

02:04:12

Определение коэффициентов переноса электронов в аргоне из кривых зажигания ВЧ и комбинированного разрядов низкого давления

© В.А. Лисовский

Харьковский государственный университет

Поступило в Редакцию 26 августа 1996 г.

В окончательной редакции 3 ноября 1997 г.

Из кривых зажигания высокочастотного (ВЧ) и комбинированного (ВЧ + постоянное электрическое поле) разрядов низкого давления определены значения дрейфовой скорости электронов V_{dr} в диапазоне $E/p \approx 70-2000 \text{ V}/(\text{cm} \cdot \text{Torr})$ и отношение коэффициента продольной диффузии к подвижности электронов D_L/μ_e в диапазоне $E/p \approx 1-2000 \text{ V}/(\text{cm} \cdot \text{Torr})$.

Одними из основных параметров, описывающих движение электронов в газе под действием электрического поля, являются дрейфовая скорость электронов V_{dr} и отношение коэффициента диффузии к подвижности электронов D_e/μ_e . Измеренные величины D_e/μ_e связаны непосредственно со средней энергией хаотического движения электронов в стационарном режиме, в то время как дрейфовая скорость V_{dr} характеризует электропроводность слабоионизованного газа.

В настоящее время разработан ряд методов измерения V_{dr} и D_e/μ_e (временнo-пролетный метод, метод регистрации импульса оптического излучения движущегося электронного облака и др.). Подробное описание этих методов и полученных с их помощью результатов приведено в [1,2]. Эти методы позволяют определить значения V_{dr} в диапазоне $E/p \leq 200-300 \text{ V}/(\text{cm} \cdot \text{Torr})$. При более высоких величинах E/p между электродами экспериментальной установки зажигается разряд и измерения в ряде случаев становятся затруднительными.

Если в других вышеуказанных методах зажигание разряда представляет собой нежелательное явление, то предложенный в настоящей работе метод определения коэффициентов переноса электронов основан как раз на изучении пробоя газа.

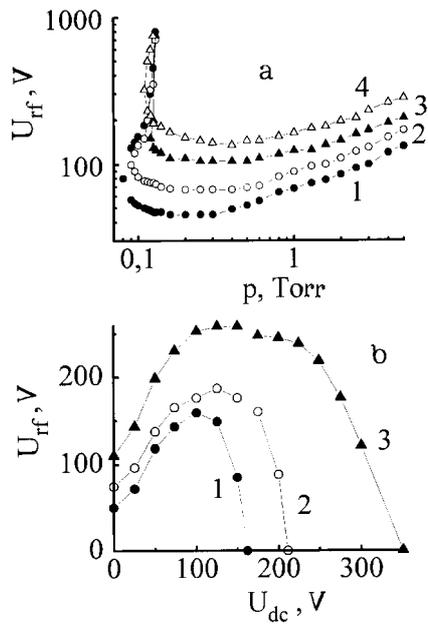


Рис. 1. *a* — зависимость пробойного ВЧ напряжения от давления аргона при значениях постоянного напряжения: 1 — $U_{dc} = 0$, 2 — 25 В, 3 — 50 В, 4 — 100 В; *b* — зависимость пробойного ВЧ напряжения от величины постоянного напряжения при давлениях аргона: 1 — $p = 0.2$ Torr, 2 — 1, 3 — 3 Torr; $L = 23$ mm.

В работе измерялись кривые зажигания высокочастотного и продольного комбинированного (постоянное и ВЧ напряжения прикладываются к одним и тем же электродам) разрядов в аргоне в диапазоне давлений $p = 10^{-2} - 20$ Torr, при частоте ВЧ поля $f = 13.56$ MHz, ВЧ напряжении $U_{rf} \leq 10^3$ V и постоянном напряжении между электродами $U_{dc} \leq 600$ V. Расстояние между электродами из нержавеющей стали диаметром 100 mm изменялось в диапазоне $L = 6 - 29$ mm. Методика измерения кривых зажигания ВЧ разряда подробно описана в [3–6].

Дрейфовая скорость электронов V_{dr} определялась из положения точки поворота кривой зажигания ВЧ разряда (рис. 1, *a*). Рассмотрим движение электронов в однородном ВЧ поле. Здесь мы используем одно-

частичное приближение, т. е. движение электронного облака будем описывать как движение некоторого "среднего" электрона без детального уточнения вида функции распределения электронов по энергиям. Применение одночастичного приближения в данном случае можно оправдать следующими аргументами. Во-первых, из результатов экспериментов и теоретических расчетов других авторов [7–17] (рис. 2, а) видно, что в диапазоне $E/p \sim 1-500 \text{ V}/(\text{cm} \cdot \text{Torr})$ для дрейфовой скорости электронов имеем $V_{dr} \sim E/p$. Это значит, что в широком диапазоне E/p при наличии неупругих столкновений электронов с атомами аргона (возбуждение, ионизация) эффективная частота электрон-атомных столкновений ν_{en} слабо зависит от E/p , при этом средняя энергия электронов $\bar{\epsilon}$ в этом же диапазоне E/p практически постоянна [10,16]. Во-вторых, в условиях нашего эксперимента время релаксации энергии τ всегда заметно больше обратной циклической частоты ВЧ поля ($\tau \cdot \omega \sim 10-15$), следовательно формируется распределение электронов с некоторой средней энергией $\bar{\epsilon}$, слабо модулированной приложенным ВЧ полем. Поэтому для дрейфовой скорости электронов в ВЧ поле мы можем записать

$$v_{dr}(t) = \frac{eE_{rf}}{m\nu_{en}} \cos(\omega t), \quad (1)$$

где e и m — заряд и масса электрона, E_{rf} — амплитуда ВЧ поля, $\omega = 2\pi f$. Амплитудное значение дрейфовой скорости $V_{dr} = eE_{rf}/(m\nu_{en})$ представляет собой максимальную мгновенную скорость электронов, соответствующую наибольшей величине (амплитуде) ВЧ поля. Амплитуда смещения электронов в ВЧ поле равна $A = eE_{rf}/(m\nu_{en}\omega) = V_{dr}/\omega$. С другой стороны, в точке поворота амплитуда смещения электронов $A = L/2$ [3]. Таким образом, для дрейфовой скорости электронов имеем

$$V_{dr} = L \cdot \pi \cdot f; \quad (2)$$

для фиксированных частоты ВЧ поля f и межэлектродного расстояния L в точке поворота V_{dr} является константой и не зависит от сорта газа. Координаты точки поворота (давление p_t и ВЧ напряжение U_t) позволяют вычислить отношение E/p , соответствующее полученному значению дрейфовой скорости электронов. В сильных электрических полях ($E/p > 1000 \text{ V}/(\text{cm} \cdot \text{Torr})$) дрейфовая скорость электронов $V_{dr} \sim (E/p)^{1/2}$. Однако и в этом случае справедливо соотношение $A = V_{dr}/\omega$, поэтому нужно пользоваться формулой (2). Определенные

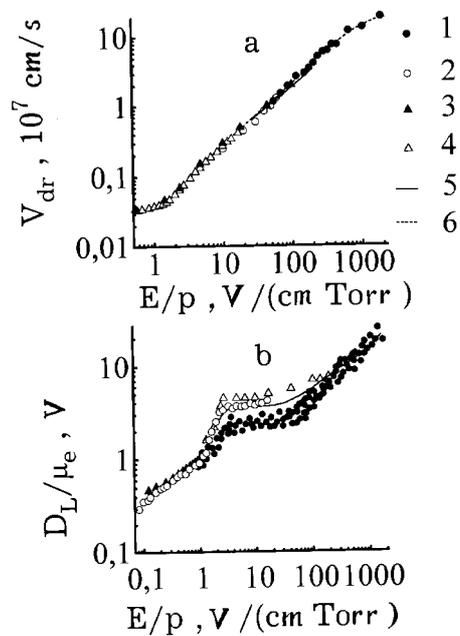


Рис. 2. *a* — зависимость дрейфовой скорости электронов от E/p : 1 — наши результаты, 2 — эксперимент [7], 3 — эксперимент [10], 4 — эксперимент [12], 5 — расчет [15], 6 — расчет [10]; *b* — зависимость отношения коэффициента продольной диффузии к подвижности электронов от E/p : 1 — наши результаты, 2 — эксперимент [12], 3 — эксперимент [9], 4 — эксперимент [10], 5 — расчет [10].

таким способом значения дрейфовой скорости электронов (рис. 2, *a*) удовлетворительно согласуются как с экспериментальными [7–12], так и с теоретическими результатами [10,13–17] других авторов.

В уравнении (1) предполагалось, что $\nu_{en} \gg \omega$. Это предположение в нашем случае вполне справедливо, так как даже при $L = 29$ mm в точке поворота кривой зажигания выполняется соотношение $\nu_{en} \approx 7 \cdot \omega$.

Теперь рассмотрим метод определения отношения коэффициента продольной диффузии к подвижности электронов D_L/μ_e . Возьмем

уравнение пробоя газа в однородном ВЧ поле [18]

$$\exp\left(\frac{B_0 p}{2E_0}\right) = A_1 p L \left(1 - \frac{E_0/B_0 p}{C_2 L/\Lambda}\right) \quad (3)$$

и уравнение пробоя газа в ВЧ и слабом постоянном электрических полях [5,6]

$$\exp\left(\frac{B_0 p}{2E_1}\right) = A_1 p L \left(1 - \frac{E_1/B_0 p}{C_2 L/\Lambda}\right) \left\{1 + \left(\frac{E_{dc} L_{rf1}}{2\pi D_e/\mu_e}\right)^2\right\}^{-\frac{1}{2}}. \quad (4)$$

Разделим (4) на (3) и получим выражение для D_e/μ_e :

$$\frac{D_e}{\mu_e} = \frac{E_{dc} L_{rf1}}{2\pi} \left\{ \left(\frac{L_{rf1}}{L_{rf0}}\right)^2 \exp\left(B_0 p \frac{E_1 - E_0}{E_0 E_1}\right) - 1 \right\}^{-\frac{1}{2}}, \quad (5)$$

где

$$L_{rf0,1} = L \left\{1 - \frac{E_{0,1}/B_0 p}{C_2 L/\Lambda}\right\}, \quad (6)$$

E_0 и E_1 — эффективные пробойные ВЧ поля при отсутствии и наличии внешнего постоянного электрического поля E_{dc} ; A_1, B_0 и C_2 — молекулярные константы [6], Λ — вакуумная длина волны ВЧ поля. В уравнении (4) D_e/μ_e входит в состав члена, учитывающего вклад постоянного электрического поля E_{dc} в ВЧ пробой газа. Поэтому из (5) мы получаем искомую зависимость $D_e/\mu_e = \varphi(E_{dc}, p)$. Подобный метод был использован в работе [19] для определения D_e/μ_e из кривых зажигания СВЧ разряда с наложенным слабым постоянным электрическим полем. Как известно [9,14,20], облако электронов, двигаясь в газе в присутствии электрического поля E , рассеивается относительно центра масс с коэффициентом диффузии D_L , параллельным направлению E , который в общем случае не равен коэффициенту поперечной диффузии D_e . Поскольку при выводе уравнений (3) и (4) предполагалось, что пробой происходит в однородном электрическом поле между бесконечно большими плоскими электродами и поперечной диффузией электронов можно пренебречь, то электроны диффундируют только к электронам (вдоль направления электрического поля). Следовательно, из (5) мы фактически получаем D_L/μ_e , а не D_e/μ_e , где D_L — коэффициент продольной диффузии электронов. Поэтому для расчетов D_L/μ_e мы взяли кривые зажигания комбинированного ВЧ разряда при $L \leq 23$ мм,

т. е. зазор между электродами был заметно меньше диаметра электродов. К тому же отметим, что уравнение (4) было выведено для случая слабого постоянного электрического поля, которое не дает вклада в ионизацию газа. Поэтому, во-первых, мы анализировали только возрастающий участок зависимости $U_{rf1} = \psi(U_{dc})$ (рис. 1, *b*). Во-вторых, для расчета отношения D_L/μ_e выбирался диапазон давлений, соответствующий участку ВЧ кривой зажигания между минимумом и точкой перегиба (на рис. 1, *a* этот диапазон давлений лежит в области $0.2 \leq p \leq 1$ Торр). Это условие вызвано тем, что уравнение (3) наилучшим образом описывает кривую зажигания ВЧ разряда как раз в данном диапазоне давлений и благодаря этому ошибка измерения D_L/μ_e данным способом становится наименьшей. На рис. 2, *b* представлены полученные нами значения D_L/μ_e , удовлетворительно согласующиеся с результатами работ [9,10,12,15].

Таким образом, в настоящей работе из экспериментальных кривых зажигания ВЧ и продольного комбинированного разрядов низкого давления нами определены дрейфовая скорость электронов V_{dr} и отношение коэффициента продольной диффузии к подвижности электронов D_L/μ_e . Полученные нами данные удовлетворительно согласуются с экспериментальными и теоретическими результатами других авторов.

Список литературы

- [1] Хаксли Л., Кромптон Р. Диффузия и дрейф электронов в газах. М.: Мир, 1977. 672 с.
- [2] Регер Г. Электронные лавины и пробой в газах. М.: Мир, 1968. 392 с.
- [3] Левитский С.М. // ЖТФ. 1957. Т. 27. В. 5. С. 970–977.
- [4] Кропотов Н.Ю., Качанов Ю.А., Реука А.Г., Лисовский В.А., Егоренков В.Д., Фареник В.И. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. В. 4. С. 359–363.
- [5] Лисовский В.А., Егоренков В.Д. // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. В. 17. С. 66–71.
- [6] Lisovsky V.A., Yegorenkov V.D. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1994. V. 27. N 11. P. 2340–2349.
- [7] Jager G., Otto W. // Z. Phys. 1962. V. 169. P. 517–525.
- [8] Brambring J. // Z. Phys. 1964. V. 179. P. 539–543.
- [9] Wagner E.B., Davis F.J., Hurst G.S. // J. Chem. Phys. 1967. V. 47. N 9. P. 3138–3147.
- [10] Kucukarpaci H.N., Lucas J. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1981. V. 14. N 11. P. 2001–2014.

- [11] *Al-Amin S.A.J., Lucas J.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 1987. V. 20. N 12. P. 1590–1595.
- [12] *Nakamura Y., Kurachi M.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 1988. V. 21. N 5. P. 718–723.
- [13] *Engelhardt A.G., Phelps A.V.* // Phys. Rev. A. 1964. V. 133. P. 375–380.
- [14] *Lowke J.J., Parker J.H.* // Phys. Rev. 1969. V. 181. N 1. P. 302–311.
- [15] *Sakai Y., Tagashira H., Sakamoto S.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 1977. V. 10, N 7. P. 1035–1049.
- [16] *Puech V., Torchin L.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 1986. V. 19. N 12. P. 2304–2323.
- [17] *Maeda K., Makabe T.* // Physica Scripta. 1994. V. T53. N 1. P. 61–69.
- [18] *Kihara T.* // Rev. Modern Phys. 1952. V. 24. N 1. P. 45–61.
- [19] *Varnerin L.J., Brown S.C.* // Phys. Rev. 1950. V. 79. N 6. P. 946–951.
- [20] *Skullerud H.R.* // J. Phys. B: Atom., Molec. and Opt. Phys. 1969. V. 2. N 6. P. 696–705.