

УДК 537.533.3; 537.533.71

Численное моделирование транспортировки и сжатия электронного пучка сходящимся магнитным полем при его инжекции в многопробочную ловушку ГОЛ-3

В.Т. Астрелин, И.В. Кандауров, В.М. Свешников

Моделируется инжекция пучка в открытую магнитную ловушку ГОЛ-3 через транспортный канал и входную магнитную пробку. Проведены оценки и численное моделирование появления угловой расходимости скоростей электронов пучка в канале в сопровождающем магнитном поле. Определен диапазон токов пучка, при превышении которого появляются отраженные от пробки электроны. Расчеты проведены с учетом как полных электромагнитных полей пучка, так и с нейтрализацией его пространственного заряда плазмой.

PACS: 07.05.Tr, 41.85. — p, 52.55.Jd

Ключевые слова: электронный пучок, транспортировка, питч-угол, магнитная пробка, предельный ток

Введение

В ИЯФ СО РАН ведутся эксперименты по получению и повышению параметров мощного электронного пучка большой длительности, предназначенного для нагрева плазмы в открытой магнитной ловушке. Электронный пучок с малой угловой расходимостью формируется в мультяпертурном диоде, далее транспортируется в сильно сходящемся магнитном поле и вводится в ловушку, заполненную плазмой.

Эксперименты показали, что длительность пучка ограничивается развитием электрического пробоя в диодном зазоре источника и существенно зависит от тока пучка, магнитного поля и пробочного отношения. Одной из основных причин пробоя может быть появление в канале транспортировки электронов пучка, отраженных магнитной пробкой и полем заряда пучка.

Целью настоящей работы является изучение процесса транспортировки пучка через магнитную пробку методами численного моделирования для поиска возможности увеличения тока пучка.

Эксперимент

Эксперимент проводится в открытой магнитной ловушке ГОЛ-3 [1]. Она представляет собой металлическую трубу, помещенную внутри солеоида с гофрированным магнитным полем (12–17 кГс) длиной 12 м, с импульсным напуском дейтерия с давлением 10^{-4} – 10^{-2} Торр. С одного торца к трубе присоединен вакуумный объем с расходящимся магнитным полем. В нем на участке со слабо неоднородным магнитным полем $B_0 \sim 10^2$ Гс размещается источник электронного пучка на основе плазменного эмиттера [2] (см. рис. 1). Источник формирует многоструйный пучок с энергией до 100 кэВ, током до 100 А, с характерным диаметром ~ 5 см и расчетной угловой расходимостью скоростей электронов не более 0,05 рад. Пучок выходит через отверстия в плоском анодном электроде, транспортируется в лайнере диаметром ~ 10 см вдоль магнитного поля и входит в ловушку через пробку с полем $B \sim 10$ кГс. Угловые характеристики скоростей в транспортном канале определяются оптикой диода, внешними полями и собственными полями пучка.

Очевидно, что динамика транспортировки электронов при компрессии пучка ведущим магнитным полем будет определяться и степенью адиабатичности их движения в магнитном поле, а, следовательно, характером изменения их питч-углов с ростом магнитного поля, и торможением электронов электрическим потенциалом пространственного заряда пучка. Проведем оценку зависимости этих факторов от величины тока и рассмотрим их влияние на предельный ток пучка.

Астрелин Виталий Тимофеевич, ст. научн. сотр.
Кандауров Игорь Васильевич, мл. научн. сотр.
Институт ядерной физики им. Г.И.Будкера СО РАН,
Россия, 630090, г. Новосибирск, пр. Лаврентьева, 11.
Тел.: (383) 329 49 24. E-mail: V.T.Astrelin@inp.nsk.su
Свешников Виктор Митрофанович, зав. лаб.
Институт вычислительной математики и
математической геофизики СО РАН,
Россия, 630090, г. Новосибирск, пр. Лаврентьева, 6.
Тел.: (383) 332 41 58. E-mail: Victor@lapasrv.sccc.ru

Статья поступила в редакцию 15 августа 2013 г.

© Астрелин В.Т., Кандауров И.В., Свешников В.М., 2013

Оценки углов и предельного тока пучка

Инжекция пучка в ловушку ограничивается ростом угловой расходимости электронов при сжатии пучка ведущим магнитным полем и увеличением потенциала на оси при приближении тока к пределу по объемному заряду. Оба фактора, усиливая друг друга, могут привести к отражению электронов от магнитной пробки и выделению их энергии на поверхности анода, на который они возвращаются, с образованием плазмы.

Оценим начальные питч-углы пучка (т.е. углы между вектором скорости электрона и вектором магнитного поля) на выходе из источника. Азимутальное магнитное поле пучка с током $I_b \sim 100$ А с начальным радиусом $R_{b0} \sim 2,5$ см составляет на его периферии величину порядка $B_{j0} \sim 8$ Гс, что сразу задает начальные питч-углы $\theta_0 \leq B_{\phi 0} / B_0 \sim 0,08$ рад для электронов, вылетающих вдоль оси. К ним добавляются углы, получаемые электронами в диоде за счет неидеальности его оптики.

В начале транспортного канала возникает также расходимость скоростей, связанная с полями пучка. Принимая, что радиальное поле заряда $E \leq 2I_b / (V_z R_b)$ ускоряет электроны в течение $\tau \sim \pi \mu c / 2eB$, для периферийных электронов оценим сверху отношение $V_{\perp} / V_z \leq \pi I_b c / (2BR_b \cdot eU/m) \sim 0,3$. Здесь V_{\perp} и V_z — поперечные и продольные компоненты скорости, R_b — радиус пучка, m , e — масса электрона и элементарный заряд, eU — полная энергия электрона, g — релятивистский фактор, c — скорость света. Внутри пучка углы будут приближенно пропорциональны радиусу. Поэтому отражение электронов, связанное с их угловыми характеристиками, будет происходить, в первую очередь, на периферии пучка.

В транспортном канале периферийная силовая линия магнитного поля имеет вид спирали с шагом $h_0 \sim 2\pi R_{b0} \cdot B_0 / B_{\phi 0} \sim 200$ см. Шаг ларморовской орбиты электрона с энергией $eU \sim 100$ эВ порядка

$z_h \sim 67$ см, т.е. $h_0 \sim 3 z_h$. Кроме того, как будет показано ниже, за счет размещения катушек магнитной системы магнитное поле существенно неоднородно на длине, сопоставимой с ларморовским шагом электронов. Поэтому движение электронов не является строго замагниченным и адиабатическим, и изменение питч-углов по длине системы можно рассматривать только для оценок динамики пучка.

Оценивая для сходящегося магнитного поля влияние пространственного заряда, ограничивающего ток пучка сверху, следует учесть, что угловая расходимость скоростей электронов должна понижать величину предельного тока из-за увеличения питч-углов вследствие уменьшения продольной скорости частиц и соответствующего увеличения плотности заряда. При этом прямое влияние поля пространственного заряда должно быть максимальным на оси пучка, где провисание потенциала и торможение электронов максимальны. Поэтому под влиянием только заряда пучка отражение электронов должно начинаться с центра пучка, в отличие от влияния питч-углов.

Для оценки сверху предельного тока пучка используем формулу, полученную для однородного по радиусу пучка с одинаковым питч-углом электронов [3]. Считалось, что потенциал пространства постоянен по сечению пучка, электроны пучка замагничены, а ларморовский радиус электронов много меньше диаметра пучка. Тогда величина предельного тока пучка описывается выражением

$$I_{\max} = - \frac{mc^3 (\gamma_0^{2/3} - \gamma_{0\perp}^{2/3})^{3/2}}{|e| \cdot 1 + 2 \ln \frac{R_c}{R_b}}, \quad (1)$$

где $\gamma_0 = 1 + |e|U_0 / mc^2$ — релятивистский фактор электрона по его полной энергии, U_0 — потенциал катода, $\gamma_{0\perp} = 1 / \sqrt{1 - \sin^2 \theta_0 \cdot (1 - 1/\gamma_0^2)}$ — релятивистский фактор по начальной поперечной энергии, θ_0 — питч-угол электронов на выходе из источника, R_c — радиус канала транспортировки, а $\ln(R_c/R_b) \sim 2,5$ в области магнитной пробки.

Чтобы вычислить предельный ток пучка в сходящемся магнитном поле, найдем поперечный релятивистский фактор γ_{\perp} для электронов пучка в произвольном магнитном поле B . Предполагая для оценки адиабатический инвариант $\mu = p_{\perp}^2 / 2B$ сохраняющимся, выразим через него питч-угол электронов $\sin \theta = \sqrt{2\mu B} / p$. Здесь p_{\perp} — поперечная составляющая полного импульса электрона $p = mc\sqrt{\gamma^2 - 1}$ в канале транспортировки, изменяющаяся с магнитным полем. Отсюда найдем связь углов:

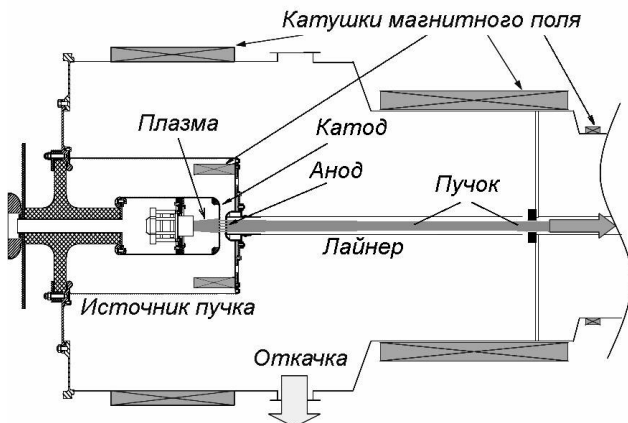


Рис. 1. Источник электронного пучка.

$$\sin \theta = \sqrt{\frac{B}{B_0}} \sqrt{\frac{\gamma_0^2 - 1}{\gamma^2 - 1}} \sin \theta_0$$

и, подставив в (1) вместо $\gamma_{0\perp}$ величину γ_{\perp} для максимального поля B

$$\begin{aligned} \gamma_{\perp} &= 1 / \sqrt{1 - \sin^2 \theta \cdot (1 - 1/\gamma^2)} = \\ &= 1 / \sqrt{1 - \sin^2 \theta_0 \cdot \frac{B}{B_0} \frac{\gamma_0^2 - 1}{\gamma^2}} \end{aligned}$$

получим предельный ток пучка, сжимаемого магнитным полем. На рис. 2 приведен график зависимости предельного тока пучка от начального питч-угла θ_0 и коэффициента сжатия ведущего магнитного поля $K = B/B_0$. Как видно из графика, в рассматриваемом приближении предельный ток, выше которого начинается отражение пучка пространственным зарядом, при большом коэффициенте сжатия существенно зависит от величины начального питч-угла. При $\theta_0 \rightarrow 0.1$ и $K = 100$ предельный ток уменьшается практически до нуля. Легко видеть, что это соответствует отражению электронов магнитным полем. Действительно, для них питч-угол в сжатом пучке оказывается равным $\theta \approx \arcsin(K^{1/2} \sin \theta_0) \rightarrow \pi/2$, что соответствует точке отражения.

В эксперименте рассмотренный случай может реализовываться в начале инжекции пучка в газ. Затем за время, определяемое давлением газа и сечением ударной ионизации его молекул, в канале транспортировки образуется плазма. Под действием поля объемного заряда пучка часть электронов этой плазмы уходит, а ионы с оставшейся плазмой нейтрализуют его заряд. В результате поперечные электрические поля в пучке практически исчезают, и источником для появления питч-углов остаются неоднородности полного магнитного поля, включая поле пучка и электрические поля в диодном промежутке.

Сохранение адиабатичности движения электронов в неоднородном магнитном поле можно характеризовать отношением продольного шага орбиты z_H к обратному продольному градиенту магнитного поля $d(\ln B)/dz$, т.е.

$$A = \frac{z_H}{\beta \cdot B} \left| \frac{dB}{dz} \right|, \quad \beta = V/c. \quad (2)$$

Здесь величина A зависит только от конфигурации магнитного поля. Адиабатичность движения будет выполняться при условии $A\beta \ll 1$. В нашем случае $\beta \sim 0,5$ и параметр A изменяется в пределах $0 < A < 1,5$. Следовательно, условие адиабатичности нарушается, и можно ожидать любого изменения угловой расходимости скоростей электронов при их транспортировке.

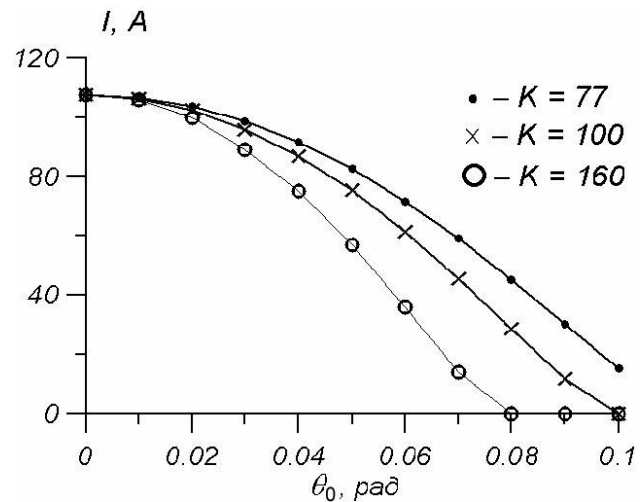


Рис. 2. Зависимость предельного тока пучка от начального питч-угла электронов для различных степеней сжатия K .

Проведенные грубые оценки показывают, что динамика пучка и его предельный ток существенно определяются начальной угловой расходимостью скоростей электронов. Учет неоднородного распределения углов и радиального провисания потенциала в пучке даже в приближении адиабатического движения электронов дает не решаемое аналитически дифференциальное уравнение второго порядка. Кроме того, в практически важных случаях ларморовский радиус электронов оказывается сопоставим с радиусом пучка. Поэтому для решения задачи необходимо применять численное моделирование.

Численная модель

Расчеты проводились при помощи пакета прикладных программ ЭРА [4]. Траектории электронов вычислялись по релятивистским схемам второго порядка точности [5]. Собственное магнитное поле пучка рассчитывалось по алгоритму, приведенному в работе [6].

Используется следующая модель. Электроны инжектируются вдоль оси с анодной плоскости диода. Анод и стенки транспортного канала заземлены. Геометрия транспортного канала задается максимально приближенной к реальной (см. рис. 3). В конце канала находятся две пробочные катушки. За второй пробочной катушкой расположен соленоид ловушки, транспортировка в котором в данной модели не рассматривается. На выходном торце расчетной области задается граничное условие Неймана на продольное электрическое поле $E_z = 0$.

Электронный пучок эмитируется с площадки диаметром 4,6 см на входном торце с однородной плотностью тока и начальной энергией 90 кэВ, выбранной по условиям конкретного эксперимен-

та [2]. Он моделируется 50 токовыми трубками. В приводимых расчетах начальный угловой разброс скоростей, связанный с неидеальностью оптики диода, отсутствует, поскольку здесь предполагается исследовать влияние собственных полей пучка на его транспортировку. Рассматривались варианты транспортировки пучка с полным и раздельным учетом его электрических и магнитных полей.

Результаты моделирования

Была проведена серия расчетов с нарастающим током для определения критического тока пучка, при котором начинается отражение электронов из области входа в ловушку. Расчеты траекторий проводились на отрезке канала 0 — 263 см с коэффициентом компрессии магнитного поля ~ 100 .

Результат расчета транспортировки пучка с током 50 А с учетом заряда пучка показан на рис. 3. Приведены распределение магнитного поля по длине экспериментальной системы и траектории токовых трубок. Следует иметь в виду, что масштабы по осям координат на нижнем рисунке разные. Для этого случая все электроны проходят в ловушку без отражения, питч-углы для них не превышают 1 рад.

Приведенные ниже на рис. 4 питч-углы электронов θ вычислялись приближенно по форме рассчитанных траекторий на отрезке 0—100 см, где магнитное поле $B(z)$ изменяется слабо. Для этого использовалось соотношение $\text{tg}(\theta) \approx 2\pi \cdot \rho_{\perp} / z_h$, где

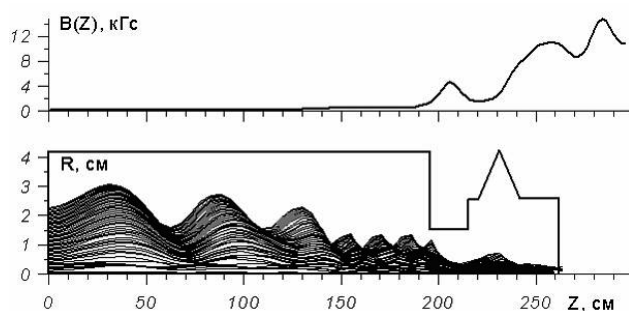


Рис. 3. Распределение магнитного поля $B(z)$ по длине системы и траектории электронов пучка с током 50 А внутри транспортного канала.

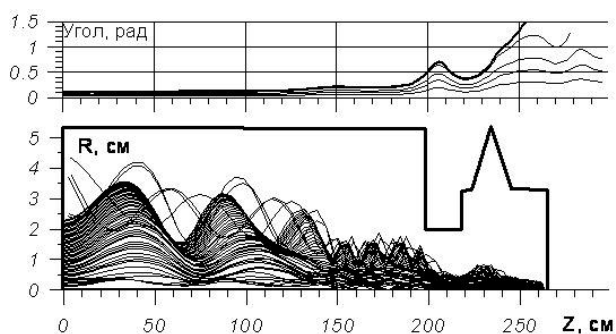


Рис. 4. Питч-углы и траектории электронов пучка с током 70 А.

ρ_{\perp} и z_h — средние по длине ларморовский радиус и ларморовский шаг электрона. Далее питч-углы пересчитывались в приближении сохранения адiabатического инварианта.

С увеличением тока до 60 А и выше питч-углы возрастают и при $I \sim 70$ А наблюдается отражение электронов от второй пробки ловушки, $Z \approx 250$ см (рис. 4). Из распределения питч-углов по длине для разных траекторий (приведены для каждой 10-й траектории) видно, что, как и ожидалось, питч-углы нарастают по радиусу и максимальны на периферии пучка. Соответственно, отражение электронов начинается с периферии пучка. В этом варианте расчета от ловушки отражается 5 наружных траекторий, несущих $\sim 20\%$ тока пучка. Таким образом, при моделировании пучка, несущего нескомпенсированный объемный заряд, отражение электронов начинается при увеличении тока пучка до 60—70 А.

Для проверки влияния заряда пучка были проведены расчеты с компенсированным пространственным зарядом пучка. Азимутальное магнитное поле пучка учитывается полностью. В этих условиях пучок с током до 70 А проходит в ловушку без отражения траекторий. При токе 90 А и выше на периферии пучка появляются отраженные траектории, содержащие $\sim 30\%$ и более от тока пучка. Падающие на анодный электрод отраженные электроны должны приводить к испарению поверхности анодного электрода, ударной ионизации паров и продолжению наработки поверхностной плазмы, которая может приводить к пробое диода. В эксперименте при таких токах пучка наблюдается рост токоосаждения на анод, имеющего характер неустойчивого процесса нарастающих по амплитуде выбросов тока и заканчивающегося пробоем диода.

Заключение

Проведено численное моделирование транспортировки и инжекции электронного пучка в магнитную пробку открытой магнитной ловушки с коэффициентом компрессии ~ 100 . Моделирование проводилось для параметров ловушки ГОЛ-3, соответствующих проведенному на ней эксперименту. Проверена и подтверждена моделью гипотеза об определяющем влиянии угловой расходимости скоростей электронов пучка на его предельный ток, который ограничивается отражением электронов от входной магнитной пробки ловушки. Показано, что полученные в численной модели предельные токи соответствуют экспериментальным при условии нейтрализации пространственного заряда пучка ионами или наработанной в канале транспортировки плазмой.

Основной причиной появления отраженных от ловушки электронов является низкое внешнее магнитное поле в источнике пучка и, как следствие, большое пробочное отношение при входе в ловушку. В условиях эксперимента для увеличения предельного тока пучка необходимо в транспортном канале заранее создавать плазму с плотностью, превышающей плотность объемного заряда пучка для его нейтрализации, понизить давление остаточного газа до предельно достижимого значения и увеличивать внешнее магнитное поле в источнике пучка, насколько это позволит нарастающая плотность потока энергии в плазме, которая вытекает из ловушки и воздействует на поверхности и оптику источника пучка.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России (грант 14.В37.21.0750), РФФИ (грант № 13-08-01064), СО РАН (интеграционный междисциплинарный проект № 104), Президиума РАН (Программа № 12).

Литература

1. Burdakov A., Arzhannikov A., Astrelin V., et al. // Fusion Science and Technology. 2009. V. 55. No. 2T. P. 63.
2. Kurkuchekov V.V., Astrelin V.T., Avrorov A.P., et al. // Abstracts of 9th Intern. Conf. on Open Magnetic Systems for Plasma Confinement, Tsukuba, Japan, 27–31 August 2012, <http://www.prc.tsukuba.ac.jp/OS2012/abstract-download/>.
3. Рухадзе А.А., Богданкевич Л.С., Росинский С.Е., Рухлин В.Г. Физика сильноточных релятивистских электронных пучков. — М.: Атомиздат, 1980.
4. Свешников В.М. Численное моделирование интенсивных пучков заряженных частиц. Диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук; 05.13.18. — Новосибирск. 2006.
5. Свешников В.М. // ПМТФ. 1986. № 1. С. 3.
6. Астрелин В.Т., Свешников В.М. // ПМТФ. 1979. № 3. С. 3.

Numerical simulation of transport and compression of electron beam by converging magnetic field during injection into multi-mirror trap GOL-3

V.T. Astrelin¹, I.V. Kandaurov¹, and V.M. Sveshnikov²

¹Budker Institute of Nuclear Physics,
11 Lavrentiev av., Novosibirsk, 630090, Russia
E-mail: V.T.Astrelin@inp.nsk.su

²Institute of Computational Mathematics and Mathematical Geophysics
6 Lavrentiev av., Novosibirsk, 630090, Russia
E-mail: Victor@lapasrv.sccc.ru

A beam injection into an open magnetic trap GOL-3 through a transport channel and the input magnetic mirror is simulated. Estimates and numerical modeling of the appearance of the angular divergence of the velocity of the beam electrons in the channel accompanied by a magnetic field are done. The range of beam current has been determined, above which the electrons are reflected from the mirror. Calculations were done for two cases: with the full accounting of electromagnetic beam fields, and with neutralization of its space charge by plasma.

PACS: 07.05.Tp, 41.85. — p, 52.55.Jd

Keywords: electron beam, transportation, pitch angle, magnetic mirror, limiting current.

Bibliography — 6 references

Received August 15, 2013