

04;10

## О влиянии продольного магнитного поля в ускоряющем промежутке на предельные параметры плазменного источника электронов в форвакуумной области давлений

© И.С. Жирков, В.А. Бурдовицин, Е.М. Окс

Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники,  
634050 Томск, Россия  
e-mail: burdov@fet.tusur.ru

(Поступило в Редакцию 11 ноября 2006 г.)

Представлены результаты исследований особенностей влияния продольного магнитного поля в ускоряющем промежутке на ток эмиссии, ускоряющее напряжение и максимальное рабочее давление газа для плазменного источника электронов, генерирующего непрерывный электронный пучок в форвакуумном диапазоне давлений. Показано, что создание магнитного поля в области формирования электронного пучка обуславливает стабилизацию эмиссионной границы плазмы, проникающей в ускоряющий промежуток, и таким образом обеспечивает существенное улучшение параметров источника электронов.

PACS: 52.50.Dg

### Введение

Источники электронов с плазменным катодом на основе безнакальных разрядных систем обеспечивают эффективную генерацию электронных пучков в интервале давлений от высокого вакуума до так называемого форвакуумного диапазона (1–10 Па) [1,2]. Возможность получения ускоренных электронов при столь высоких давлениях является принципиальной особенностью устройств такого типа, которая с точки зрения генерации стационарных электронных пучков не имеет реальной альтернативы. Расширение рабочего диапазона плазменных источников электронов в область повышенных давлений обуславливает необходимость решения в первую очередь проблемы обеспечения электрической прочности ускоряющего промежутка. В проведенных ранее исследованиях было показано, что при генерации электронных пучков в форвакуумном диапазоне давлений наряду с наиболее часто возникающим межэлектродным пробоем ускоряющего промежутка может иметь место и так называемый „плазменный пробой“, который связан с проникновением плазмы из разрядной области в ускоряющий промежуток и последующим замыканием („переключением“) разрядного тока с анода на ускоряющий электрод [3]. Эффект „переключения“ разрядного тока достаточно тщательно изучен Жариновым с сотрудниками [4,5]. Эмиссионные параметры плазменного катода в условиях полного „переключения“ тока являются, очевидно, предельными для режима его устойчивого функционирования. Небольшое превышение этих предельных параметров и приводит к „плазменному“ пробую.

Как было показано в работах [4,5], решающим фактором для подобного „переключения“ является достижение площадью электронного коллектора, а в нашем случае эмиссионной поверхности плазмы, некоторого

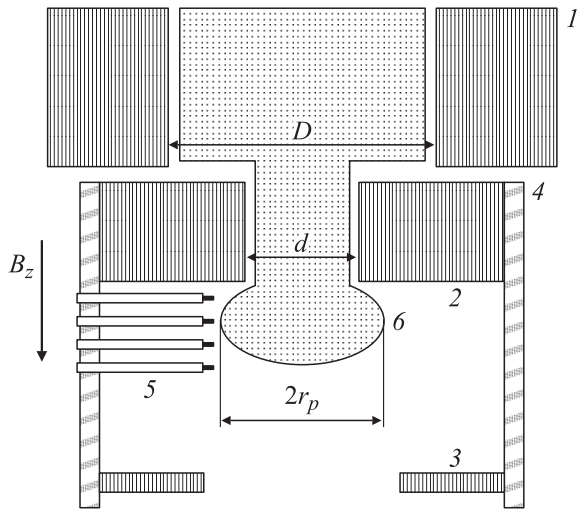
предельного значения, при котором величина хаотического тока электронов из плазмы сравнивается с током разряда. Это обстоятельство указывает на возможность обеспечения требуемой электрической прочности ускоряющего промежутка за счет ограничения площади эмитирующей поверхности плазмы, которое может быть реализовано, например, за счет создания в области отбора и ускорения электронов продольного магнитного поля. Такой метод известен и широко используется в так называемых диодах с магнитной изоляцией для генерации нестационарных сильноточных электронных и ионных пучков [6].

Цель настоящей работы состояла в исследовании особенностей влияния продольного магнитного поля на предельные параметры плазменного источника электронов, генерирующего непрерывный электронный пучок в форвакуумном диапазоне давлений.

### 1. Техника эксперимента

В экспериментах использовался плазменный источник электронов на основе разряда с полым катодом, генерирующий узкофокусированный электронный пучок в форвакуумной области давлений. Конструкция источника и принцип его работы были подробно описаны в [17]. В эксперименте реализованы следующие основные параметры источника: режим работы непрерывный, область рабочих давлений газа 1–10 Па, ток разряда 0.1–1 А, ток пучка 30–100 мА, ускоряющее напряжение 5–15 кВ.

Схема разрядно-эмиссионного узла, поясняющая одновременно сущность эксперимента и предложенную физическую модель, представлена на рис. 1. Разрядная система образована полым катодом 1 с выходной апертурой диаметром  $D = 8$  мм и плоским анодом 2 с эмиссионным отверстием в центре диаметром  $d = 1.2$  мм. Ускоряющий электрод 3 расположен на



**Рис. 1.** Схема разрядно-эмиссионной системы электронного источника.

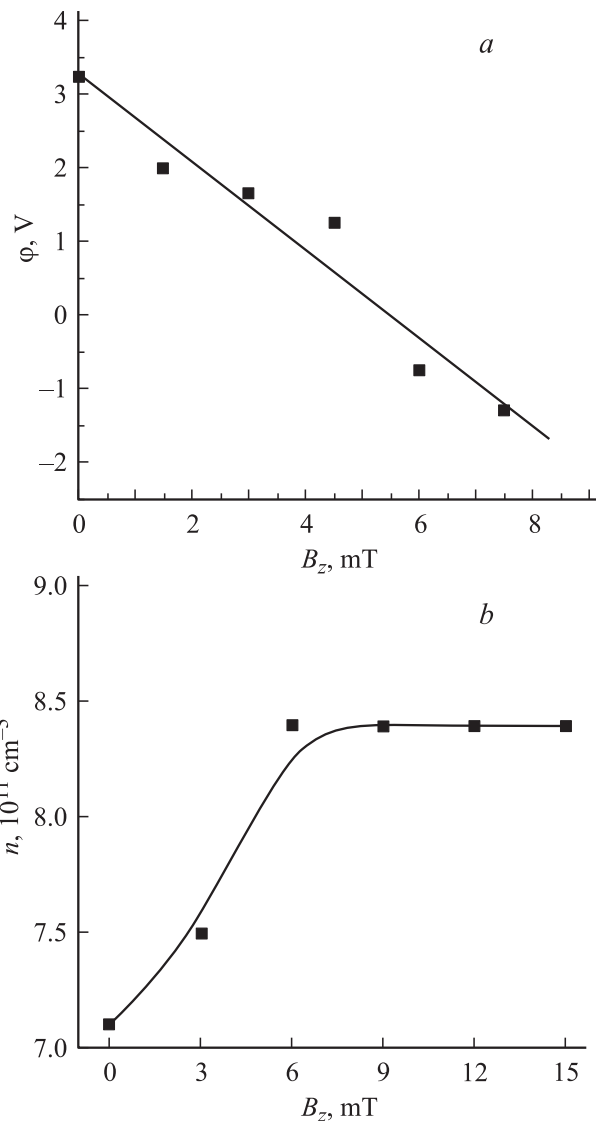
расстоянии 5–7 мм от анода и электрически отделен от него изолятором 4, выполненным из прозрачного стекла для обеспечения возможности визуальных наблюдений. Плазма 6 проникает через эмиссионное отверстие в аноде в ускоряющий промежуток и образует в нем эмиссионную поверхность радиусом  $r_p$ . Для определения параметров проникающей плазмы использованы 16 одиночных ленгмюровских зондов 5, изготовленных из фольфрамовой проволоки диаметром 0,4 мм, введенных в промежуток сквозь стенку изолятора. Концентрация плазмы определялась по ионной ветви тока насыщения зонда. Для измерения потенциала плазмы в эмиссионный канал вводился термозонд со стороны ускоряющего промежутка. Потенциал был измерен относительно анода и определялся по точке расхождения вольт-амперных характеристик накаливаемого и холодного зондов. Аксиальное магнитное поле с индукцией  $B_z = 0–15$  мТ создавалось соленоидом, охватывающим разрядно-эмиссионную систему.

При работе плазменного источника электронов в форвакуумной области давлений практически невозможно создать перепад давлений между областями генерации плазмы и ускорения электронного пучка. Поэтому эксперименты проводились без напуска газа в катодную полость. При необходимости повышения давления газа (воздух) подавался непосредственно в вакуумную камеру.

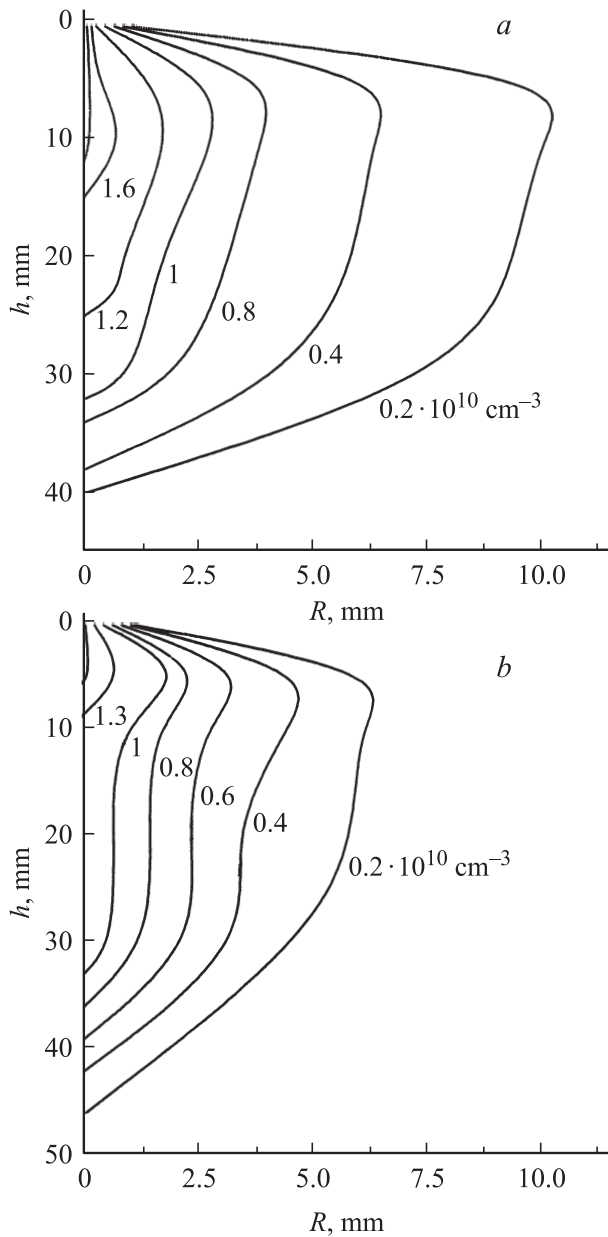
## 2. Результаты эксперимента

Как показали результаты измерений, увеличение индукции аксиального магнитного поля заметно снижает потенциал плазмы на оси системы непосредственно возле эмиссионного отверстия в аноде (рис. 2, а). Концентрация плазмы возрастает в области относительно малых значений индукции магнитного поля, выходя

затем на насыщение (рис. 2, б). Результаты измерений распределения плотности плазмы, проникающей через эмиссионное отверстие в ускоряющий промежуток, свидетельствуют о том, что магнитное поле препятствует радиальному распространению плазмы, удерживая ее вблизи оси системы. Они совпадают с результатами аналогичных измерений, проведенных в [8] с плазменным ионным источником и в целом соответствуют современным представлениям о поведении плазмы в магнитном поле. Значения распределений, приведенные на рис. 3, были сняты в отсутствие напряжения на ускоряющем промежутке. Вместе с тем визуальные наблюдения показали, что с подачей ускоряющего напряжения свечение проникающей плазмы становится более ярким и диаметр светящейся области увеличивается, это может свидетельствовать об усилении интенсивности ионизационных процессов. Включение напряжения на



**Рис. 2.** Потенциал  $\phi$  (а) и концентрация (б)  $n$  плазмы на выходе эмиссионного канала в зависимости от величины индукции магнитного поля. Ток разряда 400 мА; давление 5 Па.

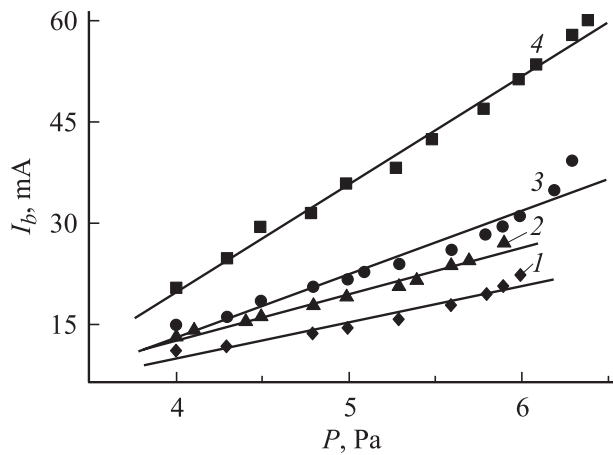


**Рис. 3.** Линии равной концентрации для плазмы, проникающей сквозь эмиссионное отверстие в ускоряющий промежуток в аксиальной  $h$  и радиальной  $r$  координатах для различных магнитных полей ( $a$  — 4,  $b$  — 15 мТ). Давление газа  $P = 6$  Па; разрядный ток  $I_D = 300$  мА.

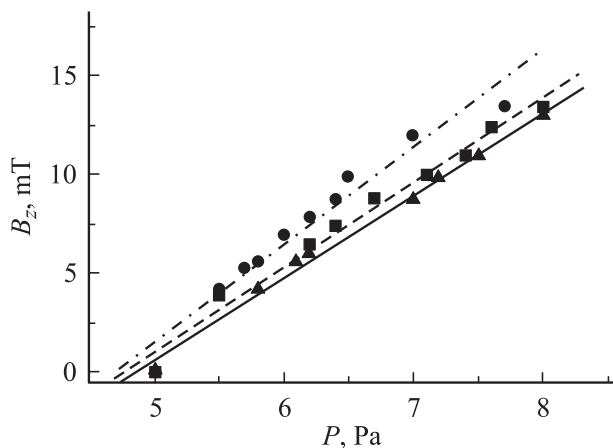
ускоряющий промежуток приводило к появлению электронного пучка, величина тока  $I_b$  которого, измеренная на заземленном коллекторе, расположенном за пределами ускоряющего промежутка, возрастала с увеличением давления (рис. 4).

Однако при превышении давлением газа некоторого порогового значения наблюдалось резкое исчезновение пучка, сопровождавшееся появлением яркого свечения в ускоряющем промежутке. Исчезновение пучка происходило одновременно с падением напряжения на уско-

ряющем промежутке и скачком тока в цепи источника питания. Все это позволяет считать отмеченные эффекты пробоем промежутка. Как видно из рис. 4, величина предельного давления, при котором срывалась генерация электронного пучка, возрастала с увеличением индукции магнитного поля. Минимальная индукция магнитного поля, предотвращающая пробой промежутка, увеличивалась также и с ростом разрядного тока (рис. 5), т.е. с возрастанием концентрации плазмы (рис. 2,  $b$ ). Наблюдаемое визуально свечение плазмы в пределах ускоряющего промежутка позволяет прийти к выводу о том, что магнитное поле оказывает влияние именно на проникающую плазму в большей степени, нежели на распространяющийся электронный пучок.



**Рис. 4.** Ток электронного пучка  $I_b$  как функция давления газа  $P$  для различных магнитных полей. 1 — 1, 2 — 5.3, 3 — 7, 4 — 10 мТ. Диаметр эмиссионного отверстия  $d = 1.2$  мм; ускоряющее напряжение  $U_a = 1$  кВ; ток разряда 400 мА.



**Рис. 5.** Минимальная индукция  $B_z$  магнитного поля, предотвращающая пробой, как функция давления газа  $P$  для различных разрядных токов  $I_D$ :  $\blacktriangle$  — 500,  $\blacksquare$  — 600,  $\bullet$  — 700 мА. Диаметр эмиссионного отверстия  $d = 1.2$  мм; ускоряющее напряжение  $U_a = 1$  кВ.

### 3. Обсуждение результатов эксперимента

Как указывалось выше, наблюдаемый в наших экспериментах плазменный механизм пробоя ускоряющего промежутка может быть обусловлен проникновением плазмы из разрядной области в ускоряющий промежуток и последующим переключением тока разряда с анода на ускоряющий электрод. Известно, что условие такого переключения выражается соотношением [4]

$$fG \geq 1. \quad (1)$$

Величина  $f = (S_e/S_e + S_a)$  представляет собой отношение площади эмиссионной плазменной границы  $S_e$  к сумме площадей анода  $S_a$  и  $S_e$ . С учетом реальной конфигурации электродов (рис. 1) сумма  $S_a + S_e$  фактически равна поперечному сечению катодной полости  $\pi D^2/4$ , поскольку этим сечением определяется рабочая область анода, а  $S_e$  есть не что иное, как площадь эмиссионной границы плазмы  $\pi r_p^2$ . Фактор  $G$  есть отношение плотности хаотического электронного тока в плазме  $j_c$  к плотности анодного тока  $j$ :

$$G = \frac{j_c}{j} = \exp\left(\frac{e(\varphi_p - \varphi_a)}{kT}\right), \quad (2)$$

где  $\varphi_p, \varphi_a$  — потенциалы плазмы и анода.

Выражение (1) показывает, что токовое переключение имеет место, если площадь плазменной эмиссионной границы становится больше некоторой критической величины. Поскольку радиальное распространение плазмы, проникающей в ускоряющий промежуток, ограничивается продольным магнитным полем, это позволяет установить связь между индукцией магнитного поля, плотностью плазмы и площадью ее границы, а следовательно, и условием переключения. Физическая модель, положенная в основу описания поведения плазмы, проникающей в ускоряющий промежуток через эмиссионное отверстие в аноде, содержит ряд допущений, справедливость которых обусловлена экспериментом. Плазма однородна в осевом направлении. Концентрация плазмы на оси задается параметрами разряда с полым катодом, в частности разрядным током. Радиальное распространение плазмы обусловлено амбиполярной диффузией. Генерация ионно-электронных пар осуществляется плазменными электронами. Ионы могут покидать плазму в осевом направлении на анод, а электроны — в эмиссию. Расчет радиального распределения концентрации плазмы может быть проведен на основе решения уравнения непрерывности для радиального потока частиц. Поскольку, как правило, поведение плазмы определяется ее более тяжелым и медленным ионным компонентом, то достаточно рассмотреть уравнение для ионов, в цилиндрических координатах оно выглядит следующим образом:

$$D_{\perp} \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left( r \frac{dn}{dr} \right) = -W_i + \frac{nv_i}{l}. \quad (3)$$

Здесь  $n$  — концентрация плазмы,  $W_i$  — интенсивность генерации ионов плазменными электронами, т.е. число актов ионизации в единице объема в единицу времени,  $nv_i/l$  — интенсивность исчезновения ионов вследствие их ухода на анод,  $v_i$  — боровская скорость,  $l$  — протяженность плазмы в осевом направлении,  $D_{\perp}$  — коэффициент поперечной диффузии ионов в магнитном поле, представляемый выражением

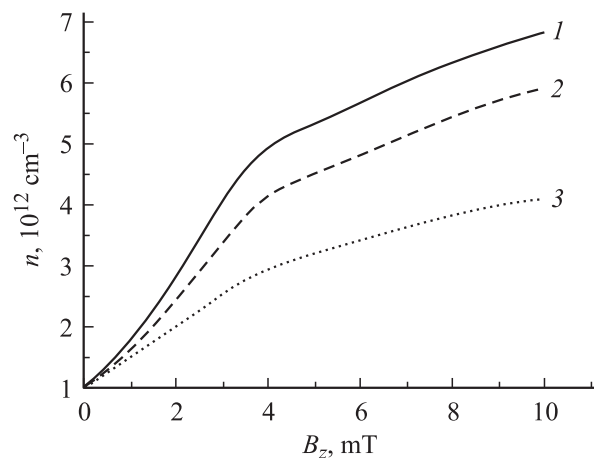
$$D_{\perp} = \frac{D_0}{1 + (\lambda_i \lambda_e / r_i r_e)}, \quad (4)$$

где  $D_0$  — коэффициент амбиполярной диффузии без магнитного поля;  $\lambda_i, \lambda_e$  — длина свободного пробега ионов и электронов,  $r_i, r_e$  — их циклотронные радиусы. В случае линейной аппроксимации сечения ионизации от энергии электронов выражение для  $W_i$  имеет вид

$$W_i = n_n \left( \frac{8kT_e}{\pi m} \right)^{1/2} \alpha_i \exp\left(-\frac{e\varphi_i}{kT_e}\right) \left( \varphi_i + \frac{2kT_e}{e} \right) n, \quad (5)$$

где  $n_n$  и  $\varphi_i$  — концентрация нейтралей и потенциал ионизации,  $n$  и  $T_e$  — электронная концентрация и температура,  $\alpha_i$  — коэффициент в линейной аппроксимации. Понятно, что для определения  $l$  требуется вычислять толщину слоя пространственного заряда, отделяющего плазму от ускоряющего электрода, и рассчитывать  $l$  как малую разность двух больших величин: межэлектродного расстояния и толщины слоя. Поскольку точность таких вычислений невелика, то в расчетах  $l$  была принята постоянной величиной, равной 1 мм, с учетом того, что диаметр эмиссионного отверстия имеет тот же порядок величины.

Уравнение (3) позволяет рассчитать  $r_p$ . Подстановка  $r_p$  в (1) дает возможность связать плотность плазмы на оси системы и необходимое магнитное поле. Результаты расчетов, представленные на рис. 6, оказываются в качественном соответствии с экспериментальными зависимостями, что свидетельствует в пользу предложенного



**Рис. 6.** Расчетные зависимости предельного значения  $n$  концентрации плазмы на оси системы от индукции аксиального магнитного поля  $B_z$ : 1 — 3, 2 — 6, 3 — 9 Па.

механизма влияния магнитного поля на предельные параметры плазменного источника электронов.

## Заключение

Продольное магнитное поле в ускоряющем промежутке плазменного электронного источника позволяет предотвратить пробой и повысить предельные значения эмиссионного тока и давления газа. Физическая причина отмеченного эффекта заключается в удержании на оси системы плазмы, проникающей из разрядной области в ускоряющий промежуток, и ограничении площади ее эмитирующей поверхности. Это обстоятельство предотвращает переключение разряда с анода на ускоряющий электрод и, следовательно, скачкообразное возрастание тока и падение напряжения на ускоряющем промежутке.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант 05-08-013119-а, а также ассоциации ИНТАС, грант 06-1000016-6254.

## Список литературы

- [1] Бурдовицин В.А., Бурачевский Ю.А., Окс Е.М. и др. // Изв. вузов Физика. 2001, Т. 44. № 9. С. 85–89.
- [2] Бурдовицин В.А., Бурачевский Ю.А., Окс Е.М. // ЖТФ. 2001. Т. 71. Вып. 2. С. 48–50.
- [3] Бурдовицин В.А., Куземченко М.Н., Окс Е.М. // ЖТФ. 2002. Т. 72. Вып. 7. С. 134–136.
- [4] Жаринов А.В., Коваленко Ю.А. // ЖФТ. 1986. Т. 56. В. 4. С. 681–686.
- [5] Жаринов А.В., Коваленко Ю.А. // Изв. вузов. Физика. 2001. Т. 44. № 9. С. 44–47.
- [6] Агафонов А.В., Тараканов В.П., Федоров В.М. // ЖТФ. 2004. Т. 74. В. 1. С. 93–103.
- [7] Бурдовицин В.А., Жирков И.С., Окс Е.М. и др. // ПТЭ. 2005. № 6. С. 66–68.