

УДК 621.3:032.266

Численное моделирование магнетронно-инжекторных пушек гиротронов с учетом отраженных от магнитного зеркала электронов

П. В. Кривошеев, В. Н. Мануилов

Нижегородский госуниверситет, Нижний Новгород, Россия

В. Е. Лыгин

Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Россия

Описана динамическая модель для расчета параметров пучка, формируемого магнетронно-инжекторной пушкой гиротрона. Модель базируется на РИС-методике и квазистатическом представлении электрического поля. Приведены основные физические результаты, полученные в рамках модели. Проведено сравнение с данными статической модели.

В гиротронах роль активной среды, служащей источником для СВЧ-излучения, выполняют винтовые электронные пучки (ВЭП). Основными параметрами ВЭП являются питч-фактор $g = v_{\perp 0}/v_{\parallel 0}$ или величина $t_1 = g^2/(1+g^2)$, равная отношению осцилляторной энергии пучка к полной, и относительный скоростной разброс $\delta v_{\perp} = \Delta_1/v_{\perp 0}$. Здесь $v_{\perp 0}$, $v_{\parallel 0}$ — средние скорости вращательного и продольного движения в рабочем пространстве; Δ_1 — абсолютный разброс вращательных скоростей. Как правило, ВЭП гиротронов формируются магнетронно-инжекторными пушками — МИП (рис. 1), для которых характерна пробочная конфигурация магнитного поля. В гиротронах в энергию электромагнитного поля преобразуется осцилляторная энергия электронов, и следовательно, естественным требованием к ВЭП является максимально возможный питч-фактор g (по крайней мере g должен превышать 1 [1]). Однако МИП формируют пучки со значительным относительным разбросом δv_{\perp} порядка 20–30 % [1–3], что приводит к необходимости ограничивать величину g на уровне 1,3–1,7 [1, 4]. В противном случае отраженные от магнитного зеркала и захваченные в адиабатическую ловушку между катодом и рабочим пространством прибора электроны инициируют потерю устойчивости ВЭП [1].

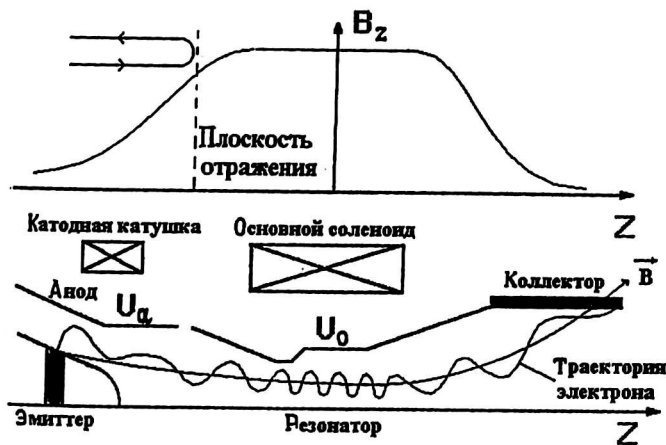


Рис. 1. Схема ЭОС гиротрона

Параметры ВЭП существенным образом сказываются на выходных характеристиках даже короткоимпульсных гиротронов. Еще большее значение имеет качество ВЭП для предельных энергетических параметров длинноимпульсных и непрерывных гиротронов. Поэтому большое значение имеет надежность предсказания характеристик скоростного распределения в пучке еще на стадии теоретического анализа МИП. Наиболее простая и экономичная по скорости счета моноскоростная модель [5, 6] позволяет находить форму электродов с малым позиционным скоростным разбросом и удовлетворительно предсказывает долю средней осцилляторной энергии в пучке при учете кулоновского поля потока. В то же время для скоростного разброса наблюдается только качественное соответствие теоретических и экспериментальных данных [4]. Расхождение теоретических и экспериментальных данных существенно уменьшается, если использовать статическую модель с начальными скоростями электронов, моделирующими совместное действие таких факторов, как шероховатости эмиттирующей поверхности и тепловые скорости электронов [7]. Тем не менее, и в этом случае расчетные параметры пучка при больших токах отличаются от измеренных, особенно если измерения проводятся без перехвата части электронов с наибольшими осцилляторными скоростями, отражающихся от магнитного зеркала и затем захватываемых в адиабатическую ловушку между катодом и резонатором [7].

Динамическая модель ВЭП

Наиболее адекватный учет влияния отраженных частиц на характеристики ВЭП можно осуществить в рамках динамической модели ВЭП на основе PIC-методики. Экспериментальные измерения [8] показывают, что характерные времена, существенные для процессов формирования ВЭП, соизмеримы с временем продольных колебаний $2T_{||}$ электронов в ловушке между рабочим пространством и катодом и, по крайней мере, на два порядка больше циклотронного периода T_c в рабочем пространстве ($T_{||}$ — среднее время пролета промежутка катод—резонатор). Указанный факт позволяет не учитывать токи смещения и воспользоваться квазистатической моделью электромагнитного поля. Поэтому электрическое поле на каждом временном шаге находилось из решения уравнения Пуассона с правой частью ρ , зависящей от координат r , z и текущего времени t аналогично тому, как это делалось в статической модели [7]. Собственное магнитное поле пучка не учитывалось. Система уравнений пучка в описанной выше постановке приведена в [9, 10].

Уравнения движения записываются в импульсной форме, что упрощает расчет траекторий релятивистских пучков с высокой точностью. Интегрирование уравнений движения проводится методом Адамса-Башфорта 4-го порядка [11]. Внешнее магнитное поле рассчитывается как суперпозиция полей однослойных соленоидов, которыми заменяется каждый соленоид прямоугольного сечения (соответствующая методика дана в [5] и [12]). Для расчета указанного выше внешнего поля, создаваемого соленоидами, вводятся 2 сетки магнитного поля, содержащие компоненты B_r и B_z , соответственно. Поля в точках наблюдения рассчитываются линейной интерполяцией по 4 ближайшим узлам указанных сеток.

Характерной чертой электронных пучков, используемых в большинстве мощных приборов СВЧ с магнитотормозным механизмом излучения являются большая длина и малое отношение толщины пучка к характерным поперечным размерам системы формирования (см. рис. 1). Поэтому наиболее сложной задачей оказывается расчет поля пространственного заряда пучка,

масштаб которого близок к размеру пульсаций электронных траекторий. Наиболее эффективным путем вычисления поля пространственного заряда здесь является комбинация методов, объединяющая положительные стороны метода конечных разностей [13] и методов интегральных уравнений [14] или вспомогательных зарядов [15].

Ниже использован подход, основанный на введении трех дополнительных сеток — сетки потенциала и двух (мелкой и крупной) сеток пространственного заряда, покрывающих с некоторым запасом только область пучка [6]. В этом случае кулоновские поля ближайшей к точке наблюдения и удаленной частей пучка учитываются раздельно, что резко сокращает время вычислений. Электрическое поле затем рассчитывается, используя значения потенциалов в 9 ближайших к точке наблюдения узлах сетки потенциала аналогично тому, как это делается в методе сеток. Дополнительное снижение расчетного времени еще в 2—5 раз достигается путем использования алгоритма заполнения сетки потенциалов [16], позволяющего полностью исключить “холостые” узлы, которые не используются при вычислении электрического поля, но содержат значения потенциала.

Моделирование проводилось методом установления при выполнении следующих условий:

- аксиальная симметрия;
- отсутствие вторичной эмиссии с катода;
- постоянство температуры катода;
- режим температурного ограничения эмиссии.

При этом считалось, что в начальный момент времени $t = 0$ скачком подается питающее напряжение и одновременно скачком начинается эмиссия с постоянной плотностью тока. Расчет траектории каждой крупной частицы (рис. 2) производился до момента, пока она не выходила за правую границу расчетной области либо на очередном временном шаге поглощалась катодом при пересечении с его поверхностью (поскольку рассматривается закритический режим и аксиально-симметричная система, радиальный дрейф отсутствует и на другие электроды частица попасть не может). Правая граница расчетной области выбиралась справа за максимумом магнитного поля B_0 на расстоянии порядка диаметра резонатора, где B_z падает до $B_z = 0,95 B_0$.

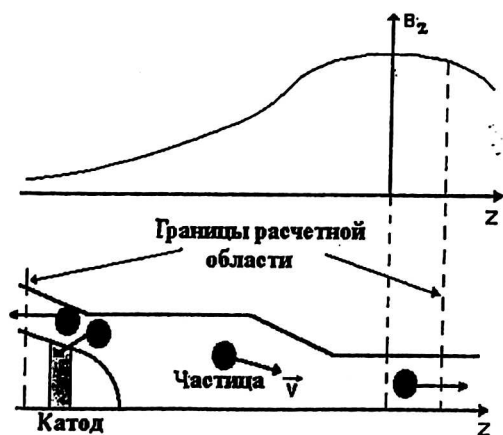
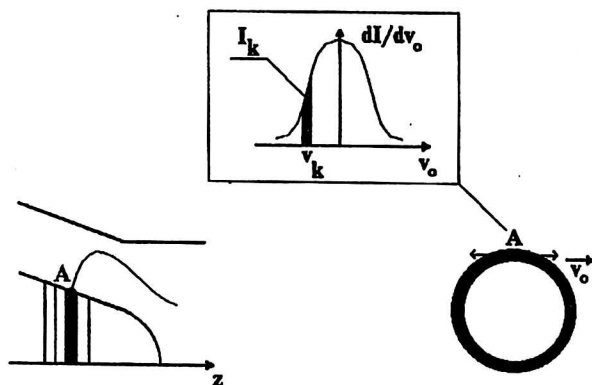


Рис. 2. Расчетная область для метода крупных частиц

Весь эмиттер разбивался на N_z элементарных площадок-колец площадью S_k , и далее в каждый момент времени t из центра каждой площадки выпускалось N_v крупных частиц (N_v — число скоростных групп с разными начальными азимутальными скоростями $v_{\varphi 0}$) (рис. 3). Обычно $N_v, N_z \approx 100$. Заряд каждой такой частицы рассчитывался как $j_k dt S_k F(v_{\varphi 0})$ и пропорционален площади под соответствующим участком кривой функции распределения по начальным азимутальным скоростям $f(v_{\varphi 0})$, см. рис. 3. Введение $f(v_{\varphi 0})$ позволяет наиболее просто учесть совместное влияние тепловых скоростей и шероховатостей эмиттера [7]. Ниже $f(v_{\varphi 0})$ принята близкой к гауссовой функции. Дисперсия $f(v_{\varphi 0})$ выбирается таким образом, чтобы обеспечивалась близость скоростного разброса $\delta v_{\perp 0}$ при малых токах к экспериментальным данным. Обычно $\delta v_{\perp 0} \approx 10\%$ для МИП гиротронов сантиметрового диапазона и $\delta v_{\perp 0} \approx 20\%$ — для миллиметрового [1, 7]. Остальные компоненты начальной скорости полагались нулевыми, поскольку среди трех компонент начальной скорости наибольшее влияние на скоростное распределение оказывает азимутальная [1, 3].

Рис. 3. Разбиение эмиттера на элементарные площадки и задание начальных азимутальных скоростей



Далее проводилось интегрирование уравнений движения частиц с шагом dt . В конце интервала интегрирования запоминались координаты, заряды и скорости всех частиц в системе, и заново решалось уравнение Пуассона. Указанный цикл вычислений образовывал одну временную итерацию. После этого весь процесс повторялся до достижения заданного конечного времени расчета.

Согласно численным экспериментам, для обеспечения приемлемой точности расчета траекторий захваченных в ловушку частиц, величину dt необходимо выбирать порядка $(1/100 - 1/200) T_c$ на катоде. За такие временные интервалы распределение поля $E(r, z, t)$ и пространственного заряда $\rho(r, z, t)$ в системе не успевают существенно измениться. Поэтому пересчет электрического поля проводился не после каждого временного шага интегрирования уравнений движения, а через промежутки $\Delta t = M dt$ (M — целое). Величина M выбиралась такой, чтобы $\Delta t \approx T_c/10$. Аналогичный подход используется при численном моделировании в физике многокомпонентной плазмы, когда она содержит медленно движущиеся ионы и быстро движущиеся электроны [10, 17].

Результаты моделирования

Для численного моделирования были выбраны МИП, работающие в слабо закритическом режиме и формирующие в прикладной области регулярно пересекающийся пограничный и ламинарный электронные пучки (рис. 4). Указанный режим типичен для МИП гиротронов на второй гармонике циклотронной частоты. В таких системах затраты машинного времени на моделирование процесса установления, очевидно, существенно меньше, чем в гиротронах миллиметрового диапазона длин волн вследствие увеличения масштаба электронной траектории и значительного уменьшения коэффициента компрессии магнитного поля.

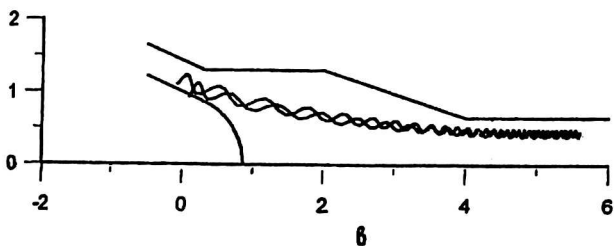
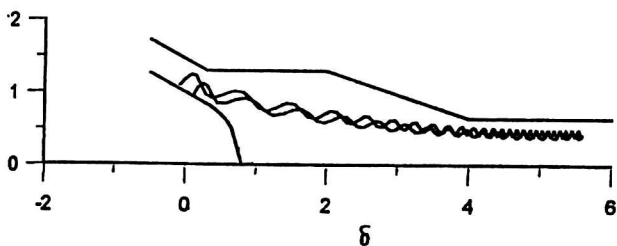
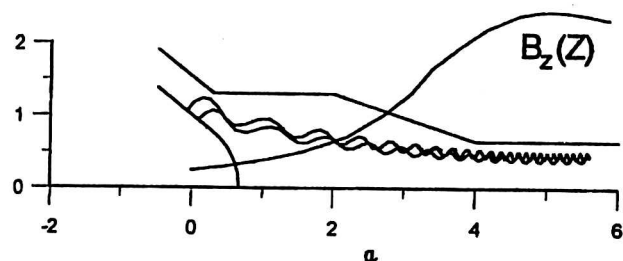


Рис. 4. Геометрия пушек, формирующих пучки с различной топологией и электронные траектории в них:

- a* — ламинарный пучок;
 - б* — пограничный; *в* — регулярно пересекающийся.
- Все линейные размеры нормированы на радиус катода R_k

В то же время основные физические процессы, по-видимому, должны быть сходны. Геометрия пушек выбиралась близкой к геометрии МИП мощного гиротрона на второй гармонике циклотронной частоты, описанного в [18]. Расстояние от эмиттера до центра рабочего пространства составляло $5R_k$, высота подъема электронных траекторий в пушке $h \sim 0,2R_k$ (R_k — радиус катода).

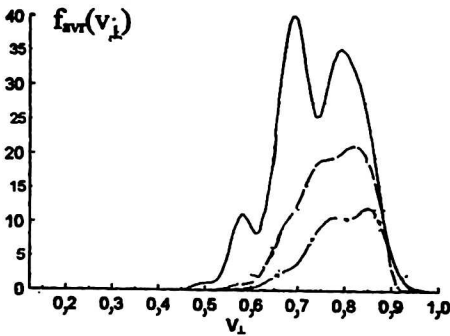
Рассматривались однотенциальные варианты пушек с ускоренным напряжением $U_0 = 60$ кВ $\delta v_{10} \approx 20\%$ и холодным питч-фактором $g_0 \approx 2$. Такая величина g_0 позволяет более наглядно продемонстрировать влияние отраженных частиц на параметры ВЭП и уменьшает время выхода на стационарное состояние (см. ниже). Величина тока пучка задавалась такой, чтобы отношение тока I к ленгмюровскому току $I_{Lj} = I/I_L \approx 0,1-0,2$.

В современных экспериментальных установках по измерению параметров ВЭП одна точка функции распределения по осцилляторным скоростям регистрируется за время ~ 100 нс [7]. Легко оценить, что типичное время пролета частиц до резонатора гиротрона составляет порядка 2—5 нс, т. е. в 20—50 раз меньше. Фактически при измерениях происходит усреднение каждой точки функции распределения за время $\Delta t \gg T_{||}$. Поэтому для корректного сравнения с экспериментом необходимо также рассматривать усредненные по $T_{avr} \gg T_{||}$ функции распределения $f_{avr}(v_{\perp})$. Очевидно, $f_{avr}(v_{\perp})$ надо усреднять уже после завершения переходных процессов в пучке. Согласно численным данным, процессы релаксации в ВЭП в основном завершаются при $t > (6-8)T_{||}$. После этого момента времени $f_{avr}(v_{\perp})$ перестает зависеть от начала момента усреднения уже при $T_{avr} \geq 2T_{||}$. Поэтому ниже (рис. 5) рассмотрены функции $f_{avr}(v_{\perp})$ для $t > 6T_{||}$ при $T_{avr} = 2T_{||}$. Усреднение позволяет также сгладить погрешности дискретизации из-за относительно небольшого числа крупных частиц, пересекающих центр рабочего пространства в каждый момент времени. Для расчета $f_{avr}(v_{\perp})$ весь допустимый интервал скоростей v_{\perp} делился на достаточно большое число элементарных подинтервалов, и далее подсчитывался суммарный заряд Q_j крупных частиц, прошедших центр резонатора и попавших в данный подинтервал за все время усреднения. После этого по полученным $v_{\perp j}$ ($v_{\perp j}$ — центр j -го подинтервала) и Q_j строился сплайн, который и описывал $f_{avr}(v_{\perp})$. По известной функции распределения находились величины $v_{\perp 0,9}$, $v_{\perp 0,5}$, $v_{\perp 0,1}$, соответствующие уровням 0,9; 0,5 и 0,1 площади под кривой распределения (рис. 6) и по ним — доля осцилляторной энергии

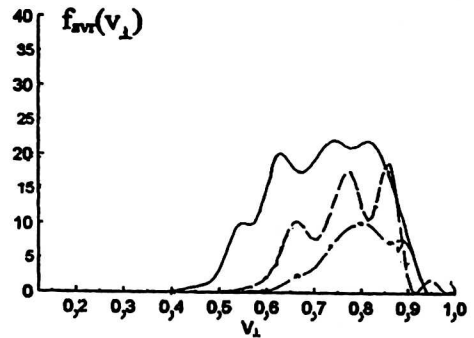
$$t_{\perp} = v_{\perp 0,5}^2 / v^2$$

(v — полная скорость) и относительный скоростной разброс

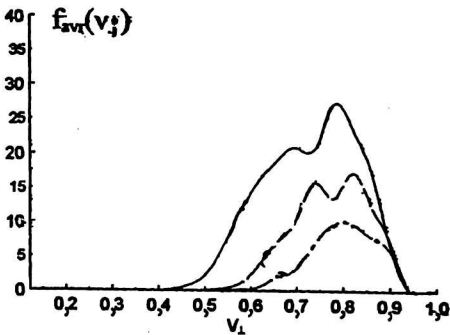
$$\delta v_{\perp} = (v_{\perp 0,9} - v_{\perp 0,1}) / v_{\perp 0,5}$$



а



б



в

Рис. 5. Функция $f_{avr}(v_{\perp})$ для:
 а — ламинарного потока; б — пограничного
 потока; в — регулярно пересекающегося
 потока:
 - - - - $t_j = 0,05$; - - - - $t_j = 0,1$;
 — — — — $t_j = 0,2$

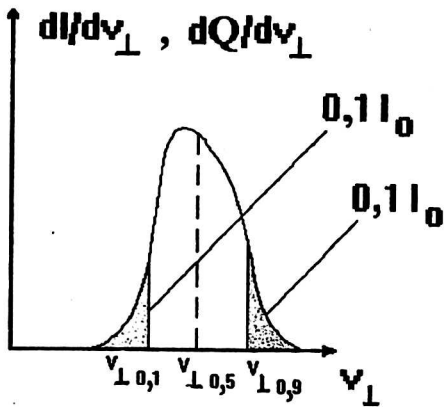


Рис. 6. Качественный вид функции распределения и уровни, по которым определяются разброс и средняя осцилляторная энергия

Такой алгоритм полностью адекватен методике экспериментальных измерений δv_{\perp} и t_{\perp} по уровням 0,9; 0,5 и 0,1 кривой отсечки кривой коллекторного тока [7].

Функция распределения электронов по осцилляторным скоростям оказывается более изрезанной, чем в статической модели и, как правило, имеет не менее двух максимумов. Разброс частиц по вращательным скоростям с ростом плотности тока ВЭП увеличивается (шире становится функция распределения), причем "хвост" функции распределения сдвигается в область малых v_{\perp} , в то время как максимальное значение осцилляторной скорости $v_{\perp, \max}$ почти не меняется. Это качественно хорошо согласуется с результатами экспериментальных измерений функции распределения по осцилляторным скоростям [7]. На рис. 7 показаны зависимости доли вращательной энергии t_{\perp} и скоростного разброса δv_{\perp} от тока пучка. Здесь же для сравнения указаны соответствующие зависимости, получаемые на основе статической модели. Величина t_{\perp} оказывается меньше, а δv_{\perp} — больше, чем величины, получаемые в рамках статической модели.

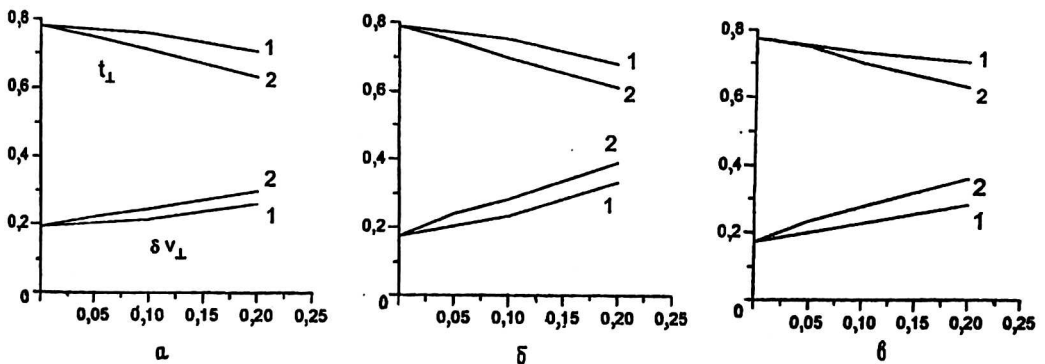
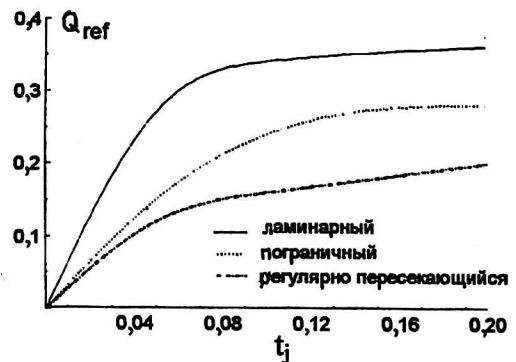


Рис. 7. Зависимости величин t_{\perp} и δv_{\perp} от тока пучка в статической (1) и динамической (2) моделях для:

а — ламинарного потока; б — пограничного потока; в — регулярно пересекающегося потока

Как общую закономерность, характерную для всех рассматриваемых типов пучков, отметим рост максимальной величины захваченного в ловушку заряда Q_{ref} с увеличением плотности тока в ВЭП (рис. 8). Q_{ref} нормирован на величину полного заряда движущихся по направлению к рабочему пространству и еще не успевших отразиться частиц. Как видно, имеется тенденция к насыщению в зависимостях $Q_{ref}(t)$ для всех типов пучков, что вполне естественно, так как с увеличением тока растет степень экранировки поля на катоде как зарядом первичных, так и отраженных электронов. В результате скорость вращения у электронов снижается и все большее их число начинает преодолевать область магнитного зеркала без отражений. Наибольшая величина заряда накапливается в ламинарном пучке.

Рис. 8. Величина захваченного в ловушку заряда Q_{ref} при разных значениях плотности тока эмиссии после окончания переходных процессов



В пучке есть электроны с энергиями, превосходящими ускоряющий потенциал U_0 . Типичная величина превышения ΔW над U_0 $\Delta W \approx 2-3$ кВ ($0,03-0,05 U_0$) и слабо зависит как от тока, так и от типа пучка и не зависит от времени при $t > 2T_{||}$. Полученная величина ΔW согласуется с экспериментально измеренным энергетическим спектром электронов в гиротроне при отсутствии генерации в приборе [19].

Часть отраженных частиц бомбардирует катод. Границы зоны бомбардировки катода отраженными электронами могут быть смещены в область более слабого магнитного поля относительно границ эмиттера на величину порядка ларморовского диаметра электронной орбиты в прикатодной области. Средняя величина энергии бомбардировки оказывается порядка 4-6 % от U_0 и удовлетворительно согласуется с данными измерений [20].

Наконец, обратимся к анализу энергетических спектров бомбардирующих катод частиц (рис. 9). Ниже, так же как и при рассмотрении скоростного распределения, представлены усредненные за время $T_{avr} = 2T_{||}$ функции распределения $F(W)$. Рассмотрение усредненных функций позволяет сгладить ошибки дискретизации, связанные с малым числом частиц, пересекающих поверхность катода за один временной шаг. Кроме того, использование усредненных функций оправдано с точки зрения оценки нагрева катода при бомбардировке, поскольку все тепловые процессы имеют характерные времена на несколько порядков превышающие $2T_{||}$. Отметим сильную изрезанность энергетического распределения на катоде для всех типов пучков при $t_j = 0,05$ и $t_j = 0,1$. Изрезанность возрастает при переходе от ламинарного к пограничному и далее к регулярно пересекающемуся пучку. По мере увели-

чения тока пучка распределение выглаживается, а точка глобального экстремума функции распределения медленно смещается в сторону меньших энергий.

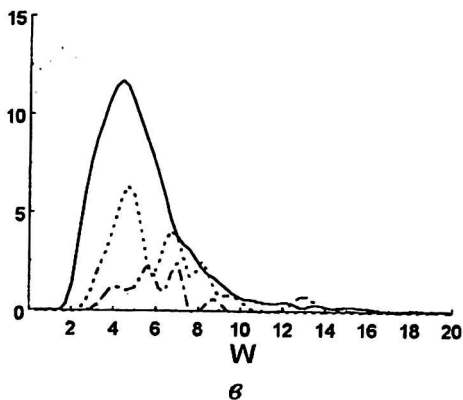
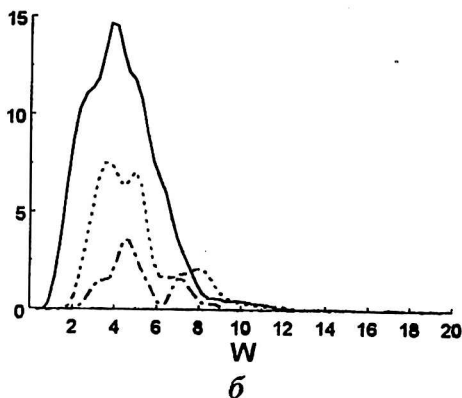
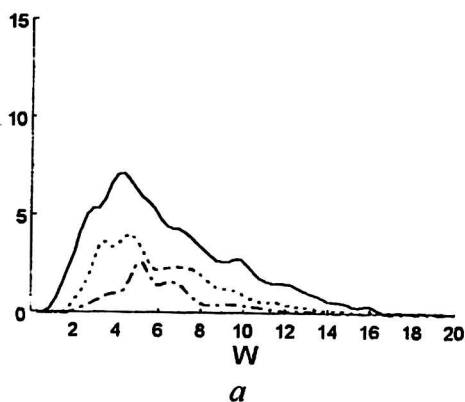


Рис. 9. Энергетические спектры бомбардирующих катод частиц для МИП, формирующих пучки различной топологии: а — ламинарного; б — пограничного; в — регулярно пересекающегося. (Величина энергии W указана в кВ).
 - . . . - $t_j = 0,05$; - - - - $t_j = 0,1$;
 — — — — $t_j = 0,2$

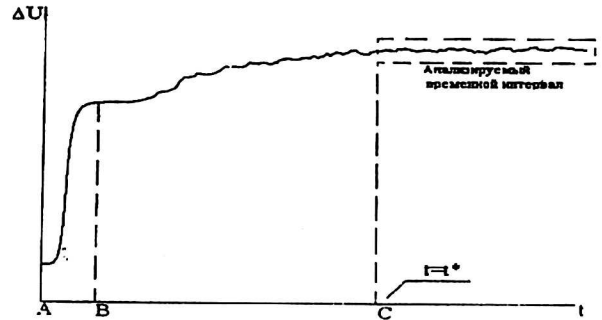
Теперь обратим внимание на “хвосты” распределений. Для ламинарного и регулярно пересекающегося пучков имеется тенденция к возрастанию правой границы распределения в область высоких энергий с увеличением тока пучка. В то же время для пограничного потока сначала происходит даже некоторое сжатие $F(W)$ и лишь при $t_j = 0,2$ $F(W)$ слегка расширяется. В целом, для этого типа пучка правую границу энергетического спектра можно считать неизменной. Для всех типов пучков происходит медленное смещение левой границы энергетического спектра в область меньших W по мере увеличения t_j .

Отметим, что для пограничного пучка по сравнению с другими типами потоков получена существенно меньшая ширина энергетического спектра бомбардировки.

Типичная зависимость провисания потенциала $\Delta U(t)$ в некотором сечении пучка изображена на рис. 10. Как видно, до некоторого момента $t = t^*$ основную роль в изменении ΔU играют увеличение провисания потенциала, связанное с прохождением “головы” пучка (интервал АВ, см. рис. 10) и затем последующее более плавное снижение потенциала, вызванное первой волной отраженных электронов (участок ВС на рис. 10). Поэтому спектральный анализ $\Delta U(t)$ имеет смысл проводить лишь для части реализации, начиная с $t = t^*$,

где $t^* \geq T_{||}$, когда переходные процессы в ВЭП уже в основном закончены и $\Delta U(t)$ начинает носить колебательный характер. Использование алгоритма быстрого преобразования Фурье (БПФ) [21], модифицированного с учетом типичной зависимости $\Delta U(t)$, показало, что вид частотного спектра колебаний потенциала в ВЭП зависит от топологии пучка. Ширина спектра, как правило, не превышает $(5-6)/T_{||}$. Наименьшая ширина спектра обнаружена для пограничного потока.

Рис. 10. Типичная зависимость потенциала в поперечном сечении пучка от времени



Литература

1. Цимринг Ш. Е. Формирование винтовых электронных пучков. — В кн.: Лекции по электронике СВЧ (3-я зимняя школа-семинар для инженеров). Кн. 4. Саратов: СГУ, 1974. С. 3—94.
2. Авдошин Е. Г., Гольденберг А. Л. Экспериментальное исследование адиабатических электронных пучков МЦР//Изв. вузов. Сер. Радиофизика, 1973. Т. 16. № 10. С. 1605—1612.
3. Цимринг Ш. Е. О разбросе скоростей в винтовых электронных пушках//Там же, 1972. Т. 15. № 8. С. 1247—1259.
4. Запезалов В. Е., Куфтин А. Н., Лыгин В. К., Цимринг Ш. Е. Численное моделирование и экспериментальное исследование магнетронно-инжекторных пушек гиротронов//Там же, 1972. Т. 35. № 11—12. С. 999.
5. Лыгин В. К., Цимринг Ш. Е. Расчет электронных траекторий в винтовых пучках, формируемых аксиально-симметричными магнетронно-инжекторными пушками//ЖТФ, 1973. Т. 43. № 8. С. 1695—1702.
6. Мануилов В. Н., Цимринг Ш. Е. Об учете сил пространственного заряда при траекторном анализе протяженных электронных пучков//Изв. вузов. Сер. Радиотехника, 1981. Т. 24. № 4. С. 491—497.
7. Kufitin A. N., Lygin V. K., Manuilov V. N., Postnikova A. S., Zapevalov V. T. Advanced numerical and experimental investigation for gyrotrons helical electron beams. Int. J. of Infrared and MM waves. 1999. Vol. 20. № 3. P. 361—382.
8. Louksha O. I., Sominski G. G. Study of space charge oscillations in gyrotron. Proceedings of the 11-th International Conference on High Power Particle Beams, Prague, Czech Republic, 1996. Vol. 1. P. 418—421.
9. Raitsky B. V., Tsimring Sh. E. Numerical simulation of Nonstationary Processes in Intense Helical Electron Beams of Gyrotrons//IEEE Transactions on Plasma Science. Vol. 24. № 3. P. 992—998.
10. Бэдсел Ч., Ленгдон А. Физика плазмы и численное моделирование. — М.: Энергоатомиздат. 1989. — 452 с.
11. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике (для научных работников и инженеров). — М.: Наука, 1978. — 831 с.
12. Карасик В. Р. Физика и техника сильных магнитных полей//Под ред. проф. К. П. Белова. — М.: Наука, 1964. — 374 с.
13. Ильин В. П. Численные методы задач электроники. — Новосибирск: Наука, Сиб. отд., 1974. — 202 с.
14. Молоковский С. И., Сушков А. Д. Интенсивные электронные и ионные пучки. — Л.: Энергия. Ленингр. отд., 1972. — 271 с.

15. *Вашковский А. В., Овчаров В. Т.* К нахождению распределения потенциала в области, ограниченной электродами заданной формы с заданными потенциалами//Электронная техника, Сер. 1. Электроника СВЧ, 1971. № 9. С. 34—37.
16. *Лыгин В. К., Мануилов В. Н., Цимринг Ш. Е.* О методах интегральных уравнений и вспомогательных зарядов в траекторном анализе интенсивных электронных пучков//Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ, 1987. № 7. С. 36—38.
17. *Borie E., Cruber C., Westermann T.* Calculation of MIG guns for gyrotrons using the BFCPIC code//Int. J. Electronics, 1995. Vol. 78. P. 789—807.
18. *Запезалов В. Е., Малыгин С. А., Цимринг Ш. Е.* Гиротроны на второй гармонике циклотронной частоты. — В кн.: Гиротроны, Горький: ИПФ АН СССР, 1980. С. 171.
19. *Братман В. Л., Венедиктов Н. П., Глявин М. Ю., Гольденберг А. Л., Запезалов В. Е., Куфтин А. Н., Савилов А. В.* Исследование энергетического спектра электронного пучка в гиротроне. Материалы Всероссийской межвузовской конференции "Современные проблемы электроники и радиофизики СВЧ", Саратов, 4—8 сентября 1997. С. 14—16.
20. *Louksha O. I., Sominski G. G., Kas'yanenko D. V.* Experimental study and numerical simulation of electron beam in gyrotron-type electron-optical system. — Proceedings of International University conference "Electronics and Radiophysics of Ultra-High Frequencies", St. Petersburg, Russia, May 24—28. 1999.
21. *Марил С. Л.* Цифровой спектральный анализ и его приложения. — М.: Мир, 1990.

*Работа выполнена при частичной поддержке грантом
РФФИ № 99-02-17779.*

Numerical simulation of the gyrotron magnetron-injection guns taking into account electrons reflected from the magnetic mirror

P. V. Krivosheev, V. N. Manuilov
Nizhny Novgorod State University, Russia

V. K. Lygin
Institute of Applied Physics RAS, Nizhny Novgorod, Russia

The dynamic model for the calculation of the parameters of formed by the gyrotron magnetron-injection guns helical electron beams is described. Model is based on the quasi-static assumption for the electric field and using the PIC-method. The main physical phenomena are described. The comparison with data obtained from the static model is fulfilled.