

04;12

Равновесные состояния ионно-пучковой плазмы с замагниченными электронами при низких давлениях

© С.В. Дудин, А.В. Зыков, А.В. Ушаков, В.И. Фареник

Харьковский государственный университет
Научный физико-технологический центр, Харьков

Поступило в Редакцию 18 июля 1997 г.

Представлены результаты экспериментального исследования ионно-пучковой плазмы с замагниченными электронами в катодном канале ускорителя ионов с анодным слоем. Приведены новые данные по пространственным распределениям локальных параметров плазмы (потенциала плазмы, температуры электронов, плотностей электронов и ионов) в области с сильными и неоднородными электрическим и магнитным полями в зависимости от внешних параметров разряда (напряженности магнитного поля, анодного напряжения, давления рабочего газа).

Ранее проведенные исследования [1,2] ионно-пучковой плазмы (ИПП) с замагниченными электронами в проводящем катодном канале ускорителя ионов с анодным слоем (АС) установили принципиальные отличия ее свойств от других активных неизотермических плазменных образований — изотропной ИПП в отсутствие электрического (**E**) и магнитного (**H**) полей [3], положительного столба тлеющего разряда при низких давлениях [4], ИПП с замагниченными электронами в ускорителе с диэлектрическим выходным каналом [5]. Основные из них:

1. Наличие неоднородного электрического поля $E = (1 - 200) \text{ V/cm}$ вдоль потока ионов вследствие сильной замагниченности электронов.
2. Существование локально-равновесной, близкой к максвелловской, функции распределения электронов по энергиям f_e и больших градиентов электронной температуры $dT_e/dz \sim 10 \text{ eV/cm}$, где ось z направлена вдоль пучка ионов.
3. Существование при $H > H_{cr} \approx 1 \text{ Oe}$ стационарного, не скомпенсированного ионами тока электронов на катоды, сравнимого с разрядным током I_p .

Вместе с тем недостаток экспериментальных данных о распределении в пространстве и динамике локальных параметров плазмы (T_e , потенциала плазмы φ_{pl} , плотностей электронов n_e и ионов n_i) от разрядных условий (H , I_p , напряжения на аноде U_a , давления рабочего газа p) не позволял оценить роль двумерных эффектов и диффузионных процессов, связанных с сильными градиентами n_e и T_e , в электронном токопереносе к аноду. Поэтому целью настоящей работы являлось измерение вышеперечисленных зависимостей и на основе их анализа определение характерных состояний ИПП с замагниченными электронами. Эти данные имеют важное значение как для установления взаимосвязи параметров ИПП в пространстве транспортировки ионного пучка и процессов генерации ионов в АС, так и для развития самосогласованной модели ионно-плазменных систем холловского типа в целом.

Экспериментальные исследования проводились на установке с источником ионов холловского типа "Радикал" [1,6]. В качестве средств диагностики, как и в работе [2], применялись: одиночный цилиндрический зонд, направленный зонд, многосеточный электростатический анализатор. T_e и φ_{pl} определялись по методике двукратного дифференцирования зондового тока по потенциалу зонда [7], n_e рассчитывалась из электронного тока насыщения и значения T_e , а плотность ионов пучка n_i — путем измерений плотности ионного тока и энергетического спектра ионов.

Данные об эволюции f_e по направлению от ИПП к АС, а также зависимости φ_{pl} и T_e от расстояния зонд-анод z_{pr} для типичного режима работы ионного источника ($p = 4 \cdot 10^{-4}$ Торр, $H = 1.5$ кОе, $U_a = 1.5$ кВ, плотность ионного пучка $j_i = 1$ мА/см²) приведены в работе [2]. Измерения зависимостей локальных параметров плазмы от U_a , H , p , результаты которых приведены в данной работе, проводились в том же режиме разряда. Рабочим газом являлся азот.

Сложность поставленной задачи для экспериментальных измерений обусловлена относительным характером границ переходной области, которой по сути является ИПП с замагниченными электронами, а также подвижностью границ как со стороны пространства транспортировки ионного пучка, так и со стороны АС при изменении U_a , H , p . Так, на рис. 1 приведены зависимости плотностей электронов и ионов от магнитного поля при фиксированном положении зонда $z_{pr} = 7$ мм. На этом же графике для сравнения изображены рассчитанные согласно модели Жаринова-Кервалишвили [8] плотности электронов в анодном

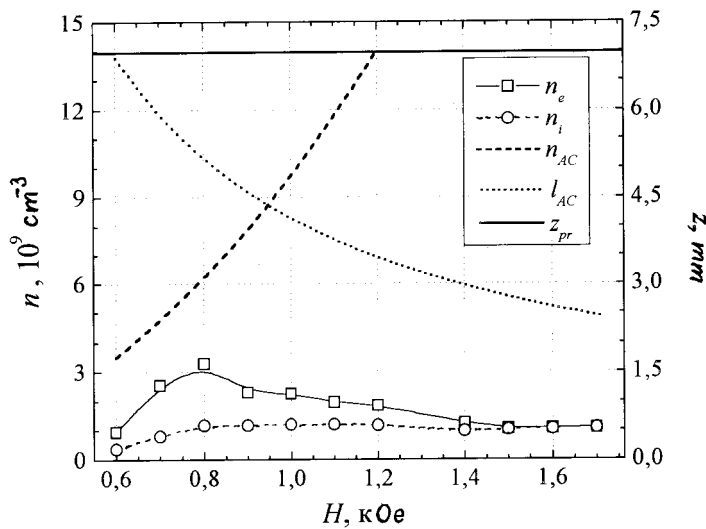


Рис. 1. Зависимости экспериментальных значений плотностей электронов n_e и ионов n_i от магнитного поля H при $z_{pr} = 7 \text{ mm}$, $U_a = 1.5 \text{ kV}$, $p = 4 \cdot 10^{-4} \text{ Torr}$, а также плотности электронов в АС n_{AC} и толщины АС l_{AC} согласно модели Жаринова–Кервалишвили [8].

слой $n_{AC} = \frac{1}{4\pi mc^2} \frac{\nu_i}{\nu_0} H^2$ и толщина слоя $l_{AC} = \sqrt{\frac{2mc^2}{e} \frac{\nu_0}{\nu_i} U_a} \cdot \frac{1}{H}$, где ν_i — частота ионизации электронами, ν_0 — частота упругих электрон-атомных столкновений. Из приведенных зависимостей следует, что при малых H толщина АС порядка расстояния зонд–анод, плотность электронов n_e одного порядка с n_{AC} и в 2–3 раза превышает n_i . С ростом H толщина АС падает, разница между n_e и n_i уменьшается и при $H \geq 1.5 \text{ kOe}$ плотности электронов и ионов сравниваются. Отметим, что, согласно предыдущим измерениям [2], на границе АС f_e имеет максвелловское ядро, $T_e \approx 10\text{--}12 \text{ eV}$, величина φ_{pl} может достигать 60–100 V.

Учитывая эти данные, результаты измерений φ_{pl} , $T_e = f(H, U_a, p, z)$ были обобщены на диаграмме равновесных состояний анизотропной плазмы с интенсивной ионизацией (рис. 2). В основе диаграммы лежит зависимость $\varphi_{pl} = f(T_e)$, рассчитанная из уравнения непрерывности

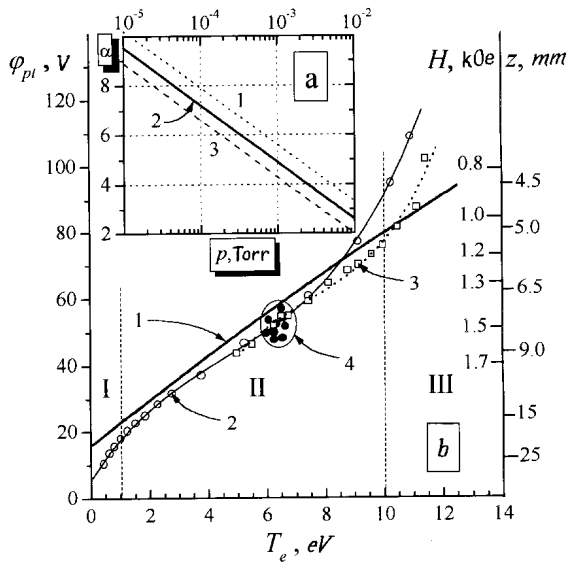


Рис. 2. *a* — зависимость коэффициента пропорциональности α между потенциалом плазмы ϕ_{pl} и температурой электронов T_e от давления p при различных T_e : 1 — $T_e = 1$ eV, 2 — $T_e = 10$ eV, 3 — $T_e = 25$ eV. *b* — зависимости потенциала плазмы от температуры электронов при $p = 4 \cdot 10^{-4}$ Torr: 1 — согласно модели ионизационного равновесия; линия 2 — для пространственных распределений $\phi_{pl}, T_e = f(z)$ при $H = 1.5$ kOe, $U_a = 1.5$ kV; линия 3 — для $\phi_{pl}, T_e = f(H)$ при $z_{pr} = 7$ mm, $U_a = 1.5$ kV; область 4 — для $\phi_{pl}, T_e = f(U_a)$ при $z_{pr} = 7$ mm и $H = 1.5$ kOe.

$\frac{dj_x}{dx} + \frac{dj_z}{dz} = \nu_i n_e + \nu_{ii} n_i$, где ν_{ii} — частота ионизации ионным пучком, j_z и j_x — плотности токов на анод и катод соответственно ($x \parallel \mathbf{H}, z \parallel \mathbf{E}$), в предположении максвелловского характера f_e и линейной аппроксимации сечения ионизации, когда $j_x = en_e \sqrt{\frac{T_e}{2\pi m_e}} \exp\left\{-\frac{e\phi_{pl}}{T_e}\right\}$ и $\nu_i = 4C_i \sqrt{\frac{T_e}{2\pi m_e}} n_a (I + 2T_e) \exp\left\{-\frac{I}{T_e}\right\}$, где I — потенциал ионизации; n_a — плотность атомов; C_i — константа, зависящая от сорта рабочего газа и имеющая размерность eV/cm² [9]. Полагая малость толщины пристеночного слоя по сравнению с толщиной катодного канала d , в отсутствие ионизационного усиления электронного тока вдоль электрического поля

$\left(\frac{dj_z}{dz} = 0\right)$ и пренебрегая ионизацией пучком ($u_{ii} = 0$), легко получить соотношение $e\varphi_{pl} = I + \alpha T_e$, где $\alpha \approx -\ln[0.42pd(I + 2T_e)]$ — для азота. Графическое изображение зависимости $\alpha = f(p)$ при $T_e = 1; 10; 25$ eV приведено на рис. 2, *a* (прямые 1, 2, 3 соответственно), а на рис. 2, *b* представлена зависимость $\varphi_{pl} = f(T_e)$ для $p = 4 \cdot 10^{-4}$ Торг (линия 1). На этом же рисунке приведены экспериментальные данные $\varphi_{pl} = f(T_e)$ при том же p для различных зависимостей: линия 2 — для пространственных распределений $\varphi_{pl}, T_e = f(z)$ при $H = 1.5$ кОе, $U_a = 1.5$ кВ; линия 3 — для $\varphi_{pl}, T_e = f(H)$ при $z_{pr} = 7$ мм, $U_a = 1.5$ кВ; область 4 — для $\varphi_{pl}, T_e = f(U_a)$ при $z_{pr} = 7$ мм и $H = 1.5$ кОе. На правой оси рис. 2, *b* отложены нелинейные шкалы, демонстрирующие соответствие экспериментальных точек $\varphi_{pl} = f(T_e)$ параметрам H и z .

Анализируя приведенную диаграмму, можно выделить следующие характерные состояния ионизационного равновесия в ИПП с замагниченными электронами:

I. $T_e < 1$ eV — экспериментальные точки $\varphi_{pl} = f(T_e)$ лежат существенно ниже ($\sim 50\%$) равновесной линии, что соответствует значительному вкладу в ионизацию пучков ионов.

II. $T_e = 1-10$ eV — экспериментальные точки с точностью до 10% совпадают с равновесным состоянием $\left(\frac{dj_z}{dz} = 0\right)$, когда родившиеся электроны в основном уходят на катод.

III. $T_e > 10$ eV — экспериментальные точки лежат выше равновесной линии, что соответствует появлению ионизационного усиления электронного потока на анод $\left(\frac{dj_z}{dz} > 0\right)$.

Как следует из диаграммы состояний, области I, II, III последовательно чередуются при уменьшении H и z . Снижение U_a и p приводит к незначительному ($\sim 10-20\%$) увеличению φ_{pl} и T_e при постоянных H и z .

Таким образом, экспериментальные данные и теоретический анализ процесса ионизационного усиления электронного тока указывают, что в системах холловского типа в переходной области ИПП-АС при низких давлениях и сильных магнитных полях реализуются условия, когда градиент электронного давления препятствует развитию электронных лавин и приводит к уходу вновь родившихся электронов на катоды. Определяющим для существования такой области является формирование локально равновесной f_e , причем высоковольтная граница задается условием $T_{AC} < (2-3)I$, а величина граничного значения потенциала

$\varphi_{AC} = I + \alpha T_{AC} \sim 100 \text{ V}$ растет с уменьшением давления, т.е. в переходной области падает значительная часть приложенной разности потенциалов.

Вместе с тем, как показали оценки, при давлениях $p > 10^{-5}$ Торр на высоковольтной границе ИПП с замагниченными электронами частота максвеллизующих электрон-электронных столкновений $\nu_{ee} \ll \nu_i$, т.е., как и в положительном столбе тлеющего разряда низкого давления, имеет место парадокс Ленгмюра [4]. Возможно, развитие диокотронных колебаний в АС небольшой амплитуды, которые наблюдаются в системе при $H > 1 \text{ кОе}$, является фактором, существенно расширяющим переходную область в сторону больших φ_{pl} и T_e .

Список литературы

- [1] Дудин С.В., Зыков А.В., Ушаков А.В. // Письма в ЖТФ. 1995. Т. 21. В. 2. С. 25–30.
- [2] Дудин С.В., Зыков А.В., Ушаков А.В., Фареник В.И. // Письма в ЖТФ. 1996. Т. 22. В. 23. С. 43–48.
- [3] Дудин С.В., Зыков А.В., Фареник В.И. // Письма в ЖТФ. 1991. Т. 17. В. 6. С. 22–26.
- [4] Грановский В.Л. Электрический ток в газе. М.: Наука, 1971. 544 с.
- [5] Калашиников В.Л., Саночкин Ю.В. // ЖТФ. 1974. Т. 44. В. 12. С. 2512–2518.
- [6] Маишев Ю.П. // Электронная промышленность. 1990. № 5. С. 15–18.
- [7] Дудин С.В. // ПТЭ. 1994. № 4. С. 78–82.
- [8] Кервалишвили Н.А., Жаринов А.В. // 1965. ЖТФ. Т. 35. В. 12. С. 2194–2201.
- [9] Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1987. 592 с.