

УДК 621.391.822

КОЛЕБАТЕЛЬНЫЕ ПРОЦЕССЫ В МИП ГИРОТРОНОВ С КОРРЕКЦИЕЙ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ОБЛАСТИ МАГНИТНОГО ЗЕРКАЛА

© 2011 г.

А.Д. Кунцевич, В.Н. Мануилов

Нижегородский госуниверситет им. Н.И. Лобачевского

manuilov@rf.unn.ru

Поступила в редакцию 30.06.2011

Проведен анализ процессов установления параметров винтовых электронных пучков гиротронов при разных профилях магнитного поля в области магнитного зеркала. Исследованы режимы с коэффициентами отражения электронов от магнитного зеркала от 3% до 40%. Показано, что в пучках с регулярным пересечением электронных траекторий коррекция магнитного поля в области магнитного зеркала, при которой увеличивается градиент поля в указанной области, а протяженность магнитного зеркала сокращается, позволяет увеличить устойчивость электронного пучка, повысить максимально достижимую величину питч-фактора и снизить амплитуду колебаний пространственного заряда и потенциала в пучке.

Ключевые слова: гиротрон, винтовые электронные пучки, питч-фактор.

Введение

Магнетронно-инжекторные пушки (МИП) гиротронов [1–3] используются для формирования специфической активной среды – винтового электронного пучка (ВЭП), служащего источником энергии излучения в указанных приборах. В гиротронах в энергию электромагнитного излучения преобразуется кинетическая энергия вращения частиц [1], поэтому одним из основных требований к МИП является обеспечение как можно более высокого значения питч-фактора $g = v_{\perp 0}/v_{\parallel 0}$ – отношения вращательной скорости частиц $v_{\perp 0}$ в резонаторе гиротрона к скорости их продольного движения $v_{\parallel 0}$. Для МИП характерна пробочная конфигурация магнитного поля [1, 2] (см. рис. 1). В то же время вследствие целого ряда причин МИП формирует электронный пучок с достаточно большой величиной относительного разброса осцилляторных скоростей $\delta v_{\perp} \approx 20\%$ [2–4]. Поэтому при попытке реализовать большие величины КПД за счет увеличения питч-фактора значительная часть электронов с большими величинами осцилляторных скоростей отражается от магнитного зеркала и поворачивается к катоду, далее отражается от электронного зеркала в прикатодной области и в результате захватывается в адиабатическую ловушку между катодом и рабочим пространством прибора. Возникающие при этом продольные колебания частиц в ловушке ухудшают качество пучка и могут вызы-

вать неустойчивость электронного потока [4, 5], выражающуюся, прежде всего, в возникновении колебаний пространственного заряда Q и потенциала U . Воздействовать на стартовые условия возникновения колебаний и, соответственно, сдвигать границу развития неустойчивостей в ВЭП в область увеличенных значений g можно разными способами (см. например, [2, 4, 5]).

Очевидно, наиболее эффективно влиять на процесс захвата частиц в ловушку можно в областях, где скорость электронов мала, т.е. в области электростатического (около катода) или магнитного (перед входом в резонатор) зеркал. Последний подход был впервые предложен и исследован профессором Г.Г. Соминским и его сотрудниками в [5], где изменение условий захвата частиц в ловушку реализовывалось за счет малой коррекции распределения магнитного поля в области магнитного зеркала. Однако в [5] использовалась одномерная численная модель адиабатической ловушки, а анализировались только колебания $U(t)$ в ВЭП (здесь t – время). В то же время большой интерес представляют и многие другие параметры ВЭП (функция распределения электронов по осцилляторным скоростям, проходящий в резонатор ток, зона бомбардировки катода отраженными электронами и т.п.). Несомненным достоинством модели [5] является возможность анализа больших временных интервалов, составляющих сотни периодов продольных колебаний частиц в ловушке. Однако одномерная модель не учиты-

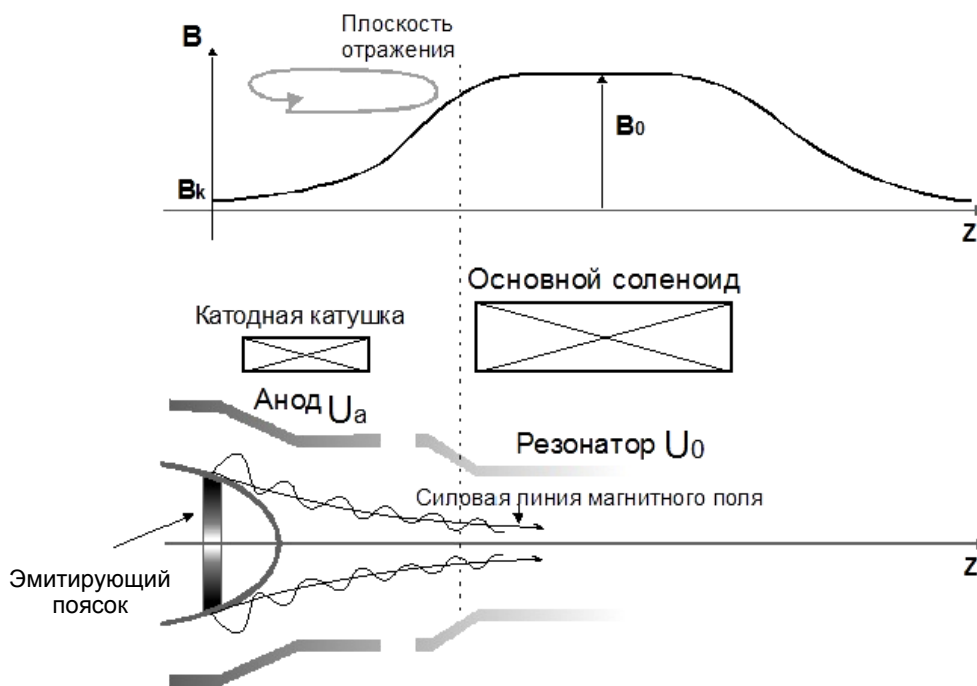


Рис. 1. Общая схема ЭОС гиротрона. U_a и U_0 – потенциалы анода и резонатора относительно катода

вает ряд факторов, способствующих как накоплению, так и «стеканию» пространственного заряда из ловушки, включая такой важный, как вторичная эмиссия с катода [6]. Более полную информацию о накоплении пространственного заряда в ловушке и вызванных этим фактором изменениях параметров ВЭП может дать двумерная численная модель, развитая в работах [2, 6, 7]. Последняя учитывает как реальное двумерное распределение магнитного и электрического полей, так и такие важные для процесса захвата электронов в адиабатическую ловушку факторы, как влияние тепловых скоростей и шероховатостей эмиттера на скоростное распределение [8], а также бомбардировку катода МИП захваченными в ловушку частицами и вызванное этим фактором вторично-эмиссионное размножение захваченных частиц. Поэтому ниже проведен детальный анализ развития динамических процессов в ВЭП для МИП с коррекцией магнитного поля по более полной двумерной динамической модели [2, 6, 7], основанной на методе крупных частиц.

Как известно, МИП, в зависимости от угла наклона магнитного поля к поверхности эмиттера φ , могут формировать ВЭП четырех основных типов (перемешанный ($\varphi \approx 6-8^\circ$), регулярно пересекающийся ($\varphi \approx 10-12^\circ$), пограничный ($\varphi \approx 17-20^\circ$) и ламинарный ($\varphi \geq 25^\circ$) [2]). Традиционным и часто применяемым на прак-

тике типом ВЭП в гиротронах является регулярно пересекающийся пучок. Ниже рассмотрены МИП с таким типом пучка.

Краткое описание исследованных МИП и магнитных систем

Рассматривалась МИП гиротрона сантиметрового диапазона длин волн, работающая в слабо закритическом режиме (см. рис. 2). Выбор такого режима позволяет проводить расчет за более приемлемое время. Исследовался диодный вариант пушки с ускоряющим напряжением $U_0 = 60$ кВ и геометрией, близкой к геометрии пушки мощного гиротрона на второй гармонике циклотронной частоты [9] (более подробно режим и параметры МИП описаны в работах [7, 10]). Режим пушки выбирался таким образом, чтобы обеспечить величину холодного (вычисленного без учета сил пространственного заряда пучка) пичч-фактора $2 < g_0 < 4$. Первое значение соответствует умеренному коэффициенту отражения электронов от магнитного зеркала R порядка 3–5%, второе – очень большому $R \approx 40\%$. Соответствующая величина g_0 подбиралась путем подстройки распределения магнитного поля. Величина тока пушки I_0 выбиралась равной $0.1I_L$, где I_L – ток, вычисляемый по закону «3/2» для промежутка катод – анод пушки в области эмиттера.

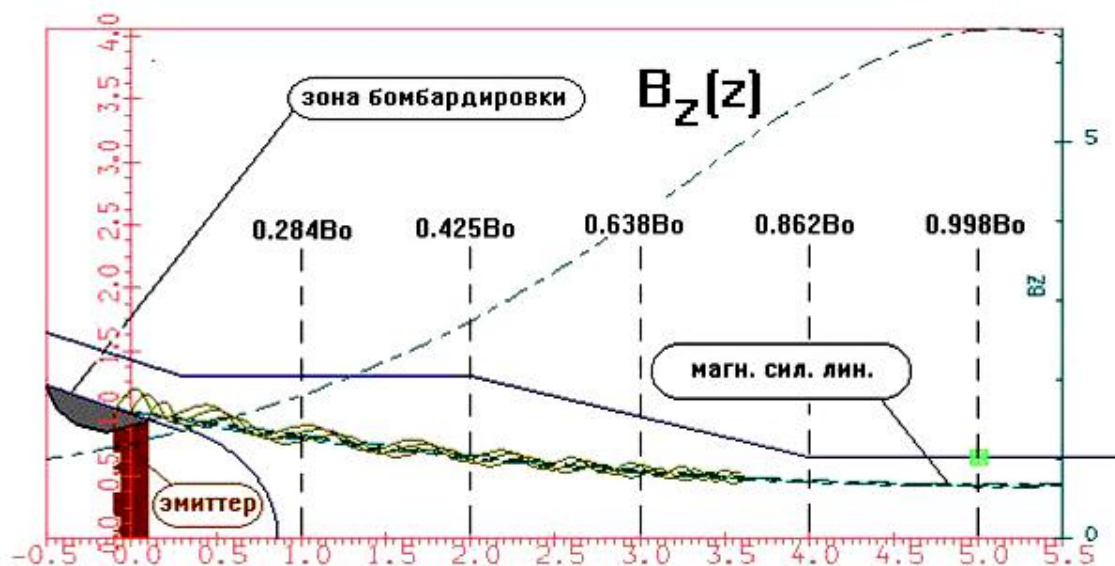


Рис. 2. Форма электродов МИП и отношение текущей величины магнитного поля к рабочему в различных плоскостях. Показаны ход электронных траекторий и ведущей магнитной силовой линии, а также положение дополнительного корректирующего соленоида. Продольная (z) и радиальная (r) координаты нормированы на средний радиус эмиттера пушки R_k

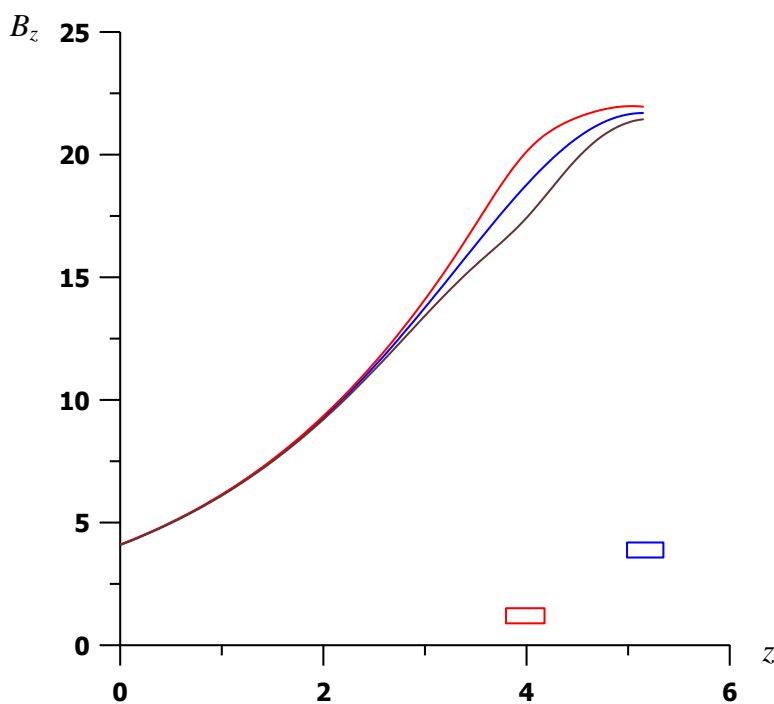


Рис. 3. Распределения осевого магнитного поля в исходной системе (средняя кривая) и скорректированные распределения. Прямоугольниками указано расположение центров основного и корректирующего соленоидов

Для коррекции магнитного поля в области магнитного зеркала в ЭОС гиротрона дополнительно устанавливался корректирующий соленоид (см. рис. 3). Он располагался в конце переходной области (центр соленоида $z = 4$ – см. рис. 2, 3) и имел малый средний радиус $RR = 0.8$. Положение и индукция дополнительного

соленоида, а также индукция основного соленоида подбирались так, чтобы оставить неизменными поля в области эмиттера и резонатора (см. рис. 3) и соответственно – не изменить величину питч-фактора в холодном режиме по сравнению с его величиной, рассчитанной в системе без коррекции магнитного поля ($g_0 =$

= 2–4). Для обеспечения разных величин холодного пичч-фактора (от 2 до 4) токи в обоих соленоидах пропорционально менялись до тех пор, пока не обеспечивалось заданное значение g_0 .

Как видно, вплоть до сечения $z = 3$ магнитные поля совпадают. Наибольшие отличия, составляющие порядка $\pm 7\%$ от поля в текущей точке наблюдения, получаются, естественно, непосредственно под дополнительным соленоидом.

Более наглядно отличия в распределении магнитных полей можно проследить по величине первой производной dB_z/dz магнитного поля, поскольку, естественно, она более чувствительна к изменению тока дополнительной катушки. Отметим, что при исходном распределении и попутном включении дополнительной катушки характер зависимости dB_z/dz меняется слабо (рис. 4). В то же время при встречном включении распределение производной становится существенно более резким и масштаб неоднородности dB_z/dz сопоставим с величиной шага электронной траектории. Очевидно, что условия отражения частиц от магнитного зеркала определяются мелкомасштабной структурой магнитного поля в области зеркала. Поэтому поведение отраженных частиц в случае встречного включения катушки должно существенно отличаться от их поведения в случае попутного включения.

Захват электронов в адиабатическую ловушку при умеренных коэффициентах отражения

Для обеспечения умеренного коэффициента отражения электронов от магнитного зеркала $R \approx 0.03–0.05$ режим пушки выбирался таким образом, чтобы формировался ВЭП с холодным пичч-фактором $g_0 = 2$. Анализировались временные зависимости захваченного в адиабатическую ловушку заряда, потенциала в различных сечениях пучка, проходящего тока, тока бомбардировки катода и границ зоны бомбардировки. Помимо этого, вычислялись распределение бомбардирующего катод заряда вдоль его поверхности и функция распределения электронов по осцилляторным скоростям в рабочем пространстве гиротрона.

Устойчивость электронного пучка зависит, прежде всего, от величины захваченного заряда $Q(t)$ и наличия колебаний потенциала $U(t)$ в пучке. Поэтому ниже (рис. 5) проанализирована зависимость $Q(t)$ для попутного и встречного включений дополнительной катушки. Как видно, включение дополнительной катушки попутно не позволяет подавить колебания пространственного заряда. В то же время встречное включение катушки заметно ослабляет колебания. Средняя величина захваченного заряда при этом не меняется. Более детальную информацию о развитии колебаний в пучке дают графики зависимости $U(t)$ в разных поперечных сече-

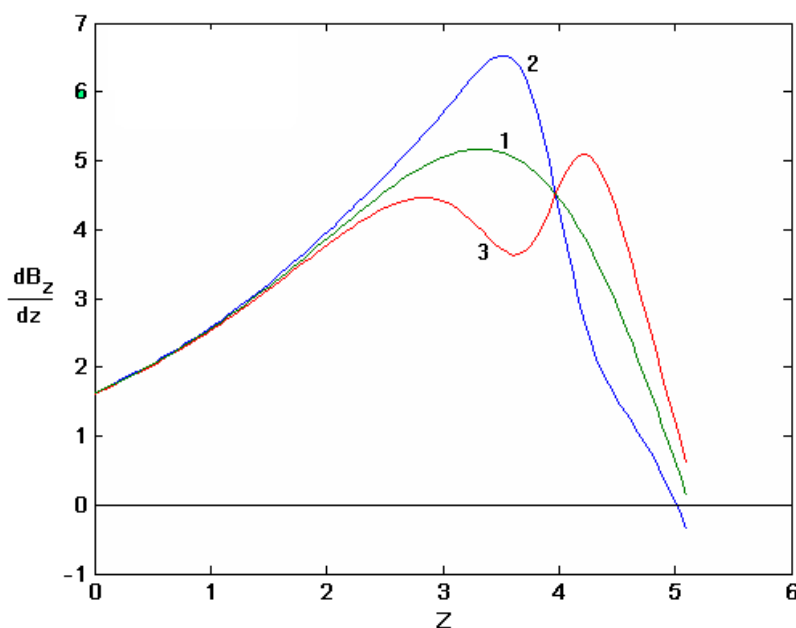


Рис. 4. Зависимость производной магнитного поля dB_z/dz от продольной координаты: 1 – исходное распределение магнитного поля (дополнительный соленоид выключен), 2 – включение в плюс, 3 – в минус

ниях системы (рис. 5). При умеренных $g_0 = 2$ встречное включение катушки позволяет почти полностью подавить колебания потенциала. Наблюдаются только малые, почти шумовые колебания в области магнитного зеркала.

Возможно, увеличение устойчивости пучка при отрицательном включении объясняется также и увеличением степени неадиабатичности магнитного поля вблизи магнитного зеркала. Коэффициент неадиабатичности ϵ может быть рассчитан как

$$\epsilon = \frac{h \frac{dB_z}{dz}}{B_z}.$$

Здесь h – шаг электронной траектории. Как видно из рис. 4, в области зеркала ($4 < z < 5$) для исходного и плюсового включений градиент распределения резко падает, в то время как для встречного включения, наоборот, наблюдается резкий всплеск dB_z/dz и, соответственно, величины ϵ . В этом случае электрону легче изменить свой поперечный адиабатический инвариант

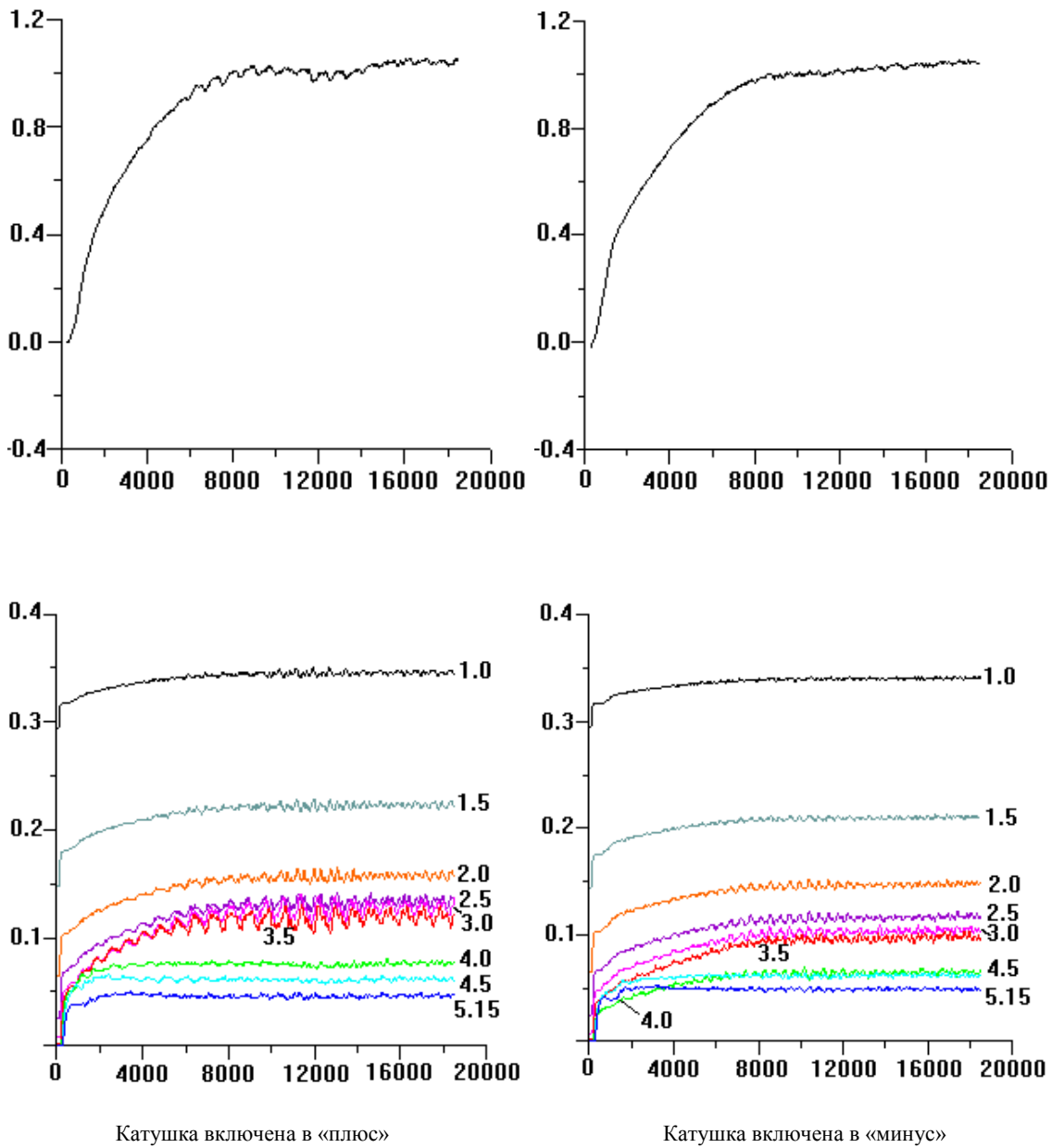


Рис. 5. Зависимость захваченного в ловушку заряда Q/Q_0 (вверху) и провисания потенциала (внизу) U/U_0 в разных сечениях пучка от времени (номера временного шага). Здесь Q_0 – заряд первичного (еще не отраженного от магнитного зеркала) пучка

$$J_{\perp} = \frac{v_{\perp}^2}{B_z}$$

и, соответственно, легче пройти через область зеркала.

Величина захваченного в ловушку заряда в значительной степени определяется площадью зоны бомбардировки катода отраженными электронами, т.к. один из основных механизмов поставки захваченных частиц в ловушку – вторичная эмиссия с катода за счет его бомбардировки отраженными электронами. Согласно рис. 6, ширина зоны бомбардировки в среднем оказывается несколько меньше для отрицатель-

ного включения катушки. Из рис. 6 также очень наглядно видно, что амплитуда пульсаций левой границы зоны бомбардировки, которая расположена в существенно меньшем магнитном поле, чем поле на эмиттере, по крайней мере, вдвое превосходит соответствующую амплитуду при отрицательном включении катушки. В результате в моменты, соответствующие максимальной ширине зоны бомбардировки (назовем эту фазу колебаний границы зоны «отрицательной»), при плюсовом включении катушки часть вторичных электронов стартует из точек с меньшим магнитным полем. Такие электроны имеют большую вероятность захвата в ловушку,

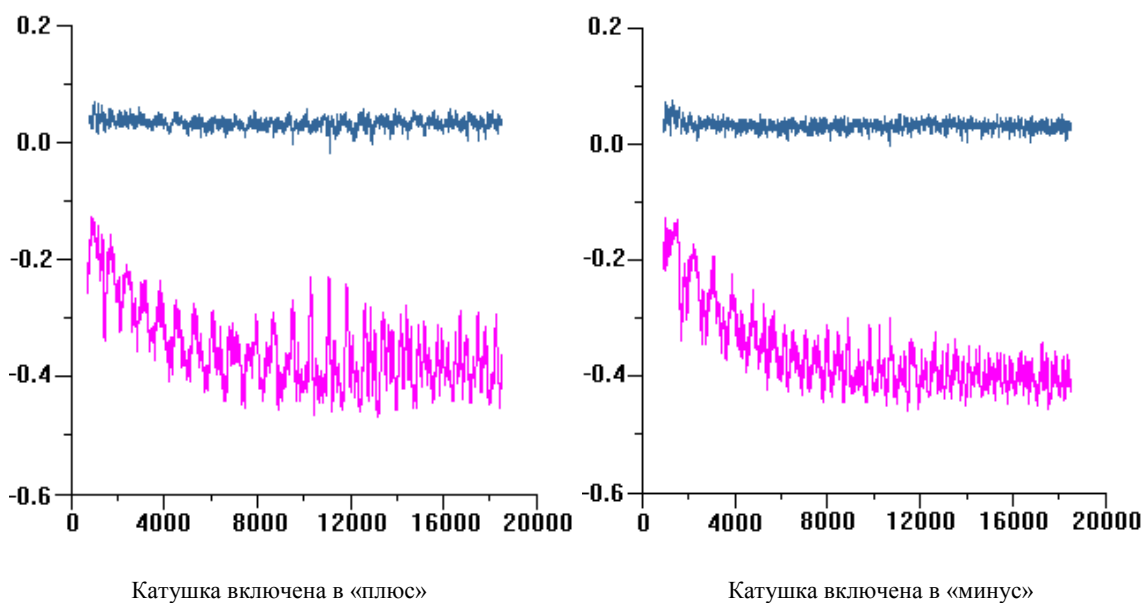


Рис. 6. Зависимость границ зоны бомбардировки от времени (номера временного шага) при разных распределениях $B_z(z)$

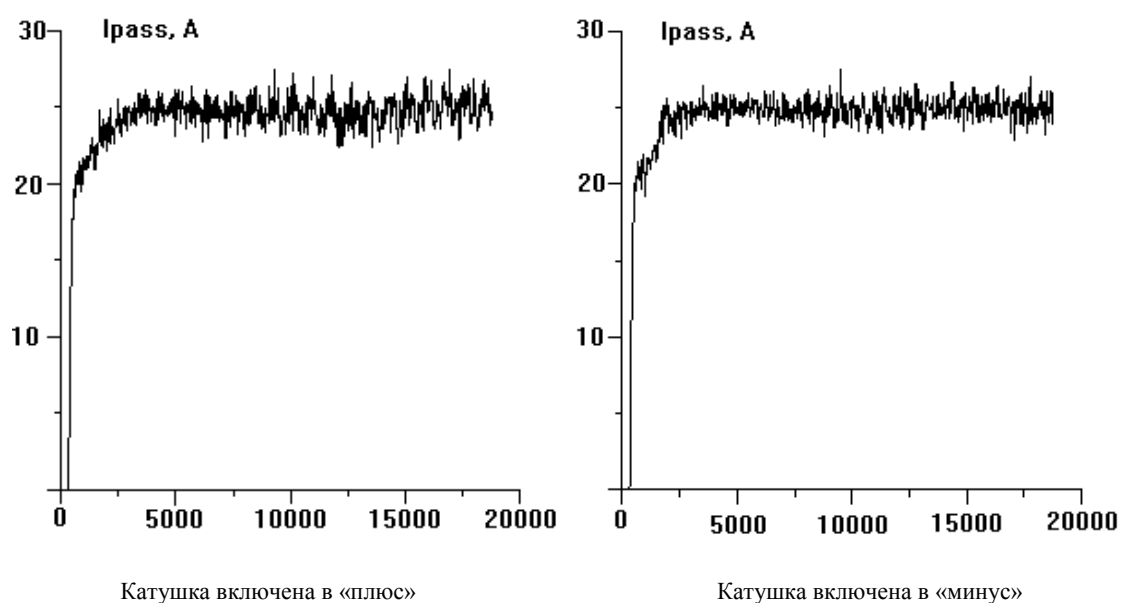


Рис. 7. Временная зависимость проходящего в резонатор тока

что и объясняет тенденцию к увеличению захваченного заряда в режимах с положительной катушкой (см. рис. 5). Необходимо также отметить существенно большую пиковую энергию бомбардировки катода для положительной полярности дополнительной катушки. Пульсации тока бомбардировки также оказываются существенно больше.

Наиболее важными характеристиками пучка являются его параметры в рабочем пространстве гиротрона. Повышение степени устойчивости пучка при отрицательном включении ка-

тушки иллюстрирует и временная зависимость проходящего в резонатор тока I_{pass} (рис. 7). Как видно, наблюдаются только квазишумовые колебания тока, в то время как при положительном включении зависимость переменной составляющей тока от времени уже носит достаточно хорошо выраженный периодический характер. Величина максимально достижимого пичч-фактора при встречном включении катушки оказывается несколько выше, а скоростной разброс имеет тенденцию к небольшому снижению (см. табл.).

Таблица

Параметры пучка в рабочем пространстве при разных величинах холодного пичч-фактора

Катушка включена в «плюс»			Катушка включена в «минус»	
g_0	g	δv_{\perp}	g	δv_{\perp}
2	1.43	0.304	1.45	0.283
3	1.48	0.286	1.51	0.280
4	1.48	0.301	1.56	0.290

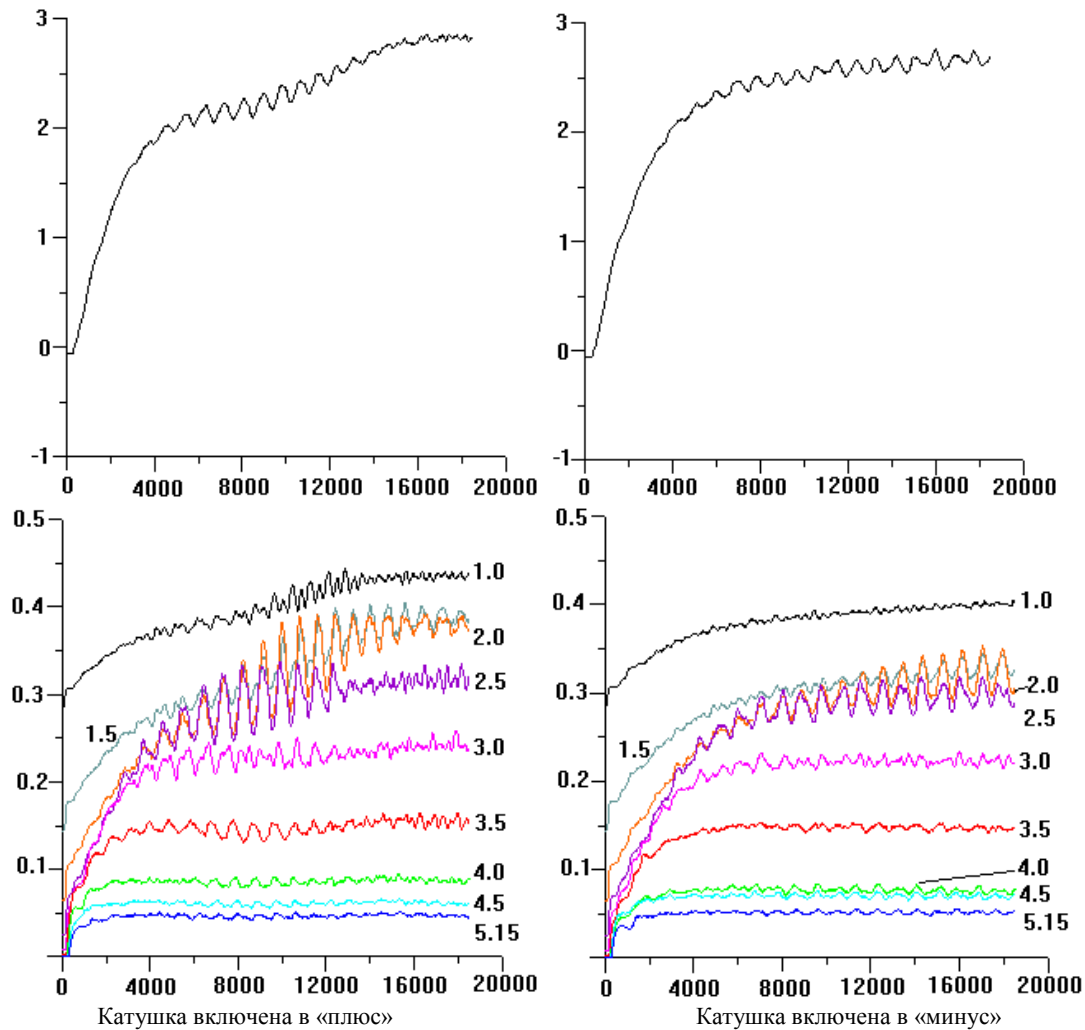


Рис. 8. Зависимость захваченного в ловушку заряда Q/Q_0 (вверху) и провисания потенциала U/U_0 (внизу) в разных сечениях пучка от времени (номера временного шага) при разных распределениях $B_z(z)$; $g_0 = 4$

Параметры ВЭП при больших коэффициентах отражения электронов от магнитного зеркала

Большие коэффициенты отражения от магнитного зеркала $R \approx 30\text{--}40\%$ реализуются при очень больших холодных питч-факторах порядка $g_0 = 3\text{--}4$. В этом случае коррекция магнитного поля уже не позволяет подавить колебания $Q(t)$, хотя наблюдается тенденция к захвату несколько меньшего пространственного заряда в ловушку при отрицательном включении катушки, а сама амплитуда колебаний $Q(t)$ оказывается несколько меньше (рис. 8). Колебания $U(t)$ отчетливо наблюдаются как при положительном, так и при встречном включении катушки. Однако в последнем случае амплитуда колебаний оказывается значительно (в 2–3 раза) меньше, а область локализации интенсивных колебаний – вдвое уже, чем при попутном включении катушки. Аналогичная трансформация происходит и с зависимостями границ зоны бомбардировки от времени, тока бомбардировки и проходящего в резонатор тока: колебания указанных величин отчетливо наблюдаются при любой полярности катушек, но амплитуда колебаний оказывается в 2–3 раза меньше. При плюсовом включении катушки величина питч-фактора выходит на насыщение уже при $g_0 = 3$, в то время как при отрицательном продолжается медленное увеличение g по мере перехода ко все большим g_0 (см. табл.).

Заключение

Выполнено численное моделирование процессов захвата электронов в адиабатическую ловушку гиротрона в МИП с регулярно пересекающимся пучком при разных профилях магнитного поля в области магнитного зеркала. Показано, что коррекция магнитного поля в области магнитного зеркала, при которой увеличивается градиент поля в указанной области, а протяженность магнитного зеркала сокращается, позволяет увеличить устойчивость электронного пучка, повысить максимально достижимую величину питч-фактора и снизить амплитуду колебаний пространственного заряда и потенциала в пучке. При умеренных (несколько процентов) коэффициентах отражения от магнитного зеркала возможно полное подавление колебательных процессов в ВЭП.

Авторы выражают благодарность специалистам Нижегородской лаборатории компании Intel за возможность использовать компилятор языка Fortran и библиотеку OpenMP, которые входят в состав семейства Intel(R) Parallel Studio XE, предназначенного для создания многопоточных приложений. С помощью этих инструментов нам удалось повысить производительность расчетов в 3–5 раз и решить описанные выше задачи по численному моделированию поведения винтового электронного пучка при больших коэффициентах отражения электронов от магнитного зеркала.

Список литературы

1. Гольденберг А.Л., Петелин М.И. Формирование винтовых электронных пучков в адиабатической пушке, Изв. вузов. Радиофизика. 1973. 16, № 1. С. 141–149.
2. Krivosheev P.V., Lygin V.K., Manuilov V.N., Tsimring Sh.E. Numerical Simulation Models of Focusing Systems of Intense Gyrotron Helical Electron Beams // Int. J. of Infrared and MM Waves. 2001. 22, № 8. P. 1119–1146.
3. Kuffin A.N., Lygin V.K., Tsimring Sh.E., Zapevalov V.E. Numerical simulation and experimental study of magnetron-injection guns for powerful short-wave gyrotrons // Int. J. Electronics. 1992. V. 72. P. 1145–1151.
4. Tsimring Sh.E. Gyrotron Electron Beams: Velocity and Energy Spread and Beam Instabilities // Int. J. Infrared and Millimeter Waves. 2001. V. 22. P. 1433.
5. Louksha O.I., Sominski G.G., Kas'yanenko D.V. // Proc. of Int. University Conference «Electronics and Radiophysics of Ultra-High Frequencies», St. Petersburg, Russia, May 24–28, 1999.
6. Кривошеев П.В., Мануилов В.Н. Учет вторичных электронов при численном моделировании интенсивных винтовых пучков гиротронов // Прикладная физика. 2002. № 3. С. 80–87.
7. Мануилов В.Н. Численное моделирование низкочастотных колебаний пространственного заряда и потенциала в электронно-оптической системе гиротрона // Известия вузов. Радиофизика. 2006. Т. 49, № 10. С. 872–879.
8. Lygin V.K. Numerical simulation of intense helical electron beams with the calculation of the velocity distribution functions // Int. J. of Infrared and MM Waves. 1995. V. 16, No. 2. P. 363–376.
9. Запезалов В.Е., Малыгин С.А., Цимринг Ш.Е. Гиротроны на второй гармонике циклотронной частоты // В сб.: Гиротроны. Горький: ИПФ АН СССР, 1980. С. 171–187.
10. Мануилов В.Н., Полушкина С.А. Динамика винтового электронного пучка гиротрона при больших питч-факторах // Известия вузов. Радиофизика. 2009. Т. 52, № 10. С. 795–803.

OSCILLATION PROCESSES IN GYROTRON MAGNETRON INJECTION GUNS WITH MAGNETIC FIELD CORRECTION IN THE MAGNETIC MIRROR REGION*A.D. Kuntsevich, V.N. Manuilov*

An analysis is carried out of parameter-setting processes of gyrotron helical electron beams for different magnetic field profiles in the magnetic mirror region. The regimes with coefficients from 3% to 40% of electron reflection from the magnetic mirror have been investigated. The magnetic field correction in the magnetic mirror region leads to the growth of the magnetic field gradient and the reduction of the magnetic mirror length. For beams with regularly intersecting trajectories, this correction has been shown to increase the beam stability as well as the value of the maximum achievable pitch factor and to decrease the space-charge oscillation amplitude and the potential in the beam.

Keywords: gyrotron, helical electron beams, pitch factor.