

УДК 621.385

В.М. Белугин, А.Е. Васильев, В.В. Ветров, А.С. Парфенова*,
В.М. Пикунов*, Н.Е. Розанов

**РАЗРАБОТКА И ТЕСТИРОВАНИЕ ПРОГРАММЫ
РАСЧЕТА КОЛЛЕКТОРНЫХ СИСТЕМ
С УЧЕТОМ КАСКАДА ВТОРИЧНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ**

Московский радиотехнический институт РАН
*Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова

Препринт физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова
2005 г., № 10/2005.

В работе описан численный алгоритм расчета параметров вторичной электронной эмиссии нескольких порядков для коллекторных систем. Проведено сравнение результатов численного исследования трехступенчатого коллектора с рекуперацией энергии электронов для лампы бегущей волны с данными экспериментальных измерений. Показано, что учет вторичной электронной эмиссии приводит к увеличению токооседания на первые ступени коллектора и снижению КПД рекуперации.

Физический факультет МГУ
Лицензия ЛР № 021293 от 18.06.98.
Подписано к печати 17.03.05 г.

Объем п.л. 1,25

Тираж 20 экз.

Заказ № 42

Отпечатано в оперативной печати физического факультета
МГУ им. М.В. Ломоносова

© Физический факультет МГУ

Введение

Повышение технического коэффициента полезного действия (КПД) электронных приборов типа ламп бегущей волны (ЛБВ), широкополосных клистронов, гиротронов и т.п. является важной научно-технической задачей. Электронный КПД для ЛБВ обычно не превышает 15-25%, а для широкополосных клистронов (с шириной полосы порядка 10%) – не более 30-40%. Одним из способов увеличения технического КПД подобных устройств является использование многоступенчатых рекуператоров [1,2], позволяющих возвращать кинетическую энергию “отработанных” электронов в источник питания и увеличить общий КПД до 50-70%.

Одной из основных проблем при реализации многоступенчатого коллектора является наличие вторичной электронной эмиссии (ВЭЭ) из стенок коллекторной системы. Учет влияния ВЭЭ на работу электронных устройств рассматривались многими авторами, поэтому ограничимся рассмотрением лишь нескольких последних работ.

В работе [3] рассмотрен и реализован алгоритм, учитывающий в первом приближении основные законы ВЭЭ. Направление вылета вторичных электронов задается двумя углами – углом относительно нормали к поверхности и азимутальным углом. Величина тока эмиссии определяется током пучка первичных электронов и суммарным коэффициентом вторичной эмиссии. Угловая зависимость относительно нормали к поверхности определяется по закону косинуса. Показано, что вторичный эмиссионный поток существенно увеличивает ток и мощность нагрузки на первую ступень коллектора, приводит к появлению обратного тока в пространство взаимодействия и на 10-20% снижает КПД рекуперации.

В работе [4] предложена математическая модель ВЭЭ в диапазоне энергий первичного пучка от нескольких сот вольт до нескольких киловольт. Вторичные электроны делятся на три категории: истинно вторичные, упруго-отраженные и неупругоотраженные. Для каждой из категорий вводится соответствующая функция распределения вероятности по энергиям. Предполагается, что вторичные электроны вылетают по нормали к поверхности электродов. Приведены результаты траекторного анализа электронной оптической системы

Количественная модель ВЭЭ в диапазоне энергий первичного пучка до сотни киловольт рассмотрена в работе [5]. Определены коэффициенты ВЭЭ и функции вероятности распределения вторичных электронов для трех главных категорий ВЭЭ. Коэффициенты ВЭЭ определяются эмпирическими формулами, опирающимися на известные экспериментальные измерения. Для нахождения характеристик ВЭЭ используется метод Монте–Карло. Данная модель была использована для расчета коллекторной системы гиротрона.

Для предотвращения негативных последствий ВЭЭ используются электроды (секции) коллектора специальной формы, асимметричные конструкции [3] и фокусирующие магнитные поля, материалы [6] и покрытия [7] для стенок коллекторной системы с низким значением коэффициента ВЭЭ. Для

уменьшения коэффициента ВЭЭ может быть использована обработка поверхности коллектора электронными или ионными пучками [8].

В данной работе рассмотрена модель ВЭЭ, используемая для анализа коллекторной системы ЛБВ и близкая к используемой модели в [5], но отличающаяся от последней способом учета отраженных вторичных электронов в диапазоне малых энергий 5-300 эВ.

1. Численная модель вторичной электронной эмиссии

Одной из целей данной работы является построение количественной модели ВЭЭ на основе известных экспериментальных измерений и их теоретических обобщений для исследования коллекторных систем с рекуперацией энергии отработанных электронов. Вторичная электронная эмиссия является сложным стохастическим процессом зависящим от большого числа параметров определяющих пучок электронов и свойства поверхности секций коллектора.

Пусть сгусток электронов с энергией E_p бомбардирует поверхность коллектора под углом θ , отсчитываемым от нормали к поверхности, и выбивает вторичные сгустки электронов. Все вторичные электроны делятся на три главные энергетические группы. Первую группу составляют медленные, истинно вторичные электроны, функция распределения по энергиям которых имеет широкий максимум, расположенный в диапазоне энергий $E = 0-50$ эВ. Отношение числа истинно вторичных электронов к числу первичных электронов $\delta(E_p, \theta)$ называется коэффициентом истинно вторичной эмиссии. Ко второй группе относятся упруго отраженные электроны. Функция распределения для них имеет узкий максимум, положение которого соответствует энергии падающего пучка E_p . Отношение числа упруго отраженных электронов к числу электронов первичного пучка называется коэффициентом упругого отражения ВЭЭ $r(E_p, \theta)$. Электроны, расположенные между этими двумя пиками, относятся к группе неупругоотраженных электронов, отношение числа которых к числу первичных электронов равно коэффициенту неупругоотраженных ВЭЭ $\eta(E_p, \theta)$. Функция распределения неупругоотраженных электронов медленно изменяется в указанном диапазоне энергий. Суммарный коэффициент ВЭЭ σ равен сумме $\sigma = \delta(E_p, \theta) + r(E_p, \theta) + \eta(E_p, \theta)$.

Для характеристики отраженных от поверхности металла электронов введем коэффициент отражения ВЭЭ μ , равный сумме упруго отраженных и неупругоотраженных электронов: $\mu = r + \eta$. Более тонкая структура вторичных электронов, связанная с оже-электронами и характеристическими потерями в данной модели не учитывается.

2.1. Эмпирические формулы коэффициентов вторичной электронной эмиссии

Энергия падающих электронов может изменяться от нуля до десятков киловольт. Поведение коэффициентов вторичной эмиссии существенно зависит от энергии падающих электронов E_p . Поэтому рассматриваемый диапазон энергий разбит на несколько областей по энергиям первичного пучка. Используемые эмпирические формулы, как правило, справедливы для любых материалов стенок коллектора. Однако, в тех случаях, когда входящие в них константы должны быть определены из экспериментальных измерений конкретных материалов, ограничимся медными образцами, для которых многие характеристики в настоящее время достаточно хорошо изучены.

При $E_p = 0-2100$ эВ суммарный коэффициент ВЭЭ задавался универсальной эмпирической формулой Ваугхена [9] и применимой для любых материалов и углов падения первичного пучка электронов θ :

$$\sigma(E_p, \theta) = \sigma_{\max}(\theta)(v \exp(v-1))^k \quad (1)$$

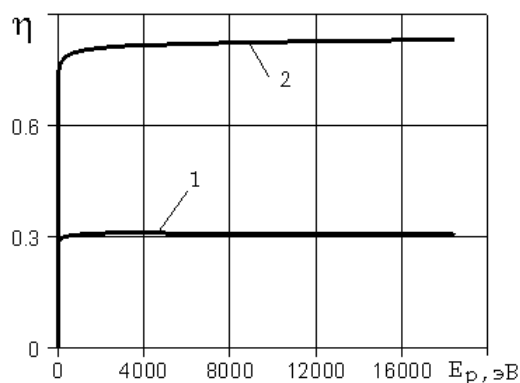
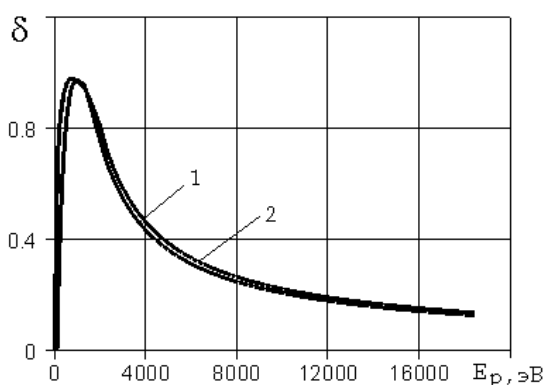
$$\text{где: } \sigma_{\max}(\theta) = \sigma_{\max}(0)\left(1 + \frac{k_{s1}\theta^2}{2\pi}\right), \quad E_{\max}(\theta) = E_{\max}(0)\left(1 + \frac{k_{s2}\theta^2}{2\pi}\right), \quad v = \frac{E_p - E(0)}{E_{\max}(0) - E(0)},$$

$k_{s1,2} = [0 - 2]$ – фактор, определяющей качество обработки поверхности: 0 – для необработанных, 1 – для матовой, 1,5 – 2 – для полированных поверхностей; $k = \frac{k_1 + k_2}{2} - \frac{k_1 - k_2}{\pi} \arctan(\pi \ln v)$; $k_1=0$, и $k_2 = 0,25$, $E(0) = 0$ – минимальная энергия при которой возможна ВЭЭ, $E_{\max}(0)$ – энергия при которой достигается максимум суммарного коэффициента ВЭЭ $\sigma_{\max}(0)$. В указанном диапазоне энергий коэффициент ВЭЭ для истинно вторичной эмиссии определяется как $\delta = \sigma - \mu$.

При $E_p > 2100$ эВ суммарный коэффициент ВЭЭ определяется суммой $\sigma = \delta + \mu$. Причем используется следующий закон масштабирования [10]:

$$\delta \propto E_p^{-0.8} \quad (2)$$

В этом случае в качестве начального значения выбиралась величина коэффициента δ из (1) при $E_p = 2100$ эВ.



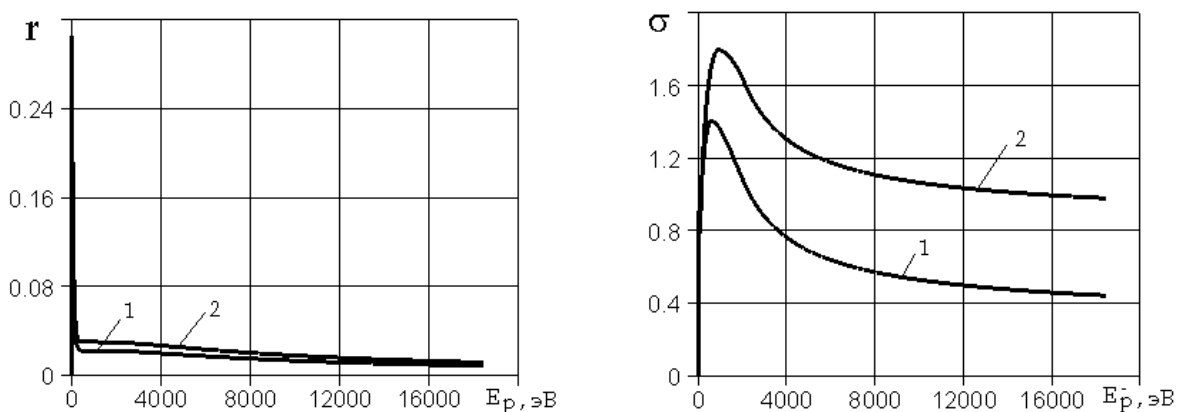


Рис.1. Коэффициенты ВЭЭ – δ , η , r , σ для двух углов падения первичного электронного пучка для медного образца: 1 – $\theta = 0$ град. и 2 – $\theta = 60$ град, вычисленные по формулам (1)-(8).

Для коэффициента отражения первичных электронов при нормальном падении η_0 используется формула Хангера-Кухлера, полученная ими при анализе экспериментальных данных для энергий первичного пучка 4-40 кэВ [11]:

$$\mu_0(E_p, P) = E_p^m C(Z), \quad (3)$$

где: Z – атомный номер материала стенок, $m(Z) = 0,1382 - 0,9211 Z^{-0,5}$,
 $C(Z) = 0,1904 - 0,2236 \ln(Z) + 0,1292 (\ln Z)^2 - 0,01491 (\ln Z)^3$.

Угловая зависимость коэффициента отражения выбирается в виде [12]:

$$\mu(\theta) = B \left(\frac{\mu_0}{B} \right)^{\cos \theta}, \quad (4)$$

где: $B = 0,85$.

Вклад упруго отраженных электронов в коэффициент отражения в этом диапазоне определяется следующим образом [12]:

$$\frac{r}{\mu} \propto \frac{Z}{E_p}. \quad (5)$$

Коэффициент неупругоотраженных электронов определяется по формуле $\eta = \mu - r$.

Однако эти формулы дают большую погрешность при более низких энергиях первичного пучка. При $E_p < 3500$ эВ будем использовать следующие модифицированные представления из работы [13] для коэффициентов отраженных электронов:

$$r(E_p, 0) = P_{r\infty} + (P_{r0} - P_{r\infty}) \exp\left(-\left(\frac{|E_p - E_r|}{W_r}\right)^p / p\right), \quad (6)$$

$$\eta(E_p, 0) = P_{\eta\infty} \{1 - \exp[-(|E_p - E_\eta|/W_\eta)^{n_\eta}]\}. \quad (7)$$

Для меди входящие в формулу параметры равны $P_{1\infty} = 0,02$; $P_{10} = 0,496$; $E_r = 0$, $W_r = 60,86$, $p = 1$. Коэффициент $P_{\eta\infty}$ определяется следующим соотношением: $P_{\eta\infty} = 3.5^m C(Z) - P_{r\infty}$. Коэффициенты для η определяются из аппроксимации результатов измерений для коэффициентов отраженных электронов в [14] и выбирались следующим образом: $E_\eta = 30$, $W_\eta = 70$, $n_\eta = 0,7$. Зависимость коэффициента отражения μ от угла падения θ при энергии электронного пучка от десятков до нескольких тысяч электрон-вольт достаточно точно может быть аппроксимирована в следующем виде [14]:

$$\mu = \mu_0 \exp[K_\theta (1 - (1 - E_p / E_0)^{p_\theta})^{1/p_\theta} (1 - \cos\theta)]. \quad (8)$$

Здесь параметры $p_\theta = 1,7$, $E_0 = 3500$ подбирались для меди, а величина $K_\theta = -\ln \mu_0 - 0,119$ взята из работы [12].

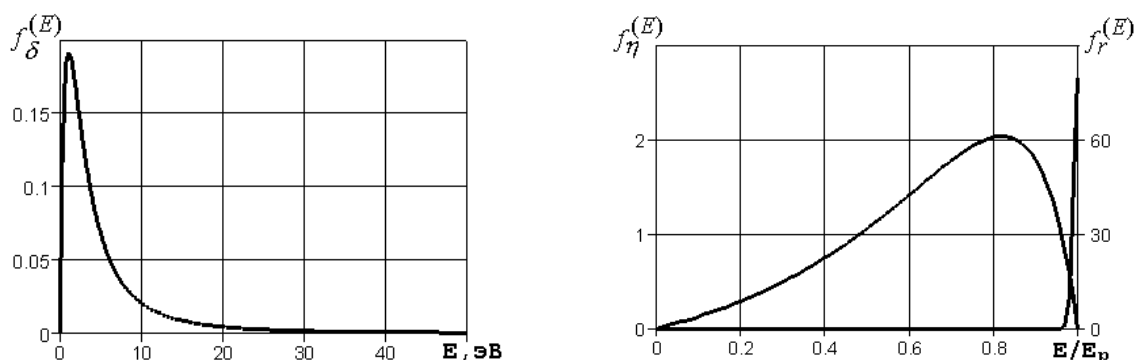


Рис.2 Функции распределения вероятности по энергиям вылета для истинно вторичных $f_\delta^{(E)}$, упруго отраженных $f_r^{(E)}$ и неупругоотраженных $f_\eta^{(E)}$ вторичных электронов для медного образца.

Используемые эмпирические формулы (1) - (8) для различных компонент ВЭЭ дают хорошее совпадение с известными коэффициентами ВЭЭ для различных энергетических групп. Типичное поведение энергетических и угловых коэффициентов ВЭЭ показано на рис.1.

2.2. Расчет эмиссионных характеристик материалов

Будем использовать вероятностные функции распределения вторичных электронов по энергии E и углам ϕ вылета. Для истинно вторичных электронов [5]:

$$f_\delta^{(E)}(E) = K(E_p) \frac{E}{(E + W_e)^4}, \quad f_\delta^{(A)}(\phi) = \cos(\phi) / 2, \quad (9)$$

где $K(E_p) = \frac{6W_e^2(E_p + W_e)^3}{E_p^3 + 3E_p^2W_e}$; W_e – работа выхода электронов материала коллектора.

Для неупругоотраженных электронов [5]:

$$f_{\eta}^{(E)}(E) = M(E_p, \xi_E, n_E) \frac{E(E_p - E)}{(E - \xi_E)^{n_E}}, \quad f_{\eta}^{(\phi)}(\phi) = M(\pi, \xi_{\phi}, 3) \frac{\phi(\pi - \phi)}{(\phi - \xi_{\phi})^3}, \quad (10)$$

$$\text{где } M(L, \xi, n) = \frac{1}{L(\tau(L) - \tau(0)) - (\rho(L) - \rho(0))}, \quad \xi = \frac{(n-1)LP + (2-n)P^2}{L-2P}$$

для $n = 1$: $\tau(x) = x - \xi \ln(x + \xi)$, $\rho(x) = (x + \xi)^2 - 2\xi(x + \xi) + \xi^2 \ln(x + \xi)$;

для $n = 2$: $\tau(x) = \xi/(x + \xi) + \ln(x + \xi)$, $\rho(x) = x + \xi - \xi^2/(x + \xi) - 2\xi \ln(x + \xi)$;

для $n=3$: $\tau(x) = -1/(x + \xi) + \xi/2/(x + \xi)^2$, $\rho(x) = 2\xi/(x + \xi) - \xi^2/2/(x + \xi)^2 + \ln(x + \xi)$;

для $n \neq 1, 2, 3$: $\tau(x) = 1/(2-n)/(x + \xi)^{n-3} - \xi/(1-n)/(x + \xi)^{n-1}$,

$\rho(x) = 1/(3-n)/(x + \xi)^{n-3} - 2\xi/(2-n)/(x + \xi)^{n-2} + \xi^2/(1-n)/(x + \xi)^{n-2}$.

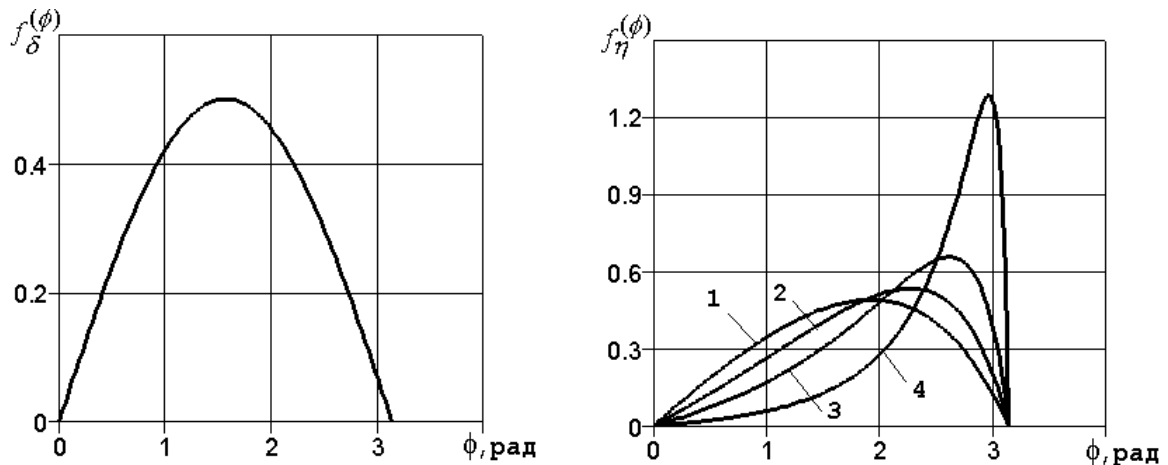


Рис.3 Функции распределения вероятности по углам вылета для истинно вторичных $f_{\delta}^{(\phi)}$ и неупругоотраженных $f_{\eta}^{(\phi)}$ вторичных электронов для медного образца. Цифрами отмечены кривые для разных углов падения первичного электронного пучка 1– $\theta = 20$ град, 2 – $\theta = 40$ град, 3 – $\theta = 60$ град, 4 – $\theta = 80$ град.

В выражениях параметр L определяет правую границу изменения x , а параметр P определяет положение максимума в соответствующих распределениях электронов. Параметр P принимает значения $0 < P < L/2$, что однако, не ограничивает практическое использование формулы, поскольку можно использовать следующую симметрию, определив параметр $y = L - x$. Тогда можно рассчитать $f(y)$ с параметром $P = L - Px$, где Px – положение пика $f(x)$. Необходимо также отметить, что функция ξ остается конечной и при стремлении P к $L/2$.

При расчете распределения по углу, параметр P_{ϕ} (в радианах) нужно выбирать так, чтобы он соответствовал зеркально отраженному углу под которым первичный электрон бомбардирует поверхность. Распределение по

углу близко к косинусоидальному при стремлении P_ϕ к $\pi/2$. При расчете распределения по энергиям для меди выбирались следующие параметры $n_E = 3,8$; $P_E = 0,82$.

Для упруго отраженных вторичных электронов используется распределения по и углам вылета вида [13]:

$$f_r^{(E)}(E) = \frac{2 \exp(-(E - E_p)^2 / 2\sigma_r^2)}{\sqrt{2\pi} \sigma_r \operatorname{erf}(E_p / \sqrt{2}\sigma_r)}, \quad f_r^{(\phi)}(\phi) = \delta(\phi - \phi_\theta), \quad (11)$$

где ϕ_θ - соответствует зеркально отраженному углу θ падающего пучка электронов. Для меди параметр $\sigma_r = 2$. Упруго отраженные электроны также с достаточной степенью точности могут быть учтены заданием их в виде моноэнергетической группы с энергией E_p . Функции распределения вероятности вылета вторичных электронов по энергиям и углам для трех главных компонент ВЭЭ показаны на рис. 2 и рис. 3 соответственно.

2.3. Алгоритм траекторного анализа первичного и вторичного потоков электронов

Предполагается, что можно ограничиться рассмотрением стационарного приближения. Описание первичного и вторичного потока электронов осуществляется методом трубок тока, каждая из которых переносит ток равный I_m , m - ее номер. В этой модели каждая трубка тока совпадает с траекторией крупной частицы, которая начинается в одной из точек поверхности коллектора и оканчивается в другой. Суммарное число рождающихся вторичных трубок тока $M(n)$, по всей поверхности коллектора, при каждом n -ом соударении с ней определяется суммарным коэффициентом ВЭЭ σ в данной точке поверхности, энергиями E_p углами падения θ электронов и током переносимым каждой частицей. Усредненный по всем частицам суммарный коэффициент ВЭЭ, как правило, меньше единицы. Поэтому процесс оседания влетевшего в коллектор $n = 0$ электронного сгустка оканчивается через определенное количество $n = N_\sigma$ порядков ВЭЭ.

В точке оседания частицы вычисляется ток каждой компоненты ВЭЭ и суммарный вторичный ток $I_m^{(\delta)} = \delta I_m$, $I_m^{(\eta)} = \eta I_m$, $I_m^{(r)} = r I_m$, $I_m^{(\sigma)} = I_m(\delta + \eta + r)$ создаваемый первичной трубкой тока номером $m \in \overline{1, M_n}$. Если суммарный вторичный ток $I_m^{(\sigma)}$ меньше определенной величины $I_{\min}^{(\sigma)}$, то вкладом этой трубки тока во вторичную эмиссию пренебрегается. В противном случае, определяется число возможных вторичных трубок тока по следующему правилу $K_{n+1,m} = (I_m^{(\delta)} + I_m^{(\eta)} + I_m^{(r)}) / I_0^{(\sigma)}$, где $I_0^{(\sigma)}$ - заданная величина тока вторичной частицы.

При малых значениях $I_0^{(\sigma)}$ размерность ансамбля вторичных трубок тока $\sum_{n=0}^{N_\sigma} \sum_{m=1}^{M_n} K_{n+1,m}$ на каждой итерации по пространственному заряду, велика и к

нему применяется метод Монте–Карло. Определяется число возможных вторичных трубок тока, для каждой категории вторичных электронов – истинно вторичных, неупругоотраженных и упруго отраженных. Используя вероятностные функции распределения (9) - (11), для каждой возможной трубки тока определяется ток, энергия и угол вылета.

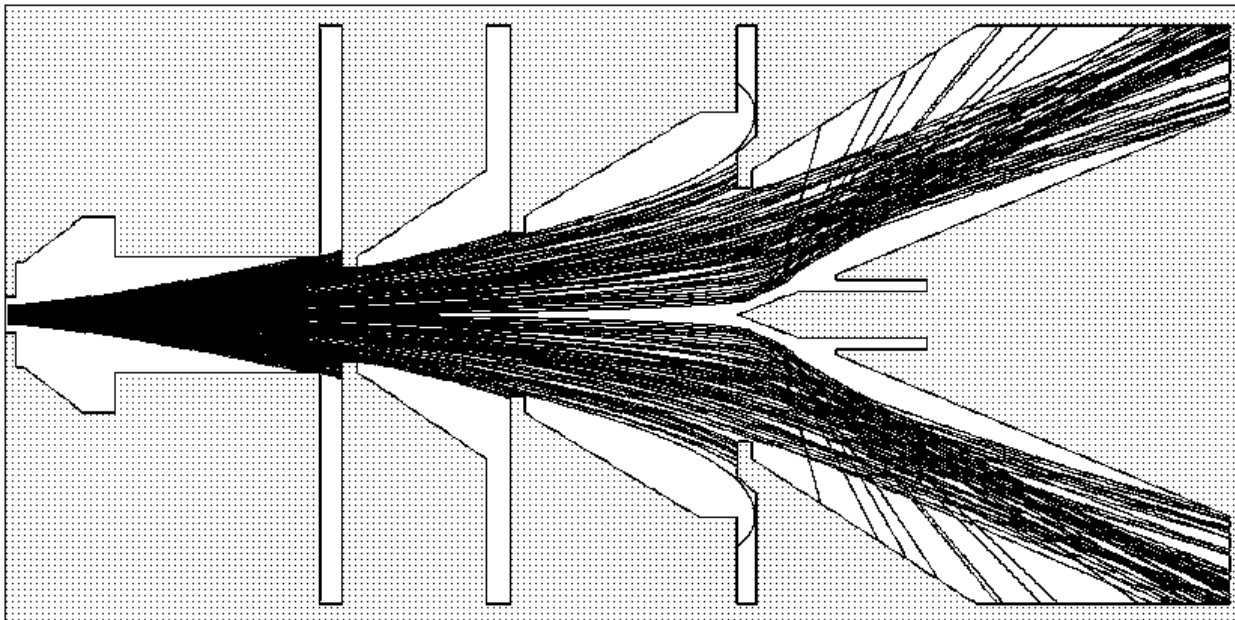


Рис. 4. Траектории первичного пучка электронов

Уменьшить число трубок тока, для которых проводится интегрирование уравнений движения, позволяет операция объединения трубок тока. Поверхность коллектора разбивается на достаточно малые элементы, а все рождающиеся вторичные частицы, стартующие с заданного элемента, данного порядка ВЭЭ n , группируются по близким значениям энергии и углов, для каждой категории ВЭЭ в единые трубки тока. Это операция позволяет ограничить число трубок тока.

3. Экспериментальные исследования коллектора ЛБВ

Экспериментальное исследование влияния рекуперации электронного пучка на распределение осевшего тока по секциям коллектора проводилось на односекционной «прозрачной» ЛБВ сантиметрового диапазона. ЛБВ имеет трехсекционный коллектор и замедляющую структуру на основе цепочки связанных резонаторов, совмещенную с магнитной периодической фокусирующей системой на постоянных магнитах [16]. Данная ЛБВ испытана в статическом и динамическом режимах и показала свою работоспособность в режиме с рекуперацией.

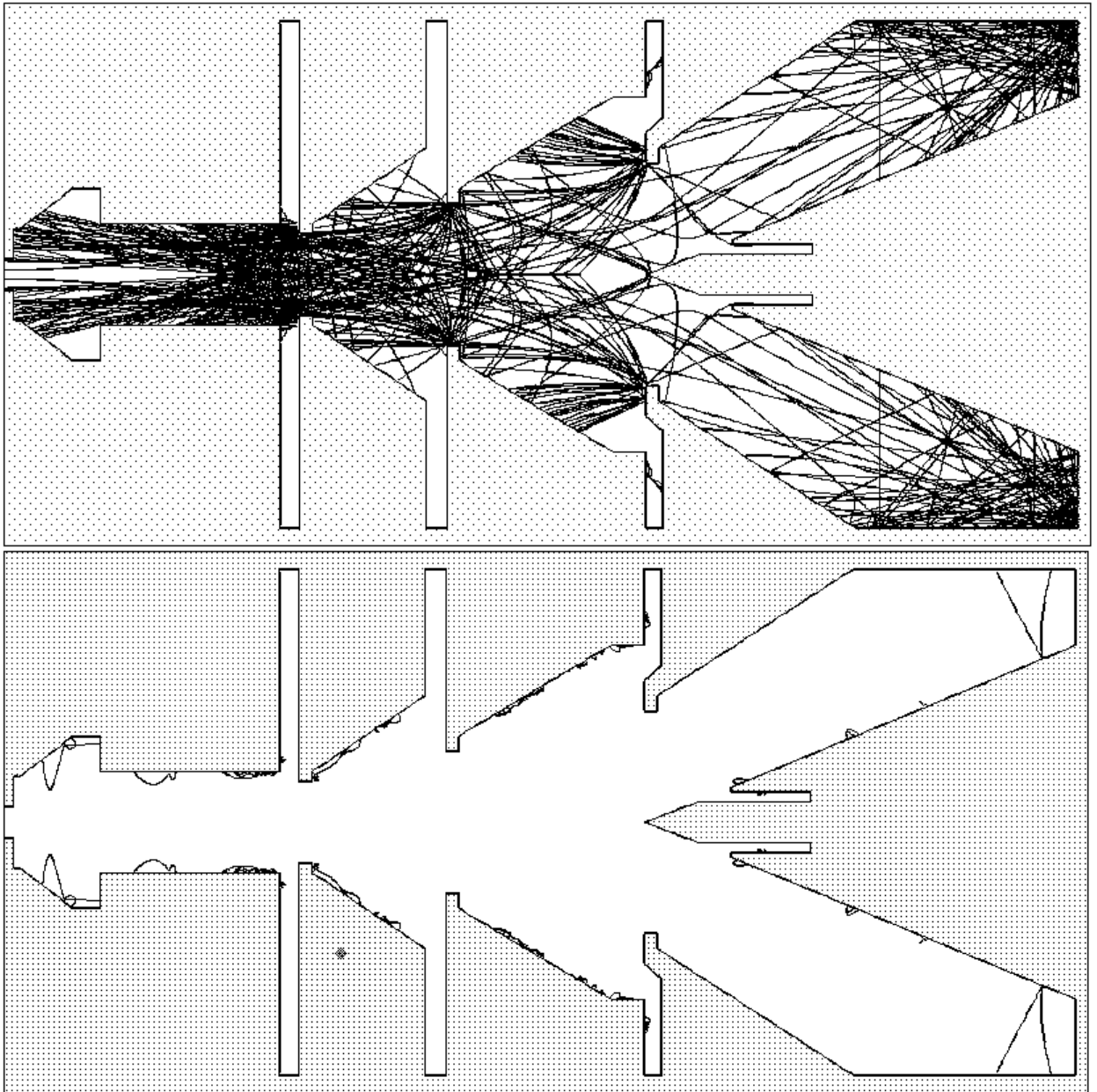


Рис. 5. Траектории вторичных электронов нескольких порядков: первого порядка - верхний рисунок и шестого порядка - нижний рисунок.

Сравнение экспериментальных результатов по транспортировке пучка и по усилению СВЧ сигнала с результатами расчетов [17] показало их хорошее соответствие. Результаты согласования замедляющей структуры ЛБВ с внешними СВЧ трактами также хорошо согласуются с расчетами [18].

При исследовании рекуперации электронного пучка в коллекторе на его секции подавались различные значения потенциала, тормозящего электронный пучок. В одном из режимов, для которого проводилось численное моделирование с помощью описываемой программы, на первую секцию подавалось напряжение $-2,7$ кВ относительно замедляющей структуры, на вторую $-8,3$ кВ, на третью $-14,1$ кВ, а на отражателе было напряжение $-18,4$ кВ, равное напряжению на катоду относительно структуры. В следующем разделе приведены измеренные значения токов, протекающих по соответствующим

щим секциям коллектора, а также по замедляющей системе и предколлектору ЛБВ. Измерения токов проводились с помощью резистивного шунта, подсоединявшегося поочередно к каждой секции коллектора. Погрешность измерения токов не превышала одного, двух процентов.

4. Численное исследование трехступенчатого коллектора ЛБВ с рекуперацией энергии отраженных электронов

Для исследования многоступенчатых коллектора ЛБВ с учетом вторичных электронов была использована двумерная программа “еРЕКУПЕРАТОР”. Траектории первичных и вторичных крупных частиц определялись из решения релятивистских уравнений движения методом Рунге – Кутты 4-го порядка точности с автоматическим выбором шага, в самосогласованном двумерном электрическом и фокусирующем магнитном полях. Расчет электрических полей осуществлялся методом интегральных уравнений [15]. Решение самосогласованной задачи находится методом последовательных итераций по пространственному заряду.

Таблица 1. Токи в амперах, оседающие на электроды коллектора

Название системы или элемента	Расчет без ВЭЭ	Расчет с ВЭЭ	Эксперимент
Замедляющая система	0,000	0,022	-
Предколлектор	0,000	0,525	-
Замедляющая система + предколлектор	0,000	0,547	0,56
Секция коллектора №1	0,510	0,466	0,34
Секция коллектора №2	0,036	0,386	0,56
Секция коллектора №3	1,596	0,966	0,87
Секция коллектора №4	0,000	0,000	0,00
Все секции	2,142	2,355	2,33
КПД рекуперации	57,6%	39,6%	-

Результаты сравнения расчетов коллектора – без учета ВЭЭ, с учетом ВЭЭ и экспериментальных измерений приведены в Таблице 1. Результаты траекторного анализа движения электронов даны на рис. 4,5. Для удобства анализа движения электронов участки траекторий, на которых продольная

составляющая скорости электронов $v_z \geq 0$ окрашены в синий цвет, а участки где $v_z < 0$ в сиреневый. Пространственный заряд, обусловленный ВЭЭ, слабо искажает траектории первичного пучка электронов. Так как, задание параметров движения вторичных электронов проводится методом статистических испытаний (Монте-Карло), то для уменьшения флуктуаций тока, оседающие на электроды коллектора, дополнительно усреднялись по 4-ом последним (с 19 по 22) итерациям по пространственному заряду. Учитывались 6 порядков ВЭЭ и считалось, что более высокие порядки ВЭЭ не дадут перераспределение электронов по электродам, поскольку вследствие небольших энергий их движение локализовано вблизи поверхности соответствующего электрода, см. рис.5. На рис. 4. показаны траектории первичного пучка электронов, на рис.5 траектории первого и шестого порядков ВЭЭ. Точность выполнения закона сохранения тока при этом составила 1,2%.

Отличие расчетных токов, оседающих на отдельный электрод, от полного тока, в случае учета ВЭЭ от экспериментально измеренных составляет не более 7,5%. Результаты экспериментальных измерений качественно отличаются от теоретических, если не учитывать ВЭЭ. Так экспериментально измеренный ток оседающий на предколлектор и замедляющую систему составляют 0,56 А (24% от тока первичного пучка), а теоретический расчет для этого случая дает его нулевое значение. Необходимо также отметить существенное снижение эффективности рекуперации энергии электронов - порядка 18% при учете ВЭЭ.

Заключение

Разработанная методика количественного учета ВЭЭ может быть применена для исследования и создания многоступенчатых коллекторов с рекуперацией энергии отработанного электронного пучка. Учет ВЭЭ приводит к увеличению токооседания на первую ступень коллектора, появлению обратного тока в пролетный канал и существенному снижению коэффициента рекуперации. Сравнение численных данных с экспериментальными измерениями указывает на хорошее совпадение основных параметров. Одной из причин отличий результатов численного расчета и измерений является использование литературных источников для характеристик ВЭЭ медных электродов коллектора, так как характеристики используемого материала и качества обработки поверхности были неизвестны. Результаты проведенного исследования указывают на необходимость использования материалов с низкими значениями суммарного коэффициента ВЭЭ для повышения коэффициента рекуперации многоступенчатого коллектора.

Список литературы

1. Naeff A.V. New UNF power amplifiers. *Electronics*. 1939, 30, № 12.
2. Геккер И.Р. К вопросу о повышении КПД приборов СВЧ путем торможения электронов в коллекторе. *Известия вузов. Радиотехника* 1960, Т.3, №4, С.441-447.
3. Golenitskii I.I., Koushchevskaja T.P., Batrakov A.A., Doukhina N.G., "Simulation of microwave tube collectors", *Microwave and Telecommunication Technology*, 2001. CriMiCo 2001. 11th International Conference on. pp. 218- 219
4. П.И. Акимов. Учет вторичной эмиссии при численном анализе электронно-лучевых приборов. *Прикладная физика*, 2001, №5, С.22-33.
5. A.Valfells, A. Singh, M.J. Kolander, and V.L. Granatstein "Advacements in Codes for Computer Aided Design of Depressed Collectors and Tracing of Back-scattered Electrons –Part I and II", *IEEE Trans. of Plasma Sci. Vol.*, 30, NO. 3, June 2002, pp.1265-1276.
6. И.Л. Богданкевич, П.С. Стрелков, В.П. Тараканов, Д.К. Ульянов Влияние отражённых от коллектора электронов на параметры сильноточного электронного пучка. XXXI – Звенигородская конференция по физике плазмы и УТС 16-20 февраля 2004 г.
7. R. E. Kirby and F. K. King, "Secondary Electron Emission Yields From PEP-II Accelerator Materials", *Stanford Linear Accelerator Center Stanford University, Stanford, CA 94309 SLAC-PUB-8212*, October, 2000.
8. Baglin V., Collins I., Henrist B., Hilleret N., Vorlaufer G., "A Summary of Main Experimental Results Concerning the Secondary Electron Emission of Copper", *CERN-LHC-Project-Report-472*, Geneva : CERN , 2 Aug 2001. - 15 p.
9. R.Vaughan. Secondary emission formulas. *IEEE Transaction on electron devices* Vol. 40, NO. 4, Apr. 1993, p. 830.
10. H. Drescher et. al. "Ruckstreuoeffizier undsekunarelektronen-Ausbeute von 10-100 keV Elektronen und Bezeihungen zur Raster-Elektronenmikroskopie", *Z. Angew. Phys.*, vol.29.p.331, 1970.
11. H.J. Hunger, L. Kuchler, "Measurements of the electron backscattering coefficients for quantitative EPMA in the energy range of 4 to 40 keV", *Phys. Stat. Sol.*, vol.56, p. K45. 1979.
12. L. Reimer, "Scanning electron microscopy, physics of image formation and microanalysis", in *Springer Ser. Opt. Science*. Berlin, Germany; Springer-Verlag, 1985 vol.45, pp. 135-169.
13. M. A. Furman, M. T. F. Pivi. "Simulation of Secondary Electron Emission Based on a Phenomenological Probabilistic Model", *Stanford Linear Accelerator Center, SLAC-PUB-9912*, June 2, 2003, pp. 1-31.
14. B. Henrist, N. Hilleret, M. Jimenez, C. Scheuerlein, M. Taborelli, G. Vorlaufer, "Secondary electron emission data for the simulation of electron cloud", *EC-LOUD-02 Workshop*. CERN, April 15-18, 2002. Lawrence Berkeley National Laboratory

15. А.С. Парфенова, В.М. Пикунов. Метод матричной функции Грина в задачах расчета рекуператора электронов ЛБВ. IX Всероссийская школа-семинар «Волновые явления в неоднородных средах», г. Звенигород 24-29 мая 2004 г.
16. В.М. Белугин, А.Е. Васильев, В.В. Ветров, Н.Е. Розанов. Разработка, методы расчета и создание широкополосных ламп бегущей волны для непрерывного режима работы. Препринт МРТИ РАН (в печати).
17. Н.Е. Розанов. Программа “LBV-2.5D” для расчета процесса усиления электромагнитных волн электронным пучком. Научная сессия МИФИ-2002. Сб. научных трудов. М.: МИФИ, 2002, т.7, с.124-125.
18. Н.В. Андреев, В.М. Белугин, А.Е. Васильев, В.В. Ветров, Н.Е. Розанов. Разработка электродинамической системы широкополосной лампы бегущей волны большой мощности. Препринт МРТИ РАН (в печати).