднее давление в канале, J — полуэмпирический коэффициент для пересчета значения проводимости.

Расчет магнитного поля симметричной линзы. распределения для фокусирующей линзы.

Для обеспечения компрессии пучка на входе системы

транспортировки устанавливается фокусирующая магнитная линза. Если немагнитный зазор такой линзы меньше ее диаметра, то для вычисления составляющих магнитной индукции B_r и B_z и магнитного потока $\Psi(r,z)$ можно использовать аппроксимацию Глазера:

$$B_i = \frac{\mu_0 I_\epsilon N_\epsilon}{L}; \quad d = 0,48L; \quad L = \sqrt{S^2 + 0,45D^2};$$

$$a = R_c + S/2; \quad c = \frac{z-a}{d};$$

$$B_{z0} = \frac{B_i^2}{1+c^2};$$

$$B_r = -\frac{r}{2} B'_{z0} + \frac{r^3}{16} B'''_{z0};$$

$$B_z = B_{z0} - \frac{r^2}{4} B''_{z0},$$

$$\Psi(r,z) = \int_0^r 2\pi r B_z dr,$$

где S — длина немагнитного зазора линзы, D — диаметр линзы, I_ϵ — ее ток, B_m — максимальное значение магнитного поля на оптической оси линзы, N_ϵ — число витков линзы, D — ее внутренний диаметр, R_c — расстояние от среза лучепровода до линзы, a , c , d , L — геометрические параметры линзы, связанные с величинами S и D , μ_0 — магнитная постоянная, r и z — радиальная и поперечная координаты, относительно которых рассматривается движение электронов. Для параметров длинных и несимметричных магнитных линз, применяемых в технологическом оборудовании,

существуют другие соотношения, которые могут быть использованы при моделировании транспортировки электронных пучков.

Определение граничной траектории электронного пучка.

Зная распределение давления вдоль длины канала, можно непосредственно перейти к решению задачи определения граничной траектории электронного пучка. При постановке задачи траекторного анализа необходимо учесть компенсацию объемного пространственного заряда ионами, магнитную фокусировку пучка в газе (пинч-эффект) и рассеяние на молекулах остаточного газа в соответствии с моделью Резерфорда. Учет пространственного заряда ионов проводился на основании теории Ленгмюра-Тонкса, согласно которой скорость образования ионов в области распространения пучка равна скорости ухода ионов в результате теплового движения, что соответствует стационарному режиму распространения пучка.

Теперь необходимо записать систему алгебро-дифференциальных уравнений для определения граничной траектории электронного пучка при его распространении в условиях среднего и низкого вакуума. Эта система уравнений должна включать дифференциальные уравнения для траекторий электронов, уравнения, описывающие механизм ионной компенсации пространственного

заряда, а также уравнения для описания процесса рассеяния электронов пучка на молекулах остаточного газа. Для рассматриваемых физических условий транспортировки пучка такую систему уравнений можно записать в виде:

$$n_i = \sqrt{\pi} r_n^2 B_i p n_e \left(\frac{M U_i}{m U_a} \right)^{1/2} \exp \left(\frac{U_0 - U_a}{U_i} \right);$$

$$\frac{dv_r}{dt} = \frac{C(1-f-\beta^2)}{r_n} - \frac{e r_n}{m} \Psi(r, z) B_z(r, z);$$

$$\frac{dv_z}{dt} = \frac{e r_n}{m} \Psi(r, z) B_z(r, z);$$

$$\frac{dr}{dt} = v_r; \quad \frac{dz}{dt} = v_z;$$

$$\operatorname{tg} \frac{\theta_{\min}}{2} = \frac{10^{-4} Z^{4/3}}{2 \gamma \beta^2};$$

$$\operatorname{tg} \frac{\theta_{\max}}{2} = \frac{e^2 Z}{m r_e \sqrt{v_r^2 + v_z^2}};$$

$$\overline{\theta^2} = 8\pi Z(Z+1) r_e^2 \frac{\gamma^2}{(\gamma^2 - 1)^2} n_0 \ln \left(\frac{\theta_{\max}}{\theta_{\min}} \right),$$

где

$$U_i = kT_i/e;$$

$$C = \frac{I_i}{2\pi\epsilon_0 \sqrt{2eU_a/m}};$$

$$f = n_i/n_e;$$

$$\beta = \frac{2eU_a}{mc^2} \cos^2 \theta;$$

$$r_e = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e c^2},$$

n_i – концентрация ионов на оси пучка, B_i – удельная ионизация газа, определяемая как число ионов, создаваемых одним электроном на

длине пути 1 м при давлении остаточного газа 133,3 Па, eU_i – средняя энергия теплового движения ионов, U_0 – потенциал на оси симметрии пучка, Z – заряд атомного ядра, $\beta=v/c$, γ – релятивистский фактор, l – длина траектории электронов на анализируемом участке, U_a – ускоряющее напряжение, ϵ_0 – электрическая постоянная, n_{i0} – концентрация ионов на оси пучка, p – давление газа на рассматриваемом участке канала, I_n – ток электронного пучка, θ – угол рассеяния, θ_{\min} и θ_{\max} – его минимальное и максимальное значения в соответствии с моделью Резерфорда, r_n – радиус пучка.

Определение потерь тока пучка при прохождении через канал транспортировки.

Потери тока пучка определялись для гауссовского распределения плотности тока. При формировании и транспортировке электронного пучка в условиях низкого и среднего вакуума это предположение будет справедливо из-за малой длины свободного пробега электронов. Если установить однозначную связь между параметрами распределения Гаусса и интегральными геометрическими и энергетическими параметрами электронного пучка, то можно определить потери тока электронного пучка при его транспортировке через канал. Соответствующую систему нелинейных алгебраических уравнений можно записать в виде:

$$\beta_n = \sqrt{\frac{I_n}{2\pi\epsilon_0}}; \quad \frac{I_n}{\pi r_n^2} = j_0 \exp\left(\frac{r_n^2}{\beta_n^2}\right)$$

где β_n и j_0 - параметры распределения Гаусса.

Систему уравнений можно решить численно относительно β_n и j_0 . Однако численные эксперименты показали, что при произвольном начальном приближении задача сильно усложняется из-за ярко выраженной жесткости системы уравнений вследствие нелинейности функции $j_0(\beta_n)$. В частности, несмотря на то, что приравняв соотношения системы, производную $j_0'(\beta_n)$ легко определить аналитически, метод Ньютона, имеющий квадратичную скорость сходимости, и другие численные методы решения систем нелинейных уравнений, связанные с использованием производных, в данном случае не подходят. Это с тем, что итерационная процедура расходится вследствие погрешностей вычислений, возникающих при делении малых величин. Задача значительно упрощается, если в качестве начального приближения при решении системы взять значение $j_0 = \frac{I_n}{\pi r_n^2}$. Тогда для ее решения

можно использовать метод простой итерации или метод Стефенсона, причем для метода простой итерации достаточно 4-5 приближений и переходить к более сложному методу Стефенсона не имеет смысла.

Из теории распространения электронных пучков в низком и среднем вакууме известно, что коэффициент β_n характеризует разброс электронов пучка по скоростям и связывает его радиус с геометрическими параметрами, характеризующими степень расфокусировки пучка вследствие наличия у электронов радиальных составляющих начальных скоростей. Из проведенного авторами этих работ вероятностного анализа следует, что условием достижения электронами стенок канала является их расположение от стенок на расстоянии не более, чем β_n , причем радиальная составляющая их скорости должна быть направлена в сторону стенок. Потери тока пучка из-за оседания на стенках равны:

$$dI_n = \pi\beta_n^2 j_0 \left\{ \exp\left[-\left(\frac{r_{\text{ин}} - \beta}{2}\right)^2\right] - \exp\left[-\left(\frac{r_{\text{ин}}}{2}\right)^2\right] \right\}$$

Полученные результаты моделирования для разных углов влёта пучка для цилиндрического канала транспортировки с входной диафрагмой приведены на рис 1. При ускоряющем напряжении 10 кВ ток пучка составлял 1 А потери тока пучка не превышали $4 \cdot 10^{-5}$ А.

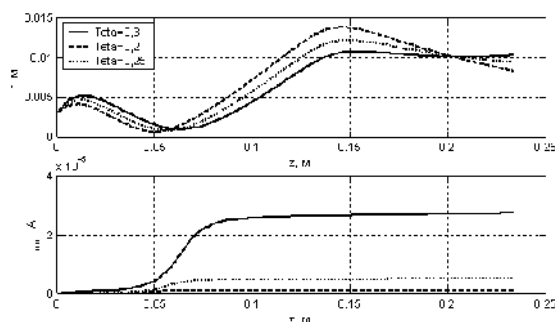


Рис. 1 Результаты моделирования транспортировки электронного пучка с учетом разброса тепловых скоростей электронов

Условия транспортировки пучка выбирались с учетом требуемого его диаметра на поверхности обрабатываемого изделия и необходимого угла наклона траекторий пучка относительно поверхности изделия.

Выводы.

Результаты моделирования процесса транспортировки пучка из низкого в высокий вакуум показали, что наибольшее влияние на траектории электронов пучка оказывает магнитная линза. Как видно, на начальном участке в области действия линзы наблюдается максимальное изменение кривизны граничной траектории. Кроме того, на начальном участке траекторий значительно выше влияние рассеяния электронов на молекулах остаточного газа. Фокусирующее действие ионного фона снижает влияние дефокусирующего действия пространственного заряда электронов, однако явление перекомпенсации для

анализируемых значений давлений не наблюдалось. Незначительным при рассмотренных энергиях электронов было и влияние пинч-эффекта. Рассмотренные в работе средства моделирования могут быть использованы для проектирования реальных систем транспортировки электронных пучков.

Литература

1. Плазменные процессы в технологических электронных пушках. // Завьялов М.А., Крейндель Ю.Е., Новиков А.А., Шантурин Л.П. – М.: Атомиздат, 1989. – 256 с.
2. Молоковский С.И., Сушков А.Д. Интенсивные электронные и ионные пучки. – М.: Энергоатомиздат, 1991. – 304 с.
3. Мельник И.В. Методика моделирования транспортировки короткофокусных электронных пучков в эквипотенциальном канале с учетом разброса тепловых скоростей электронов. / Электроника и связь, № 2 (55), 2010. – С. 38 – 44.