

04.1

Неожиданные особенности зажигания самостоятельного разряда в скрещенных электрическом и магнитном полях

© Н.А. Строкин, А.В. Ригин

Иркутский национальный исследовательский технический университет, Иркутск, Россия
E-mail: strokin85@inbox.ru

Поступило в Редакцию 11 ноября 2022 г.

В окончательной редакции 26 декабря 2022 г.

Принято к публикации 27 декабря 2022 г.

Обнаружена двойная структура тока при зажигании самостоятельного тлеющего разряда в скрещенных электрическом и магнитном полях ($E \times B$ -разряда). Исходным состоянием рабочей среды для первого скачка тока является нейтральный газ, для второго — плазма. Приведены измеренные кривые зажигания и временные характеристики процесса. В качестве параметра, позволившего регистрировать два режима $E \times B$ -разряда, использовался ток ионов. Впервые показан различный характер зажигания разряда для пеннинговских пар.

Ключевые слова: разряд, скрещенные электрическое и магнитное поля.

DOI: 10.21883/PJTF.2023.05.54667.19425

Электрический разряд в газах в случае, когда внешнего магнитного поля нет, детально исследован [1]. На его вольт-амперной характеристике регистрируются токи, вызванные естественной радиацией, присутствует область, названная темным разрядом, далее наблюдаются различные виды тлеющего разряда и дуговой разряд. В настоящее время широкое применение находят плазменные источники, в которых частицы и потоки плазмы извлекаются из области $E \times B$ -разряда (разряда в скрещенных электрическом и магнитном полях). Без них сложно представить технологические процессы в нанoeлектронике [2], при коррекции орбит космических аппаратов [3] и в медицине [4]. В частности, используются плазменные ускорители с анодным слоем (УАС) и с протяженной зоной ускорения (стационарные плазменные двигатели — СПД). Условия зажигания $E \times B$ -разряда при создании перечисленных устройств изучались начиная с работы [5]. В [5] под электрическим пробоем понималось зажигание самостоятельного или несамостоятельного (при наличии источника внешних электронов) тлеющего $E \times B$ -разряда; другого исследователи не увидели. При этом измерялся электротехнический ток разряда как индикатор зажигания. В [6,7] описаны результаты экспериментов по зажиганию самостоятельного $E \times B$ -разряда в аргоне, ксеноне и азоте. Зависимости напряжения зажигания U_{ig} от Pd (P — давление газа, d — расстояние между электродами) по виду были похожи на кривые Пашена без магнитного поля, но при одинаковых значениях Pd имели меньшие U_{ig} . В момент зажигания разряда в СПД полный ток в 10–20 раз превышает ток в стационарном режиме; на кривой $U_{ig} = f(B_{ig})$ при $B \approx 190$ Г обнаружен минимум $U_{ig} \approx 220$ В [8]. Разряд в СПД возникает через $7 \mu\text{s}$ после включения напряжения, пиковая плот-

ность тока достигается ко времени $t \approx 25 \mu\text{s}$, выход на стационарный режим длится около $50 \mu\text{s}$ [9].

Для аномального тлеющего разряда в УАС, на котором проведены описываемые эксперименты (подробнее схему эксперимента см. в [10]), интегральные зависимости $U_{ig} = f(B_{ig})$ для неона, аргона и криптона подобны приведенным в [6–8]. При их получении значения радиальной компоненты индукции на катоде B_{ig} рассчитывались по измеренному в момент пробоя току в цепи катушки, создающей магнитное поле в УАС. В качестве датчика использовался пояс Роговского, охватывающий линию питания анод–катод УАС. Параметры пояса Роговского были следующими: $L \approx 35 \mu\text{H}$, $C \approx 100 \mu\text{F}$, $R \approx 0.7 \Omega$; интегрирующая RC -цепочка не использовалась. Типичный сигнал с экрана осциллографа приведен на рис. 1, а. Выделяется пик индукционного тока в момент зажигания разряда, далее наблюдается переход в стационарное состояние. Попытки увидеть с помощью пояса Роговского возможные предвестники тлеющего разряда не привели к желаемому результату, поэтому мы решили использовать в качестве индикатора зажигания разряда ток ионов, покидающих УАС через кольцевое отверстие в катоде. В качестве датчика ионного тока использовался коллектор энергоанализатора с задерживающим потенциалом (RFA) с системой управления и регистрации, способной отслеживать сигнал в течение 100 с [11].

Предварительно устанавливалось напряжение на аноде УАС. Далее на анализирующую сетку RFA подавалось напряжение, растущее ступенчато с различной скоростью $dU_{\text{RFA}}/dt \leq 10$ В/30 мс, что позволяло наблюдать временную динамику ионного сигнала. Одновременно с ростом U_{RFA} медленно увеличивалось магнитное поле в УАС (при изменении тока в его катушке) до момента пробоя — броска ионного тока на коллекторе

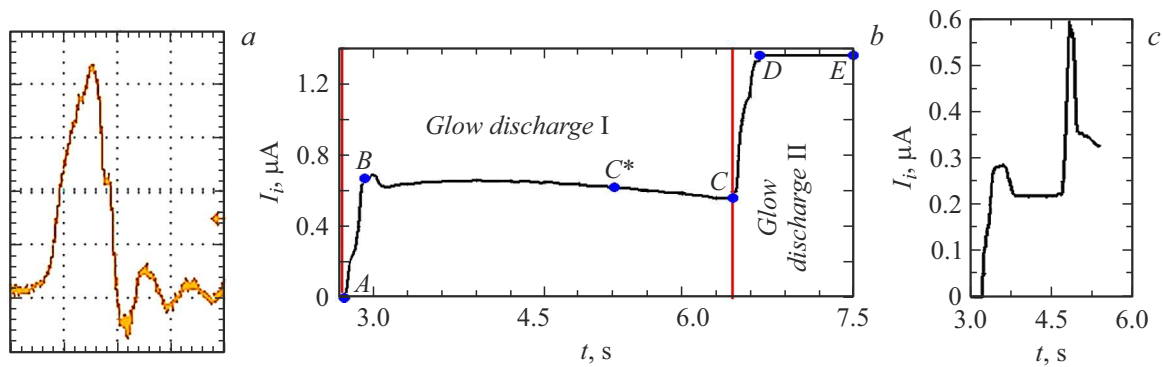


Рис. 1. Осциллограммы зажигания $E \times B$ -разряда. *a* — неон, сигнал с пояса Роговского, скорость напуска $q = 50 \text{ cm}^3/\text{min}$, $U_{ig} = 1140 \text{ V}$, $B_{ig,I} = 2400 \text{ G}$, развертка $5 \mu\text{s}/\text{div}$, чувствительность $100 \text{ mV}/\text{div}$; *b* — неон, $dU_{RFA}/dt = 2 \text{ V}/30 \text{ ms}$, $q = 80 \text{ cm}^3/\text{min}$, $U_{ig} = 1150 \text{ V}$, $B_{ig,I} = 1480 \text{ G}$, $B_{ig,II} = 2150 \text{ G}$; *c* — аргон, $dU_{RFA}/dt = 2 \text{ V}/30 \text{ ms}$, $q = 5 \text{ cm}^3/\text{min}$, $U_{ig} = 1040 \text{ V}$, $B_{ig,I} = 1430 \text{ G}$, $B_{ig,II} = 1630 \text{ G}$.

RFA. Так, мы смогли различить двойную структуру ионного сигнала (рис. 1, *b, c*), что эквивалентно двойной структуре плотности электронов и разрядного тока в $E \times B$ -разряде. В качестве количественной характеристики магнитного поля использовалось значение B_{ig} — индукции в месте рождения первичных электронов на катоде. Расчетное (в программе FEMM) значение B_{ig} определялось по измеренной величине тока в осевой катушке, генерирующей магнитное поле в УАС. На рис. 1, *b* и *c* приведены типичные осциллограммы ионного тока (отсчет времени от момента запуска RFA), соответствующие кривой зажигания $E \times B$ -разряда „в ионном свете“. Явно выделяются два скачка тока (участки *AB* и *CD* на рис. 1, *b*), за которыми следуют два устойчивых стационарных состояния горения аномального тлеющего разряда (участки *BC* и *DE* на рис. 1, *b*). Переход из режима I в режим II инициируется увеличением индукции магнитного поля. Участки осциллограммы *BC** и *DE* на рис. 1, *b* соответствуют состоянию, когда магнитное поле не изменялось; магнитное поле увеличивалось до точки *A* и на участке *C**.

На рис. 2 приведены кривые зажигания $E \times B$ -разрядов, инициируемых магнитным полем, полученные „в одном кадре“. Важно подчеркнуть, что исходным состоянием для первого скачка тока является нейтральный газ, для второго — плазма, причем измеренные отношения амплитуд скачков для разных условий зажигания составляют $I_{II}/I_I \approx 2-11$.

В процессе зажигания, изменяя dU_{RFA}/dt , можно было на коллекторе видеть ионы с энергиями $50 \text{ eV} \leq W_i \leq eU_A$, где U_A — напряжение на аноде УАС в момент зажигания ($U_A = U_{ig}$). Ионы рождались в процессе столкновений электронов с нейтральными частицами рабочего газа в разных точках разрядного промежутка и соответственно ускорялись до различных энергий. Величина ионного тока зависела от диапазона энергий, в котором производилось его измерение. Так, при $dU_{RFA}/dt = 2 \text{ V}/50 \text{ ms}$ регистрировались ионы с энергиями $W \leq 150 \text{ eV}$; при $dU_{RFA}/dt = 4 \text{ V}/10 \text{ ms}$ —

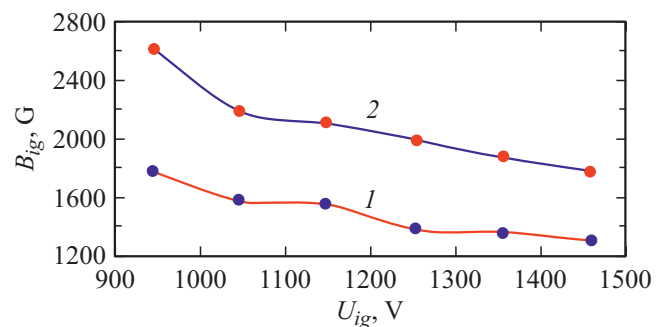


Рис. 2. Кривые зажигания в случае неона. 1 — режим I, 2 — режим II. $q = 70 \text{ cm}^3/\text{min}$.

с энергиями $W \geq 700 \text{ eV}$. Наибольший ток был при энергиях вблизи максимума спектра ионов по энергии.

Работая на смесях инертных газов, нельзя было обойти вниманием эксперименты с „пеннинговскими парами“ [12,13] — в нашем случае смеси неона с аргоном или криптоном, в которых потенциал возбуждения неона в метастабильное состояние составляет около 16.7 eV , что превышает потенциалы ионизации аргона (15.7 eV) и криптона (14 eV). Естественное, „по Пеннингу“, поведение кривой зажигания $B_{ig} = f(q)$ — уменьшение необходимого для зажигания разряда энерговклада со стороны магнитного поля — наблюдалось при добавке к неону аргона или криптона как примеси (рис. 3, *a*). Однако, если неон был добавкой к аргону или криптону, индукция зажигания возрастала до $q_{Ne} \approx 30 \text{ cm}^3/\text{min}$ и далее монотонно спадала, не достигая при $q_{Ne} \leq 90 \text{ cm}^3/\text{min}$ стартового значения (рис. 3, *b*); эффект Пеннинга (в явном виде) здесь не работает. Результаты, приведенные на рис. 3, получены при использовании индукционного датчика (пояса Роговского).

Понимание того, что поток ионов, покидающих зону $E \times B$ -разряда, может быть индикатором процесса поджига — появления электронов и плазмы в промежутке анод–катод УАС, привело к проведению эксперимента

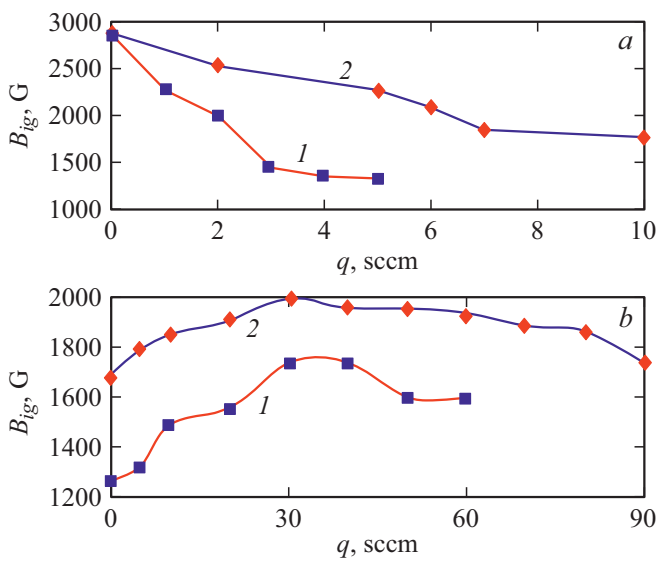


Рис. 3. Кривые зажигания при напряжении зажигания $U_{ig} \approx 830$ V. *a* — при напуске к неону ($q_{Ne} = 60$ cm³/min = const) криптона (1) и аргона (2); *b* — при напуске неона к криптону ($q_{Kr} = 5$ cm³/min = const) (1) и аргону ($q_{Ar} = 8$ cm³/min = const) (2).

по измерению величин U_{ig} и B_{ig} в момент появления сигнала на коллекторе ионов. Дополнительным преимуществом „ионного отслеживания“ стала возможность в явном виде показать, что самостоятельный $E \times B$ -разряд действительно распространялся на весь промежуток анод–катод, так как сигнал с RFA в момент зажигания соответствует ионам с энергиями 50 eV $\leq W_i \leq eU_A$. В результате обнаружены два стационарных режима горения $E \times B$ -разряда, стартующие от нуля (нейтральный газ) до I_1 (точка *B* на рис. 1, *b*) и примерно с I_1 (стационарный режим плазменного $E \times B$ -разряда — точка *C* на рис. 1, *b*) до I_2 (точка *D* на рис. 1, *b*). „Плазменный“ скачок не может происходить без формирования прикатодного скачка потенциала. Два скачка тока (в режим тлеющего разряда и на стадии горения тлеющего разряда) — это принципиальное отличие $E \times B$ -разряда от разряда без магнитного поля. Теперь можно выстроить следующую линейку генерации $E \times B$ -разряда: режим I аномального тлеющего разряда—режим II аномального тлеющего разряда—дуговой разряд.

Различия в поведении пеннинговских пар при изменении их роли в паре (основной газ или примесь) объясняется нами различной степенью влияния разряда на распределение потенциала в прикатодной области. Когда неон — основной газ, зажигание разряда происходит при $B_{ig} \geq 2800$ G. При этом формируется прикатодный слой потенциала толщиной $\Delta < 3$ mm величиной около $\Delta\phi \geq 30$ V. Если легкоионизируемые компоненты (Ar, Kr) являются основным газом, то зажигание разряда происходит при $B_{ig} \leq 1700$ G и $\Delta\phi$ не превышает 15–20 V, что делает маловероятными ионизацию неона и его возбуждение в метастабильное состояние.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Y.P. Raizer, *Gas discharge physics* (Springer, 1991), p. 128.
- [2] W. Liu, G. Zhang, C. Jin, Y. Xu, Y. Nie, X. Shi, J. Sun, J. Yang, *Appl. Phys. Lett.*, **121**, 073301 (2022). DOI: 10.1063/5.0092988
- [3] I.D. Kaganovich, A. Smolyakov, Y. Raitses, E. Ahedo, I.G. Mikellides, B. Jorns, F. Taccogna, R. Gueroult, S. Tsikata, A. Bourdon, J.-P. Boeuf, M. Keidar, A.T. Powis, M. Merino, M. Cappelli, K. Hara, J.A. Carlsson, N.J. Fisch, P. Chabert, I. Schweigert, T. Lafleur, K. Matyash, A.V. Khrabrov, R.W. Boswell, A. Fruchtman, *Phys. Plasmas*, **27**, 120601 (2020). DOI: 10.1063/5.0010135
- [4] M. Keidar, *Plasma Sources Sci. Technol.*, **24**, 033001 (2015). DOI: 10.1088/0963-0252/24/3/033001
- [5] A.E.D. Heylen, *IEE Proc. A*, **127**, 221 (1980). DOI: 10.1049/ip-a-1.1980.0034
- [6] G. Petraconi, H.S. Maciel, R.S. Pessoa, G. Murakami, M. Massi, C. Otani, W.M.I. Uruchi, B.N. Sismanoglu, *Braz. J. Phys.* **34**, 1662 (2004). DOI: 10.1590/S0103-97332004000800028
- [7] S.-Z. Li, H.S. Uhm, *Phys. Plasmas*, **11**, 3443 (2004). DOI: 10.1063/1.1737743
- [8] А.Н. Ермилов, В.Ф. Ерошенков, Д.Н. Новичков, Ю.А. Коваленко, Т.М. Сапронова, С.В. Королёв, Т.В. Чернышёв, А.П. Шумилин, *ТВТ*, **51** (4), 497 (2013). [A.N. Ermilov, V.F. Eroshenkov, D.N. Novichkov, Yu.A. Kovalenko, T.M. Saproнова, S.V. Korolev, T.V. Chernyshov, A.P. Shumilin, *High Temp.*, **51**, 443 (2013). DOI: 10.1134/S0018151X13040081]
- [9] C.L. Ellison, Y. Raitses, N.J. Fisch, *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **39**, 2950 (2011). DOI: 10.1109/TPS.2011.2121925
- [10] V.M. Bardakov, S.D. Ivanov, N.A. Strokin, *Phys. Plasmas*, **21**, 033505 (2014). DOI: 10.1063/1.4846898
- [11] V.M. Bardakov, S.D. Ivanov, A.V. Kazantsev, N.A. Strokin, *Rev. Sci. Instr.*, **86**, 053501 (2015). DOI: 10.1063/1.4920998
- [12] F.M. Penning, *Naturwissenschaften*, **15**, 818 (1927). DOI: 10.1007/BF01505431
- [13] B. Ohayon, G. Ron, E. Wahlin, *J. Instrum.*, **10**, 03009 (2014). DOI: 10.1088/1748-0221/10/03/P03009