

УДК 537.521.7

## ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОБОЙ, ВЫЗВАННЫЙ ПОЛОЖИТЕЛЬНЫМИ ИОНАМИ И МЕТАСТАБИЛЬНЫМИ СОСТОЯНИЯМИ В НЕКОТОРЫХ ГАЗАХ ПРИ ПОНИЖЕННОМ ДАВЛЕНИИ

*М. Пейович, Б. Мийович*

В работе представлены результаты исследования влияния положительных ионов и метастабильных состояний на освобождение с катода вторичных электронов, вызванных электрическим пробоем в азоте, гелии и криптоне. Исследования проводились путем измерения суммарного времени запаздывания электрического пробоя  $t_d$  в зависимости от «пассивного» времени  $\tau$ . Полученные результаты показывают, что время жизни положительных ионов в гелии и криптоне приблизительно на порядок величины меньше, чем в азоте. Нерадиактивное время жизни нейтральных метастабильных состояний зависит от давления газа и меняется от 5 мин до 24 ч.

В работе показано, что закон распределения Лауэ, выведенный для случая статистического времени запаздывания  $t_s$ , может быть применен и для полученных величин суммарного времени запаздывания  $t_d$ . Экспериментальные условия были таковы, что время формирования электрического разряда  $t_f$  было на несколько порядков величины меньше самой малой величины суммарного времени запаздывания, таким образом,  $t_d \approx t_s$ .

### Введение

Известно [1], что время запаздывания электрического пробоя в газе состоит из двух частей: статистического времени запаздывания  $t_s$  и времени формирования разряда  $t_f$ . Суммарное время запаздывания равно сумме этих времен  $t_d = t_s + t_f$ .

Детальные экспериментальные и теоретические исследования времени запаздывания электрического пробоя в  $N_2$ ,  $SF_6$  и воздухе даны в работах [2, 3, 4], причем использовались плоскопараллельные электроды. Результаты измерения статистического времени запаздывания [5] показали, что средняя величина статистического времени запаздывания является функцией перенапряжения. В работе [6] дан теоретический анализ этого вывода.

В работах [7, 8, 9] описаны исследования, проведенные в азоте при малых давлениях. Показано, что  $N_2$  ( $A^3 \Sigma_u^3$ ) метастабильные состояния очень эффективно освобождают вторичные электроны при столкновении с катодом. Появление вторичных электронов регистрировалось увеличением ионного тока.

Измерение времени запаздывания электрического пробоя в газах дает возможность регистрирования метастабильных состояний с чувствительностью в  $10^8$  раз большей, чем оптический метод [10]. Таким образом, можно регистрировать метастабильные состояния концентрации и до  $10^4$  см $^{-3}$  [11].

Исследования, результаты которых даны в работах [12, 13, 14, 15], показали, что методом измерения суммарного времени запаздывания ( $t_d$ ) в зависимости от пассивного времени ( $\tau$ ) («кривые памяти») можно очень эффективно регистрировать метастабильные состояния, которые образуются в газах во время электрического разряда. «Пассивным временем»  $\tau$  в данной работе называется время от момента отключения рабочего напряжения  $U_w$  от газовой системы до момента, когда рабочее напряжение, большее, чем статическое напряжение пробоя, снова подается на газовую систему.

Измерения проводились на четырех геометрически одинаковых диодах с шарообразными металлическими электродами диаметром 10 мм. Межэлектродное расстояние равнялось 2 мм. Перед заполнением соответствующим газом диоды откачивались до вакуума  $10^{-7}$  мбар. После этого два диода были заполнены азотом при давлениях 1.3 и 13.3 мбар. Третий диод был заполнен гелием, а четвертый криптоном, оба при давлении 13.3 мбар.

Газы (фирма Matheson) отличались высокой чистотой с концентрацией кислорода, меньшей 1 мм рт. ст. После заполнения газами проводилось кондиционирование электродов методом, описанным в работе [14]. Затем определялись статические пробойные напряжения методом, описанным в работе [16]. Для

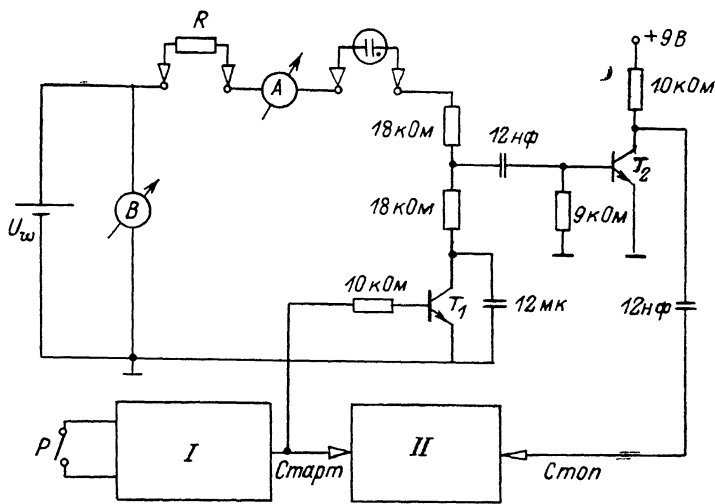


Рис. 1. Схема автоматического измерения и регистрации времени запаздывания электрического пробоя.

*I* — функциональный генератор LP-3302A, *II* — электронный хронометр.

диодов, заполненных азотом при давлениях 1.3 и 13.3 мбар, напряжения были равны 355 и 673 В постоянного тока соответственно. Для диодов, заполненных гелием и криптоном, статические пробойные напряжения были равны 195 и 400 В постоянного тока соответственно. Измерения  $t_i$  проводились при рабочих напряжениях, величина которых на 20 % больше, чем  $U_s$ . Величина тока, который протекал после пробоя, была равна 100 мкА.

Измерения  $t_i$  проводились электронным хронометром (1192 Counter General Radio). Для измерения  $t$  при величинах  $\tau$ , больших чем 5 с, использовалась электрическая цепь, описанная в работе [13], а для значений  $\tau$ , меньших 5 с, — электрическая цепь, показанная на рис. 1, причем результаты на дисплее хронометра снимались камерой EUMING-80.

Измерение времени формирования разряда  $t_f$  проводилось с помощью осциллографа с памятью (Tektronix типа 466).

В течение измерения диоды находились в специальной темной камере и были защищены от воздействия света.

### Результаты и обсуждение

а) Закон распределения Лауэ. Лауэ [17] показал, что статистическое время запаздывания  $t_s$  является величиной стохастического характера. Для этого времени справедливо выражение

$$n/N \approx \exp(-t/\bar{t}_s), \quad (1)$$

где  $n$  — число измеренных значений  $t_s$ ,  $t$ ,  $N$  — суммарное число измеренных значений  $t_s$ ,  $\bar{t}_s$  — средняя величина статистического времени запаздывания,  $t$  — измеренное значение  $t_s$ .

На рис. 2, 3 показаны распределения значений суммарного времени запаздывания  $t_d$  по закону Лауэ для азота при давлении 1.3 и 13.3 мбар, а для гелия и криптона — при 13.3 мбар. Значения  $t_d$  получены при  $t=24$  ч, т. е. измерение  $t_d$  проводилось раз в сутки при рабочем напряжении  $U_w$ , на 20 % большем, чем  $U_s$ . Разница между минимальным и максимальным значениями для каждой группы данных была и до нескольких порядков величин. В работе [18] показано, что закон распределения Лауэ справедлив для статистического времени запаздывания  $t_s$ , чья величина

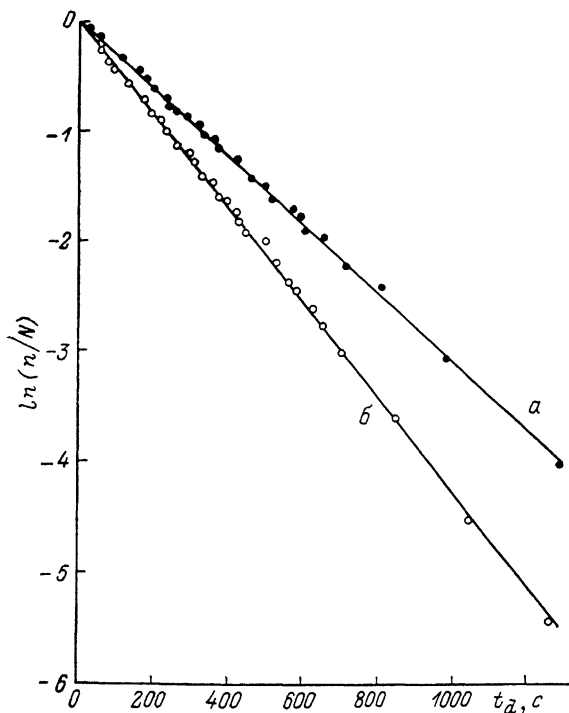


Рис. 2. Распределение Лауэ для 100 последовательных измерений значений  $t_d$  при  $\tau=24$  ч. Азот при 1.3 (а) и 13.3 мбар (б).

Учитывая статистическую природу времени запаздывания  $t_d$ , отметим, что точки на кривых являются средним значением ста последовательно измеренных значений  $t_d$  при соответствующем значении  $\tau$ . Видно, что для значений  $\tau/0.5$ —10 мс время запаздывания сохраняет постоянное значение. Для значений  $\tau$ , больших чем 10 мс,  $t_d$  растет, и это увеличение зависит как от пассивного времени, так и от давления газа в диоде. Так для диода при давлении 1.3 мбар кривая увеличивается до  $\tau=2$  ч, а после этого переходит в режим насыщения. Для диода при давлении 13.3 мбар режим насыщения достигается уже при  $\tau=5$  мин.

На рис. 5 показаны такие же кривые для диодов, заполненных гелием и криптоном. И в этом случае каждая точка на кривых является средним значением ста последовательно измеренных значений  $t_d$  для соответствующих значений  $\tau$ . Как видно, для значений  $\tau$  от 0.5—1 мс время запаздывания сохраняет постоянное значение. С увеличением  $\tau$  до величины, большей 1 мс, кривые растут, и при  $\tau=5$  мин достигается режим насыщения.

Учитывая результаты работ [12, 14, 21], можно сделать предположение, что характер кривых на рис. 4, 5 является последствием различных значений времени жизни положительных ионов в основном, метастабильном и нейтральных метастабильных состояний. Во время разряда в газе образуется большая концентрация метастабильных состояний, количество которых зависит от типа

порядка микросекунд или самое большое миллисекунд. Как видно на рис. 2, 3, этот закон справедлив и для случая суммарного времени запаздывания, значения которого находились в интервалах: 0.8—1755.5 с ( $N_2$  — 1.3 мбар), 0.3—1263.9 с ( $N_2$  — 13.3 мбар), 1 мс—661.2 с (He—13.3 мбар), 1 мс—220.8 с (Kr — 13.3 мбар).

Недавние исследования [19, 20] показали, что закон распределения Лауэ справедлив и для значений  $t_d$ , полученных при значениях  $\tau$  от 5 с и при  $\tau$  от 2 ч. Так как измеренные значения нашего эксперимента были порядка микросекунды и меньше, а минимальная измеренная величина  $t_d$  при 24 ч была порядка миллисекунды, можно считать что  $t_d \approx t_s$ .

б) Кривые памяти. На рис. 4 кривые  $t_d=f(\tau)$  («кривые памяти») получены для диодов, заполненных азотом при давлениях 1.3 и 13.3 мбар.

Время запаздывания  $t_d$ , отметим, что для значений  $\tau/0.5$ —10 мс время запаздывания сохраняет постоянное значение. Для значений  $\tau$ , больших чем 10 мс,  $t_d$  растет, и это увеличение зависит как от пассивного времени, так и от давления газа в диоде. Так для диода при давлении 1.3 мбар кривая увеличивается до  $\tau=2$  ч, а после этого переходит в режим насыщения. Для диода при давлении 13.3 мбар режим насыщения достигается уже при  $\tau=5$  мин.

На рис. 5 показаны такие же кривые для диодов, заполненных гелием и криптоном. И в этом случае каждая точка на кривых является средним значением ста последовательно измеренных значений  $t_d$  для соответствующих значений  $\tau$ . Как видно, для значений  $\tau$  от 0.5—1 мс время запаздывания сохраняет постоянное значение. С увеличением  $\tau$  до величины, большей 1 мс, кривые растут, и при  $\tau=5$  мин достигается режим насыщения.

Учитывая результаты работ [12, 14, 21], можно сделать предположение, что характер кривых на рис. 4, 5 является последствием различных значений времени жизни положительных ионов в основном, метастабильном и нейтральных метастабильных состояний. Во время разряда в газе образуется большая концентрация метастабильных состояний, количество которых зависит от типа

газа и его давления [22]. После прекращения процесса разряда метастабильные состояния теряют свою энергию вследствие столкновения с атомами или молекулами газа, со стенками трубки и электродами. Как показано в ра-

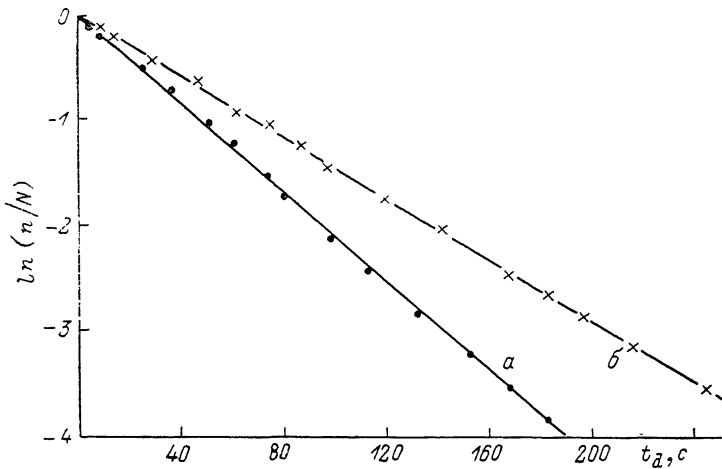


Рис. 3. Распределение Лауэ для 100 последовательных измерений значений  $t_d$  при  $\tau=24$  ч. Гелий (а) и криптон (б) при 13.3 мбар.

боте [12], эта потеря энергии происходит по экспоненциальному закону распределения в функции времени. При малых значениях  $\tau$  (до 1 мс для гелия и криптона, до 10 мс для азота), кроме большой концентрации метастабильных состояний, появляются и положительные ионы в основном и метастабильном

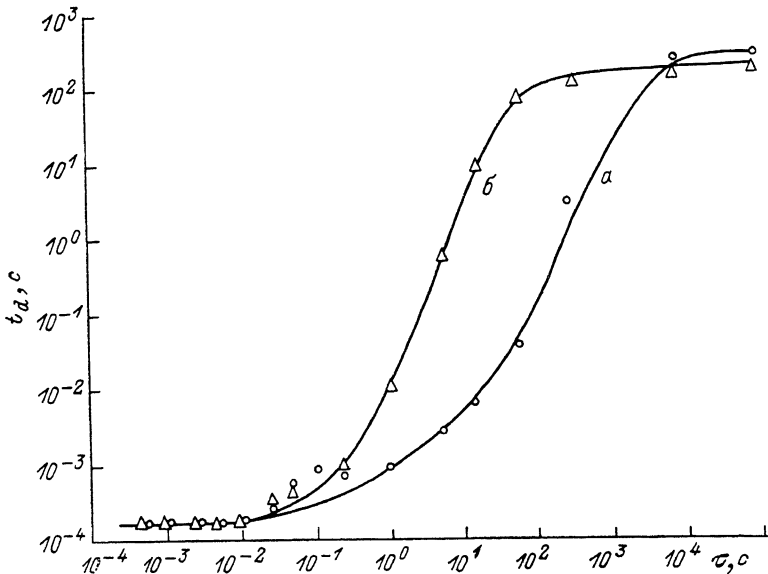


Рис. 4. Время запаздывания электрического пробоя  $t_d$  в зависимости от пассивного времени  $\tau$  («кривые памяти»): азот при 1.3 (а) и 13.3 мбар (б).

состояниях, для которых еще не закончился процесс рекомбинации. Поэтому величина  $t_d$  определена временем диффузии положительных ионов до катода [23]. Они при столкновении с катодом освобождают вторичные электроны, которые вызывают пробой в газе. Величина  $t_d$  в таких газах того же порядка, что и величина времени диффузии положительных ионов.

При значениях  $\tau$ , больших 1 мс для He и Kr и больших 10 мс для  $N_2$ , положительные ионы настолько рекомбинированы, что пробой в газе в основном

вызван нейтральными метастабильными состояниями. С увеличением пассивного времени концентрация метастабильных состояний уменьшается. Это ведет к уменьшению вероятности освобождения вторичных электронов с катода. Вследствие этого уменьшения время запаздывания  $t_d$  растет.

Надо отметить, что часть электронов, которыми начинается лавина, образуется и за счет космических лучей. Это облучение имело место и в случае нашего эксперимента. Измерения, которые производились счетчиком Гейгера, показали, что в определенном интервале времени среднее число импульсов одинаково. Это означает, что влияние космического облучения на образование электронов, которыми начинается лавина в газе, при любом значении  $\tau$  одно и то же.

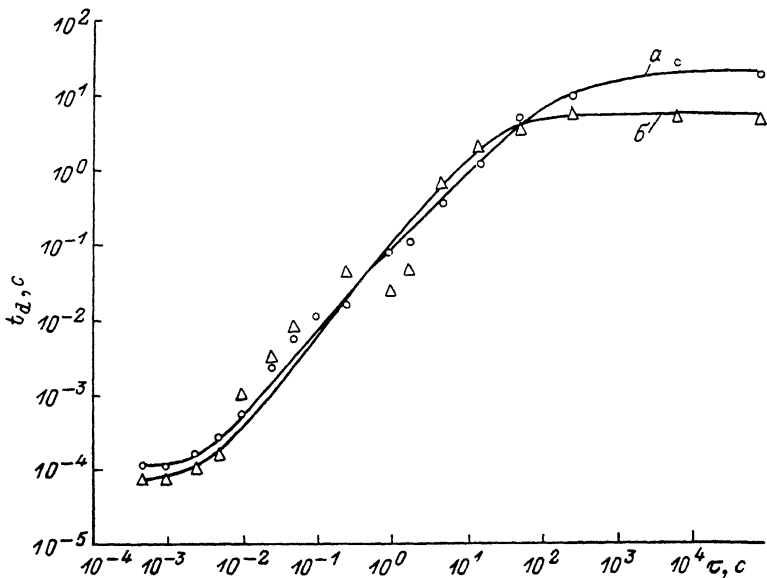


Рис. 5. Время запаздывания электрического пробоя  $t_d$  в зависимости от пассивного времени  $\tau$  («кривые памяти»): гелий (а) и криптон (б) при 13.3 мбар.

Появление насыщения на кривых после определенной величины может быть объяснено тем фактом, что концентрация метастабильных состояний в газе уменьшалась настолько, что их влияние на освобождение вторичных электронов точно такое же, как и космических лучей.

### Выводы

Полученные результаты показывают, что по кривым  $t_d=f(\tau)$  («кривые памяти») можно наблюдать рекомбинацию положительных ионов и уменьшение концентрации метастабильных состояний. Время жизни положительных ионов в азоте приблизительно на порядок величины больше, чем в гелии и криптоне. Скорость уменьшения концентрации метастабильных состояний зависит от давления газа. При увеличении давления скорость уменьшения концентрации метастабильных состояний растет, что увеличивает скорость насыщения «кривых памяти».

Полученные результаты дают возможность предположить, что нерадиоактивное время жизни метастабильных состояний в разных газах значительно больше значений, которые обычно приводятся в литературе. Есть все основания считать, что метод определения «кривых памяти» является намного чувствительней известных в литературе оптических методов. Предложенный в данной работе метод позволяет регистрировать и очень небольшие концентрации метастабильных состояний, которые не могут быть зарегистрированы оптическим методом. Это в свою очередь дает возможность измерения большой величины времени жизни метастабильных состояний.

Полученные результаты показывают, что закон распределения Лауэ справедлив и для значений  $t_d$ , полученных при  $\tau=24$  ч, когда пробой в основном вызван космическими лучами. Это может быть объяснено тем фактом, что время формирования разряда при рабочих напряжениях, которые здесь использовались, было намного меньше, чем суммарное время запаздывания электрического пробоя.

### Литература

- [1] *Llewellyn Jones F., De la Perrelle E. I.* Proc. Roy. Soc. A, 1953, v. 216, p. 267.
- [2] *Matsuzawa H., Akiyama T., Suganomata S.* Jap. J. Appl. Phys. 1987, v. 17, p. 1901.
- [3] *Abou-Seada M. S., Zaghoul A. R. M., Amer R. Y.* Industry Appl. IEEE-IAS Ann. Mtg. Cleveland, Ohio, 1979, p. 75.
- [4] *Abou-Seada M. S., Zaghoul A. R. M., Amer R. Y.* Industry Appl. IEEE-IAS Ann. Mtg. Cleveland, Ohio, 1979, p. 82.
- [5] *Farquhar R. L., Ray B., Swift J. D.* J. Phys. D, 1980, v. 13, p. 1067.
- [6] *Wijsman R. A.* Phys. Rev., 1949, v. 75, p. 833.
- [7] *Folkard M. A., Haydon S. C.* J. Phys. B, 1973, v. 6, p. 214.
- [8] *Haydon S. C., Williams O. M.* J. Phys. B, 1973, v. 6, p. 227.
- [9] *Haydon S. C., Williams O. M.* J. Phys. D, 1976, v. 9, p. 523.
- [10] *Lancaster M., Nygaard K. J.* Proc. 12<sup>th</sup> Intern. Conf. on Phenomena in Ionized Gases. Amsterdam, 1976, p. 91.
- [11] *Lukachev A. A., Chistyakov P. N.* Proc. 9<sup>th</sup> Intern. Conf. on Phenomena in Ionized Gases. Bucharest, 1975, p. 18.
- [12] *Bošan Dj. A., Pejović M. M.* Phys. D, 1979, v. 12, p. 1699.
- [13] *Pejović M. M., Bošan Dj. A.* J. Phys. D, 1980, v. 14, p. 693.
- [14] *Pejović M. M., Mijović B. J., Bosan Dj. A.* J. Phys. D: Appl. Phys., 1983, v. 17, p. 351.
- [15] *Pejović M. M., Bošan Dj. A., Krimpotić Dj. M.* Plasma Phys., 1981, v. 21, p. 211.
- [16] *Pejović M. M., Bošan Dj. A., Nallbant B. A.* J. Phys. D, 1982, v. 15, p. L31.
- [17] *Von Laue.* Ann. Phys., 1925, v. 76, p. 721.
- [18] *Meek M. J., Graggs D. J.* Electrical Breakdown of Gases. Chichester: Wiley, 1978.
- [19] *Pejović M. M., Bošan Dj. A., Nikolić Z.* J. Phys. D, 1981, v. 15, p. 867.
- [20] *Pejović M. M., Mijović B. J., Bošan Dj. A.* J. Phys. D, 1983, v. 16, p. 1953.
- [21] *Pejović M. M., Mijović B. J., Bošan Dj. A.* J. Phys. D, 1983, v. 16, p. L149.
- [22] *Смирнов Б. М.* Возбуждение атома. М.: Энергоатомиздат, 1982.
- [23] *Newton R. R.* Phys. Rev., 1948, v. 73, p. 6.

Поступило в Редакцию  
10 апреля 1987 г.