

03:04

Вращение нейтрального газа в магнетронном разряде

© А.Ф. Паль^{1,2}, А.Н. Рябинкин^{1,2}, А.О. Серов^{1,2}, А.В. Филиппов²¹ НИИ ядерной физики им. Д.В. Скобельцына, МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва² ГНЦ РФ Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований, Троицк, Москва

E-mail: aserov@mics.msu.su

Поступило в Редакцию 8 августа 2014 г.

Экспериментально установлены существование и величина скорости движения нейтральной компоненты плазмы планарного магнетронного разряда в направлении дрейфа заряженной компоненты плазмы в скрещенных электрическом и магнитном полях (дрейфа $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$). Для этого было исследовано распространение малой газовой примеси по плазменному кольцу магнетронного разряда постоянного тока в диффузионном режиме. Проведено сравнение полученных временных зависимостей интенсивности атомарного спектра излучения примеси в различных областях плазменного кольца с результатами численного решения уравнения диффузии для условий эксперимента.

Вопрос существования направленного движения нейтральной компоненты в разрядной плазме при пониженном давлении газа в присутствии магнитного поля поднимался в ряде работ [1–6]. Некоторые из этих исследований связаны с объяснением причин наблюдаемого направленного движения частиц микронных размеров, удерживаемых в плазменно-пылевой ловушке, которое возникает при наложении магнитного поля [3–6]. Наиболее быстрое орбитальное движение частиц наблюдается в ловушке, формируемой в плазме планарного магнетронного распылителя, и это явление использовалось в процессе покрытия левитирующих частиц металлическими пленками [7]. Оказалось, что учета вклада только силы ионного увлечения [8] недостаточно для описания указанного направленного движения [6]. Непосредственный вклад электронов в движение этих частиц ничтожен из-за большой разницы их масс. Однако, как показано в [6], электроны могут сообщать заметный дополнительный импульс пылевым частицам через

нейтральные атомы. Экспериментальное подтверждение существования направленного потока газа в магнетронном разряде встречает несколько затруднений. Относительно большие датчики движения газа (крыльчатки, крутильные весы) могут оказать нежелательное влияние на плазму. Наблюдение за частицами микронного размера, левитирующими в плазме [4–6], требует знания локальных параметров плазмы и заряда частиц, установление которых само по себе является непростой задачей. В обоих случаях для интерпретации экспериментальных результатов необходимо отделить друг от друга прямое воздействие ионной и нейтральной компонент на датчик. В некоторых случаях применение доплеровской спектроскопии к измерениям скорости газа в подобных случаях дает противоречивые результаты [3].

Целью представленной работы являлось непосредственное наблюдение азимутального движения нейтрального газа в плазме планарного магнетронного разряда и оценка скорости этого движения. Одним из известных методов измерения параметров компонент разрядной плазмы является спектроскопическое исследование малой газообразной добавки, принудительно введенной в разрядный объем [9,10]. В данной работе в плазменное кольцо магнетронного разряда над плоским электродом импульсно вводилась примесь постороннего газа и исследовалось распространение этой примеси в двух различных направлениях вдоль разрядного кольца. Распространение примеси регистрировалось по временному изменению интенсивности ее эмиссионного спектра в разных сегментах кольца разряда.

Для эксперимента использовалась цилиндрическая вакуумная камера 1 (рис. 1), имеющая плоское металлическое дно толщиной 8 mm. Внутри вакуумной камеры, на ее дне, смонтирована разрядная камера (РК) кольцеобразной формы 2, внутри которой поддерживался магнетронный разряд. Катод 3 занимал все дно РК и представлял собой плоское медное кольцо толщиной 0,4 mm с внутренним и внешним диаметрами 180 и 220 mm. Катод был отделен от заземленного дна вакуумной камеры тонким слоем диэлектрика. Магнитная система 4 состояла из 2 коаксиальных рядов магнитов, установленных на плоском кольцеобразном магнитопроводе. Она располагалась снаружи вакуумной камеры под катодом и создавала арочное магнитное поле над ним. Медные вертикальные цилиндрические стенки 5 разрядной камеры высотой 3 см были заземлены. Во внешней стенке устроено напускное отверстие, через которое внутрь разрядной камеры могли

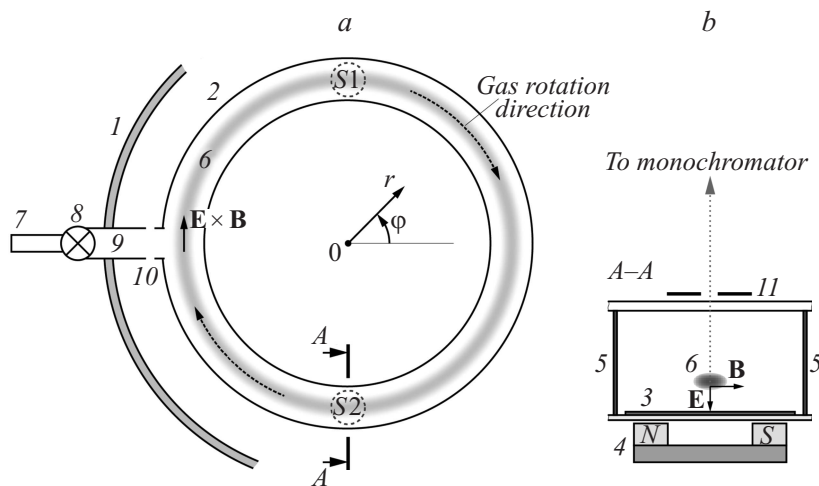


Рис. 1. Схема эксперимента: *a* — вид сверху, *b* — сечение. 1 — часть стенки вакуумной камеры; 2 — кольцеобразная разрядная камера; 3 — катод; 4 — магнитная система; 5 — заземленные стенки разрядной камеры; 6 — светящаяся область плазмы; 7 — резервуар с ксеноном; 8 — клапан; 9 — форкамеры; 10 — демпфирующие отверстия; 11 — оптическое окно. S1 и S2 — исследуемые области свечения.

поступать рабочие газы. В начале опыта внутри РК поддерживался разряд в аргоне при разрядном напряжении 300 В, силе тока 0.36 А и давлении 50 Па. Разрядная плазма имела вид светящегося кольца 6. Под разрядным кольцом возникал трек распыления диаметром 19 см и шириной 0.5 см.

В резервуаре 7, отделенном от вакуумной камеры клапаном 8, находился ксенон, используемый далее в качестве добавки. Для импульсной доставки примеси к напускному отверстию в количестве, достаточном для регистрации, на закрытом клапане 8 приходилось создавать начальный перепад давления газов. Поэтому после открытия клапана мог возникать значительный конвективный поток. Если бы этот поток достигал РК, интерпретация экспериментальных данных стала бы более сложной, чем в случае распространения примеси в диффузионном режиме. Чтобы устранить скачок давления и связанный с ним конвек-

тивный поток газа в напускном отверстии РК, в напускной тракт были включены две форкамеры 9, разделенные пористой перегородкой. Во второй камере были устроены дополнительные отверстия 10, соединяющие ее с демпфирующим объемом вакуумной камеры. После открытия клапана ксенон через форкамеры, смешиваясь с аргоном, попадал в разрядную камеру. Максимальный рост давления в камере во время напуска составлял 10%, а по окончании напуска примеси стационарное парциальное давление ксенона в вакуумной камере составляло 0.5% от общего.

Верхние стенки и РК (11), и вакуумной камеры были оптически прозрачны. Для оптического исследования выбраны 2 маленьких диафрагмированных участка светящегося разрядного кольца — источники излучения, обозначенные S1 и S2. Они располагались диаметрально по отношению друг к другу, на одинаковом расстоянии от напускного отверстия. В спектральном диапазоне источников при помощи монохроматора выделялось излучение на длине волны 462.4 nm ($5p^5(2P_{3/2}^0)7p^2[3/2]2 \rightarrow 5p^5(2P_{3/2}^0)6s^2[3/2]^02$), соответствующее яркой линии излучения атомов ксенона. В аргоновой плазме на этой длине волны регистрируется только слабый континуум (рис. 2). При распространении примеси в плазме регистрировались временные зависимости интенсивности излучения этой линии источниками S1 и S2, попеременно в последовательных опытах. Для получения опорных импульсных сигналов напряжения, относительно которых велся отсчет времени в экспериментах, использован электрический зонд.

При помощи программы Comsol Multiphysics численно решалась задача о конвективной диффузии ксенона в аргоне в трехмерной геометрии, соответствующей используемой экспериментальной схеме. По условию задачи аргон циркулировал вдоль внутренней полости кольцеобразной камеры в азимутальном направлении (выбранная система координат показана на рис. 1). Температура газа предполагалась равной 330 К. Профиль скорости аргона в радиальном сечении камеры задавался колоколообразным, подобным рассчитанному в [6]. В начальный момент времени ксенон начинал диффундировать из резервуара через отверстие в стенке камеры. Вычислялись временные зависимости концентрации ксенона в центрах источников S1 и S2.

На рис. 3 представлены экспериментально полученные временные зависимости интенсивности свечения плазмы в источниках S1 и S2

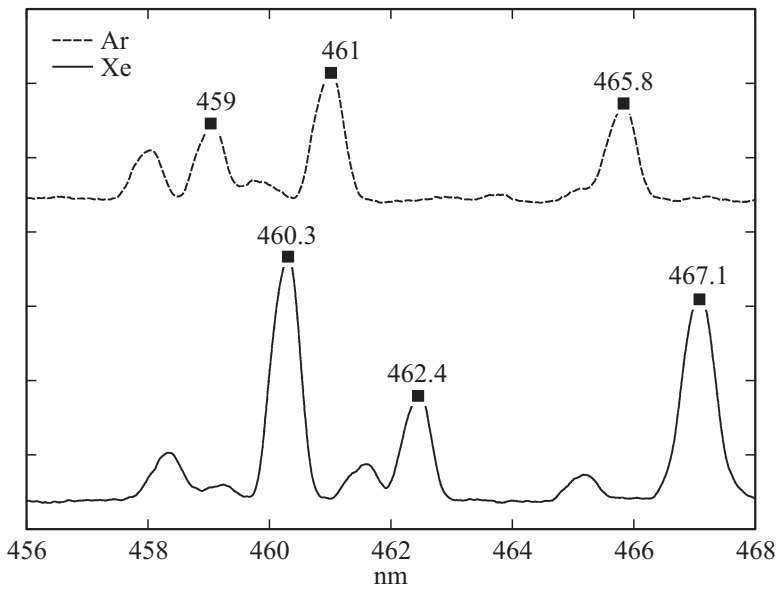


Рис. 2. Спектры излучения плазмы магнетронных разрядов при одинаковой мощности 0.1 kW и давлении 50 Pa в ксеноне и в аргоне.

на длине волны 462.4 nm. Начало отсчета на временной оси соответствует моменту появления синхронизирующего импульса. В опыте, представленном на рис. 1 и 3, более раннее появление и более быстрый рост интенсивности излучения ксенона наблюдались в источнике S1. Здесь полярность магнитов обеспечивала направление дрейфа $\mathbf{E} \times \mathbf{V}$ заряженных частиц плазмы от области напуска в сторону S1. Когда мы меняли направление магнитного поля на противоположное, вызывая соответствующее изменение направления дрейфа, наоборот, более быстрый рост наблюдался в источнике S2. Таким образом, более быстрый рост интенсивности излучения ксенона наблюдался в том источнике излучения, в сторону которого направлен дрейф $\mathbf{E} \times \mathbf{V}$ от точки напуска, т. е. там, где дрейф и диффузионный поток сонаправлены. Радиационное время жизни возбужденных атомов ксенона в состоянии $5p^5(2P_{3/2}^0)7p^2[3/2]2$ составляет около 20 ns, поэтому можно утверждать, что интенсивность излучения соответствующей линии пропор-

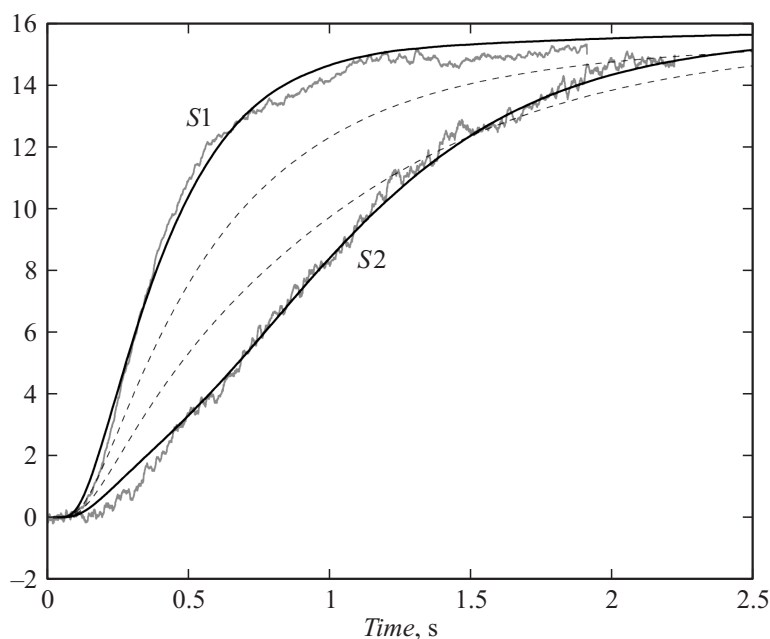


Рис. 3. Временные зависимости концентрации ксенона в областях $S1$ и $S2$, экспериментальные (серые непрерывные линии) и рассчитанные. Результаты расчета для двух значений максимума скорости движения газа: 175 cm/s (черные непрерывные), 50 cm/s (пунктир).

циональна концентрации атомов ксенона в основном состоянии вне зависимости от механизма возбуждения. Следовательно, полученные кривые передают временные зависимости концентрации атомов ксенона в областях плазмы $S1$ и $S2$.

Также на рис. 3 в относительных единицах представлены рассчитанные временные зависимости концентрации ксенона в точках измерения при заданных значениях максимальной скорости движения газа V , равных 175 и 50 cm/s . Сравнение зависимостей указывает на существование кругового движения газа в области разряда и позволяет оценить его скорость. Отметим, что возможное наличие в эксперименте конвективного потока газа, связанного с напуском, может осложнить

моделирование процесса, но не влияет на справедливость вывода о существовании потока нейтрального газа в направлении дрейфа $\mathbf{E} \times \mathbf{V}$.

Дрейф заряженных частиц плазмы в направлении $\mathbf{E} \times \mathbf{V}$, который мы считаем основной движущей силой возникновения азимутальной компоненты направленной скорости нейтрального газа, является характерной чертой магнетронного разряда. Отличительной особенностью нашего эксперимента является форма разрядной камеры в виде замкнутого контура. Такая электродная система позволяет обеспечить распространение вводимой газовой примеси преимущественно в азимутальном направлении, что упрощает интерпретацию результатов эксперимента. Электродная система обычного магнетронного распылителя также может содержать некоторые атрибуты подобного направляющего канала в виде стенок глубокого трека распыления и/или экранирующего электрода, которые могут формировать поток около электродной поверхности при не слишком низких давлениях. Магнетронный распылитель с высокой разрядной мощностью в несколько киловатт создает кольцевой электрический ток существенно большей силы и благодаря передаче импульса может стимулировать вращение газа во всей вакуумной камере.

Таким образом, продемонстрировано существование потока нейтрального газа в плазме магнетронного разряда постоянного тока с плоским катодом, поддерживаемого в кольцеобразной камере. Из сравнения полученных экспериментальных данных с результатами численного решения уравнения диффузии для условий эксперимента получена оценка скорости кругового движения нейтральной компоненты плазмы.

Работа поддержана грантами РФФИ 12-02-01177-а, 13-02-01161-А и проектом Росатома Н.4х.44.90.13.1090.

Список литературы

- [1] Степанов В.Г., Захарченко В.Ф., Безель В.С. // ЖЭТФ. 1958. Т. 34. С. 512.
- [2] Грановский В.Л., Уразаков Э.И. // ЖЭТФ. 1960. Т. 38. С. 135
- [3] Карасев В.Ю., Чайка М.П., Эйхвальд А.И., Щего Ц. // Опт. и спектр. 1998. Т. 84. С. 910.
- [4] Nedospasov A.V. // Physical Review. E. 2009. V. 79. P. 036 401.
- [5] Carstensen J., Greiner F., Hou L.J. et al. // Physics of Plasmas. 2009. V. 16. P. 8.

- [6] Паль А.Ф., Рябинкин А.Н., Серов А.О. и др. // ЖЭТФ. 2012. Т. 141. С. 608.
- [7] Rudavets A.G., Ryabinkin A.N., Serov A.O. // Plasma Process Polym. 2011. V. 8. P. 346.
- [8] Chaudhuri M., Nosenko V., Knapek C. et al. // Phys. Rev. E. 2000. V. 61. P. 1890.
- [9] Dyatko N., Kashko D., Pal A. et al. // Plasma Phys. Rep. 1998. V. 24. P. 1041.
- [10] Boffard J.B., Lin C.C., DeJoseph C.A. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2004. V. 37. P. R143.