

02;04;12

## Создание и исследование магнитоактивного плазменного эмиттера ионов

© М.А. Красноголовец

Харьковский технический университет радиоэлектроники,  
310108 Харьков, Украина

(Поступило в Редакцию 15 декабря 1997 г.)

Исследован процесс взаимодействия интенсивных электронных пучков с плазмой, находящейся в неоднородном магнитном поле, с целью получения магнитоактивного плазменного эмиттера ионов. Полученные экспериментальные данные позволили проследить динамику изменения основных параметров эмиттера как в стадии взаимодействия его с пучком, так и в стадии охлаждения. Установлено длительное сохранение энергии заряженных частиц, а также высокий КПД передачи энергии от пучка эмиттеру. Данный эмиттер предназначен для формирования ускорения многоамперных ионных потоков.

Интенсивные ионные потоки необходимы для ряда отраслей науки и техники, в частности для создания генераторов когерентного излучения в коротковолновой области спектра [1–4]. В настоящее время теория лазеров ультрафиолетового и рентгеновского диапазонов и их практическая реализация существенно тормозятся недостатком экспериментальных сведений о сечениях элементарных актов, таких как сечение  $\delta_{in}$   $n$ -кратно ионизированного атома,  $\tau_{in}$  — время жизни многократно ионизированного иона в возбужденном состоянии,  $E_{in}$  — потенциал  $n$ -кратной ионизации и т.п. Отсутствуют экспериментальные данные об элементарных актах для сечения столкновений электронов с возбужденными атомами даже простой электронной структуры (He, Li, Na). В этом направлении проведено экспериментальное исследование взаимодействия мощного электронного пучка с плазмой для получения ионного эмиттера, в котором начато изучение указанных величин. На основании проведенных исследований были выбраны рациональные значения тока пучка электронов  $I$ , напряжения ускоряющего пучка  $U$ , давления рабочего газа  $P$ , напряженности и конфигурации магнитного поля  $B$ , геометрических размеров системы  $r, l$ , необходимые для получения оптимальных параметров ионного эмиттера.

В различных экспериментах с пучково-плазменным разрядом установлено, что при относительно низкой температуре нейтрального газа имеется группа "сверхгорячих" электронов с температурой  $\sim 10^9$  К [5,6]. Как правило, исследователи сходятся в одном: процессы нагрева электронного компонента плазмы связаны с возбуждением медленных волн с  $V_\phi < C$  [1–8]. При этом в экспериментах прослеживаются различные пути передачи энергии от электронного пучка электронной составляющей плазмы и в настоящее время нет единой точки зрения на механизм передачи энергии. Это объясняется сложностью и существенной нелинейностью явления, значительным влиянием начальных и граничных условий, недостаточностью достоверных экспериментальных данных.

Рассмотрим наиболее важные характеристики разряда, позволяющие выяснить его основные закономерности. Исследованиям ионизации нейтрального газа и процессам накопления заряженных частиц эмиттера до значений  $n \gg n_0$ , где  $n_0$  — начальная плотность нейтрального газа, не уделяется достаточного внимания. Между тем данные процессы часто определяют макроскопическое поведение пучково-плазменного взаимодействия в целом и особенно важны при создании плазменного эмиттера ионов.

Накопление зарядов в активной области можно описывать системой уравнений баланса электронов и ионов в пучково-плазменном разряде [9]

$$\frac{\delta n_e}{\delta t} = \frac{n_e}{\tau_e} + I, \quad \frac{\delta n_i}{\delta t} = \frac{n_i}{\tau_i} + n_e \left( n_{01} k_0 + n_{02} \frac{V_1}{V_0} k_1 \right). \quad (1)$$

Здесь  $n_e, n_i, n_{01}, n_{02}$  — концентрации электронов, ионов, атомов и молекулярных ионов соответственно;  $V_1/V_0$  — отношение объема наружного слоя разряда, в который проникают молекулы, к полному объему;  $k_0, k_1$  — вероятности ионизации атомов и диссоциации молекулярных ионов;  $I$  — скорость поступления ионов в единицу объема разряда;  $\tau_e$  и  $\tau_i$  — время жизни электронов и ионов в разряде. Наибольшие теоретические затруднения, связанные с решением уравнения (1), состоят в определении времени жизни электронов  $\tau_e$  в системе с неоднородными магнитными полями. Можно написать соотношение

$$\tau_e^{-1} = \tau_t^{-1} + \tau_k^{-1} + \tau_r^{-1} + \tau_c^{-1} + \tau_d^{-1}, \quad (2)$$

где  $\tau_t$  — время теплопроводности,  $\tau_k$  — излучения,  $\tau_r$  — рекомбинации электронов и ионов в объеме,  $\tau_c$  — ухода электронов вдоль оси системы,  $\tau_d$  — ухода электронов в радиальном направлении под воздействием турбулентного коэффициента диффузии.

Все времена, а также вероятности ионизации и диссоциации в значительной степени зависят от концентрации электронов и их энергий. Кроме того, на каждой стадии разряда влияние того или иного времени в уравнении

(2) совершенно различное. Таким образом, система (1) существенно нелинейная. Поэтому экспериментально выяснен характер ионизации и накопления заряженных частиц в плазменном эмиттере при пучково-плазменном взаимодействии.

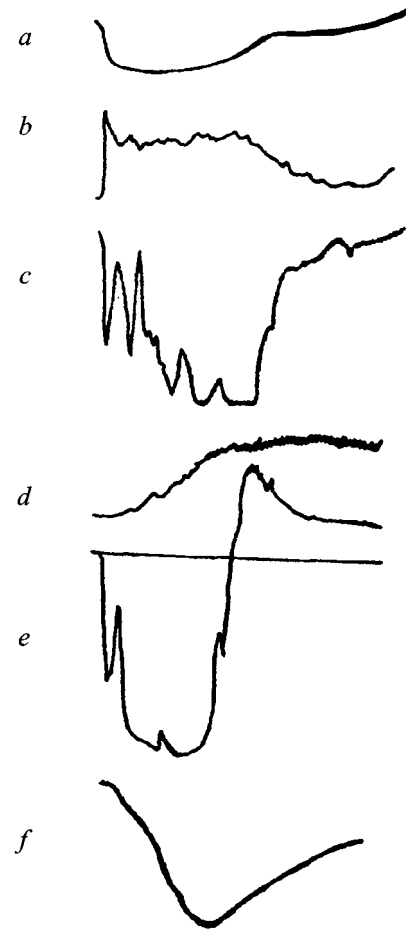
Электронный пучок направлялся в пространство, заполненное рабочим газом при давлении  $P = 10^{-4}$  Торр. Для формирования и ускорения пучка применялся электронный инжектор, эмиттером которого служила гексобоариодолантановая пластина с полезной площадью  $S = 1.5$  см. Максимальная сила тока пучка  $I = 25$  А при ускоряющем напряжении  $U = 30$  кВ. Длительность импульса  $\tau = 2$  нс. Пучок электронов после прохождения области взаимодействия принимался заземленным коллектором. Пучково-плазменное взаимодействие происходило в аксиально-симметричном, стационарном неоднородном магнитном поле с пробочной конфигурацией. Пробочное отношение  $\Phi = B_0/B_m = 1/4$ , где  $B_0 = 0.09$  Т — магнитная индукция в центре системы,  $B_m$  — магнитная индукция в районе пробки.

Вакуумная камера из нержавеющей стали имела диаметр в центральной части  $d = 45$  см, а расстояние между пробками магнитной ловушки  $L = 40$  см.

Энергия электронного пучка измерялась параллельно соединенными омическим и емкостным делителями напряжения с одинаковым коэффициентом деления, сила тока — с помощью подвижного коллектора в глубоком вакууме, когда коллективные эффекты взаимодействия между пучком и плазмой отсутствовали. Интегральное свечение в оптическом диапазоне длин волн небольшого участка плазмы ( $r_0 = 0.5$  см) регистрировалось фотомножителем, колемированным набором диафрагм. Плотность электронов оценивалась по отсечке зондирующих СВЧ сигналов на длинах волн  $\lambda = 0.8$  и  $0.4$  см. Жесткое тормозное излучение, генерируемое быстрыми электронами, измерялось сунтилляционными методами, а также с помощью камеры абскуры. Энергия орбитального движения заряженных частиц в единице объема определялась с помощью диамагнитного зонда, который представлял собой экранированный от попадания заряженных частиц и электромагнитных наводок соленоид.

Энергетический спектр электронов и ионов в диапазоне энергий  $E \leq 10$  кэВ анализировался с помощью многосеточного зонда. Измерение изменения давления рабочего газа в процессе взаимодействия пучка с газом осуществлялось датчиком давления, расположенным в 4 см от границы разряда.

Одновременное изменение совокупности основных параметров ионного эмиттера позволило установить основные процессы формирования электронно-горячей плазмы, ионизации рабочего газа и накопления заряженных частиц в системе. На рис. 1 приведена серия осциллограмм при длительности развертки 3 нс, из которых можно получить представление об изменении основных макроскопических характеристик эмиттера. Осциллограмма *a* характеризует изменение напряжения, ускоряющего пучок электронов.



**Рис. 1.** Осциллограммы изменения основных микроскопических характеристик плазмы: *a* — ускоряющее пучок напряжения; *b* — сигнал ФЭУ; *c* — плотность частиц; *d* — рентгеновский сигнал; *e, f* — прямой и интегрированный диамагнитные сигналы.

Образование ионного эмиттера с температурой электронного газа, существенно большей по сравнению с температурами ионного и нейтрального газа, т.е.  $T_e/T_i \gg T_e/T_0 \gg 1$ , можно представить следующим образом. Сначала электронный пучок непосредственно столкновениями молекулами с нейтральным газом ионизируют их и через  $30 \mu\text{s}$  вдоль пути пучка образуется плазма  $n \geq n_{\text{пучка}}$  и в системе возбуждаются плазменные колебания с инкрементом  $\gamma = (n \text{ пучка}/n)^{1/3} \omega_{0e}$ , где  $\omega_{0e}$  — плазменная частота. В условиях эксперимента характерная длина раскачки данных колебаний  $L_1 \approx V_e/\gamma$  ( $V_e$  — скорость пучка) составляла около десяти см, т.е. создавались условия эффективной передачи энергий электронного пучка газу. Нелинейные колебания ограничивали нарастание амплитуды колебаний. Взаимодействуя с этими колебаниями, электроны эмиттера набирали энергию, достаточную для эффективной ионизации рабочего газа. В это время, как показано в работе [10], из системы излучались электромагнитные волны шумового

характера. Взаимодействие между волнами и частицами эмиттера приводило к диффузии заряженных частиц. Средняя скорость диффузии  $V_d = 1.2 \cdot 10^4$  cm/s и через  $700 \mu\text{s}$ . Отношение  $r/R \ll 1$  ( $r$  и  $R$  — радиус пучка и ионного эмиттера соответственно).

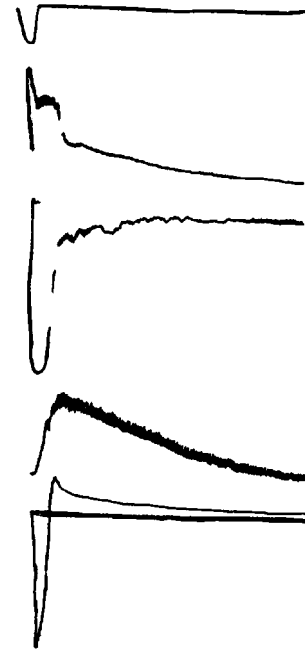
Измерения скорости расширения внешней границы "горячих электронов" плазмы, выполненных с помощью миниатюрных термозондов, а также наблюдения путем фотографирования плазменного объема в рентгеновских лучах камерой-обскурой показали, что плазменный эмиттер ионов с электронным пучком сохранял резко очерченную в пространстве геометрическую фигуру, расположенную симметрично относительно оси системы, и занимает объем, существенно меньший объема вакуумной камеры. Радиальный размер эмиттера в средней части магнитной ловушки в основном зависит от соотношения между  $\tau_c$  и  $\tau_d$ . Время расширения равно  $\tau = \tau_d \tau_c / (\tau_d + \tau_c)$ .

Плазменный эмиттер, в котором сосредоточены "горячие" электроны, представлял собой тело, образованное вращением эллипса вокруг его оси, причем большая ось совпадала с осью системы. Линейные размеры осей соответственно равны 12 и 30 см, а объем горячей области составлял  $V = 2800$  cm<sup>3</sup>.

Одновременно с увеличением геометрических размеров эмиттера происходило возрастание его плотности (осциллограмма *c*) и через  $400 \mu\text{s}$  после сигнала инжекции пучка наступала отсечка СВЧ сигнала (зондирующий объем с длиной 0.8 см), которая свидетельствовала об усредненной концентрации электронов  $n_e \geq 1.7 \cdot 10^{13}$  cm<sup>-3</sup>. Заметного ослабления СВЧ сигнала с длиной волны 0.4 см в данных условиях не наблюдалось. Таким образом, усредненная концентрация электронов в эмиттере находилась в пределах  $1.7 \cdot 10^{13} \leq n_e \leq 6.8 \cdot 10^{13}$  el/cm<sup>-3</sup>.

Осциллограмма *e* сигнала интегрального свечения элемента объема эмиттера свидетельствовала о большой скорости нарастания свечения в начальный момент, затем после достижения максимума наблюдалось резкое уменьшение в два раза свечения и образования плато, которое сохранялось практически в течение всего импульса инжекции пучка электронов. Резкий подъем сигнала свечения был связан с началом пучковой неустойчивости, ростом возбуждения атомов и молекул перед пробоем газа. Энергия светового излучения возбужденных атомов и молекул в период пробоя превосходила энергию тормозного и рекомбинационного излучений. С увеличением температуры электронов и плотности заряженных частиц количество возбужденных атомов в эмиттере уменьшалось, поэтому, несмотря на расширение и увеличение объема, из которого принималось оптическое излучение, в более поздние моменты времени наблюдался спад интенсивности свечения и основной вклад в излучение вносили возбужденные атомы и молекулы пограничных слоев эмиттера.

Нейтральные частицы со стенок вакуумной камеры и из окружающего эмиттера пространства, падающие на



**Рис. 2.** Осциллограммы изменения макроскопических характеристик плазмы в стадии нагрева и охлаждения. Длительность развертки 0.1 с.

его поверхность, ионизировались на длине свободного пробега  $\lambda_0$ , определяемой выражением  $\lambda_0 = V_0 / (n v_e \delta_i)$ , здесь  $V_0$  — нормальная к оси эмиттера составляющая скорости нейтральных частиц,  $V_0 \approx 10^6$  cm/s. Подстановка остальных данных эксперимента давала значение  $\lambda_0 \leq 0.5$  cm.

Характерной особенностью эмиттера, полученного при взаимодействии пучка с плазмой, являлось появление в нем группы электронов со средней энергией, в несколько раз превышающей энергию электронного пучка. Образование в системе таких электронов регистрировала осциллограмма *d*, на которой показано изменение интенсивности жесткого рентгеновского излучения с энергией  $E > 30$  keV. Излучение начиналось, когда концентрация заряженных частиц эмиттера  $n > n_{\text{пучка}}$  (примерно через  $200 \mu\text{s}$  после начала инжекции), а затем интенсивность монотонно нарастает в течение всего времени инжекции пучка. Исследование этого излучения стандартными методами позволило определить температуру  $T_{er}$  и концентрацию горячих электронов  $n_{er}$  [11]. Так, согласно спектральным исследованиям, средняя энергия электронов высоких энергий составляла  $T_{er} \sim 10^5$  eV.

Поток энергии  $Q$ , уносимый из разряда тормозными излучениями, определяется известным соотношением  $Q = 1.7 \cdot 10^{-27} n n_{er} T^{1/2} \cdot Z^2$ , где  $n_{er}$  — концентрация электронов с температурой  $T_{er} = 10^5$  eV;  $n$  — общая концентрация заряженных частиц, оцененная СВЧ методом. Измеренное значение потока энергии  $Q = 4.2 \cdot 10^{-5}$  J/cm<sup>3</sup>. Принимая  $n \approx 2 \cdot 10^{13}$  cm<sup>-3</sup>, находим  $n_r \approx 4 \cdot 10^{11}$  cm<sup>-3</sup>, т. е.  $n_r/n \approx 2 \cdot 10^{-2}$ . Энергия основной массы электронов

в разряде, измеренная многоисточным зондом, составляла 100 eV.

На осциллограммах  $e, f$  показано изменение неинтегрированного и интегрированного диамагнитных сигналов, определяющих увеличение газокINETического давления в эмиттере. Измеренное значение газокINETического давления в эмиттере  $W = 3 \cdot 10^{16}$  eV/cm<sup>3</sup>. Из осциллограмм видно, что нагрев происходил практически в течение всего импульса инжекции пучка электронов. Время сохранения энергии эмиттера составляло  $\tau_c = 1.5$  ms, а уменьшение энергии в эмиттере начиналось на спаде импульса, ускоряющего пучок. Время сохранения энергии связано с электронами высоких энергий, которые имеют малые сечения рассеивания на ионах  $\tau_{ei} = AT_{er}^{3/2}/n$ , где  $A$  — const. Поэтому они могли длительно  $\tau \geq 10^{-3}$  s удерживаться магнитной системой и обладали большей частью тепловой энергии эмиттера.

Как следует из осциллограмм  $d, f$ , время жизни заряженной частицы  $\tau_e$  намного больше времени пролета нейтральной частицы через систему  $\tau_0$ , поэтому увеличивалась концентрация заряженных частиц в системе по сравнению с начальной концентрацией нейтральных  $n > n_e$ , т.е. наблюдался процесс накопления плазмы. После отключения энергии пучка электронов заряженные частицы эмиттера предоставлены самим себе и начинают уходить из системы. Приведенная серия осциллограмм на рис. 2 характеризует изменение тех же макроскопических характеристик плазмы, которые были проанализированы в активной фазе разряда.

Из характеристик распада эмиттера следует, что скорость уменьшения свечения и концентрации заряженных частиц существенно выше, чем время исчезновения тормозного рентгеновского излучения и уменьшения энергии эмиттера, так как холодные электроны эмиттера имеют большое сечение элементарных актов взаимодействия с нейтральным газом и ионами эмиттера и, следовательно, меньшее время между соударениями

$$\frac{\tau_{e\Gamma}}{\tau_{ex}} = \left( \frac{T_{e\Gamma}}{T_{ex}} \right)^{3/2} \gg 1.$$

При каждом акте соударения вектор скорости заряженной частицы изменялся на величину самой скорости, т.е. заряженная частица попадала в конус потерь ( $\alpha = \arcsin \sqrt{B_0/B}$ ,  $B_0$  и  $B$  — магнитное поле в центре ловушки и в центре соленоида соответственно,  $\alpha = 35^\circ$  для магнитной системы (установки)), и частица покидала объем ловушки, так как длина свободного пробега частицы больше геометрических размеров ловушки.

Осциллограммы, регистрирующие рентгеновское излучение, демонстрировали длительное удержание этой группы электронов, обусловленное малым сечением рассеивания этих частиц ионами и нейтральным газом. Характер изменения диамагнитного сигнала во времени аналогичен характеру изменения сигнала, полученного с рентгеновского датчика.

Все вышеизложенное еще раз подтверждает вывод о том, что группа "горячих" электронов обладала большей частью тепловой энергии эмиттера. Предохранение глубоких слоев эмиттера для потока нейтральных частиц и многократную их ионизацию осуществляла основная масса "холодных" электронов эмиттера.

Таким образом, электронный пучок с высоким КПД ( $\sim 60\%$ ) передает энергию на ионизацию и нагрев рабочего газа эмиттера. В процессе взаимодействия эмиттера с пучком он оставался макроскопически устойчивым, а время сохранения энергии в активной фазе составляло  $10^{-3}$  s, а в пассивной —  $10^{-1}$  s. Длина свободного пробега нейтральных частиц существенно меньше геометрических размеров эмиттера, и в связи с этим ионизация происходила в основном в пограничных областях, в системе наблюдалось накопление заряженных частиц.

Исследованный эмиттер применялся для формирования и ускорения многоамперных ионных потоков.

## Список литературы

- [1] Блохин С.М., Колесников В.В. // ЖТФ. 1995. Т. 65. Вып. 5. С. 183–187.
- [2] Войткив А.В., Коваль А.В. // ЖТФ. 1995. Т. 65. Вып. 11. С. 12–19.
- [3] Иванов И.Г., Латуш Е.Л., Сэм М.Ф. Ионные лазеры в парах металлов. М.: Энергоатомиздат, 1990. 255 с.
- [4] Волколупов Ю.Я. Материалы 11 Всесоюз. конф. по когерентной и нелинейной физике. Ереван: Изд-во Ереванского университета, 1982. С. 16–17.
- [5] Закатов Л.Л., Плахов А.Г., Рюттов Д.Д., Шапкин В.В. // ЖЭТФ. 1976. Т. 54. Вып. 4. С. 1098–10109.
- [6] Димерханов Р.А., Геворков А.Г., Попов А.Ф., Колмаков О.А. // ЖТФ. 1975. Т. 45. Вып. 9. С. 1862–1868.
- [7] Файнберг Я.Б., Березин А.К., Березина Т.П. // Атомная энергия. 1961. Т. 11. Вып. 6. С. 403–407.
- [8] Кархов А.Н. // ЖЭТФ. 1969. Т. 56. Вып. 3. С. 792–799.
- [9] Кузнецов Э.И., Щеглов Д.А. Методы диагностики высокотемпературной плазмы. М.: Атомиздат, 1974. 152 с.
- [10] Баранов Н.Г., Волколупов Ю.Я., Курибеда А.Д. // Радиотехника. 1976. Вып. 39. С. 15–28.
- [11] Лукьянов Ю.Н. Горячая плазма и управляемый ядерный синтез. М.: Наука, 1975. 407 с.