

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Назаров Д.С., Озур Г.Е., Проскуровский Д.И. Генерация низкоэнергетических сильноточных электронных пучков в пушке с плазменным анодом // Известия вузов. Физика. – 1994. – Т. 37. – № 3. – С. 100–114.
2. Григорьев В.П., Коваль Т.В., Кухта В.Р., Рахарджо П., Уемура К. Исследование транспортировки и фокусировки низкоэнергетического электронного пучка в ионизованном аргоне низкого давления // Журнал технической физики. – 2008. – Т. 78. – № 1. – С. 104–108.
3. Крейнделъ М.Ю., Литвинов Е.А., Озур Г.Е., Проскуровский Д.И. Нестационарные процессы в начальной стадии формирования сильноточного электронного пучка в плазмонаполненном диоде // Физика плазмы. – 1991. – Т. 17. – № 12. – С. 1425–1431.
4. Хокни Р., Иствуд Дж. Численное моделирование методом частиц. – М.: Мир, 1987. – 640 с.

Поступила 16.11.2009 г.

УДК 519.673+533.9

МОДЕЛИРОВАНИЕ ИСКАЖЕНИЯ ВНЕШНЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ПАКЕТЕ COMSOL MULTIPHYSICS ПРИ ТРАНСПОРТИРОВКЕ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ

В.П. Григорьев, А.С. Огородников

Томский политехнический университет

E-mail: ogorodnikov@sibmail.com

В неоднородной плазме могут возникать диамагнитные токи, приводящие к искажению внешнего магнитного поля. Последнее необходимо учитывать при создании приборов и установок с использованием замагниченной плазмы. В частности, этот эффект может существенно повлиять на процессы, связанные с транспортировкой пучков заряженных частиц в плазменных и газовых средах. Поэтому важно оценить влияние этого эффекта на искажение внешнего магнитного поля в зависимости от параметров плазмы. Эта задача сводится к решению системы нелинейных уравнений в частных производных и для ее решения применяется система компьютерной математики COMSOL Multiphysics.

Ключевые слова:

Неоднородная плазма, диамагнитные токи, замагниченная плазма, решение нелинейных уравнений, пакет COMSOL Multiphysics.

Key words:

Nonuniform plasma, diamagnetic currents, magnetized plasma, the decision of the nonlinear equations, modelling package COMSOL Multiphysics.

Известно, что магнитные поля с успехом применяются для удержания плазмы и фокусировки пучков заряженных частиц [1, 2]. Однако при наличии неоднородности плазмы и магнитного поля в плазме могут возникать диамагнитные токи, приводящие к искажению внешнего магнитного поля. Последнее необходимо учитывать при создании приборов и установок с использованием замагниченной плазмы. В частности, этот эффект может существенно повлиять на процессы, связанные с транспортировкой пучков заряженных частиц в плазменных и газовых средах [3]. Поэтому важно оценить влияние этого эффекта на искажение внешнего магнитного поля в зависимости от параметров плазмы и уровня и градиента внешнего магнитного поля. Эта задача является сложной, так как сводится к решению нелинейных уравнений и для ее решения целесообразно применить численные методы.

В данной работе проблема искажения магнитного поля в замагниченной плазме исследуется на основе численного моделирования с использованием пакета COMSOL Multiphysics.

В качестве расчётной выбиралась аксиально-симметричная область в цилиндрической системе координат (r, φ, z) (рис. 1), которая соответствует

типичным системам транспортировки электронных пучков в плазменных каналах [3].

Внешнее магнитное поле в такой системе создаётся двумя одинаковыми катушками с плотностью тока в катушке

$$(\mathbf{J}^e)_\varphi = \frac{In}{h\Delta R}, \quad (1)$$

где I – ток в катушке, n – число витков, h и ΔR – размеры катушки вдоль оси z и по радиусу соответственно.

Плотность диамагнитного тока, возникающего в неоднородной плазме, зависит от давления в плазме, величины внешнего магнитного поля и его градиента и описывается в общем случае выражением [4, 5]:

$$\mathbf{J}_M = -\nabla \times (p_\perp \mathbf{B} / B^2), \quad (2)$$

где $p_\perp = n_0 T_e f(r) = p_0 f(r)$ – давление плазмы поперёк силовых линий внешнего магнитного поля; n_0 – концентрация частиц плазмы на оси канала транспортировки; T_e – электронная температура в эВ; $f(r)$ – функция, описывающая неоднородность давления плазмы по радиусу.

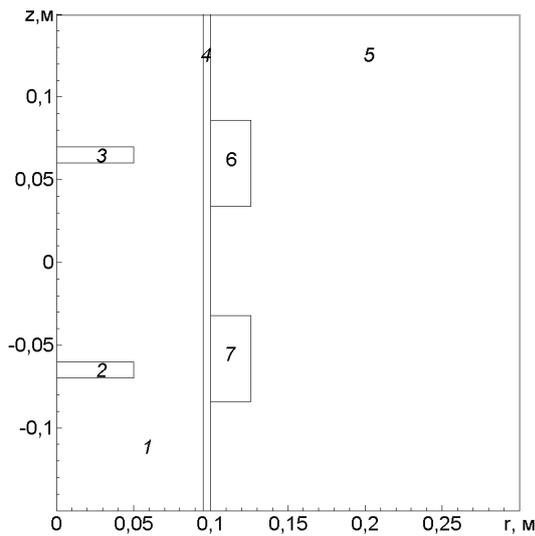


Рис. 1. Расчётная область: 1) плазма; 2) катод; 3) мишень; 4) труба дрейфа; 5) внешняя область; 6,7) соленоидальные катушки

В аксиально-симметричной системе имеется только азимутальная составляющая тока намагниченности плазмы

$$(\mathbf{J}_M)_\varphi = \frac{p_\perp}{B^2} \left[\begin{array}{l} p_\perp^{-1} \frac{dp_\perp}{dr} B_z + \left(\frac{\partial B_z}{\partial r} - \frac{\partial B_r}{\partial z} \right) - \\ - \frac{2}{B} \left(\frac{\partial B}{\partial r} B_z - \frac{\partial B}{\partial z} B_r \right) \end{array} \right]. \quad (3)$$

Магнитное поле, связанное с суммарным током (1) и (3) описывается азимутальной составляющей векторного потенциала $A_\varphi(r, z)$. Однако, чтобы избежать особенностей на оси $r=0$, удобно ввести новую переменную $u=A_\varphi(r, z)/r$. В новой переменной $u=u(r, z)$ выражение для тока намагниченности плазмы запишется в виде:

$$(\mathbf{J}_M)_\varphi = \frac{p_\perp \left(\frac{2ru_z(2u+ru_r)(3u_z+2ru_{rz}) + ((2u+ru_r)^2 - (ru_z)^2)(3u_r+r(u_{rr}-u_{zz}))}{((ru_z)^2 + (2u+ru_r))^2} + \frac{dp_\perp}{dr} (2u+ru_r)((ru_z)^2 + (2u+ru_r)^2) \right)}{((ru_z)^2 + (2u+ru_r))^2}. \quad (4)$$

Здесь u_{rz} , u_{rr} и u_{zz} – частные производные по соответствующим координатам.

Используя (1) и (4), получим нелинейное уравнение для определения скалярной функции $u=u(r, z)$:

$$3u_r + r(u_{rr} + u_{zz}) = -\mu_0((\mathbf{J}^e)_\varphi + (\mathbf{J}_M)_\varphi(u, r, z)). \quad (5)$$

Магнитная индукция рассчитывается по формулам:

$$B_z = 2u + ru_r, \quad B_r = -ru_z.$$

Граничные условия на оси $r=0$ задавались как условия аксиальной симметрии; на внешних границах задавались условия магнитной изоляции $A_\varphi=0$. Расчеты проводились для наиболее интересных, часто применяемых параметров: $I=160$ А, $n=270$ витков, $h=0,052$ м, $\Delta R=0,026$ м, $n_0=10^{10} \dots 10^{15}$ см⁻³, $T_e=1 \dots 10$ эВ, $p_0=1 \dots 6000$ Па.

Функция распределения давления плазмы $f(r)$, в зависимости от радиуса r , выбиралась в виде (рис. 2).

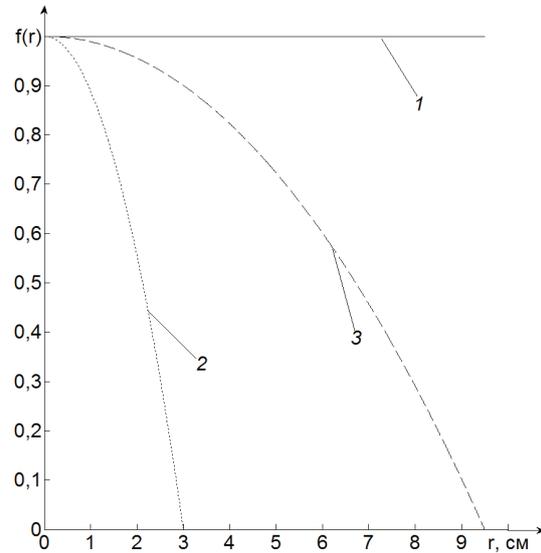


Рис. 2. Функции распределения давления плазмы в зависимости от радиуса r : 1) $f_1=1$; 2) $f_2=1-(r/3)^2$, если $r < 3$, для $r \geq 3$, $f_2=0$; 3) $f_3=1-(r/9,5)^2$, r в см

Краевая задача (1)–(5) решалась в системе COMSOL Multiphysics в прикладном квазистатическом режиме (электромагнитный модуль). Вся расчётная область покрывалась неравномерной сеткой из треугольников. Для реализации метода конечных элементов применялся нелинейный решатель.

Обсуждение результатов

При решении нелинейной краевой задачи вычислялась плотность тока намагниченности плазмы J_φ при различных функциях распределения давления (рис. 3). В приосевой области плотность тока в 4...6 раз больше для функции распределения f_2 , чем для функции распределения f_3 , и слабо зависит от абсолютной величины давления. В области, близкой к стенкам дрейфовой трубы, плотность тока намагниченности зависит от абсолютной величины давления (увеличивается в 3...5 раз с ростом давления в 3 раза).

Анализ результатов моделирования показывает, что продольная составляющая магнитной индукции B_z зависит от давления: уменьшается на величину до 12 % с ростом давления от 1 до 6000 Па на оси системы. Уменьшение B_z зависит от вида функции радиального распределения давления плазмы $f(r)$: при параболической зависимости f_3 уменьшение больше в 1,5...2 раза, чем при f_2 (рис. 4).

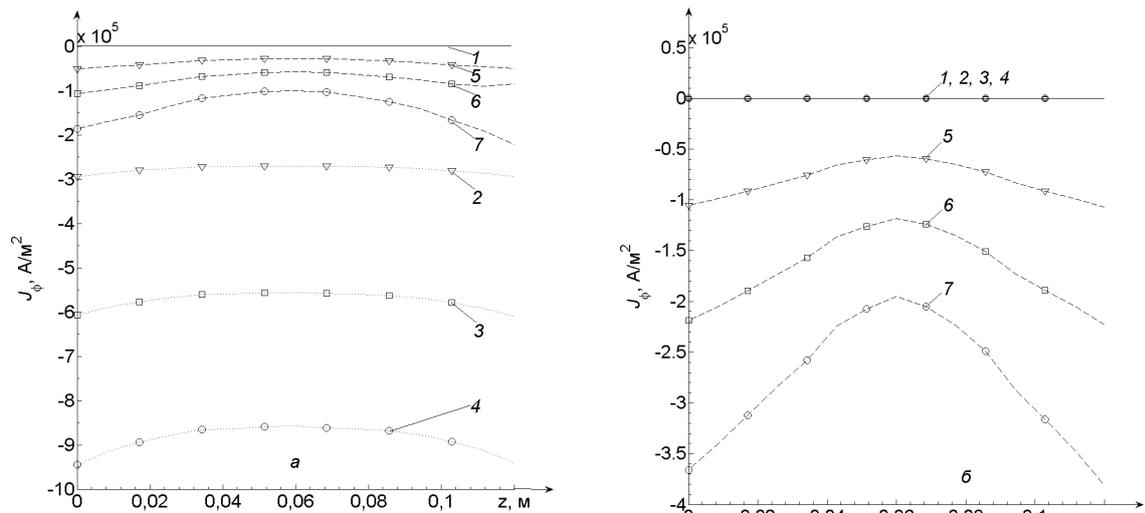


Рис. 3. Зависимости плотности тока намагниченности плазмы J_ϕ от расстояния до катода z : а) $r=2$ см, б) $r=5$ см. Давление плазмы p_\perp : 1) $(1\dots6000)f_1$; 2) $2000f_2$; 3) $4000f_2$; 4) $6000f_2$; 5) $2000f_3$; 6) $4000f_3$; 7) $6000f_3$, Па

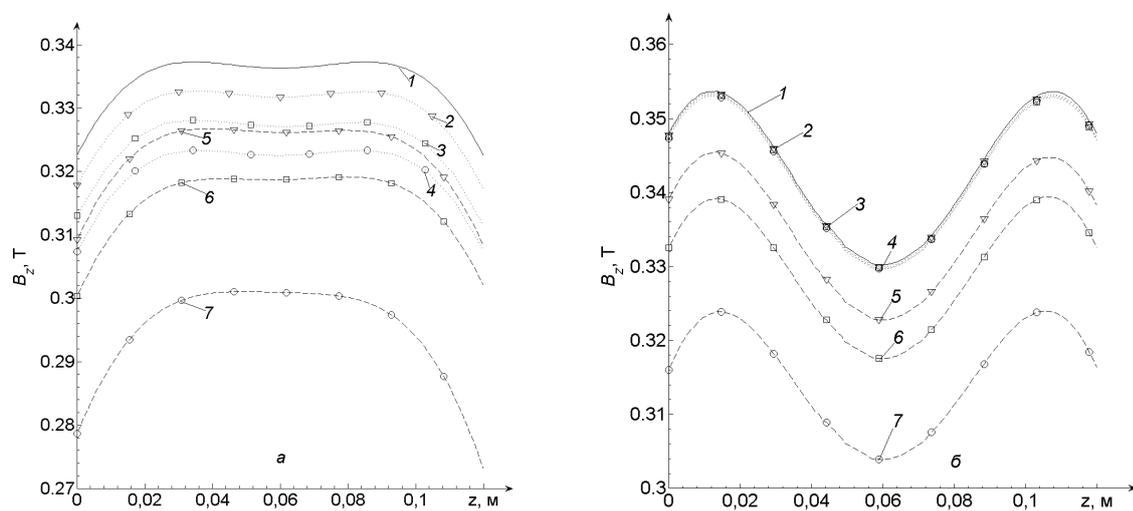


Рис. 4. Продольная составляющая магнитной индукции B_z в зависимости от расстояния до катода z : а) $r=2$ см, б) $r=5$ см. Давление плазмы p_\perp : 1) $(1\dots6000)f_1$; 2) $2000f_2$; 3) $4000f_2$; 4) $6000f_2$; 5) $2000f_3$; 6) $4000f_3$; 7) $6000f_3$, Па

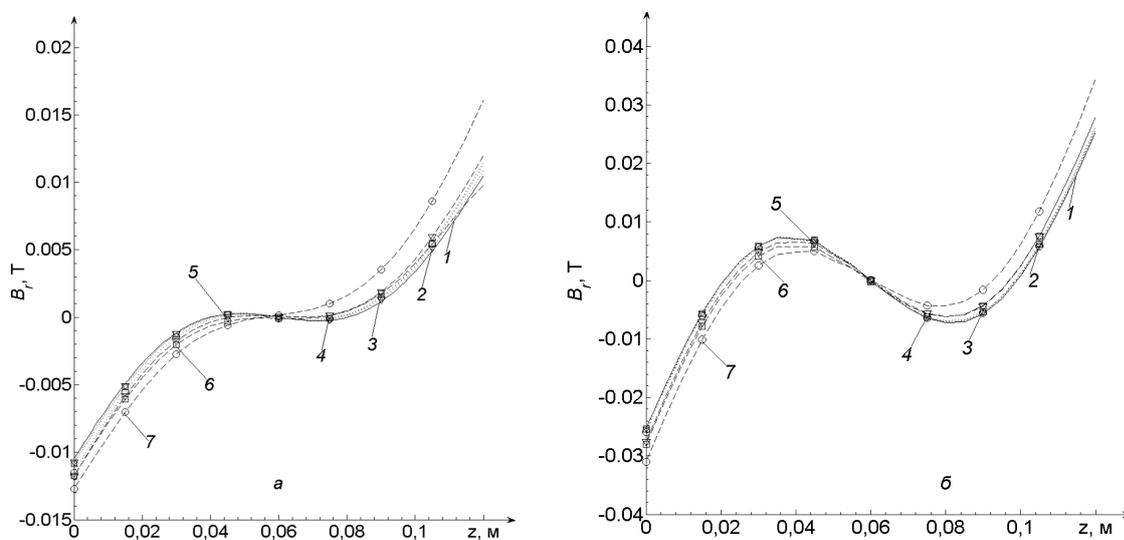


Рис. 5. Радиальная составляющая магнитной индукции B_r в зависимости от расстояния до катода z : а) $r=2$ см, б) $r=5$ см. Давление плазмы p_\perp : 1) $(1\dots6000)f_1$; 2) $2000f_2$; 3) $4000f_2$; 4) $6000f_2$; 5) $2000f_3$; 6) $4000f_3$; 7) $6000f_3$, Па

Радиальная составляющая магнитной индукции B_r также зависит от давления: уменьшается до двух раз вдоль трубы дрейфа с расстоянием от катода 0...5,8 см, затем растёт с ростом давления от 1 до 6000 Па, при этом большие изменения (в 2...20 раз) наблюдаются в пристеночной области (рис. 5).

Выводы

1. С использованием пакета COMSOL Multiphysics проведено моделирование диамагнитных искажений, возникающих в плотной плазме при транспортировке электронных пучков.
2. Получено нелинейное дифференциальное уравнение в частных производных для определения скалярной функции, описывающей азимутальную составляющую векторного потенциала

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Лукьянов С.Ю. Горячая плазма и управляемый ядерный синтез. – М.: Наука, 1975. – 408 с.
2. Диденко А.Н., Григорьев В.П., Усов Ю.П. Мощные электронные пучки и их применение. – М.: Атомиздат, 1977. – 280 с.
3. Григорьев В.П., Коваль Т.В., Кухта В.Р., Рахарджо П., Умура К. Исследование транспортировки и фокусировки низкоэнергетического электронного пучка в ионизованном аргоне низкого

магнитного поля замагниченной плазмы в аксиально-симметричной системе.

3. Плотность тока намагниченности при сосредоточении плазмы в приосевой области возрастает на порядок по сравнению с равномерным заполнением трубы дрейфа плазмой.
4. Продольная составляющая магнитной индукции уменьшается на 12 % с ростом давления от 1 до 6000 Па на оси системы; ее уменьшение зависит от вида функции радиального распределения давления плазмы.
5. Радиальная составляющая магнитной индукции также зависит от давления: уменьшается до двух раз вдоль трубы дрейфа с расстоянием от катода 0...5,8 см, затем растёт с увеличением давления от 1 до 6000 Па.

давления // Журнал технической физики. – 2008. – Т. 81. – Вып. 1. – С. 104–108.

4. Голант В.Е., Жилинский А.П., Сахаров И.Е. Основы физики плазмы. – М.: Атомиздат, 1977. – 384 с.
5. Франк-Каменецкий Д.А. Лекции по физике плазмы. – М.: Атомиздат, 1968. – 97 с.

Поступила 02.12.2009 г.