

УДК 621.385.69

К ТЕОРИИ ВИНТОВЫХ ПУЧКОВ С ЗАХВАЧЕННЫМИ ЭЛЕКТРОНАМИ

В. Е. Запевалов, В. Н. Мануилов, Ш. Е. Цимринг

Приведены результаты численного траекторного анализа винтовых пучков с учетом электронов, отраженных от магнитной пробки и захваченных в адиабатическую ловушку. Установлен эффект их фазировки относительно траекторий прямого пучка. Даны оценки скоростного разброса интенсивных пучков при учете захваченных электронов.

1. Введение. Электронно-оптические системы (ЭОС), формирующие винтовые электронные пучки (ВЭП) с питч-фактором $g \equiv v_{\perp}/v_{\parallel} \gg 1$ (v_{\perp} — осцилляторная скорость, v_{\parallel} — скорость дрейфа электронов вдоль магнитного поля), как правило, включают область с плавно нарастающим магнитным полем (область перемагничивания). Здесь происходит накачка осцилляторной энергии частиц в соответствии с сохранением поперечного адиабатического инварианта

$$J_{\perp} = v_{\perp}^2/B = \text{const.} \quad (1)$$

На рис. 1 показана схема ЭОС гиротрона, в котором первичная закрутка электронов осуществляется магнетронно-инжекторной пушкой (см., например, [1]), А, Б — соответственно области пушки и перемагничивания (рис. см. на вклейке).

При определенных значениях тока пучка и коэффициента перемагничивания α (отношение магнитных полей на выходе и входе в область Б) некоторая часть электронов отражается в области Б от магнитной пробки и захватывается в ловушку, так как в пушке режим аналогичен закритическому режиму магнетрона и частицы испытывают повторные отражения. Эффект захвата представляется достаточно вероятным ввиду наличия разброса осцилляторных и, соответственно, дрейфовых скоростей, который возрастает с увеличением тока пучка и достигает в реальных системах формирования десятков процентов [2-4].

С другой стороны, заведомо интенсивные ВЭП при среднем питч-факторе $g_{\perp} \gg 1$ не обнаруживают существенных признаков неустойчивости, и, следовательно, в этих случаях число захваченных электронов (ЗЭ) при фиксированном токе пучка не превышает некоторого предельного уровня. Одно из объяснений этого факта состоит в том, что при достижении концентрации ЗЭ определенного порогового значения в облаке объемного заряда возникают поля, обеспечивающие сток «лишних» частиц. Отметим, что экспериментально в заведомо закритических режимах регистрируются анодные токи, что свидетельствует о радиальном дрейфе частиц, невозможном без появления азимутальной компоненты электрического поля, которая в свою очередь связана с нарушением азимутальной симметрии электронного облака.

При другой трактовке не требуется привлекать гипотезу о неустойчивости. Постулируется, что поле объемного заряда запертых электронов деформирует в прикатодной области скоростное распределение таким образом, что вновь поступающие частицы проходят область перемагничивания без отражений. До тех пор, пока не нарушается устойчивость пучка, повышение тока приводит лишь к некоторому возраста-

нию стационарного числа захваченных частиц. Однако изменение скоростного распределения неизбежно сопровождается возрастанием скоростного разброса

Далее приводятся результаты численного анализа интенсивных ВЭП при наличии захваченных электронов. Показывается, что имеет место фазировка траекторий ЗЭ под действием поля объемного заряда прямого пучка. Даются оценки дополнительного скоростного разброса ВЭП, связанного с этим эффектом.

2. Траекторный анализ ВЭП с захваченными электронами. Численный траекторный анализ выполнялся по модифицированной программе ЭПОС [2]. Основными особенностями программы, обеспечивающими ее эффективность при анализе протяженных интенсивных криволинейных пучков, являются: применение методов вспомогательных зарядов и вспомогательных сеток, разделение полей ближних и дальних зарядов, а также исключение «холостых» узлов вспомогательной сетки потенциалов. При учете отраженных электронов блок решения уравнений движения конструировался так, что каждая траектория считалась либо до выхода из области Б, либо, если она соответствовала ЗЭ, до достижения заданного числа продольных колебаний. Вычисления выполнялись с двойной точностью (17 значащих цифр на ЭВМ типа ЕС-1055М), и существенно уменьшались шаги вспомогательных сеток по каждой из координат. Уравнения движения интегрировались многошаговым методом Адамса—Башфорта.

Моделирование эффектов захвата производилось на магнетронно-инжекторной системе формирования типа рис. 1, работающей в слабозакритическом режиме, что характерно для гиротронов длинноволновой части миллиметрового диапазона. Рассматривались два варианта пушек, формирующих пучки с квазиламинарными (рис. 2б) и регулярно пересекающимися траекториями (рис. 2а). Отметим, что в связи с аксиальной симметрией системы под «траекторией» в данном контексте следует понимать поверхность вращения, образованную семейством траекторий, выходящих из окружности с центром на оси симметрии. Далее указанные поверхности именуется как «слои».

В расчетах длина системы ориентировочно составляла $5R_K$ (R_K — радиус эмиттера), а коэффициент перемagnичивания $\alpha \approx 5$.

Геометрия электродов, магнитное поле, а также анодное напряжение выбирались такими, чтобы в холодной системе часть электронов захватывалась в ловушку при нулевых начальных скоростях. Следует отметить, что в реальных режимах пушек МЦР в ловушку попадают в основном частицы с ненулевыми (и достаточно большими) азимутальными начальными скоростями, связанными с особенностями структуры эмиттера (см., например, [2]). Используемый здесь прием позволяет, однако, резко уменьшить машинное время (при учете разброса начальных скоростей число трубок тока должно быть увеличено примерно на порядок).

На рис. 3 показаны траектории захваченного электрона как для систем с регулярно пересекающимися, так и квазиламинарными потоками. Время пролета от плоскости катода до плоскости отражения $T_1 \approx 20 T_c$ (T_c — средний циклотронный период), причем около $5 T_c$ электрон удерживается вблизи плоскости отражения. Смещение ведущего центра за это время не превышает $0,1-0,2$ ларморовского радиуса. Согласно расчетным данным при малом токе уже после первого отражения фаза соответствующей траектории (электронного слоя — см. выше) отличается от фазы прямых траекторий на величину $\pi/2 \div 3\pi/2$. Указанная разность фаз становится практически случайной функцией при последующих отражениях. Влияние поля пространственного заряда приводит к существенному уменьшению разности фаз, которая даже после двухкратного отражения не превышает $\pi/2$. Тем самым обнаруживается тенденция к фазовой фокусировке. Этот эффект, по-видимому, вызывается тем, что вдоль первичного пучка под дейст-

вием объемного заряда формируется потенциальный рельеф, который корректирует траектории, воздействуя в основном на продольное движение частиц.

В квазиламинарном пучке разность фаз прямых и отраженных траекторий в окрестности катода близка либо к нулю, либо к π . Ввиду того, что при отражении от магнитной пробки и в прикатодной области ведущий центр остается на прежней магнитной силовой линии, возникает регулярное пересечение слоев, образованных прямыми и отраженными траекториями. Подобная структура потока характерна для пучков с первичными регулярно пересекающимися траекториями. Пересечение слоев в последнем случае приводит к существенному возрастанию скоростного разброса как функции тока пучка и в отсутствие ЗЭ [1, 4]. В квазиламинарных пучках рост скоростного разброса при увеличении тока значительно ослаблен, и только учет ЗЭ позволяет объяснить экспериментальные результаты (см. [6]).

3. Скоростной разброс в квазиламинарных пучках с ЗЭ. Рассмотрим случай, когда электронный слой, образуемый ЗЭ, испытывает регулярные пересечения с прямым квазиламинарным пучком. Возмущающий объемный заряд ЗЭ следует относить к току knI , где I — ток, создаваемый первичным пучком, k — коэффициент отражения от магнитной пробки, n — полное число продольных колебаний за время жизни захваченного электрона.

Оценим возникающий скоростной разброс δv_{\perp} прямого пучка, определив сначала изменение продольной к магнитному полю скорости электронов под действием поля объемного заряда ЗЭ, а затем из интеграла энергии — возмущение осцилляторной скорости. Поле объемного заряда найдем по теореме Гаусса, полагая, что слой, образованный траекториями ЗЭ, имеет вид конической поверхности со средним радиусом R (рис. 4). Легко получить в этом приближении, что продольная компонента электрического поля

$$E_{\parallel} \approx \frac{knI(v_y \cos \varphi + v_z \sin \varphi)}{2\pi\epsilon_0 R(v_y^2 + v_z^2)}, \quad (2)$$

где v_y, v_z — компоненты скорости, φ — угол между образующей эмиттера и магнитным полем. Используем далее выражения для v_y и v_z , полученные из уравнений эквивалентного плоского магнетрона в магнитном поле (см., например, [7]):

$$v_y = N \cos \varphi (\Phi \operatorname{tg}^2 \Phi - \sin \Phi), \quad v_z = N \cos \varphi (\sin \Phi - \Phi), \quad (3)$$

где $N = U_a \cos \varphi / (B_K d)$, U_a — анодное напряжение, B_K — магнитное поле на катоде, d — расстояние катод—анод, $\Phi = \eta B_K t$ — пролетный угол.

Возмущение продольной кинетической энергии равно

$$\frac{\Delta m_0 v_{\parallel}^2}{2} \approx m_0 v_{\parallel}^{(0)} \Delta v_{\parallel} = -e_0 \int_0^T E_{\parallel} v_{\parallel}^{(0)} dt = -\frac{e_0}{\eta B_K} \int_0^{\Phi_L} E_{\parallel} v_{\parallel}^{(0)} d\Phi. \quad (4)$$

Подстановка (2) в (4) с учетом (3) дает

$$v_{\parallel}^{(0)} \Delta v_{\parallel} = \frac{nkI \operatorname{tg} \varphi}{2\pi\epsilon_0 R B_K} \int_0^{\Phi_L} \frac{\Phi \sin \Phi d\Phi}{\sin^2 \Phi + \Phi^2 \operatorname{tg}^2 \varphi}. \quad (5)$$

Для нахождения возмущения осцилляторной энергии воспользуемся интегралом энергии в дрейфовом приближении

$$\frac{m_0}{2} (v_{\parallel}^2 + v_{\perp}^2 + v_E^2) = e_0 U, \quad (6)$$

где $v_E = E_K/B_K$ — скорость поперечного дрейфа. Эта величина не испытывает существенных изменений со стороны поля объемного заряда, так как после смены знака v_y возмущение v_E также меняет знак. Усредненный потенциал U в (6) также можно полагать постоянным. В результате из (5) следует, что

$$v_{\perp}^{(0)} \Delta v_{\perp} + v_{\perp}^{(1)} \Delta v_{\perp} = 0, \quad (7)$$

где $v_{\perp}^{(0)} = (E_K/B_K) \cos \varphi$ — невозмущенная осцилляторная скорость в прикатодной области. Таким образом, относительный разброс осцилляторных скоростей, который вследствие (1) является адиабатическим инвариантом, оказывается равным

$$\delta v_{\perp} \equiv \left| \frac{\Delta v_{\perp}}{v_{\perp}^{(0)}} \right| \approx \frac{nkIB_K}{2\pi\epsilon_0 R E_K} K(\varphi, \Phi_L), \quad (8)$$

где

$$K(\varphi, \Phi_L) \approx \frac{\operatorname{tg} \varphi}{2\cos^2 \varphi} \int_0^{\Phi_L} \frac{\Phi |\sin \Phi| d\Phi}{\sin^2 \Phi + \Phi^2 \operatorname{tg}^2 \varphi}. \quad (9)$$

Интеграл в (9) получен из (5) усреднением по восходящим и нисходящим участкам траектории и находится численно. Примем угол пролета $\Phi_L = 4\pi$, а $\varphi = 25^\circ$, что соответствует квазиламнарным пучкам [7]. Тогда $K = 2,06$. Отметим, что результат слабо зависит от φ и Φ_L . Так, при $\varphi = 15^\circ$, $\Phi_L = 4\pi$ $K = 2,02$. При увеличении Φ_L K медленно возрастает (примерно по логарифмическому закону). Следует иметь в виду, что при $\Phi_L \gg 4\pi$ слои перемешиваются и дальнейший вклад в δv_{\perp} от регулярных пересечений слоев исчезает.

Учитывая вышеизложенное, представим относительный скоростной разброс в виде

$$\delta v_{\perp} \approx i, \delta \frac{nkI}{\sqrt{hd} i_{\pi}}, \quad (10)$$

где i_{π} — погонный (на единицу ширины эмиттера) лэнгмюровский ток эквивалентного плоского диода:

$$i_{\pi} = \frac{4}{9} \epsilon_0 \sqrt{2\eta} \frac{2\pi R_K}{d^2} U_d^{3/2}. \quad (11)$$

При характерных для пушек гиротронов значениях $l \simeq d/3$, $h = d/4$

$$\delta v_{\perp} \simeq 2,4nk(I/I_{\pi}).$$

Коэффициент отражения k , входящий в (10), является для типичных параметров скоростного распределения малой величиной. Оценим, например, k , предполагая распределение электронов в пушке по осцилляторным скоростям нормальным, т. е.

$$dI = \frac{I}{\sqrt{2\pi D}} \exp\left[-\frac{(v_{\perp} - \bar{v}_{\perp})^2}{2D}\right] dv_{\perp}, \quad (12)$$

где D — дисперсия осцилляторной скорости, \bar{v}_{\perp} — средняя осцилляторная скорость в прикатодной области. Можно показать (ср. [2]), что D связана со скоростным разбросом соотношением

$$\delta v_{\perp} \simeq 1,8 \frac{\sqrt{2D}}{v_{\perp 0}}, \quad (13)$$

причем под δv_{\perp} здесь подразумевается стандартная величина, исполь-

зубая в методе тормозящего слоя (ср., например, [3]). Доля отраженного тока определяется интегралом от (13) в диапазоне осцилляторных скоростей от $v_0/\sqrt{\alpha}$ до ∞ , где v_0 — полная скорость в рабочем пространстве, α — коэффициент перемагничивания. Окончательно получаем, что

$$k = \frac{1}{2} \left\{ 1 - \operatorname{erf} \left[\frac{1,82}{\delta v_{\perp}} \left(\frac{\sqrt{1+g_0^2}}{g_0} - 1 \right) \right] \right\}, \quad (14)$$

где g_0 — питч-фактор в рабочем пространстве, erf — интеграл вероятностей. Приближенный характер (14) помимо гипотезы о нормальном распределении осцилляторных скоростей связан также с пренебрежением провисания потенциала в области перемагничивания (см., например, [8]). Примем, например, $g_0 = 1,5$. Тогда для $\delta v_{\perp} = 10\%$ $k = 1 \cdot 10^{-7}$. Для $\delta v_{\perp} = 20\%$ $k = 5 \cdot 10^{-3}$, для $\delta v_{\perp} = 30\%$ $k = 4 \cdot 10^{-2}$.

Таким образом, однократные отражения электронов от магнитной пробки практически не влияют на скоростное распределение. Естественно, что при многократных отражениях объемный заряд возрастает. Уже при учете возвратного движения от катода результирующий скоростной разброс удваивается. Здесь принципиальное значение имеет описанный в разд. 2 эффект фазовой фокусировки ЗЭ. При учете этого фактора в формулу (10) можно подставлять по результатам траекторного анализа $n=5$. Например, принимая первичный скоростной разброс $\delta v_{\perp} = 30\%$ и, следовательно, $k = 4 \cdot 10^{-2}$, получаем из (11) $\delta v_{\perp} = 0,48(I/I_n)$. В результате при $I = 0,1 I_n$ отраженные электроны могут вносить заметный вклад в рост скоростного разброса.

Разброс фаз при увеличении тока пучка зависит от двух факторов — скоростного разброса первичного пучка и влияния поля пространственного заряда у катода и в области пробки. Первый из этих факторов оказывает стабилизирующее действие на скоростное распределение: по мере увеличения скоростного разброса первичных электронов потенциальный рельеф размывается и фазовый разброс должен возрастать. Кроме того, экранирующее действие объемного заряда в прикатодной области понижает среднюю осцилляторную скорость, что способствует выводу ЗЭ в рабочее пространство и на коллектор. Возможно, что именно с этим связан описанный в [6] эффект быстрого возрастания скоростного разброса при относительно малом токе и последующее понижение δv_{\perp} с выходом этой величины на расчетную кривую скоростного разброса ламинарных пучков без учета ЗЭ.

В пучках с регулярно пересекающимися траекториями скоростной разброс первичных электронов быстро увеличивается с током в результате их собственного взаимодействия. Это приводит к размыванию потенциального рельефа и возрастанию фазового разброса отраженных электронов. Поэтому влияние последних ослабляется по сравнению с квазиламинарными пучками.

Отметим, что если захваченные электроны играют заметную роль в установлении стационарного скоростного распределения, то повышение коэффициента перемагничивания с целью увеличения питч-фактора не приводит к желаемым результатам: возрастает концентрация запертых частиц и экранирующее действие объемного заряда возвращает питч-фактор к старому значению. Этот эффект наблюдается в экспериментах с интенсивными винтовыми пучками.

Авторы выражают благодарность С. В. Лебедеву за помощь в проведении расчетов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гольденберг А. Л., Петелин М. И. // Изв. вузов. Радиофизика. 1973. Т. 16 № 1. С. 141.
2. Цимринг Ш. Е. // Изв. вузов. Радиофизика. 1972. Т. 15. № 8. С. 1247.
3. Авдошин Е. Г., Николаев Л. В. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 1973. Т. 16. № 4. С. 605

4. Мануилов В. П., Цимринг Ш. Е. // Изв. вузов. Радиофизика. 1981. Т. 24 № 4. С. 491.
5. Лыгин В. К., Мануилов В. П., Цимринг Ш. Е. // Электронная техника Сер. Электроника СВЧ, 1987. № 7 (401) С. 36
6. Запсвалов В. Е., Цимринг Ш. Е. // Изв. вузов. Радиофизика. 1990. Т. 33 № 11. С. 1288.
7. Цимринг Ш. Е. // Изв. вузов. Радиофизика. 1977. Т. 20. № 10. С. 1550.
8. Цимринг Ш. Е. // Радиотехника и электроника. 1990. Т. 35. № 6. С. 1284.

Институт прикладной физики
АН СССР

Поступила в редакцию
9 августа 1989 г.

TO THE THEORY OF HELICAL BEAMS WITH TRAPPED ELECTRONS

V. E. Zapevalov, V. N. Manuilov, Sh. E. Tsimring

Results of the numerical path analysis of helical beams taking into account the electrons reflected by a magnetic mirror and trapped into an adiabatic trap are presented. The effect of their phasing with respect to the direct beam paths is revealed. Estimates of velocity spread of intense beams with account of trapped electrons are given.

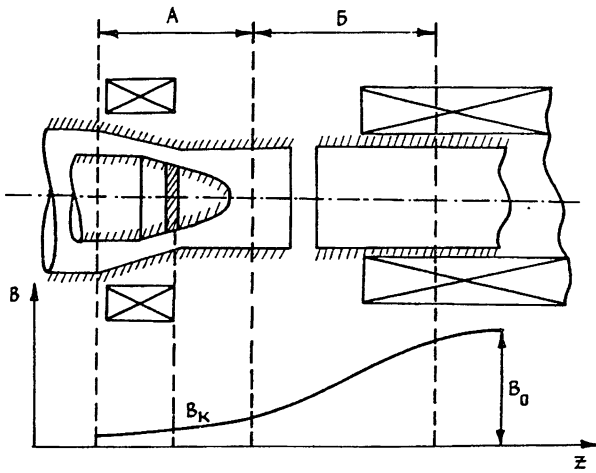


Рис. 1.

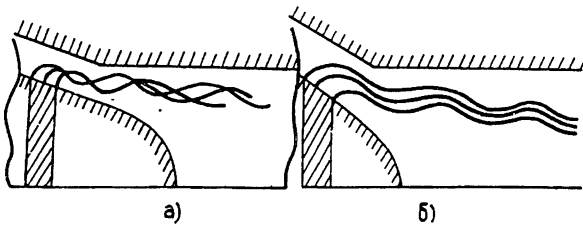


Рис. 2.

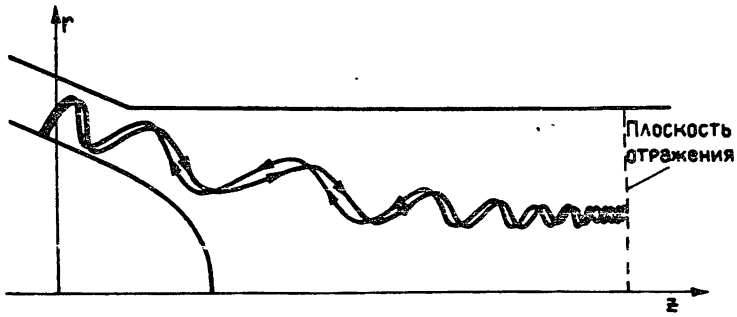


Рис. 3.

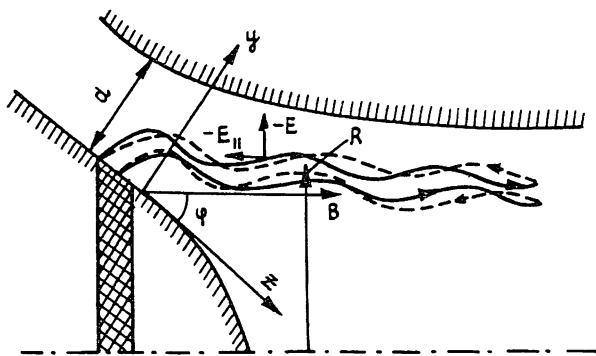


Рис. 4.