

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ИСТОЧНИКА ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА УСТАНОВКИ ГДЛ

© 2022 г. В. Т. Астрелин^{а,*}, Е. И. Солдаткина^{а,**}

^а Институт ядерной физики СО РАН им. Г.И. Будкера, Новосибирск, Россия

*e-mail: V.T.Astrelin@inp.nsk.su

**e-mail: E.I.Soldatkina@inp.nsk.su

Поступила в редакцию 26.04.2021 г.

После доработки 30.06.2021 г.

Принята к публикации 30.07.2021 г.

Представлены результаты численного моделирования формирования электронного пучка в неоднородном магнитном поле в условиях облучения его источника плазмой, содержащей сверхзвуковой поток дейтронов. Для моделирования эмиссии ионов из плазмы используются граничные условия, полученные решением одномерного уравнения Пуассона в дебаевском слое на поверхности плазмы. Получены угловые характеристики пучка, определены условия его прохождения через магнитную пробку с большим пробочным отношением в открытую магнитную ловушку ГДЛ. Показано негативное влияние потенциала лайнера, запирающего поток плазмы на входе в источник пучка, приводящее к увеличению угловой расходимости его электронов.

Ключевые слова: численное моделирование, плазменный эмиттер ионов, электронный пучок, магнитная пробка, газодинамическая ловушка

DOI: 10.31857/S0367292122010024

1. ВВЕДЕНИЕ

На открытой магнитной ловушке ГДЛ в ИЯФ СО РАН [1] ведутся эксперименты по инжекции электронного пучка в дейтериевую плазму. Ловушка представляет собой пробкотрон с большим пробочным отношением и торцевыми расширителями магнитного поля, в одном из которых на его оси расположен источник электронного пучка [2]. Нагрев плазмы до субтермоядерных параметров проводится наклонной инжекцией мощных атомарных пучков и СВЧ-излучением на электронном циклотронном резонансе [3].

Для уменьшения до безопасного уровня разрушительного действия мощного потока энергии плазмы, выходящего из пробкотрона вдоль магнитного поля, источник размещается в ослабленном магнитном поле расширителя. Поэтому выходящие из источника электроны пучка должны иметь малые питч-углы, чтобы в нарастающем магнитном поле пройти в ловушку через ее пробку.

Эксперименты [2] показали, что при попадании даже разреженного потока плазмы внутрь источника в нем могут возникнуть электрические пробки между электродами, нарушающие его работу. Для выяснения причин пробоев методом двумерного численного моделирования проводился анализ электронно-оптической системы

источника электронного пучка с проникающей в него плазмой. В стационарном случае граница плазмы в таком источнике устанавливается там, где электрическое поле на ней достаточно велико для того, чтобы отразить электронную компоненту плазменного потока, остановив его продвижение. При этом ионы выходят через поверхность плазмы, ускоряясь и формируя в источнике электронов встречный ионный поток, дающий вклад в электрическое поле системы так же, как и электронный пучок.

Условие равновесия плазменной границы в электрическом поле зависит от параметров плазмы, в частности, от ее электронной температуры, характеристик ионного потока и от параметров проходящего через нее электронного пучка. Это условие было аналитически получено в работе [4] для плазмы с модельными функциями распределения частиц, основанными на экспериментальных измерениях и подтвержденными теоретическими оценками. В аналитическом решении уравнения Пуассона для потенциала в области дебаевского слоя на поверхности плазмы учитывалось, что в плазме, входящей в источник, направленная скорость ионного потока в условиях эксперимента десятикратно превышает ионно-звуковую скорость. Полученное одномерное решение в форме граничных условий на электриче-

ское поле и потенциал на поверхности плазмы далее использовалось для двумерного численного решения стационарной задачи формирования ионных потоков и электронного пучка в источнике со сложной формой электродов и структуры магнитного поля [5].

В экспериментах по инжекции электронного пучка в ловушку с плазмой проверялось две конфигурации источника пучка диодного типа. Первый вариант [2] характеризовался наличием заземленной диафрагмы на торце источника с отверстием диаметром 6 см. Через это отверстие выходил электронный пучок и входил встречный поток плазмы. Но работа этого источника была нестабильной из-за систематических электрических пробоев в диоде, ограничивающих длительность пучка до 1–10 мкс. Поэтому во второй версии источника [5] вместо диафрагмы был установлен лайнер — металлическая трубка с внутренним диаметром 4 см, на которую для запираания потока плазмы может подаваться потенциал. Лайнер закрыт от прямого попадания плазменного потока заземленным металлическим кожухом с таким же входным отверстием диаметром 4 см. Расстояние между лайнером и кожухом около 1 см. Длительность работы модернизированного источника при параметрах пучка, несколько меньших проектных значений, существенно возросла и практически ограничивалась его питанием.

Для второго варианта источника проводилось численное моделирование. Оно показало, что при заземленном лайнере в рабочем режиме ловушки плазменный поток из нее может проникать внутрь источника практически до его гексаборид лантанового катода, эмиссия электронов с которого ограничивалась его температурой. При этом угловая расходимость выходящего из источника электронного пучка зависит от глубины проникновения плазмы, но основная часть пучка оказывается внутри конуса потерь пробкотрона и может проходить в ловушку через магнитную пробку.

Предварительные эксперименты по запираанию плазменного потока, проходящего в источник, потенциалом лайнера определенного результата не дали. При подаче потенциала до -2 кВ заметных изменений в характеристиках пучка и в работе источника не наблюдалось. Поэтому представляет интерес исследование численным моделированием условия запираания потока плазмы потенциалом лайнера и его влияния на характеристики пучка. Ниже содержатся основные результаты новых и ранее проведенных численных исследований работы источника пучка.

В работе приведены условия эксперимента, описание источника электронного пучка, уста-

новленного в ГДЛ, краткое описание характеристик плазменного потока в расширителе ловушки и конфигурация ионных потоков в ней. Описана схема численного моделирования источника электронного пучка, в котором присутствует анодная плазма, эмитирующая сверхзвуковой поток ионов, а также метод нахождения формы поверхности плазмы, эмитирующей ионы. Для одномерного случая получены граничные условия на потенциал и электрическое поле в дебаевском слое плазмы, остановленной этим полем. Подробное описание части этих результатов рассмотрено в работах [4, 5].

Далее приведены параметры численной модели и результаты моделирования для случая нулевого потенциала лайнера. Рассмотрены некоторые результаты численного моделирования электронного пучка в условиях проникновения плазменного потока через заземленный лайнер внутрь источника. Основное отличие от работ [4, 5] заключается в уточнении эмиссионных характеристик плазмы с использованием характеристик ионных потоков внутри плазмы. Проведено моделирование формирования электронного пучка в источнике без анодной плазмы и с плазмой при различных её плотностях. Приведены вакуумный предельный ток, потери тока в лайнере и уточнены угловые характеристики электронного пучка.

Проведено численное моделирование для определения условий остановки плазменного потока потенциалом лайнера и влияния образовавшегося профиля плазменной границы внутри лайнера на характеристики выходящего из источника электронного пучка.

2. УСЛОВИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА

Схема эксперимента приведена на рис. 1. Источник пучка триодного типа с термокатодом и полым анодом расположен в расширителе на оси ловушки на расстоянии ~ 150 см от катода до пробки с полем $B_0 \sim 12$ Тл. Распределение магнитного поля на оси от катода до центра ловушки показано на рис. 2. В районе источника поле приведено также в увеличенном масштабе. Магнитное поле источника пучка формируется его соленидом и близко к однородному $B_c \sim 0.15$ Тл на катоде в области ускорения электронов, далее достигает локального минимума ~ 0.034 Тл на $z \sim 34$ см и увеличивается до $B \sim 0.04$ Тл на выходе пучка из источника ($z \sim 43$ см), далее нарастая к пробке ГДЛ. Такая конфигурация поля позволяет значительно уменьшить плотность ионного тока на входную диафрагму до ~ 0.036 А/см².

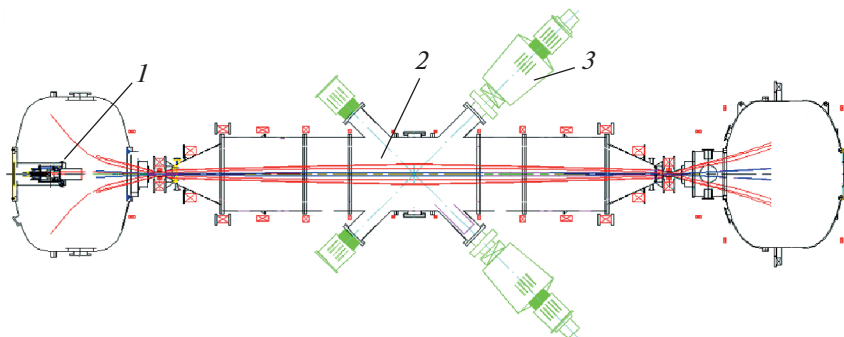


Рис. 1. Схема газодинамической магнитной ловушки ГДЛ: 1 – источник электронного пучка; 2 – центральный объем ловушки; 3 – источник нейтральных атомов.

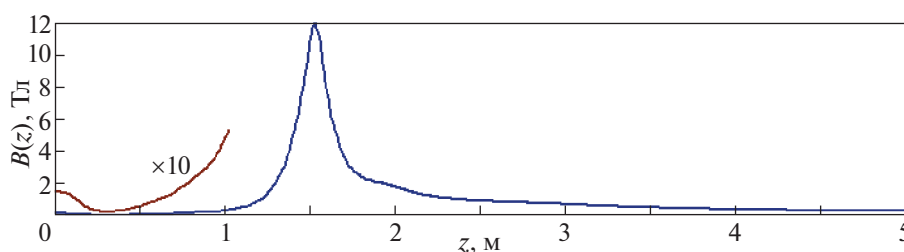


Рис. 2. Распределение магнитного поля в ГДЛ. Координата $z = 0$ – катод пушки, $z \sim 1.54$ м – магнитная пробка, $z \sim 5$ м – центр ловушки.

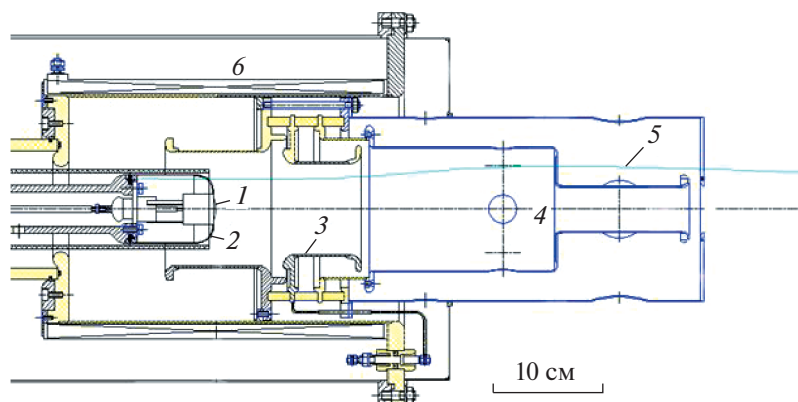


Рис. 3. Источник электронного пучка: 1 – LaB₆ эмиттер и 2 – катодный электрод, находящийся под отрицательным потенциалом; 3 – анодный электрод, заземлен; 4 – лайнер; 5 – силовая линия магнитного поля; 6 – соленоид пушки.

Источник электронного пучка

Источник представляет собой трехэлектродную электронную пушку (рис. 3). Она должна формировать пучок с малой угловой расходимостью скоростей электронов, такой, чтобы он мог пройти в ловушку через пробку с большим пробочным отношением. Допустимая величина максимального пичч-угла электронов определяется отношением магнитного поля в пробке к полю на

выходе пушки $R = B_0/B \sim 300$ и составляет $\theta_{\max} \sim R^{-0.5} \sim 0.06$ радиан.

В рассматриваемом режиме потенциал катода $U_0 = -25$ кВ, ток пучка $I_0 = 6.5$ А, ограничен температурой эмиттера. Борид-лантановый эмиттер диаметром $2R_c = 2$ см находится на торце катодного электрода диаметром 6 см. Эмиттер представляет собой выпуклый сферический сегмент с радиусом сферы 2.6 см. Такая форма катода была

выбрана для формирования пучка с высокой плотностью тока и малыми питч-углами в источнике с магнитной изоляцией [6]. Расстояние между катодом и выходным отверстием кожуха источника равно 43 см. Плотность тока замагниченных электронов пучка изменяется вдоль источника и составляет $j_e \sim 2, 0.47$ и 0.55 А/см² в точках $z = 5, 34$ и 43 см соответственно. При энергии электронов 25 кэВ плотность их объемного заряда в этих точках будет равна $n_b \sim 1.2 \times 10^9, 2.7 \times 10^8$ и 3.2×10^8 см⁻³.

Лайнер предназначался для уменьшения потока плазмы, проходящего в диод, с целью увеличения длительности работы диода. Длина лайнера равна 12 см, а его диаметр 4 см был выбран таким, чтобы магнитный поток, пересекающий эмиттер, проходил внутри лайнера, не касаясь его стенки. Расстояние от катода до начала лайнера, на котором происходит ускорение пучка, составляет ~ 30 см. В большей части проведенных экспериментов лайнер был заземлен.

Параметры плазмы в ловушке и расширителе

Рассматриваемый далее режим работы установки относится к наиболее изученным, допускающим ее длительную эксплуатацию. Центральный объем ловушки заполнен дейтериевой плазмой, нагреваемой пучками нейтральных атомов. В пробках плотность плазмы $n_0 \sim 10^{13}$ см⁻³, температура электронов и ионов $T_0 \sim T_{e0} \sim T_{i0} \sim 200$ эВ. Электроны, вышедшие через пробку в расширитель, в основном, возвращаются обратно полем плавающего потенциала плазмы, а ионы выходят, не возвращаясь. Поэтому распределение скоростей в пробке принято максвелловским для электронов и полумакселловским для ионов. Из равенства их токов через пробку получаем плавающий потенциал плазмы равным $\phi_{p10} \sim 0.75$ кВ. Плотность ионного тока, выходящего через пробку в расширитель, составляла $j_{i0} \sim 12.5$ А/см².

Выходящий в расширитель поток плазмы распространяется по силовым линиям расходящегося магнитного поля практически бесстолкновительно и поглощается коллектором. При этом электроны замагничены, и их плотность определяется больцмановским распределением в потенциале плазмы. Измерения показали, что потенциал плазмы у поверхности коллектора плазмы в расширителе ~ 30 эВ, а средняя температура электронов $T_e \sim 20$ эВ [7]. Низкотемпературные электроны, в основном, возникают за счет вторичной эмиссии с коллектора и при ионизации остаточного газа этими электронами, осциллирующими между пробкой и коллектором. Вклад в плотность плазмы у коллектора пролетных электронов, вышедших из ловушки, не превышает 9%. Это поз-

воляет в первом приближении ими пренебречь и учитывать только низкотемпературные электроны. Что касается потока ионов в расширителе, их поперечная тепловая энергия адиабатически переходит в продольную одновременно с продольным ускорением амбиполярным электрическим полем до энергии $\epsilon_{i0} \sim 1$ кэВ. Изменение функции распределения ионов по энергии $f_i(\epsilon)$ при их движении в убывающем магнитном поле было получено ранее теоретически в работе [8]. Было показано, что средняя энергия ионов близка к $6T_0$, а полуширина распределения близка к T_0 , что находится в хорошем согласии с экспериментом [8]. Это означает, что ионы вблизи коллектора приближенно можно считать моноэнергетическими со скоростью $v = (2\epsilon_{i0}/M)^{1/2}$, десятикратно превышающей скорость ионного звука $C_s = (T_e/M)^{1/2}$.

3. ДВИЖЕНИЕ ИОНОВ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ [5]

Для определения характеристик ионов в потоке плазмы предварительно был проведен расчет движения ионов в магнитном поле ловушки и источника электронного пучка. При попадании ионов в неоднородное поле соленоида пушки адиабатичность их движения нарушается, приводя к перераспределению потока плазмы у входа в пушку. Результат вычисления траекторий ионов, вылетающих из пробки с энергией 1 кэВ, в магнитном поле расширителя в приближении нулевого электрического поля в плазме приведен на рис. 4. Считая, что распределение плотности плазмы в расширителе будет определяться плотностью ионов в потоке, из этих данных можно получить распределение плотности тока и угловых скоростей ионов в любом месте плазменного потока, используя их далее в численном моделировании. Значения плотности тока и плотности плазмы в двух точках (на входе потока в источник и в 3 см от катода) представлены в таблице 1, приведенной ниже.

4. МЕТОД ЧИСЛЕННОГО РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ

Задача численного моделирования систем с плазменными эмиттерами характеризуется существенной разномасштабностью размеров элементов ускорительной системы и толщины дебаевского слоя на поверхности плазмы. С учетом этого численное моделирование источника проводится следующим образом [9, 10]. Задаётся поверхность анодной плазмы с формой, близкой к ожидаемой. Она разбивается на небольшие участки, поверхность которых можно считать плоской. К каждому такому участку со стороны области

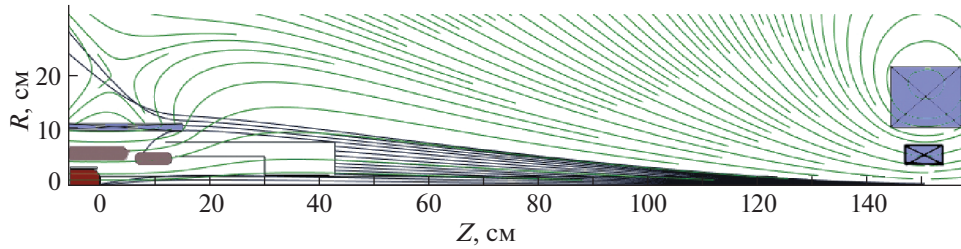


Рис. 4. Траектории ионов и силовые линии магнитного поля. Справа на рисунке – магнитная пробка ГДЛ, слева – электронная пушка с соленоидом.

ускорения примыкает слой толщиной d , масштаба десятка дебаевских радиусов, образуя плоский минидиод. Поверхность плазмы эмитирует поток ионов, навстречу которому движется электронный пучок, проходящий в плазму с энергией электронов eU_0 . Решением уравнения Пуассона находятся граничные условия на поверхности плазмы в дебаевском слое.

Граничные условия на поверхности плазмы

Определим потенциал ϕ и электрическое поле E в глубине квазинейтральной плазмы равными нулю. В этом случае уравнение Пуассона имеет вид [4]

$$\begin{aligned} \frac{d^2\phi}{dz^2} &= 4\pi e(n_e + n_{eb} - n_i) = \\ &= 4\pi en \left((1 - \eta) \exp(e\phi/T_e) + \right. \\ &\left. + \eta \frac{\sqrt{U_0}}{\sqrt{U_0 + \phi}} - v/\sqrt{v^2 - 2e\phi/M} \right). \end{aligned} \tag{1}$$

Здесь n_e и n_i – плотности электронов и ионов плазмы в диодном зазоре и $\eta = n_{eb}/n$ – отношение плотности электронов пучка n_{eb} к невозмущенной плотности плазмы n при $\phi = 0$, $e > 0$ – элементарный заряд, v – проекция начальной скорости ионов v на нормаль к поверхности плазмы. Она связана с плотностью ионного тока соотношением $j_i = env$. Учитывая граничные условия в плазме $\phi \rightarrow 0$, $E = -d\phi/dz \rightarrow 0$ на координате $z \rightarrow -\infty$, однократно проинтегрируем уравнение и запишем его в безразмерных переменных $\chi = \phi/U_0$, $\xi = z/d$, $u_0 = v/\sqrt{T_e/M}$, $\tau = T_e/eU_0$:

$$\begin{aligned} \frac{E^2}{8\pi n T_e} &= \left[(1 - \eta) [\exp(\chi/\tau) - 1] + \right. \\ &\left. + \frac{2\eta}{\tau} (\sqrt{1 + \chi} - 1) + u_0 \sqrt{u_0^2 - 2\chi/\tau} - u_0^2 \right]. \end{aligned} \tag{2}$$

Это выражение описывает распределение электрического поля в диодном зазоре как функцию от потенциала при различных значениях направленной скорости ионов u_0 и плотности заряда электронного пучка η . В нашем случае $u_0 \sim 10$, $\eta \sim 0.045$, $\tau \sim 6 \times 10^{-4}$. Определим потенциал

Таблица 1. Параметры пучка и плазмы в источнике для численного моделирования

Параметры плазмы и источника	Обозначения	Значения
Плотность плазмы при $z = 43$ см и $z = 3$ см	n	$(0.7-1.3) \times 10^{10} \text{ см}^{-3}$
Плотность ионного тока в этих же точках	j_i	$(0.036-0.06) \text{ А/см}^2$
Энергия движения ионов	ε_{i0}	1 кэВ
Температура электронов плазмы в расширителе	T_e	20 эВ
Потенциал плазмы в диоде	ϕ_{pl}	30 В
Безразмерная скорость ионов	$u_0 = (2\varepsilon_{i0}/T_e)^{1/2}$	≤ 10
Безразмерная плотность электронов пучка	$\eta = n_{eb}/n$	0.03–0.2
Безразмерная температура электронов плазмы	$\tau = T_e/eU_0$	6×10^{-4}
Потенциал катода	U_0	-25 кВ
Ток пучка	I_0	6.5 А
Средняя плотность тока на катоде	j_{0e}	2 А/см^2

$\varphi = -4T_e/e$ (т.е., $\chi/\tau = -4$) как потенциал поверхности плазмы, разделяющей дебаевский слой и область ускорения ионов. На этой границе плотность электронов плазмы спадает более чем в 50 раз ($n_e/n < 0.02$), так что в области ускорения ими можно пренебречь.

На определенной таким образом границе плазмы величины ее потенциала, электрического поля, скорости и плотности ионного потока представляют собой набор граничных условий на поверхности плазмы, полученных ранее в работе [4]. Они совместно с потенциалами остальных электродов источника используются для решения двумерной задачи электронной оптики – задачи формирования электронного пучка.

Нахождение формы плазменной границы

Весь объем источника пучка разделяется на две части – объем, прилегающий к поверхностям эмиттеров, состоящий из мини-диодов, и остальная его часть. Напряжение на каждом таком мини-диоде определяется на предыдущем шаге итерационного процесса, согласующего электромагнитные поля, учитывающие вклад всех потоков частиц в источнике, с его траекторной частью. Аналогично выводу предельного тока в “законе трех вторых”, решением уравнения Пуассона (1) с полученными выше граничными условиями на поверхности плазмы для всех минидиодов находится предельная плотность ионного тока. Затем проводится сравнение полученных предельных токов с токами, определяемыми параметрами анодной плазмы. Далее каждый рассматриваемый участок поверхности плазмы смещается так, чтобы эти значения плотностей токов сблизались. Итерационный процесс повторяется до тех пор, пока токи не совпадут с заданной точностью. Это означает, что эмитируемые плазмой ионные токи проходят без отражения в источник, создавая при этом электрическое поле на границе, удовлетворяющее граничным условиям, а сама граница плазмы находится в равновесном положении.

5. ПАРАМЕТРЫ И ДОПУЩЕНИЯ ЧИСЛЕННОЙ МОДЕЛИ

Для проведенных экспериментов параметры эксперимента и численной модели для участка границы анодной плазмы, эмитирующей ионы в сторону катода, сведены в таблицу. Основными допущениями модели [5] было задание потенциала плазмы, заходящей в источник пучка, равным ее потенциалу, измеренному зондом у коллектора плазмы, $\varphi_{pl} = +30$ В, а также пренебрежение поперечным электрическим полем в плазме при ускорении ионов в расширителе и пространственным зарядом высокотемпературных ($T_e \sim 200$ эВ) элек-

тронов, выходящих из ГДЛ, в дебаевском слое плазмы и в области ускорения пучка. Равновесное положение боковой поверхности плазменной струи, прошедшей в источник через диафрагму и лайнер вдоль магнитного поля, не вычислялось, поскольку в коде не были заложены законы диффузии плазмы поперек магнитного поля и не решались уравнения магнитной гидродинамики для плазмы. Ее положение оценивалось по форме траекторий периферийных ионов плазменной струи, соответствующей рис. 4, с дополнительным учетом угловой расходимости тепловых скоростей ионов, которая адиабатически уменьшается при движении ионов в расходящемся магнитном поле. Максимальное значение питч-углов ионов на входе в источник составляет $\theta_{\max} \sim (B/B_0)^{1/2} \sim 0.06$ рад, где B и B_0 – магнитное поле на входе и в пробке. Расширение боковой поверхности плазмы внутри источника после прохождения лайнера, где адиабатичность движения ионов может нарушаться, оценивалось как $\Delta r(z) \sim \theta_{\max}(z_1 - z)(B/B_1)^{1/2}$, где z_1 и B_1 – координата ближней к катоду границы лайнера и поле на ней. Площадь фронтальной эмитирующей поверхности плазмы и плотность выходящего из нее ионного тока соответствуют ионному потоку, прошедшему через лайнер в источник.

Задача расчета электронно-оптических характеристик источника пучка решалась в двумерном осесимметричном приближении с применением пакета программ COMSOL и численного кода POISSON-2 [9], адаптированного для условий эксперимента. В частности, в алгоритмах кода при решении локальной одномерной задачи Пуассона в минидиодах было заложено движение ионов из плазмы в диод под углом к нормали к поверхности плазмы, как и в работе [5]. Это учитывалось во вкладе ионов в пространственный заряд и нахождении равновесной формы плазменной границы, обращенной к катоду. Плазма моделировалась как область без объемного заряда и электрического поля, ограниченная поверхностью с заданным потенциалом φ_{pl} . Магнитные поля соленоидов и потоков заряженных частиц в ней при расчете траекторий частиц учитывались полностью.

6. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ ИСТОЧНИКА С ЗАЗЕМЛЕННЫМ ЛАЙНЕРОМ

В работе [5] моделирование проводилось для нескольких режимов формирования электронного пучка в диоде пушки. Приведем некоторые результаты расчетов.

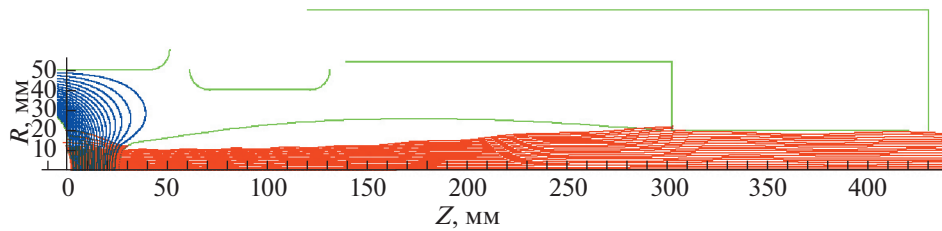


Рис. 5. Траектории ионов, электронов пучка и эквипотенциальные линии при потоке плазмы с плотностью ионного тока $j_i \sim 0.06 \text{ А/см}^2$ на ее границе и заземленным лайнером. Эквипотенциалы проведены через 1 кВ.

Диод без анодной плазмы

Расчет проводился для определения предельного вакуумного тока пучка и его угловых характеристик в отсутствие анодной плазмы. Ток пучка ограничивался пространственным зарядом его электронов.

При решении задачи был получен предельный ток пучка, эмитированного катодом, равный 6 А. Через лайнер выходит 4.9 А (82% тока пучка), остальное поглощается лайнером. Максимальный угол между вектором скорости электронов и вектором магнитного поля (питч-угол) на выходе пучка из источника ($Z \sim 44 \text{ см}$, $B \sim 0.0335 \text{ Тл}$) составил 0.045 радиана. Это меньше предельного угла $\theta_{\text{max}} = 0.06$ радиан. Следовательно, выходящий из источника электронный пучок пройдет в ловушку без отражения магнитной пробкой.

Диод с анодной плазмой

В режиме облучения источника пучка плазмой, выходящей из ловушки, с уточненными параметрами, приведенными выше в таблице, результат моделирования показан на рис. 5. Здесь ток пучка ограничивался эмиссионной способностью катода (в эксперименте – его температурой) и задавался равным 6.5 А ($\sim 2 \text{ А/см}^2$). Граница плазмы установилась на расстоянии $\sim 2.4 \text{ см}$ от катода. При этом через лайнер проходит $\sim 4.8 \text{ А}$ (73% от тока электронов с катода) с питч-углами до ~ 0.05 рад, остальные 1.7 А попадали на лайнер. Это означает, что выходящий из источника пучок может пройти в ловушку. Основной причиной появления питч-углов в диоде является, очевидно, формирование электростатической линзы, образованной близко расположенными выпуклыми поверхностями эмиттера и анодной плазмы, рассеивающей поток эмитированных электронов. Существенно, что в этом режиме ток катода ограничен его температурой, а не пространственным зарядом электронов. Это означает, что электрическое поле на его поверхности отличается от нуля и может дать значительный вклад в питч-углы электронов за счет угла между векторами электрического и магнитного поля.

Влияние плотности потока плазмы на характеристики пучка

При уменьшении плотности плазмы в 3 раза (плотность ионного тока на границе плазмы в диоде составила $j_i \sim 0.02 \text{ А/см}^2$) ее граница отодвинулась до $\sim 6 \text{ см}$ от катода (см. [5], рис. 6). Из эмитированного катодом тока 6.5 А через лайнер проходит $\sim 4.7 \text{ А}$ ($\sim 72\%$ эмитированного катодом тока). Питч-углы электронов, вышедших из источника, стали меньше ~ 0.025 радиана, т.е. меньше угла конуса потерь, равного 0.053 рад. Такой пучок проходит в ловушку без отражения.

Сравнение результатов моделирования

Из сравнения полученных результатов следует, что при рассматриваемых параметрах источника и плазмы в выходном лайнере источника теряется от 20 до 30% тока катода. В рабочем режиме ловушки плазма глубоко проникает в источник, искажая его оптические характеристики и приводя к увеличению питч-углов электронов. При этом электроны пучка приобретают угловые скорости почти до границы конуса потерь.

Из результатов моделирования и проведенных ранее экспериментов также следует, что диаметр лайнера должен существенно влиять на эффективность работы источника пучка. Это влияние имеет противоречивый характер. С одной стороны, лайнер облегчает работу источника, поскольку уменьшает количество плазмы, проходящее в него из ловушки. Кроме того, на лайнере теряется периферийная часть пучка с максимальными питч-углами электронов, которые могли бы влиять на работу источника, отражаясь от магнитной пробки ловушки. С другой стороны, токоосаждение на лайнере должно приводить к вторичной электронной эмиссии с него, а энерговыделение – к десорбции газа с его поверхности с последующей его ионизацией, что может приводить к пробоям в источнике.

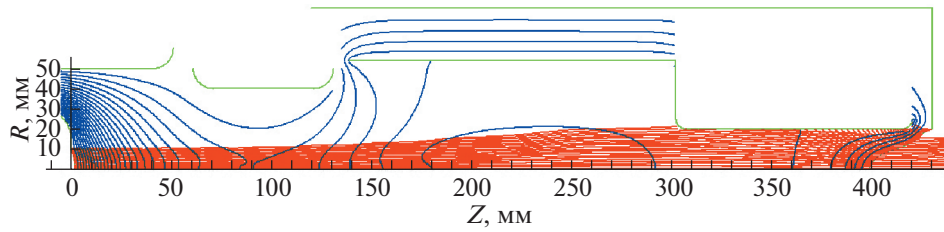


Рис. 6. Траектории ионов, электронов пучка и эквипотенциальные линии при потоке плазмы с плотностью ионного тока $j_i \sim 0.036 \text{ А/см}^2$ на ее границе и потенциале лайнера $\phi_l = -5 \text{ кВ}$. Эквипотенциалы проведены через 1 кВ.

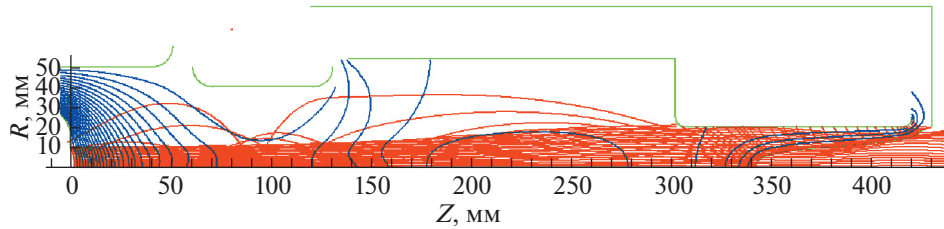


Рис. 7. Траектории ионов, электронов пучка и эквипотенциальные линии при потоке плазмы с плотностью ионного тока $j_i \sim 0.03 \text{ А/см}^2$ на ее границе и потенциале лайнера $\phi_l = -4 \text{ кВ}$.

7. ВЛИЯНИЕ ПОТЕНЦИАЛА ЛАЙНЕРА НА ЗАПИРАНИЕ ПОТОКА ПЛАЗМЫ

При проектировании источника пучка предполагалось ограничивать поток плазмы в источник, подавая на лайнер отрицательный потенциал. В этом случае плотность плазмы должна уменьшаться за счет ухода ионов на стенки и запирания электронов потенциалом лайнера. Дебаевская длина в плазме на входе в лайнер составляет $r_d \sim 0.4 \text{ мм}$ ($T_e = 20 \text{ эВ}$, $n_i \sim 7 \times 10^9 \text{ см}^{-3}$), что значительно меньше радиуса его трубки. При потенциале лайнера $\phi_l = -5 \text{ кВ}$ большую часть зазора между плазмой и стенкой лайнера занимает ленгмюровский слой. Малость электронной температуры плазмы по сравнению с направленной энергией ионов в ней позволяет пренебречь действием поперечного электрического поля на движение ионов в дебаевском слое плазмы.

Результат численного моделирования по установлению границы плазмы для основного режима работы ГДЛ при потенциале лайнера $\phi_l = -5 \text{ кВ}$ приведен на рис. 6. Плазма, входящая в источник справа, проходит на глубину 32 мм и останавливается там, где приходится к границе ионный поток с плотностью тока $j_i \sim 0.036 \text{ А/см}^2$ равен уходящему, ускоряемому электрическим полем ленгмюровского слоя. Радиальное электрическое поле между плазмой и лайнером составляет, в среднем, около 5 кВ/см. Под действием этого поля питч-углы электронов пучка возрастают до 0.18 радиана так, что внутри конуса потерь от выходного тока пучка остается доля

около 7%, которая пройдет в ГДЛ. Большая часть пучка отразится от входной пробки ловушки. Такой режим для инжекции пучка в ловушку непригоден. Очевидно, что увеличение потенциала лайнера приведет к уменьшению длины проникновения плазмы в лайнер, и к росту плотности радиального ионного потока и радиального электрического поля. Поэтому здесь значительного уменьшения питч-углов ожидать не приходится, а вероятность электрических пробоев на лайнер возрастает.

Уменьшение потенциала лайнера приведет к уменьшению радиального электрического поля и увеличению глубины проникновения плазмы в лайнер. На рис. 7 приведен результат моделирования для потенциала лайнера $\phi_l = -4 \text{ кВ}$. В этом режиме плазма проходит в источник на глубину около 9 см, где плотность эмиссионного тока ионов из плазмы составляет величину порядка $j_i \sim 0.03 \text{ А/см}^2$. Максимальный питч-угол электронов, выходящих из источника, близок к 0.15 рад с током пучка внутри конуса потерь $\sim 0.414 \text{ А}$ ($\sim 6.4\%$ эмиссионного тока катода, или $\sim 8\%$ выходного тока пучка). Это близко к предыдущему случаю с отражением большей части пучка от входной пробки. Как следует из динамики сходимости итерационного процесса решения задачи, процесс сходимости решения близок к завершению, но не закончен. Величины электрического поля на поверхности плазмы недостаточно для ее остановки, граница плазмы в итерациях продолжает медленно продвигаться внутрь лай-

нера. Учитывая приближенный характер модели и конечную точность используемых алгоритмов, можно рассматривать потенциал лайнера $\phi_l = -4$ кВ, как критический для остановки потока плазмы, входящей в источник.

8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено численное моделирование источника электронного пучка в неоднородном магнитном поле в условиях облучения мощным потоком плазмы со сверхзвуковым потоком ионов, вытекающим из торцевой магнитной пробки газодинамической ловушки ГДЛ. С этой целью разработана одномерная теория плазменного эмиттера сверхзвукового потока ионов для задания граничных условий на потенциал и электрическое поле на поверхности анодной плазмы, втекающей в источник. Разработаны численные алгоритмы в рамках кода POISSON-2 для двумерного моделирования электронно-оптической системы источника электронного пучка с анодной плазмой в неоднородном магнитном поле.

Сформулирована физическая модель и проведено численное моделирование формирования электронного пучка в источнике для одного из режимов работы ГДЛ. Показано, что при нулевом потенциале лайнера периферийная часть пучка поглощается лайнером. Выходящие из источника электроны пучка имеют угловые скорости, достаточные для прохождения в ловушку через ее входную пробку без отражения. В режиме ограничения тока эмиссии электронов температурой катода входящий в источник поток плазмы увеличивает угловую расходимость в пучке. При этом углы остаются в пределах конуса потерь ловушки, в том числе при уменьшении плотности плазмы.

Проверялось влияние потенциала лайнера на запираание потока плазмы и угловые характеристики электронов пучка. При потенциале -5 кВ плазма проникает внутрь лайнера на глубину около 3 см и останавливается электрическим полем. Однако в этом поле питч-углы электронов существенно возрастают, так что более 90% тока пучка должно отразиться магнитной пробкой ловушки. Уменьшение напряжения на лайнере до -4 кВ приводит к увеличению глубины проникновения

плазмы до ~ 9 см что, по-видимому, является критическим значением для ее запираания. Питч-углы пучка при этом остаются неприемлемо большими, и большая часть пучка в ловушку не пройдет. Это означает, что при формировании пучка в источнике для ввода в ГДЛ режим запираания плазмы потенциалом лайнера, по-видимому, неэффективен. Учитывая приближенность физической модели, содержащей ряд допущений, этот вывод будет проверяться в эксперименте с определением допустимых напряжений на лайнере.

Авторы искренне признательны П.А. Багрянскому и Д.И. Сквородину за полезные консультации и плодотворные обсуждения. Работа выполнена при поддержке Министерства высшего образования и науки РФ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Иванов А.А., Приходько В.В. // УФН. 2017. Т. 187. С. 547.
2. Солдаткина Е.И., Астрелин В.Т., Багрянский П.А., Воскобойников Р.В., Иванов А.А., Трунев Ю.А., Шульженко Г.И. // Тез. докл. XLVI Межд. Звенигородской конф. по физике плазмы и УТС. Звенигород. 2019. С. 96.
3. Bagryansky P.A., Shalashov A.G., Gospodchikov E.D., Lizunov A.A., Maximov V.V., Prikhodko V.V., Soldatkina E.I., Solomakhin A.L., Yakovlev D.V. // Phys. Rev. Lett. 2015. V. 114. P. 205001.
4. Астрелин В.Т. // Известия вузов. 2020. Т. 63 (10). С. 63.
5. Astrelin V.T., Bagryansky P.A., Soldatkina E.I., Skovorodin D.I. // IEEE Nuclear and Plasma Sci. Soc.: Proc. 7 Int. Congress on Energy Fluxes and Radiation Effects (EFRE). Tomsk. 2020. Rep. S7-P-021005. P. 403.
6. Kuznetsov G.I., Batazova M.A., and Tiunov M.A. // Proc. Int. Symp. "Space Charge Effects in Formation of Intense Low Energy Beams". Dubna. 1999. P. 144.
7. Soldatkina E., Anikeev M., Bagryansky P., Korzhavina M., Maximov V., Savkin V., Yakovlev D., Yushmanov P., and Dunaevsky A. // Physics of Plasmas. 2017. V. 24. P. 022505.
8. Аникеев А.В., Багрянский П.А., Кузнецов Г.И., Ступишин Н.В. // Физика плазмы. 1999. Т. 25. С. 842.
9. Астрелин В.Т. // Успехи прикладной физики. 2013. Т. 1. С. 571.
10. Котельников И.А., Астрелин В.Т. // УФН. 2015. Т. 185. С. 753.