

УДК 621.385.6

Развитие колебаний потенциала и пространственного заряда в винтовых электронных пучках с разной топологией

В. Н. Мануилов, С. А. Полушкина

Проведен сравнительный анализ процессов установления параметров винтовых электронных пучков, формируемых магнетронно-инжекторными пушками с разными углами наклона магнитного поля к поверхности эмиттера. Исследованы режимы с большой долей отраженных от магнитного зеркала электронов. Проанализированы временные зависимости захваченного в адиабатическую ловушку гиротрона пространственного заряда, потенциала в разных сечениях пучка и проходящего в рабочее пространство тока при различной величине холодного пичч-фактора. Показано, что переход к формированию пограничных или ламинарных винтовых электронных пучков улучшает устойчивость электронного потока с большими пичч-факторами.

PACS: 41.75.Fr, 41.85.Ct

Ключевые слова: гиротрон, магнетронно-инжекторная пушка, колебания пространственного заряда, магнитная компрессия электронного пучка.

Введение

Винтовые электронные пучки (ВЭП) используются в качестве активной среды в гирорезонансных лазерах [1] и, прежде всего, в гиротронах [2]. Как правило, для формирования ВЭП применяются магнетронно-инжекторные пушки (МИП) [3], работающие в режиме температурного ограничения эмиссии. В зависимости от угла наклона магнитного поля к поверхности эмиттера φ МИП могут формировать ВЭП различной топологии.

Различают четыре типа ВЭП [4], отличающихся степенью влияния кулоновского поля пространственного заряда пучка на его параметры: перемещанный ($\varphi \approx 6-8^\circ$), регулярно пересекающийся ($\varphi \approx 10-12^\circ$), пограничный ($\varphi \approx 17-20^\circ$) и ламинарный ($\varphi \geq 25^\circ$). Наиболее часто встречающимися на практике являются три последних типа ВЭП.

Выбор того или иного типа ВЭП, наряду с рядом технологических ограничений, определяется в значительной степени возможностью формирования устойчивого пучка с наибольшим значением пичч-фактора g в рабочем пространстве, поскольку электронный КПД при прочих равных условиях пропорционален отношению t_\perp средней колеба-

тельной энергии электронов к их полной кинетической энергии [5],

$$t_\perp = \frac{g^2}{1 + g^2}.$$

Здесь $g = v_\perp/v_\parallel$, где v_\perp и v_\parallel — соответственно, средняя вращательная и поступательная компоненты скорости частиц в рабочем пространстве.

Сравнительный анализ характеристик разных типов ВЭП гиротронов выполнялся в ряде работ (например [6—8]). Полученные там результаты показывают, что статическая модель пучка [8], не учитывающая отражение электронов от магнитного зеркала перед входом в резонатор гиротрона, недостаточна для расчета параметров ВЭП при больших величинах g . Это связано с пробочной конфигурацией магнитного поля в МИП и одновременно с наличием относительного разброса осцилляторных скоростей $\delta v_\perp \approx 20-30\%$ [3, 6—8], что приводит при больших g к захвату значительного числа электронов в адиабатическую ловушку между катодом и резонатором и инициирует низкочастотные колебания пространственного заряда в ловушке. При анализе таких режимов необходимо использовать динамическую модель [4, 9], учитывающую отражение частиц от магнитного зеркала, а также электронную бомбардировку катода отраженными частицами и вызванную ею вторичную эмиссию электронов с катода. Указанный подход был применен ранее только для численного моделирования МИП гиротронов с регулярно пересекающимся электронным пучком [10, 11], где было выяснено, что такой ВЭП характеризуется

Мануилов Владимир Николаевич, профессор.
Полушкина Светлана Александровна, студентка.
Нижегородский государственный университет.
Россия, 603950, Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23.
Тел. (831) 462-32-65. E-mail: manuulov@rf.unn.ru

Статья поступила в редакцию 25 сентября 2011 г.

© Мануилов В. Н., Полушкина С. А., 2012

большой шириной зоны бомбардировки катода отраженными частицами, вытянутой в основном в область более слабого, чем на эмиттере, магнитного поля B . Возникающие здесь в результате вторичной эмиссии электроны имеют существенно большую, чем стартующие с эмиттера, вероятность захвата в адиабатическую ловушку. Для снижения доли захваченных частиц необходимо увеличить продольную компоненту электрического поля в области электростатического зеркала. В этом случае электронам будет труднее преодолеть потенциальный барьер, формируемый продольным тормозящим полем, и зона бомбардировки должна сузиться и сместиться ближе к эмиттеру, т. е. в область более сильного поля V .

Один из способов увеличения продольной компоненты электрического поля состоит в увеличении угла наклона образующей конической части катода к оси системы, что означает переход от МИП с регулярным пересечением электронных траекторий к МИП с пограничным, а далее и с ламинарным пучком. Обе указанные системы исследованы ниже. Анализ проводился для величин холодных (получаемых без учета кулоновского поля пучка) питч-факторов g_0 от 2 до 4. Первая величина соответствует режиму пушки, когда доля отраженных электронов составляет всего несколько процентов, вторая — когда уже почти половина тока пучка отражается от магнитного зеркала.

Краткое описание исследованных МИП и методики моделирования

Рассматривались три варианта МИП: с регулярным пересечением электронных траекторий, достаточно подробно описанная в [10], и две МИП, формирующие пограничный и ламинарный пучки, соответственно. Последние два варианта пушек получены путем трансформации геометрии МИП [10] так, чтобы вследствие увеличения угла наклона образующей катода к оси системы получить нужную величину φ . Последующая оптимизация расстояния катод—анод и величины магнитного поля на эмиттере обеспечила заданные значения холодного питч-фактора g_0 . Для сокращения объема графического материала статьи на рис. 1 показаны геометрии только двух последних вариантов МИП (геометрия МИП с регулярным пересечением электронных траекторий приведена в [10]).

Моделирование выполнялось методом крупных частиц [4, 9, 12] в рамках квазистатического по электрическому полю приближения. В процессе моделирования учитывались такие факторы, как

влияние кулоновского поля пучка [13], тепловые скорости и шероховатости эмиттера [14], вторичная эмиссия с катода [9]. Параметры рабочих режимов пушек были следующими: ускоряющее напряжение $U_0 = 60$ кВ, отношение рабочего тока $I \approx 30$ А к ленгмюровскому I_L току пушки составляло $t_j = I / I_L \approx 0,1$. Физические константы, определяющие величину скоростного разброса, вызванного начальными тепловыми скоростями электронов и шероховатостями эмиттера, выбирались такими же, как в МИП [10] с регулярным пересечением электронных траекторий. Аналогично одинаковыми для всех типов МИП [9] задавались и вторично-эмиссионные константы катода.

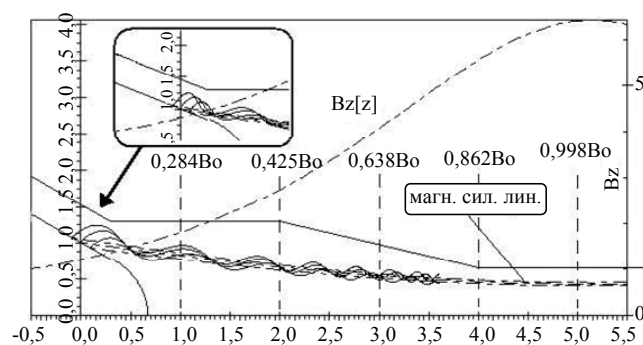


Рис. 1. Форма электродов МИП с ламинарным пучком и отношение текущей величины магнитного поля к рабочему в различных плоскостях. Показан ход электронных траекторий и ведущей магнитной силовой линии. На врезке приведены траектории для пограничного пучка в прикатодной области

Захват электронов в адиабатическую ловушку

Процесс накопления пространственного заряда в адиабатической ловушке между катодом и резонатором в разных типах МИП при изменении величины питч-фактора g_0 иллюстрируется рис. 2 и табл. 1. При переходе к пограничному и далее к ламинарному пучкам значительно сокращается величина захваченного заряда Q_* , особенно при умеренных $g_0 \approx 2—2,5$. Увеличение угла φ устраняет и осцилляции пространственного заряда $Q_*(t)$: для пограничного пучка они не зарегистрированы вплоть до максимального рассмотренного холодного питч-фактора $g_0 = 4$; в ламинарном пучке они наблюдаются только при очень больших $g_0 \geq 3,5$. Однако даже в этом случае амплитуда колебаний при тех же g_0 оказывается, по крайней мере, на порядок меньше, чем в МИП с регулярно пересекающимся пучком. Таким образом, переход к пограничному или ламинарному пучкам улучшает устойчивость ВЭП при больших питч-факторах.

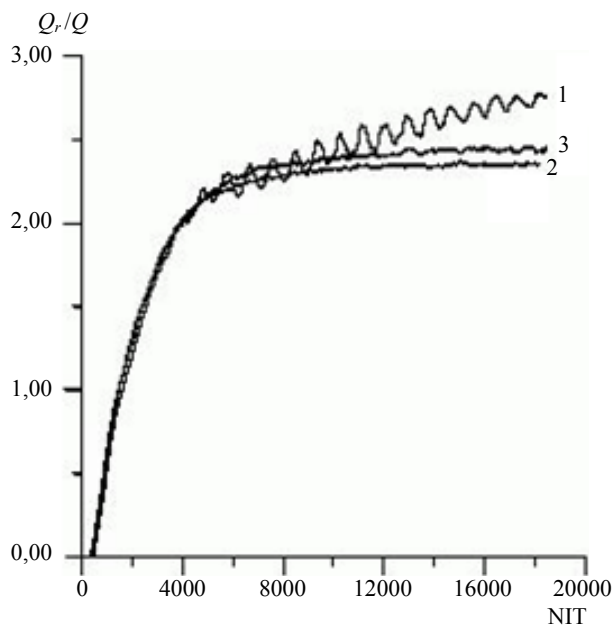


Рис. 2. Зависимость захваченного заряда от времени (номера временного шага NIT) для $g_0 = 4$ в различных типах пучков:

1 — регулярно пересекающийся пучок; 2 — пограничный; 3 — ламинарный

Таблица 1

Доля захваченного заряда Q_r/Q_0 после окончания переходных процессов для различных типов пучков.

Q_0 — величина заряда в первичном (еще не успевшем отразиться) пучке

g_0	Регулярно пересекающийся	Пограничный	Ламинарный
2	1,2	1,0	0,7
4	2,8	2,3	2,4

Сравнение временных зависимостей потенциала $U(t)$ для разных типов ВЭП при одинаковых g_0 показывает, что в ламинарном ВЭП слабые колебания потенциала возникают при значительно больших g_0 (начиная с $g_0 = 3,5$), чем в регулярно пересекающемся (там колебания стартуют с $g_0 = 2,0$). В пограничном пучке колебания начинаются с $g_0 = 4$ и оказываются еще менее выраженными, чем в ламинарном.

При меньших g_0 зависимость $U(t)$ носит квазишумовой характер и похожа на приведенную для $g_0 = 1,6$ на рис. 7 работы [10]. В обоих типах пучков осцилляции потенциала локализованы в области вблизи магнитного зеркала. Максимальная амплитуда колебаний достигает в этой зоне примерно 0,3—0,5 % от U_0 . В то же время в регулярно пересекающемся пучке колебания потенциала наблюдаются во всех частях электронно-оптической системы, начиная с $g_0 = 2,0$, и имеют в несколько раз большую амплитуду.

В регулярно пересекающемся пучке стартовое отношение Q_r/Q_0 , при котором начинаются интен-

сивные колебания, близко к 1. В пограничном и ламинарном пучках колебания развиваются при существенно больших значениях захваченного заряда $Q_r/Q_0 > 2$.

Бомбардировка катода захваченными в ловушку электронами

Подавление колебаний потенциала и пространственного заряда в пограничном и ламинарном пучках приводит, соответственно, и к подавлению эффекта продольной группировки [10] отраженных частиц в этих типах ВЭП. В результате в пограничном пучке ни при каких из рассмотренных величин g_0 не наблюдается периодичности ни во временных зависимостях средней энергии бомбардировки, ни в числе бомбардирующих катод частиц. Не осциллируют, в отличие от регулярно пересекающегося пучка, и границы зоны бомбардировки. В пограничном ВЭП распределение бомбардирующего заряда вдоль поверхности катода существенно меняется: функция распределения становится уже, чем в МИП традиционного типа, а распределение смещается в область более сильных магнитных полей (рис. 3). Отметим, что даже зависимость тока бомбардировки от времени, которая обычно является наиболее чувствительным индикатором возникновения колебательных процессов в ВЭП, не показывает возникновения продольной группировки и колебаний в пучке (рис. 4).

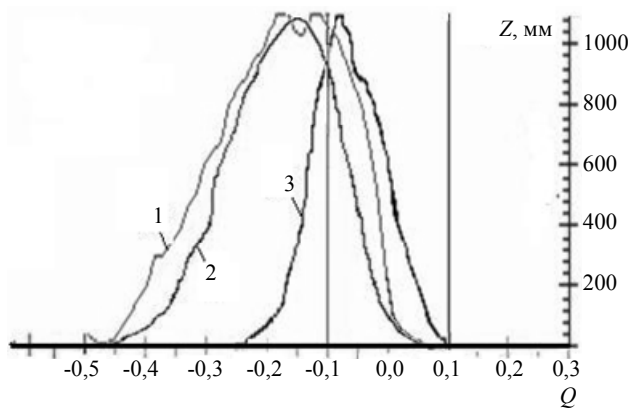


Рис. 3. Распределение бомбардирующего катод заряда Q вдоль его поверхности для $g_0 = 4$. Заряд нормирован на его значение в точке максимума:

1 — регулярно пересекающийся пучок; 2 — пограничный; 3 — ламинарный. Вертикальными линиями отмечены границы эмиттера

В ламинарном пучке колебательные процессы, включая продольную группировку частиц, развиваются лишь при очень больших питч-факторах $g_0 > 3$. Зона бомбардировки становится еще уже и при умеренных $g_0 \leq 3$ практически совпадает с эмиттером. Далее с ростом g_0 левая граница начинает медленно смещаться в область меньших маг-

нитных полей, так что зона бомбардировки становится, примерно, на 20—30 % шире эмиттера. Границы зоны бомбардировки также практически не осциллируют во времени, за исключением максимального рассмотренного значения $g_0 = 4$. В последнем случае наблюдаются слабые осцилляции только левой границы зоны бомбардировки. Ширина функции распределения бомбардирующего катод заряда частиц (см. рис. 3) для ламинарного пучка оказывается примерно вдвое уже, чем в пограничном пучке и втрое, чем в регулярно пересекающемся, причем заряд бомбардировки в основном падает на левую половину эмиттера. При $g_0 \geq 3,5$ наблюдается плавное уширение функции распределения в сторону меньших значений магнитного поля.

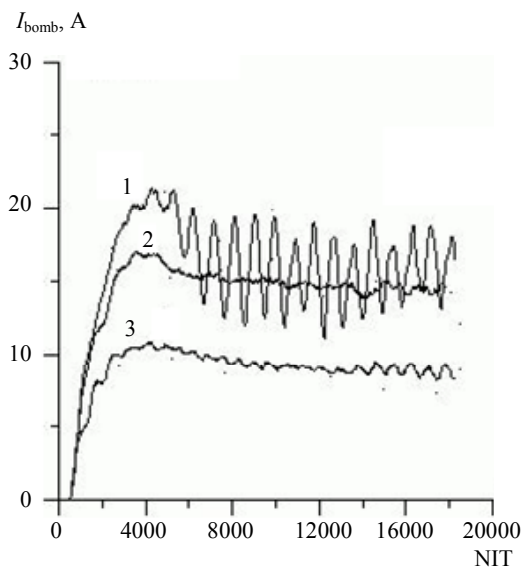


Рис. 4. Зависимость тока бомбардировки (в амперах) от времени (номера временного шага NIT), $g_0 = 4$:
1 — регулярно пересекающийся пучок; 2 — пограничный;
3 — ламинарный

Ток бомбардировки $I_{\text{bomb}}(t)$ в ламинарном пучке при умеренных $g_0 = 2—2,5$ оказывается в 2—3 раза меньше, чем в регулярно пересекающемся пучке, и вдвое меньше, чем в пограничном. Этот ток практически не осциллирует. Колебания $I_{\text{bomb}}(t)$ наблюдаются только при $g_0 \geq 3,5$, при этом их амплитуда оказывается значительно меньше, чем в регулярно пересекающемся пучке (см. рис. 4). Тем не менее, эти колебания, в отличие от пограничного пучка, вполне отчетливы и имеют достаточно большую амплитуду (5—10 % от среднего значения). По-видимому, это свидетельствует о том, что при очень больших питч-факторах вероятность развития колебаний в ламинарном пучке оказывается несколько выше, чем в пограничном. Как и в других типах пучков, наблюдается тенденция к насыщению тока бомбардировки как функции холодного питч-фактора, однако насыщение насту-

пает на гораздо более низком уровне, а именно, порядка 1/4 от тока эмиссии пучка.

Характеристики проходящего в резонатор пучка

Накопление отраженных частиц в адиабатической ловушке, как и в случае пучка с регулярным пересечением траекторий [11], приводит к ограничению достижимой величины питч-фактора вследствие дополнительной экранировки захваченным зарядом электрического поля на эмиттере (табл. 2). Этот же фактор приводит и к большому (до нескольких десятков процентов) расхождению величин g , рассчитанных по статической [8] и динамической [4, 9] моделям при $g_0 \geq 2,5$. Насыщение питч-фактора во всех трех типах пучков наступает, примерно, при одинаковом соотношении $Q_r/Q_0 \geq 1,7—2,0$. Однако максимальная величина g различна и оказывается равной, соответственно, 1,63 в пограничном и 1,7 в ламинарном пучках вместо 1,5 в регулярно пересекающемся пучке. Кроме того, она достигается при больших величинах холодного питч-фактора ($g_0 = 3,0$ вместо 2,5 в регулярно пересекающемся пучке).

Как пограничный, так и ламинарный пучки остаются устойчивыми вплоть до достижения максимального значения питч-фактора (колебания возникают только при $g_0 = 3,5$). В то же время в регулярно пересекающемся пучке колебания возникают уже при $g_0 = 2$, когда питч-фактор еще несколько меньше своего максимального значения.

Таблица 2

Величины питч-фактора g , вычисленные для разных типов пучков при одинаковом холодном питч-факторе

“Холодный” питч-фактор, g_0	Регулярно пересекающийся пучок	Пограничный пучок	Ламинарный пучок
2,0	1,45	1,43	1,58
2,5	1,51	1,55	1,65
3,0	1,50	1,63	1,69
3,5	1,48	1,63	1,61
4,0	1,50	1,63	1,65

В пограничном пучке, как и в регулярно пересекающемся, функция распределения по осцилляторным скоростям $f(v_{\perp})$ является многогорбой аналогично с [11]. В то же время в ламинарном пучке, в отличие от других типов ВЭП, $f(v_{\perp})$ при умеренных g_0 остается унимодальной, что, согласно [8], способствует сохранению устойчивости пучка. Появление дополнительных максимумов начинается только при $g_0 \geq 2,5$. Далее с ростом g_0 число экстремумов увеличивается. В среднем для всех типов пучков $f(v_{\perp})$ напоминает несимметричный треугольник с пологим спадом в области малых скоростей и резким — в области больших.

Следует отметить тенденцию к медленному уменьшению скоростного разброса δv_{\perp} при переходе от регулярно пересекающегося ($\delta v_{\perp} \approx 0,29$) к пограничному и далее к ламинарному пучку ($\delta v_{\perp} \approx 0,26—0,25$). В рабочем пространстве гиротрона δv_{\perp} оказывается меньше, чем в переходной области, поскольку магнитное зеркало играет роль сепаратора, не пропускающего "плохие" электроны с чрезмерно большими осцилляторными скоростями.

Анализ скоростных распределений в разные моменты времени и переходных процессов в ВЭП разной топологии показывает, что для расчета установившейся функции распределения по осцилляторным скоростям достаточно ограничиться моделированием на временном интервале порядка 10 периодов продольных колебаний электронов в ловушке T_{long} . В то же время, согласно полученным данным, максимально достижимая величина питч-фактора g_{max} в рабочем режиме не зависит от g_0 . Это позволяет предложить методику вычисления g_{max} , заключающуюся в анализе МИП на укороченном временном интервале $10T_{long}$ в режиме, соответствующему холодному питч-фактору $g_0 \approx 3—4$. Последующее вычисление по полученной $f(v_{\perp})$ величины питч-фактора и даст искомое значение g_{max} . Анализ на укороченном интервале $10T_{long}$ достаточен также и для ответа на вопрос, возникают ли в заданном режиме колебательные процессы в ВЭП.

В отличие от регулярно пересекающегося пучка, в ламинарном и пограничном ВЭП проходящий в рабочее пространство ток практически постоянен во времени. Небольшие осцилляции (амплитуда которых, примерно, на порядок меньше, чем в регулярно пересекающемся ВЭП) начинают наблюдаться только при очень больших $g_0 \geq 3,5$ (рис. 5).

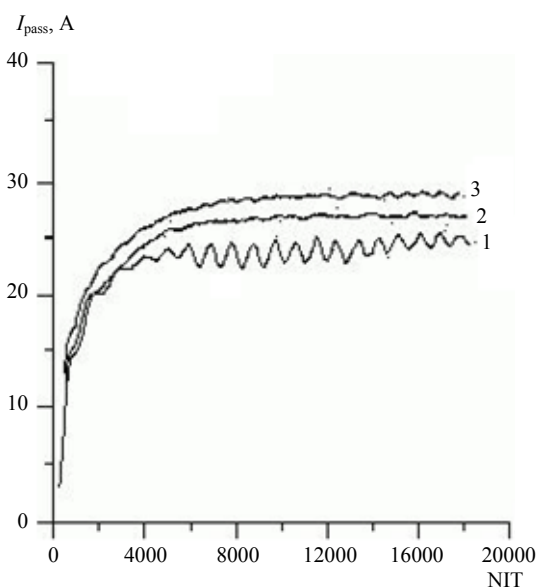


Рис. 5. Проходящий в рабочее пространство ток как функция времени (номера временного шага NIT), $g_0 = 4$: 1 — регулярно пересекающийся пучок; 2 — пограничный; 3 — ламинарный

Заключение

Переход в МИП гиротронов к формированию пограничных или ламинарных ВЭП уменьшает эффективную площадь бомбардировки катода отраженными электронами и позволяет существенно снизить число захваченных в адиабатическую ловушку частиц. В результате повышается предельно достижимый питч-фактор и подавляются колебания пространственного заряда и проходящего в рабочее пространство гиротрона тока ВЭП. При снижении магнитного поля на катоде или увеличении анодного напряжения, величина питч-фактора для всех типов ВЭП выходит на насыщение $g = g_{max}$. Значение g_{max} не зависит от холодного питч-фактора g_0 . Наибольшая величина g_{max} реализуется в ламинарном пучке. Для определения g_{max} достаточно провести анализ формирования ВЭП на относительно коротком временном интервале порядка 10 периодов продольных колебаний электронов в ловушке в режиме с большим холодным питч-фактором $g_0 \approx 3—4$.

Функция распределения электронов по осцилляторным скоростям в режимах с максимально достижимым питч-фактором для всех типов пучков становится близкой к несимметричному треугольнику с длинным хвостом в области малых скоростей. Это следует учитывать при построении физических и математических моделей расчета КПД гиротронов и процессов конкуренции типов колебаний в указанных приборах. В ламинарном ВЭП, в отличие от других типов пучков, при больших питч-факторах возможно одновременно реализовать режим подавления колебаний пространственного заряда и обеспечить унимодальную функцию распределения электронов по осцилляторным скоростям.

Авторы выражают благодарность М. Ю. Глявину и А. Н. Куфтину за полезные обсуждения результатов работы.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 08-02-00668).

Литература

1. Братман В. Л., Гинзбург Н. С., Нусинович Г. С., Петелин М. И., Юлпатов В. К. // Релятивистская высокочастотная электроника. — Горький: ИПФ РАН СССР, 1979. С. 157.
2. Денисов Г. Г., Запелалов В. Е., Литвак А. Г., Мясников В. Е. // Известия вузов. Радиофизика. 2003. Т. 46. № 10. С. 845.
3. Гольденберг А. Л., Петелин М. И. // Известия вузов. Радиофизика. 1973. Т. 16. № 1. С. 141.

4. Krivosheev P. V., Lygin V. K., Manuilov V. N., Tsimring Sh. E. // Int. J. of Infrared and MM waves. 2001. V. 22. No. 8. P. 1119.
5. Нусинович Г. С., Эрм Р. Э. // Электроника СВЧ. 1972. № 8. С. 55.
6. Kufitin A. N., Lygin V. K., Tsimring Sh. E., Zapevalov V. E. // Int. J. Electronics. 1992. V. 72. P. 1145.
7. Kufitin A. N., Lygin V. K., Postnikova A. S., Zapevalov V. E. // Proceedings of the 12-th International Conference on High Power Particle Beams, Haifa, Israel. 1998, June 7—12. P. 290.
8. Kufitin A. N., Lygin V. K., Manuilov V. N., Postnikova A. S., Zapevalov V. E. // Int. J. of Infrared and MM waves. 1999. V. 20. No. 3. P. 361.
9. Кривошеев П. В., Мануилов В. Н. // Прикладная физика. 2002. № 3. С. 80.
10. Мануилов В. Н. // Известия вузов. Радиофизика. 2006. Т. 49. № 10. С. 872.
11. Мануилов В. Н., Полушкина С. А. // Известия вузов. Радиофизика. 2010. Т. 52. № 10. С. 795.
12. Березин Ю. А., Вишневков В. А. Метод частиц в динамике разреженной плазмы. — Новосибирск: Наука, Сиб. отд., 1980.
13. Мануилов В. Н., Цимринг Ш. Е. // Известия вузов. Радиофизика. 1981. Т. 24. № 4. С. 491.
14. Lygin V. K. // Int. J. Infrared and MM Waves. 1995. V. 16. No. 2. P. 363.

Development of the space charge and potential oscillations in helical electron beams with a different topology

V. N. Manuilov, S. A. Polushkina
Nizhny Novgorod State University,
23 Gagarin passage, Nizhny Novgorod, 603950, Russia
E-mail: manuilov@rf.unn.ru

The comparison of the helical electron beams properties establishing process in magnetron-injection guns with different angles of the magnetic field to the emitter surface is performed. The regimes with big percentage of reflected from the magnetic mirror electrons are investigated. The time dependencies of locked into the adiabatic trap space charge, potential in different cross-sections of the beam and passing to the cavity current corresponding to various values of cold pitch-factor are traced. It is shown that for regimes with high pitch-factors transition to so called boundary or laminar beams makes better the beam stability.

PACS: 41.75.Fr, 41.85.Ct

Keywords: gyrotron, magnetron-injection gun, space-charge oscillations, magnetic compression of the electron beam.

Bibliography — 14 references.

Received September 25, 2011

* * *