

03;04

## Механизм пробоя при низких давлениях в гелии

© А.Ю. Сонин

Южный научный центр РАН, Ростов-на-Дону  
E-mail: ninos@mail.ru

Поступило в Редакцию 30 сентября 2005 г.

Показано, что левая ветвь кривой Пашена формируется за счет пробоя электронной лавиной при  $pD \geq (pD)_e$  и пробоя за счет ионизации газа быстрыми положительными ионами при  $pD < (pD)_e$ . Найдены граничные значения параметра  $(pD)_e$ , а также показано, что основной величиной, определяющей пробой в газе, является параметр  $(E/p)$ .

PACS: 51.50.+v

Процессы пробоя и зажигания разряда при низких давлениях вызывают интерес исследователей и конструкторов газоразрядных коммутационных приборов. Для использования такого разряда при конструировании приборов большой мощности необходимо знать механизм этого разряда. В настоящее время имеются достаточные основания для установления связи между кривыми зажигания разряда при низких давлениях и сравнительно хорошо изученными элементарными процессами в разрядном промежутке. Имеющиеся здесь экспериментальные материалы [1–5] содержат интересные результаты, например зигзагообразный вид левой ветви зависимости напряжения зажигания  $U_{br}$  от произведения давления  $p$  на величину межэлектродного расстояния  $D$  (кривая Пашена) для He и Hg [1,2,5]. Показано, что в условиях левой ветви кривой Пашена возникает высоковольтная форма разряда, отличающаяся высоким падением напряжения на электродах, могущим достигать десятков киловольт [3], большой направленностью движения частиц, находящихся в сильном электрическом поле, и сравнительно слабым развитием объемных зарядов в промежутке.

Механизм высоковольтной формы разряда и критерий зажигания самостоятельного разряда, несмотря на относительную простоту разрядных явлений при низких давлениях, до сих пор полностью не выяснены. Обычно считают существенными для зажигания разряда в

условиях левой ветви только два элементарных процесса: ионизацию газа первичными электронами в объеме и  $\gamma$ -процессы на катоде. Однако в этом случае рассчитанная форма левой ветви кривой Пашена [8] не соответствует экспериментальным кривым зажигания, поэтому в механизме зажигания высоковольтного разряда должны учитываться и другие элементарные процессы, например ионизация положительными ионами.

В ходе измерения времен формирования  $\tau_e$  [6] в чистых газах и газовых смесях при увеличении напряженности электрического поля  $E$  и параметра  $(E/p)$  замечено, что величина  $(p\tau_e)$  стремится к постоянному значению, в то время как дрейфовая скорость электронов  $v_e$  растет [7]. Это указывает на переход разряда в режим „убегающих“ электронов [8] и снижение ионизационной способности электронов. Распределение излучения по поперечному сечению разрядного промежутка в инертных газах и их смесях с азотом [9] при импульсном пробое при средних и высоких давлениях максимально у анода, а при низких давлениях — максимально у катода, что было ранее отмечено в работах [1–3,14]. В первом случае пробой происходит за счет развития электронной лавины в объеме от начального значения  $n_{e0}$  до конечного значения  $n_{ek}$ . Порог пробоя может быть найден из условия, что характерная длина электронной лавины [10]  $L_e = v_e \tau_e / \ln(n_{ek}/n_{e0}) = 1/\alpha$  связана с величиной расстояния между электродами [11]:

$$D = \pi L_e, \quad (1)$$

где  $\ln(n_{ek}/n_{e0}) = 18.6$ , а  $\alpha$  — коэффициент ионизации электронным ударом.

Из соотношения (1) при подстановке экспериментальных данных для времен формирования электронных лавин  $\tau_e$  [6] и дрейфовых скоростей электронов  $v_e$  [7] следует, что условия пробоя за счет формирования электронной лавины при росте параметра  $(E/p)$  и уменьшении параметра  $(pD)$  перестают выполняться.

Граничные параметры для электронного пробоя в инертных газах и ртути, рассчитанные по (1), приведены в таблице.

При меньших значениях  $(pD)$ , чем приведенные в таблице, условия пробоя (1) за счет распространения электронной лавины от катода не выполняются и для описания пробоя необходимо привлекать другой механизм, например ионизацию газа быстрыми ионами. В пользу этого механизма указывают как распределение свечения и распределение

	He	Ne	Ar	Kr	Xe	Hg
$(pD)_e$ , Torr · cm	1.53	0.46	0.37	0.61	0.34	0.26
$U_{br}$ , V	1278	1936	1357	1671	697	400
$E/p$ , V/cm · Torr	835	4167	3648	2763	2029	1564

положительных ионов при низких давлениях [2,14] с максимумом у катода, так и очень большие значения параметра  $(E/p)$ , соответственно, высокие значения коэффициента ионизации ионами  $(\beta/p)$  и скорости дрейфа ионов  $v_i$ .

По аналогии с (1) для описания пробоя за счет ионизации положительными ионами введем условие

$$D = \pi \tau_i v_i / \ln(n_{ik}/n_{i0}) = \pi / \beta, \quad (2)$$

где  $\ln(n_{ik}/n_{i0}) = 18.6$ ,  $\tau_{fi}$  — время формирования разряда за счет ионной лавины.

На рис. 1 приведена зависимость  $U_{br} = f(pD)$  для He (кривая ABE), рассчитанная по (1) с использованием экспериментальных данных для  $\tau_e$  [6] и  $v_e$  [7], а также аналогичная зависимость (кривая DCF), рассчитанная по (2), с использованием данных для  $(\beta/p)$  [4,12,13] и  $v_i$  [4]. Здесь же приведена для сравнения экспериментальная кривая (ABCD) для He из работы [1]. Видно, что условие пробоя за счет

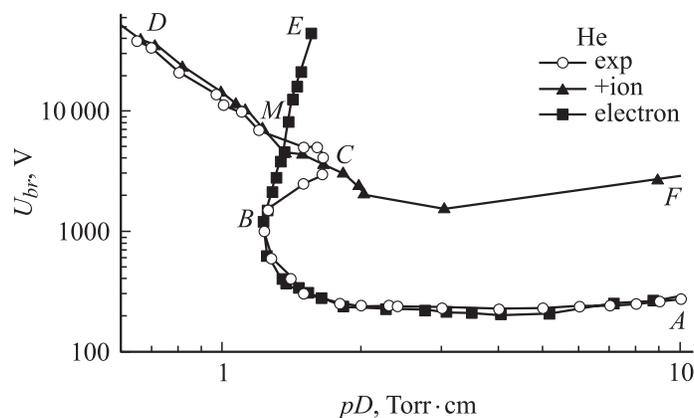


Рис. 1.

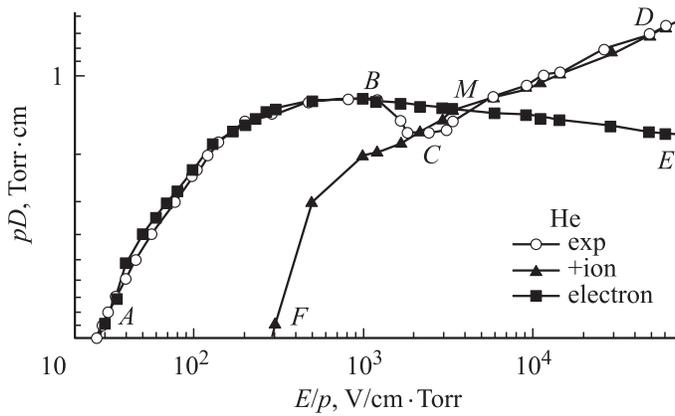


Рис. 2.

электронов (1) описывает правую ветвь кривой Пашена и часть левой ветви при  $pD \geq (pD)_e$ , а условие (2) за счет формирования ионной лавины описывает левую ветвь кривой Пашена из работ [1–3] при  $pD < (pD)_e$ . Существует также переходная область (*BCM*), где оба механизма конкурируют между собой.

На рис. 2 приведены зависимости  $pD = f(E/p)$  для He, иллюстрирующие перестройку с электронного механизма пробоя на ионный. Оба рисунка являются проекциями трехмерных кривых  $U_{br} = f(E/p, pD)$ , которые полностью описывают перестройку зажигания разряда в He.

Надо заметить, что в пробое участвуют одновременно электроны и ионы, следовательно, экспериментальная зависимость  $U_{br} = f(pD)$  должна получаться суммированием зависимостей (1) и (2) при одинаковых значениях параметра  $(E/p)$  с определенными весовыми коэффициентами. Одинаковым значениям  $(pD)$  и  $U_{br}$  для зависимостей (1) и (2) соответствуют разные значения параметра  $(E/p)$  при пробое электронами и ионами. Только в точке *M* значения  $(E/p)$ ,  $U_{br}$ ,  $(pD)$  при пробое электронами и ионами одинаковы и соответствуют условию  $(\alpha/p) = (\beta/p)$ . При больших значениях  $(E/p)$ , чем в точке *M*, основную роль играет ионный пробой, а при меньших значениях  $(E/p)$ , чем в точке *B*, основную роль играет электронный пробой. В области *BCM* оба процесса конкурируют между собой таким образом, чтобы электронная

и ионная составляющие пробоя соответствовали одной величине ( $E/p$ ), определяющей энергетику пробоя.

Теперь также становится ясно и с картиной свечения разряда [2,14]. Так, при очень низких давлениях, когда основным процессом при пробое является распространение ионной лавины, максимум свечения наблюдается у катода, где максимальна концентрация ионов. С ростом давления газа, когда одновременно эффективен процесс ионизации электронами и ионами, свечение при пробое равномерно распределено от катода до анода. При дальнейшем росте давления газа пробой происходит за счет распространения электронной лавины с максимумом свечения у анода, где максимальная электронная концентрация, что соответствует результатам работ [1,9].

Таким образом, при низких давлениях с ростом величины параметра ( $E/p$ ) происходит смена механизма зажигания разряда в гелии с электронного на ионный.

## Список литературы

- [1] Дикиджи А.Н., Клярфельд Б.Н. // ЖТФ. 1953. Т. 25. В. 6. С. 1038–1044.
- [2] Гусева Л.Г., Клярфельд Б.Н. // ЖТФ. 1954. Т. 24. В. 7. С. 1169–1178.
- [3] Клярфельд Б.Н., Гусева Л.Г., Покровская-Соболева А.С. // ЖТФ. 1966. Т. 36. В. 4. С. 704–713.
- [4] Энгель А. Ионизованные газы / Под ред. М.С. Иоффе. М.: ГИФМЛ, 1959. 332 с.
- [5] Мик Д., Крэгс Д. Электрический пробой в газах / Пер. с англ. Под ред. Камелькова В.С. М.: ИЛ, 1960.
- [6] Коробкин В.В., Сонин А.Ю. // Письма в ЖТФ. 1993. Т. 19. В. 21. С. 49–52.
- [7] Хаксли Л., Кромптон Р. Диффузия и дрейф электронов в газах / Пер. с англ. Под ред. А.А. Иванова. М.: Мир, 1977. 672 с.
- [8] Ткачев А.Н., Яковленко С.И. // Письма в ЖТФ. 2003. Т. 29. В. 16. С. 54–61.
- [9] Сонин А.Ю. // Квантовая электроника. 1997. Т. 24. № 3. С. 304–306.
- [10] Ретер Г. Электронные лавины и пробой в газах / Пер. с англ. Под ред. Камелькова В.С. М.: Мир, 1968. 390 с.
- [11] Мак-Дональд А. Сверхвысокочастотный пробой в газах / Пер. с англ. Под ред. М.С. Рабиновича. М.: Мир, 1969.
- [12] Энгель А., Штенбек М. Физика техника электрического разряда в газах. Т. 1 / Пер. с нем. Под ред. Н.А. Капцова. М.; Л.: ОНТИ, 1936.
- [13] Федоренко Н.В. // УФН. 1959. Т. 65. В. 3. С. 481–511.
- [14] Рейхрудель Э.М., Кустова А.В., Зимелев А.Г. // ЖТФ. 1954. Т. 24. В. 7. С. 1179–1186.