

04

## Коммутационные характеристики азота в импульсном режиме в субнаносекундном диапазоне времен

© С.Н. Иванов, К.А. Шарыпов

Институт электрофизики УрО РАН, Екатеринбург  
E-mail: stivan@ier.uran.ru

Поступило в Редакцию 22 сентября 2015 г.

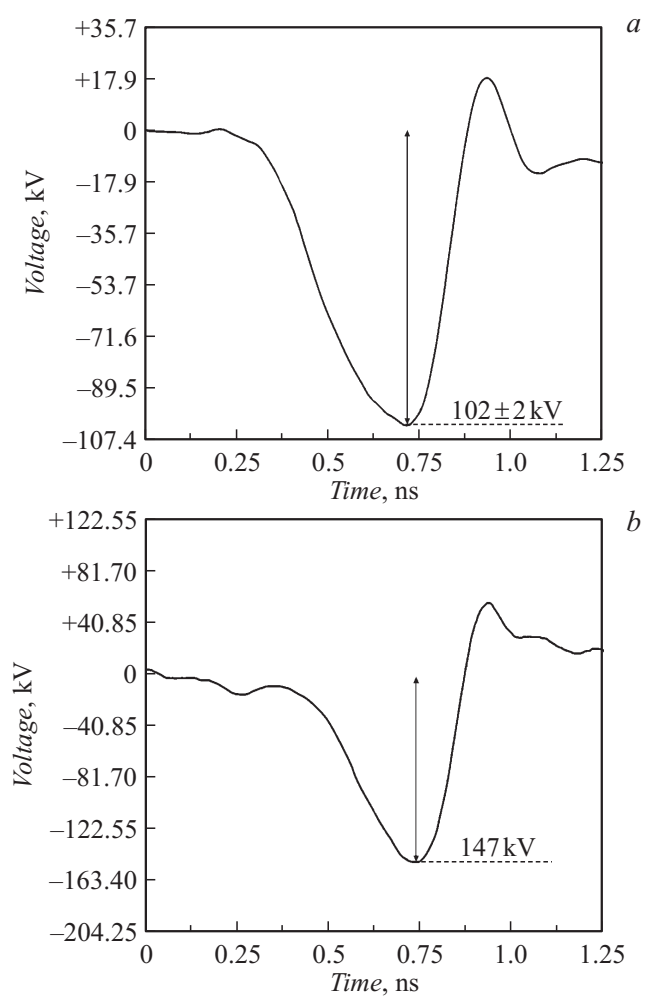
В субнаносекундном диапазоне в условиях однородного электрического поля получены данные по напряжениям коммутации и временам формирования пробоя в азоте в зависимости от давления (в диапазоне 1–40 atm) газа и степени перенапряжения разрядного промежутка. Показано, что зависимость времени формирования пробоя от электрического поля и давления подчиняется закону подобия, что говорит о многоэлектронном характере инициирования разряда.

Электроны в плазме газового разряда приобретают энергию направленного движения от электрического поля и расходуют ее главным образом на ионизацию и возбуждение нейтральных частиц. При высоких значениях отношения напряженности электрического поля  $E$  к давлению  $p$  (приведенной напряженности электрического поля,  $E/p$ ) энергия, приобретаемая частью электронов на единице пути, может превышать энергию, отдаваемую в неупругих столкновениях с молекулами газа, и эти электроны будут переходить в режим убегания. Такие электроны называются „убегающими“ [1,2]. Убегающие электроны ранее регистрировались в разряженных газах и при давлениях порядка атмосферного. Первые эксперименты по регистрации убегающих электронов в азоте повышенного давления (4 atm) были проведены в [3]. В работах [4–7] методом электронно-оптической хронографии было исследовано свечение газа, сопровождающее субнаносекундный разряд в азоте высокого и сверхвысокого, вплоть до 40 atm, давления. Под субнаносекундным диапазоном в статье мы понимаем временной диапазон короче одной 1 ns. Было показано, что в формирующемся катодном слое на предпробойной стадии на короткое время образуется область усиленного электрического поля с напряженностью в 7–15 раз

превышающей среднюю напряженность поля в разрядном промежутке, и в результате часть плазменных электронов может перейти в режим убегания при давлениях азота в десятки атмосфер. В дальнейшем убегающие электроны были зарегистрированы в азоте при давлениях до 40 atm [8]. Убегающие электроны интенсивно ионизуют газ на предпробойной стадии, поэтому они должны оказывать существенное влияние на коммутационную характеристику газового диода [9,10]. Поскольку вероятность перехода электрона в режим убегания и средняя энергия убегающих электронов в пучке с ростом давления газа падают [8], то в эксперименте должны наблюдаться отклонения в зависимостях импульсного напряжения коммутации ( $U_{br}$ ) и времени формирования пробоя ( $t_{form}$ ) при изменении давления. Поэтому в представленной работе была поставлена задача получения зависимостей  $U_{br}$  и  $t_{form}$  от давления азота и длины разрядного газового промежутка.

Эксперименты проводились в однородном электрическом поле. Катод и анод, изготовленные из нержавеющей стали, имели радиус закругления вершины один сантиметр. Длину промежутка можно было с точностью в 0.05 mm менять без разгерметизации экспериментальной камеры. В качестве исследуемого газа во всех экспериментах использовался особо чистый азот (99.996%).

К исследуемому газовому промежутку прикладывался импульс напряжения амплитудой  $102 \pm 2$  kV, длительностью на полувысоте 380–400 ps, с фронтом (по уровням 0.1–0.9 от амплитуды) около 250 ps (рис. 1, *a*). Скорость нарастания напряжения на фронте импульса составляла  $3.3 \cdot 10^{14}$  V/s. Измерения проводились методом рефлектометрии: импульсное напряжение на выходе генератора импульсов (ГИ, рис. 1, *a*) и отраженное от тестируемого газового зазора (рис. 1, *b*) регистрировались с помощью широкополосных емкостных делителей, встроенных в передающий коаксиальный тракт, соединяющий ГИ и разрядный промежуток. Во время всех экспериментов, описанных в статье, параметры импульса не менялись. В эксперименте варьировались величина зазора катод–анод  $d$  (с шагом в 0.1–0.2 mm) и давление газа. Эксперимент начинался при минимальном зазоре в 0.25 mm, и при фиксированном давлении газа зазор увеличивался с указанным выше шагом до тех пор, пока газовый промежуток не переставал пробиваться. Потом этот эксперимент повторялся при другом давлении газа. Эксперименты проводились при атмосферном давлении 5, 10, 20, 30 и 40 atm. В результате был получен набор данных по напряжениям



**Рис. 1.** Импульс напряжения на выходе ГИ (a) и импульс, отраженный (b) от разрядного газового промежутка (азот,  $d = 0.75$  mm,  $p = 30$  atm).

коммутации газового промежутка  $U_{br}$  и времени формирования пробоя  $t_{form}$  под действием субнаносекундных импульсов напряжения в

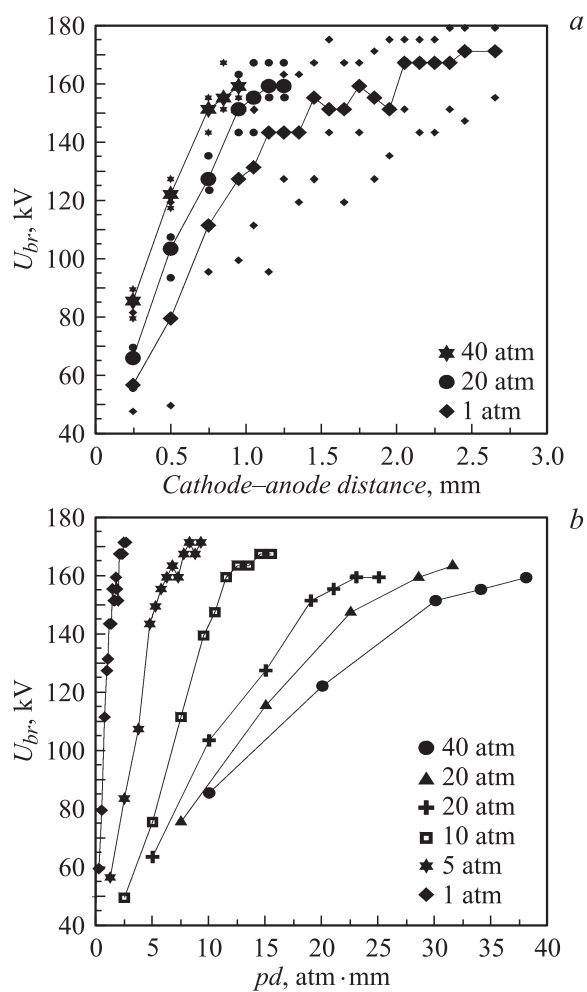
зависимости от давления газа и расстояния катод–нода. Эти данные легко сравнивать и обобщать, поскольку использовались один и тот же генератор импульсов, электроды и газовый зазор одной конфигурации и одна схема регистрации.

На рис. 2,а приведена зависимость  $U_{br}$  от длины разрядного промежутка  $d$ . На этом рисунке приводим кривые только для трех давлений азота. Это позволило не загромождать график и указать на нем интервалы разброса данных (символы меньшего размера). Для давления 40 atm нестабильность напряжения коммутации составляла 3–5% в зависимости от длины разрядного промежутка. Для атмосферного давления стабильность  $U_{br}$  падала. Поскольку катод имел большой радиус закругления вершины (1 см), то при некоторых пробоях инициирование пробоя происходит за счет автоэлектронной эмиссии с микровыступов, находящихся не на самом центре кончика катода, а несколько в стороне. То есть немного меняется длина разрядного промежутка и соответственно  $U_{br}$ . При использовании катодов, обеспечивающих значительное усиление поля в прикатодной области, стабильность  $U_{br}$  значительно повышается, но в этом случае трудно точно рассчитать электрическое поле в промежутке и соответственно интерпретировать полученные результаты. Поэтому все изменения и проводились в условиях однородного электрического поля. Средняя напряженность электрического поля в момент начала пробоя ( $E_{br}$ ) при неизменной ширине разрядного газового промежутка с ростом давления с 1 до 40 atm увеличивается на 30–50% в зависимости от длины разрядного промежутка. А приведенная напряженность электрического поля в момент пробоя ( $E_{br}/p$ ) соответственно уменьшается примерно в 30 раз. То есть с ростом давления существенно падает перенапряжение разрядного газового промежутка.

Уменьшение перенапряжения с ростом давления можно объяснить следующими причинами:

1. При повышении давления растет величина  $U_{br}$ , а следовательно, увеличивается средняя напряженность электрического поля в разрядном промежутке в момент пробоя, что приводит к увеличению автоэмиссионного тока с катода, снижающего степень перенапряжения промежутка.

2. При повышении давления увеличивается скорость ионизационных процессов в газе, что также снижает степень перенапряжения промежутка.

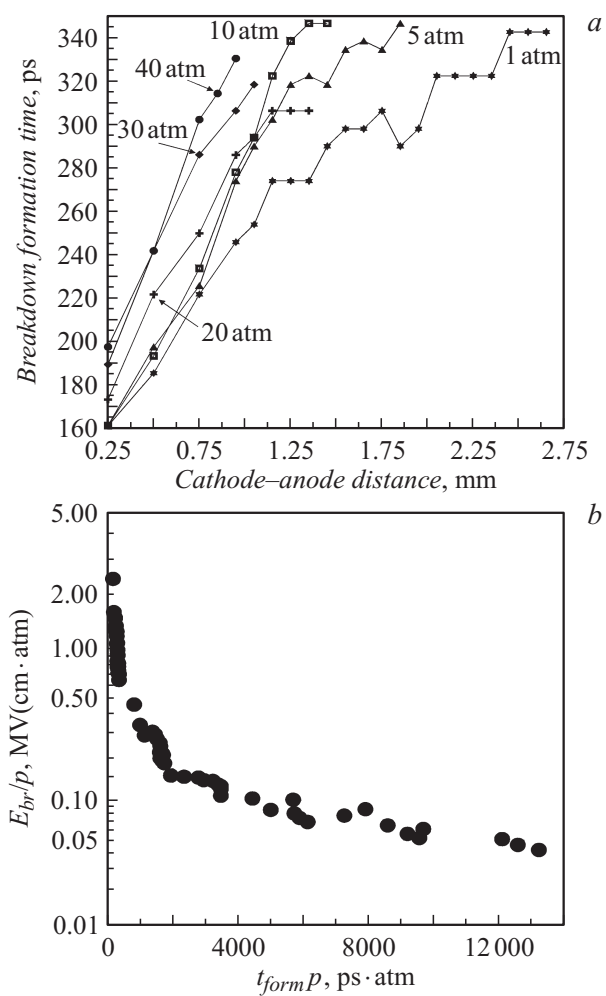


**Рис. 2.** Зависимости: напряжения коммутации  $U_{br}$  в азоте от расстояния катод–анод и давления газа (а); напряжения коммутации  $U_{br}$  от произведения давления азота на расстояние катод–анод (б). Символами меньшего размера показан интервал разброса данных для соответствующей кривой.

3. Ионизация газа убегающими электронами также должна влиять на степень перенапряжения разрядного промежутка.

Полученные данные по  $U_{br}$  в азоте были построены в зависимости от произведения давления азота  $p$  на длину разрядного газового промежутка  $d$  (рис. 2, *b*). Для постоянных напряжений  $U_{br}$  определяется только произведением  $pd$  [1]. В этом проявляется закон подобия. В работе [11] были построены зависимости  $U_{br}$  от  $pd$  в случае пробоя азота и водорода импульсами с фронтом порядка одной микросекунды. В этом случае закон подобия не нарушался. Из рис. 2, *b* видно, что в субнаносекундном диапазоне при одинаковом значении произведения давления на длину разрядного газового промежутка  $U_{br}$  существенно зависит от давления газа в промежутке. Убегающие электроны осуществляют предьонизацию газовой среды. Поскольку вероятность перехода электронов в режим убегания, энергия пучка убегающих электронов и эффективность ионизации газа [1] существенно зависят от давления газа, можно предположить, что наблюдаемая зависимость  $U_{br}$  от давления азота является следствием перехода электронов в режим убегания. Тот факт, что в работе [11] в микросекундном диапазоне не было обнаружено зависимости  $U_{br}$  от давления азота, говорит в пользу этой гипотезы, поскольку известно, что в микросекундном диапазоне убегающие электроны не регистрируются [1,12] или их энергия мала [2,13].

Были измерены времена формирования пробоя в субнаносекундном диапазоне. При этом за  $t_{form}$  принималось время, прошедшее с момента начала нарастания напряжения на промежутке до амплитудного значения напряжения  $U_{br}$ . Было показано, что в субнаносекундном диапазоне при неизменной длине разрядного газового промежутка с ростом давления от 1 до 40 atm  $t_{form}$  увеличивается примерно на 40–50% (рис. 3, *b*). На рис. 3, *b* полученные данные по  $t_{form}$  приведены в зависимости от электрического поля и давления. Видно, что  $t_{form}$  подчиняется закону подобия  $pt_{form} = f(E/p)$ : зависит только от напряженности электрического поля и давления, а не от напряжения коммутации  $U_{br}$  и длины разрядного промежутка  $d$  в отдельности. Ранее академиком Г.А. Месяцем с соавторами было показано [14,15], что в случае разрядных газовых промежутков миллиметровой длины  $t_{form}$  подчиняется закону подобия только при многоэлектронном иницировании разряда, когда катод специально подсвечивался ультрафиолетовым излучением искры от дополнительного подсвечивающего разрядника. Подсветка



**Рис. 3.** Зависимость  $t_{form}$  в азоте от расстояния катод–анод (a); зависимость  $t_{form}$  от электрического поля и давления газа (b).

осуществлялась через кварцевую линзу, пропускающую на катод свет с длиной волны не менее  $2000 \text{ \AA}$ , что исключало фотоионизацию

газа. В этом случае у катода обеспечивалось число иницирующих пробой электронов около  $10^4$ . В отсутствие принудительной ультрафиолетовой подсветки катода реализовывался одноэлектронный механизм иницирования пробоя, и закон подобия для  $t_{form}$  не соблюдался. Эксперименты, описанные в [14,15], проводились на одной и той же установке в воздухе атмосферного давления. Длина разрядного промежутка равнялась 2 mm и оставалась постоянной в течение эксперимента. А на разрядный промежуток подавались импульсы напряжения с максимальной амплитудой до 30 kV, длительностью 10 ns и фронтом 300 ps.

В проведенных экспериментах отсутствие ультрафиолетовой подсветки тщательно контролировалось. Но в субнаносекундном диапазоне имеет место объемное многоэлектронное иницирование разряда убегающими электронами [8], которое и обеспечило выполнение закона подобия для  $t_{form}$ . Таким образом, в субнаносекундном диапазоне убегающие электроны оказывают определяющее влияние на коммутационные характеристики азота в диапазоне давлений от 1 до 40 atm.

Авторы признательны чл.-кор. РАН В.Г. Шпаку и М.И. Ялдину, к.т.н. С.А. Шунайлову за предоставленный для экспериментов генератор РАДАН-303; академику Г.А. Месяцу, д.ф.-м.н. Ю.Д. Королеву и к.ф.-м.н. В.В. Лисенкову за обсуждение полученных результатов. Работа выполнена при финансовой поддержке ФАНО (программа фундаментальных исследований УрО РАН „Вещество в экстремальных состояниях“, проект № 15-1-2-8).

## Список литературы

- [1] *Королев Ю.Д., Месяц Г.А.* Физика импульсного пробоя газов. М.: Наука, 1991. 224 с.
- [2] *Babich L.P.* High-energy Phenomena in Electric Discharges in Dense Gases. Theory, Experiment and Natural Phenomena. ISTC Science and Technology Series. V. 2. Arlington, Virginia: Futurepast, 2003. 358 p.
- [3] *Tarasenko V.F., Baksh E.Kh., Burachenko A.G.* et al. // Opt. Precision Eng. 2011. V. 19. N 2. P. 273–283.
- [4] *Ivanov S.N., Lisenkov V.V., Shpak V.G.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2010. V. 43. N 31. P. 315 204. (10 p).
- [5] *Иванов С.Н., Лисенков В.В.* // ЖТФ. 2010. Т. 80. В. 1. С. 54–58.
- [6] *Иванов С.Н., Лисенков В.В., Шпак В.Г.* // ЖТФ. 2008. Т. 78. В. 9. С. 62–68.
- [7] *Иванов С.Н.* // ДАН. 2004. Т. 399. В. 4. С. 472–476.



- [8] *Ivanov S.N.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2013. V. 46. N 28. P. 285201 (6 p.).
- [9] *Иванов С.Н., Шарыпов К.А.* // Изв. вузов. Физика. 2014. Т. 57. № 12/2. С. 181–185.
- [10] *Иванов С.Н., Шарыпов К.А.* // Изв. вузов. Физика. 2014. Т. 57. № 12/2. С. 186–189.
- [11] *Авилов Э.А., Белкин Н.В., Дудин А.В.* и др. // ПТЭ. 1973. № 1. С. 137–139.
- [12] *Levko D., Krasik Y.E., Tarasenko V.F.* // Int. Rev. Phys. 2012. V. 6. N 2. P. 165–195.
- [13] *Костыря И.Д., Тарасенко В.Ф., Рыбка Д.В.* // Изв. вузов. Физика. 2014. Т. 57. № 12/2. С. 220–224.
- [14] *Месяц Г.А., Бычков Ю.И., Искольдский А.М.* // ЖТФ. 1968. Т. 38. В. 8. С. 1281–1287.
- [15] *Месяц Г.А.* // УФН. 2006. Т. 176. В. 10. С. 1069–1091.