

# ДИНАМИКА КОРОТКИХ СИЛЬНОТОЧНЫХ ЭЛЕКТРОННОГО И ИОННОГО СГУСТКОВ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ ОСТРОУГОЛЬНОЙ ГЕОМЕТРИИ: 2,5-МЕРНОЕ ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

*О.В. Мануйленко*

*Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт»,*

*Харьков, Украина*

*E-mail: ovm@kipt.kharkov.ua*

Приведены результаты численного моделирования методом макрочастиц в рамках полной системы уравнений Власова-Максвелла, динамики коротких сильноточных трубчатых электронного и ионного сгустков в магнитном поле остроугольной геометрии. Показано, что для центральной части ионного сгустка самосогласованные электрические и магнитные поля, обеспечивающие дрейф компенсирующих электронов, существенно не искажаются по сравнению со случаем бесконечного компенсированного ионного пучка. Показано также, что при прохождении середины каспа одна часть компенсирующего электронного сгустка остается в левой половине каспа, а другая дрейфует в его правую половину в самосогласованных электрических и магнитных полях. Изучена дополнительная компенсация объемного заряда ионного сгустка с помощью генерации тепловых электронов в пространстве дрейфа. Продемонстрирована возможность улучшения транспортировки ионного сгустка благодаря частичной компенсации объемного заряда тепловыми электронами.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Использование линейных индукционных ускорителей (ЛИУ) для получения сильноточного ионного пучка (СИП) с параметрами, необходимыми для инерциального термоядерного синтеза, перспективно по сравнению с линейными резонансными ускорителями, так как ЛИУ может работать при большой частоте импульсов, ускорять с КПД до 30 % сильноточные пучки практически любых ионов, а также осуществлять временное сжатие токового импульса в процессе ускорения, что позволяет упростить операции, связанные с увеличением тока за счет компрессионных колец. Вакуумные варианты ЛИУ рассмотрены в [1]. Конечная энергия ионов должна достигать величины 10 ГэВ с энергосодержанием порядка 10 МДж при длительности импульса в несколько десятков наносекунд. Использование коллективных методов фокусировки в ЛИУ позволяет существенно поднять ток ионного пучка и понизить его энергию при сохранении требуемого энергосодержания пучка на мишени. В таком ЛИУ силы пространственного заряда ионного пучка скомпенсированы электронами [2-4], а электронный ток подавлен магнитной изоляцией ускоряющих промежутков [5]. Механизм зарядовой и токовой компенсации СИП с помощью электронного пучка в осесимметричном ускоряющем промежутке исследован в [5-8], где изучены динамика электронов и ионов в магнитном поле касповой геометрии при наличии постоянного внешнего ускоряющего поля в одночастичном приближении, а также влияние собственных электрических и магнитных полей электронного и ионного пучков на магнитную изоляцию и их прохождения через касп. В [9-13] изучена транспортировка и ускорение компенсированного ионного пучка (КИП) в системе, состоящей из 1-6 каспов. Показано, что функция распределения СИП на выходе ускорителя улучшается с ростом энергии сопровождающего электронного пучка, а инжекция дополнительных электронных пучков в каспы при-

водит к увеличению моноэнергетичности ускоряемого СИП и к уменьшению его расходимости.

В настоящей работе представлены результаты 2,5-мерного моделирования методом макрочастиц, в рамках полной системы уравнений Власова-Максвелла, динамики короткого сильноточного трубчатого ионного сгустка, сопровождаемого компенсирующим электронным сгустком такой же длины. На Рис.1 приведено осевое сечение моделируемой структуры, конфигурация внешнего магнитного поля [9,10] и место инжекции пучков. Длина каспа  $z_L=10,24$  см, радиус  $r_L = 10,24$  см,  $[0, z_I]$  и  $[z_{II}, z_L]$  – дрейфовое пространство,  $z_I=4,8$  см,  $z_{II}=5,44$  см,  $[z_I, z_{II}]$  – ускоряющий зазор. В настоящей работе ускоряющее поле отсутствует. Длина сгустка  $0,5 z_I$ ,  $\tau_{bunch} = 0,5 \cdot z_I / v_{i0}$ . Минимальный и максимальный радиусы электронного и ионного пучков одинаковы и, соответственно, равны:  $r_{min} = 1,32$  см,  $r_{max} = 1,48$  см, в момент инжекции  $n_{e0} v_{e0} = n_{i0} v_{i0}$ , плотность электронного пучка  $n_{e0} = 7,12 \cdot 10^{13}$  см<sup>-3</sup>, скорость электронного пучка  $v_{e0} = 0,95 \cdot c$ , начальная скорость ионного пучка (протоны)  $v_{i0} = 0,285 \cdot c$ , амплитуда внешнего каспового магнитного поля  $H_0 = 47$  кГс. В ряде моделирований (см. ниже) в областях  $[0, z_I] \times [r_{min}, r_{max}]$ ,  $[z_{II}, z_L] \times [r_{min}, r_{max}]$  имела место генерация максвелловских электронов с температурой  $T_e = 1$  кэВ. Эти электроны предназначены для дополнительной компенсации объемного заряда ионного сгустка. Генерация начиналась в момент времени, когда фронт сгустка пересекал левую границу каждого дрейфового промежутка, а заканчивалась, когда фронт сгустка пересекал его правую границу. Скорость генерации подобрана так, что в момент прекращения генерации плотность электронов составляет в одном варианте  $0,5 n_{i0}$ , в другом –  $1,0 n_{i0}$ , а в третьем –  $2,0 n_{i0}$ .

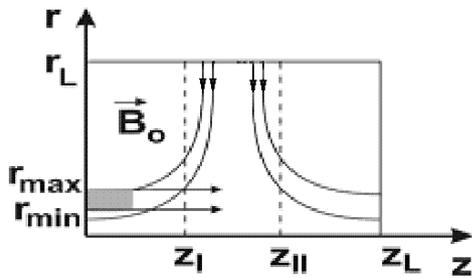


Рис.1. Конфигурация силовых линий внешнего магнитного поля, области инжекции трубчатых электронного и ионного пучков в расчетную область

Внешние границы системы – идеально проводящий металл. Частицы, попавшие на металл, удаляются из моделирования. Схема моделирования подробно описана в [9, 10, 14].

## 2. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

На Рис.2 представлены результаты моделирования прохождения сильноточных электронного и ионного сгустков (ЭС и ИС) через касп. Генерация тепловых электронов отсутствует. Распределения электронов в  $\{r, z\}$ -пространстве в моменты времени  $t = \{3, 5, 7, 10, 12\} \cdot 10^{-10}$  с приведены на Рис.2,а,в,д,ж,и. На Рис.2,б,г,е,з,к показаны соответствующие им распределения ионов. Как видно из Рис.2,а,б, ИС теряет часть сопровождающих его электронов, которые уходят вверх по магнитному полю каспа. Ширина передней части ИС увеличивается из-за неполной компенсации его объемного заряда. При прохождении середины каспа (см. Рис.2,в,г,д,е,ж,з), где  $z$ -компонента ведущего магнитного поля равна нулю, а  $r$ -компонента максимальна, ИС теряет часть электронов. Однако, во вторую половину каспа проходит значительная часть сопровождающих ИС электронов (см. Рис.2,и,к).

На Рис.3 представлены  $r$ -компонента самосогласованного электрического поля (см. Рис.3,а,в) и  $\phi$ -компонента самосогласованного магнитного поля (см. Рис.3,б,г) при  $t = \{5, 10\} \cdot 10^{-10}$  с. Как видно из Рис.3, ЭС и ИС в каждый момент времени создают сильные  $E_r(r, z)$ - и  $B_\phi(r, z)$ -поля, в которых осуществляется дрейф сопровождающих ИС электронов. Из-за неоднородности этих полей, обусловленной конечной длиной ИС, дрейф ЭС неоднороден, что приводит к потере электронов сопровождающего сгустка. Как показывает моделирование, при прохождении ИС через касп внешние магнитные поля практически не искажаются в левой половине каспа, и слабо искажаются в правой.

На Рис.4 приведено распределение электронов (см. Рис.4,а,в,д,ж,и) и ионов (см. Рис.4,б,г,е,з,к) в пространстве  $\{u_z, z\}$ ,  $u_z = \gamma \cdot v_z$  ( $\gamma$  – релятивистский фактор) в моменты  $t = \{3, 5, 7, 10, 12\} \cdot 10^{-10}$  с. Как видно из Рис.4,а,в, в левой половине каспа электроны сопровождают ионный сгусток слегка опережая его. При прохождении через середину каспа (см. Рис.4,д) ионный сгусток начинает опережать электронный, а затем (см. Рис.4,ж,и) электронный сгусток разбивается на две группы.

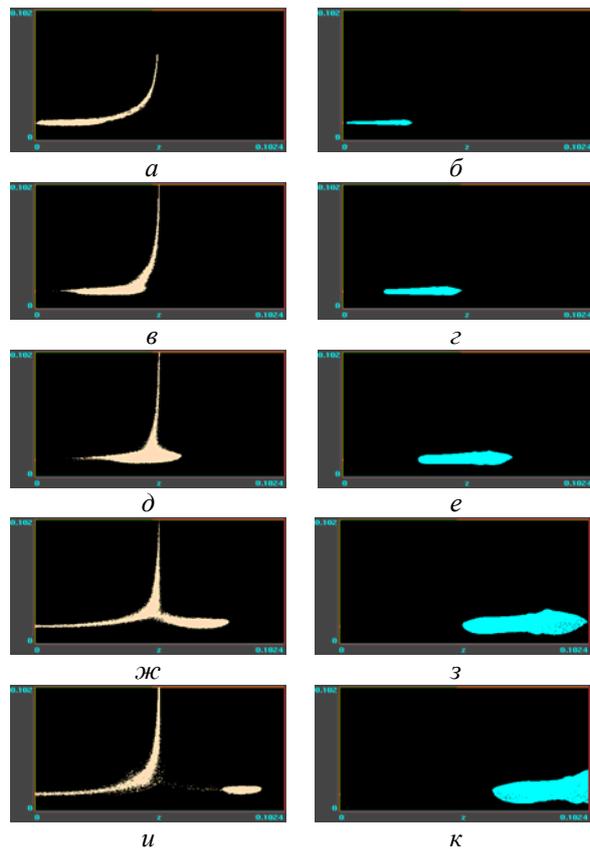


Рис.2. Прохождение сильноточных ЭС и ИС через касп. Левая колонка – распределение электронов в  $\{r, z\}$ -пространстве, правая – распределение ионов.  $r$  – поперечная,  $z$  – продольная координаты

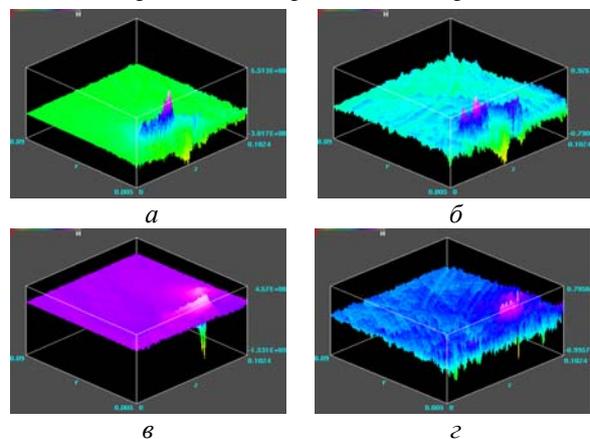


Рис.3. Прохождение сильноточных ЭС и ИС через касп. Левая колонка –  $E_r(r, z)$ , правая –  $B_\phi(r, z)$ .  $r$  – поперечная,  $z$  – продольная координаты

Одна из них остается в левой половине каспа, а другая дрейфует с ионным сгустком в правую половину каспа. Как видно из Рис.4,б,г,е,з,к, ионный сгусток неоднороден по продольному импульсу: его фронт в среднем ускорен, а хвост замедлен. В среднем, короткий ИС при прохождении каспа замедляется.

На Рис.5 представлены распределения электронов сопровождающего ЭС в  $\{r, z\}$ -пространстве в моменты  $t = \{7, 10, 12\} \cdot 10^{-10}$  с, при генерации тепловых электронов.

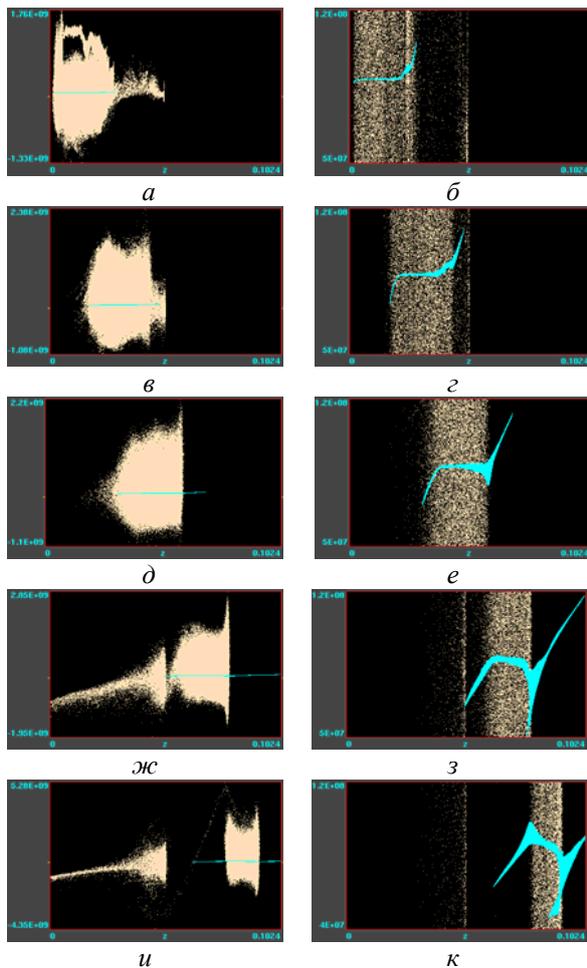


Рис.4. Прохождение сильноточных ЭС и ИС через касп. Левая колонка – распределение электронов, а правая – распределение ионов в  $\{u_z, z\}$ -пространстве

На Рис.6 приведены распределения тепловых электронов, которые генерируются в левой половине каспа, а на Рис.7 – распределения тепловых электронов, которые генерируются в правой половине каспа в те же моменты времени. В момент прекращения генерации плотность тепловых электронов составляет  $0,5 n_{i0}$  (см. левую колонку на Рис.5-7) и  $2,0 n_{i0}$  (правая колонка на Рис.5-7). Как видно из Рис.5, с ростом плотности тепловых электронов все меньшая часть электронов сопровождающего ЭС проходит в правую половину каспа. Как видно из Рис.6, часть тепловых электронов, которые генерируются в левой половине каспа, захватываются ИС и дрейфуют с ним в правую половину каспа. При этом, с ростом плотности тепловых электронов в правой половине каспа (см. Рис.7) все меньшая часть тепловых электронов из левой половины каспа проходит в его правую половину.

На Рис.8 представлено распределение плотности объемного заряда  $\rho(r, z)$  в момент времени  $t = 5 \cdot 10^{-10}$  с. Рис.8,а – без генерации тепловых электронов, Рис.8,б – в момент прекращения генерации тепловых электронов их плотность равна  $0,5 n_{i0}$ , Рис.8,в – в момент прекращения генерации тепловых электронов их плотность равна  $1,0 n_{i0}$ .

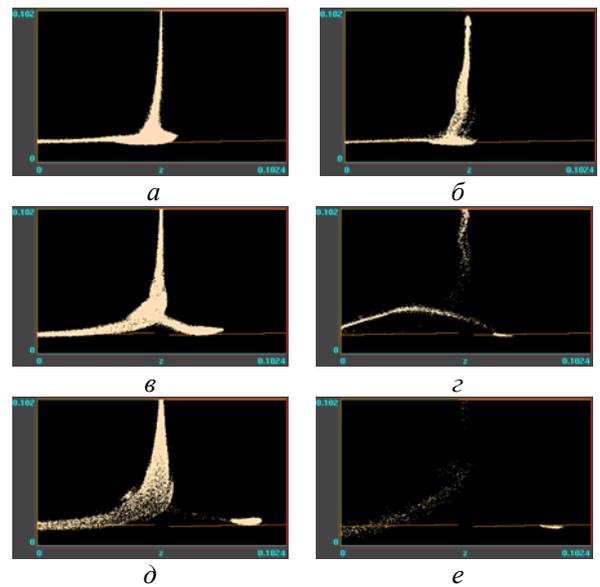


Рис.5. Прохождение сильноточных ЭС и ИС через касп с генерацией тепловых электронов. Распределение электронов в  $\{r, z\}$ -пространстве. В момент прекращения генерации плотность тепловых электронов  $0,5 n_{i0}$  (левая колонка) и  $2,0 n_{i0}$  (правая колонка)

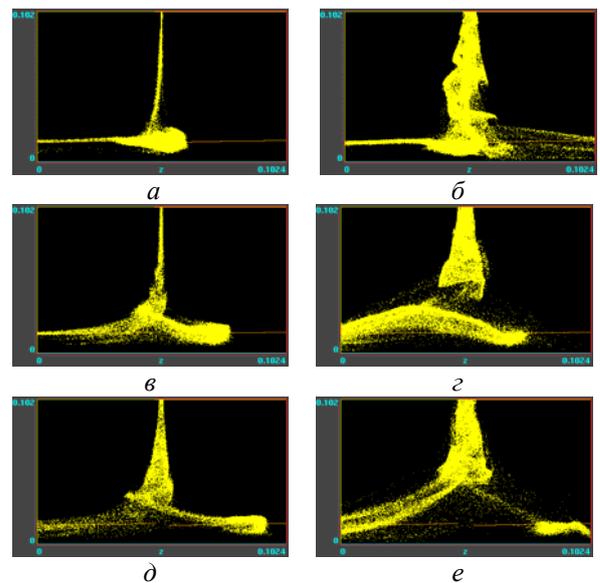


Рис.6. Прохождение сильноточных ЭС и ИС через касп с генерацией тепловых электронов. Распределение тепловых электронов в  $\{r, z\}$ -пространстве. Тепловые электроны генерируются в левой половине каспа. В момент прекращения генерации плотность тепловых электронов  $0,5 n_{i0}$  (левая колонка) и  $2,0 n_{i0}$  (правая колонка)

Как видно из Рис.8, с ростом плотности тепловых электронов максимальный объемный заряд уменьшается; при этом существует предельная величина плотности тепловых электронов, выше которой максимальный объемный заряд начинает возрастать. В данном случае – это  $1,0 n_{i0}$ .

На Рис.9 приведены функции распределения ионов по энергии и поперечной координате на правой границе каспа для различных длин ИС без генерации тепловых электронов.

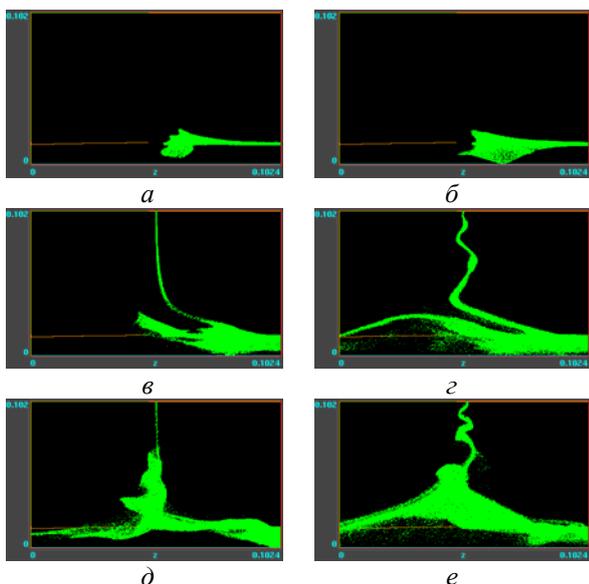


Рис.7. Прохождение сильноточных ЭС и ИС через касп с генерацией тепловых электронов. Распределение тепловых электронов в  $\{r, z\}$ -пространстве. Тепловые электроны генерируются в правой половине каспа. В момент прекращения генерации плотность тепловых электронов  $0,5 n_{i0}$  (левая колонка) и  $2,0 n_{i0}$  (правая колонка)

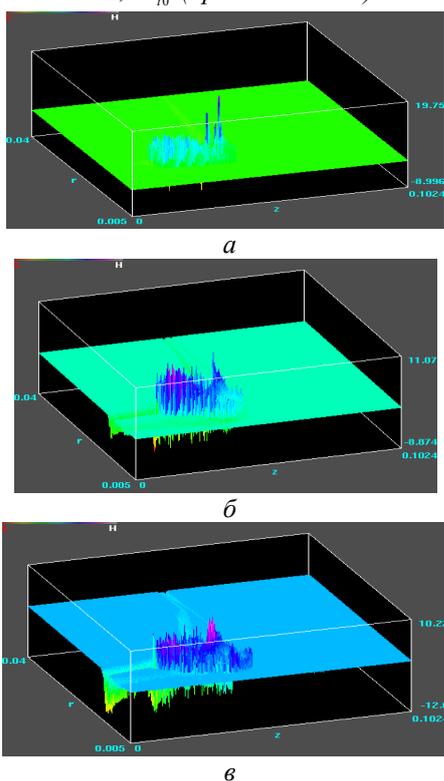


Рис.8. Распределение  $\rho(r, z)$  при  $t=5 \cdot 10^{-10}$  с. а – без генерации тепловых электронов; б – в момент прекращения генерации плотность электронов  $0,5 n_{i0}$ ; в – в момент прекращения генерации плотность электронов  $1,0 n_{i0}$

Рис.9,а – длина сгустка  $0,5 z_l$ , что приблизительно соответствует четверти длины каспа; Рис.9,б – длина сгустка  $10,0 z_l$ ; Рис.9,в – длина сгустка  $18,0 z_l$ . Как видно из Рис.9,а, короткий ИС теряет

часть своей кинетической энергии на возбуждение самосогласованных полей в каспе и замедляется, однако, с ростом длины ИС (см. Рис.9,б, в) доля замедленных частиц в функции распределения ионов по энергии существенно сокращается, а при длинах ИС больших десяти длин каспа составляет пренебрежимо малую величину.

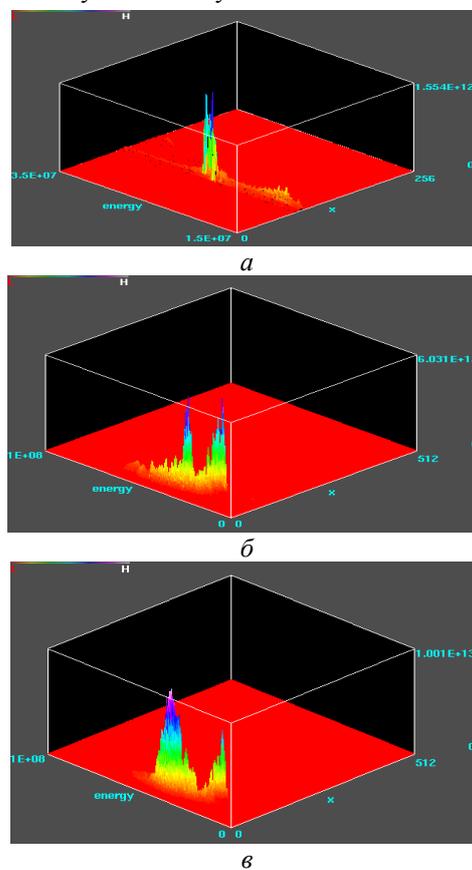


Рис.9. Функции распределения ионов по энергии и поперечной координате на правой границе каспа для различных длин ИС без генерации тепловых электронов; а – длина сгустка  $0,5 z_l$ ; б – длина сгустка  $10,0 z_l$ ; в – длина сгустка  $18,0 z_l$

## ВЫВОДЫ

Приведены результаты 2,5-мерного моделирования методом макрочастиц динамики коротких сильноточных трубчатых электронного и ионного сгустков в магнитном поле остроугольной геометрии. Показано, что при прохождении середины каспа компенсирующий электронный сгусток распадается на две группы частиц: одна из них остается в левой половине каспа, а другая дрейфует в его правую половину в самосогласованных электрических и магнитных полях, топология которых в центральной части ионного сгустка существенно не отличается от случая бесконечного пучка. Показано также, что частичную компенсацию объемного заряда сильноточного трубчатого ионного сгустка можно осуществить с помощью генерации тепловых электронов в пространстве дрейфа.

## БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. S.S. Yu, W.R. Meier, R.P. Abbott, et al. *An Updated Point Design for Heavy Ion Fusion*: Lawrence Livermore National Laboratory preprint. UCRL-JC-150169-REV-1, 2002, p.10.
2. О.В. Батищев, В.И. Голота, В.И. Карась и др. Линейный индукционный ускоритель зарядово-компенсированных ионных пучков для инерциального УТС // *Физика плазмы*. 1993, т.19, №5, с.611.
3. V.I. Karas', V.A. Kiyashko, E.A. Kornilov, Ya.B. Fainberg. Theoretical and experimental investigations of neutralized ion induction linac for ICF // *Nuclear Instruments and Methods in Phys. Res. A*. 1989, v.278, №1, p.245.
4. В.И. Карась, Е.А. Корнилов, Я.Б. Файнберг. Линейный индукционный ускоритель зарядово-компенсированных ионных пучков для инерциального УТС // *Вопросы атомной науки и техники. Сер. «Плазменная электроника и новые методы ускорения»*. 1998, №1(1), с.101.
5. В.И. Карась, В.В. Мухин, В.Е. Новиков, А.М. Набока. Об ускорении компенсированного ионного пучка в системах с магнитной изоляцией // *Физика плазмы*. 1987, т.13, №4, с.494.
6. Н.Г. Белова, В.И. Карась, Ю.С. Сигов. Численное моделирование динамики пучков заряженных частиц в аксиально-симметричном неоднородном магнитном поле // *Физика плазмы*. 1990, т.16, №2, с.209.
7. Н.Г. Белова, В.И. Карась. Оптимизация ускорения и зарядовой компенсации сильноточного ионного пучка в двух ускоряющих зазорах линейного индукционного ускорителя // *Физика плазмы*. 1995, т.21, №12, с.1065.
8. В.И. Карась, Н.Г. Белова. Ускорение и устойчивость сильноточного ионного пучка в двух ускоряющих промежутках индукционного линейного ускорителя // *Физика плазмы*. 1997, т.23, №4, с.355.
9. О.В. Богдан, В.И. Карась, Е.А. Корнилов, О.В. Мануйленко. 2,5-мерное численное моделирование сильноточного ионного ЛИУ // *Problems of Atomic Science and Technology. Ser. «Nuclear Physics Investigations»*. 2008, №3(49), p.34.
10. О.В. Богдан, В.И. Карась, Е.А. Корнилов, О.В. Мануйленко. 2,5-мерное численное моделирование сильноточного ионного линейного индукционного ускорителя // *Физика плазмы*. 2008, т.34, №8, с.725.
11. О.В. Богдан, В.И. Карась, Е.А. Корнилов, О.В. Мануйленко. Численное моделирование сильноточного ионного линейного индукционного ускорителя методом макрочастиц // *Вопросы атомной науки и техники. Сер. «Плазменная электроника и новые методы ускорения»*. 2008, №4(6), с.83.
12. O.V. Bogdan, V.I. Karas', E.A. Kornilov, O.V. Manuilenko. High-current Ion Induction Linac for Heavy Ion Fusion: 2D3V Numerical Simulation // *Problems of Atomic Science and Technology. Ser. «Plasma Physics»*. 2008, №12(14), p.110.
13. О.В. Богдан, В.И. Карась, Е.А. Корнилов, О.В. Мануйленко. Численное моделирование сильноточного ионного линейного индукционного ускорителя с инжекцией дополнительных электронных пучков // *Problems of Atomic Science and Technology. Ser. «Nuclear Physics Investigations»*. 2010, №2(53), p.106.
14. J.P. Verboncoeur, A.B. Langdon, N.T. Gladd. An object-oriented electromagnetic PIC code // *Computer Physics Communications*. 1995, v.87, p.199.

Статья поступила в редакцию 19.10.2011 г.

## DYNAMICS OF THE SHORT HIGH-CURRENT ELECTRON AND ION BUNCHES IN THE PEAKED FENCE MAGNETIC FIELD: 2D3V PIC SIMULATION

*O.V. Manuilenko*

The particle in cell simulation results, within the limits of the complete set of the Maxwell-Vlasov equations, of the short high-current tubular electron and ion bunches dynamics in the peaked fence magnetic field are presented. It is shown that for the central part of an ion bunch the self-consistent electric and the magnetic fields providing compensating electrons drift, essentially aren't deformed on-comparison with a case of the infinite ion beam. It is shown also that at passage of the middle of the cusp one part of the compensating electronic bunch remains in the left half of the cusp, and another drifts in its right half in self-consistent fields. Additional compensation of the ion bunch space charge by means of thermal electrons generation in the drift space is studied. Possibility of the ion bunch transportation improvement due to partial compensation of the ion bunch space charge by means of thermal electrons is shown.

## ДИНАМІКА КОРОТКИХ СИЛЬНОСТРУМОВИХ ЕЛЕКТРОННОГО ТА ІОННОГО ЗГУСТКІВ У МАГНІТНОМУ ПОЛІ ГОСТРОКУТНОЇ ГЕОМЕТРІЇ: 2,5-МІРНЕ ЧИСЛОВЕ МОДЕЛЮВАННЯ

*О.В. Мануйленко*

Наведено результати чисельного моделювання в рамках повної системи рівнянь Власова-Максвелла, динаміки коротких сильноточових трубчастих електронного та іонного згустків у магнітному полі гострокутної геометрії. Показано, що для центральної частини іонного згустка самоузгоджені електричні і магнітні поля, що забезпечують дрейф компенсуючих електронів, істотно не спотворюються у порівнянні з випадком нескінченного іонного пучка. Показано також, що при проходженні середини каспа одна частина компенсуючого електронного згустка залишається в лівій половині каспа, а інша дрейфує в його праву половину у самоузгоджених електричних та магнітних полях. Досліджено додаткову компенсацію об'ємного заряду іонного згустка за допомогою генерації теплових електронів у просторі дрейфу. Продемонстровано можливість поліпшення його транспортування завдяки частковій компенсації об'ємного заряду тепловими електронами.