

04

Пробой газовых промежутков в неоднородном электрическом поле при субнаносекундном фронте импульса напряжения

© А.М. Бойченко,¹ В.Ф. Тарасенко,² Е.Х. Бакшт,² А.Г. Бураченко,² М.В. Ерофеев,² А.Н. Ткачев³

¹ Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН,
119991 Москва, Россия

e-mail: boichen@kapella.gpi.ru

² Институт сильноточной электроники СО РАН,
Томск, Россия

e-mail: VFT@loi.hcei.tsc.ru

³ Научный центр волновых исследований Института общей физики им. А.М. Прохорова РАН,
119991 Москва, Россия

e-mail: ant@kapella.gpi.ru

(Поступило в Редакцию 18 апреля 2012 г.)

Проведены исследования влияния давления азота на напряжение пробоя в неоднородном электрическом поле. На промежуток подавались импульсы напряжения с наносекундным и субнаносекундным фронтами. Одновременно с импульсом напряжения за анодом из фольги регистрировались импульсы сверхкороткого электронного пучка (слэп). Показано, что в условиях генерации пучка убегающих электронов и субнаносекундной длительности фронта импульса напряжения при уменьшении давления азота от $9 \cdot 10^4$ до 10^2 Па пробивное напряжение возрастает. Данные экспериментальные результаты хорошо согласуются с расчетными кривыми импульсного пробоя.

Известно, что напряжение пробоя промежутка зависит от скорости роста напряжения на промежутке [1,2]. При пробое различных газов в однородном электрическом поле эта зависимость проявляется при длительности фронта импульса напряжения менее $1 \mu\text{s}$ [3]. Подобная зависимость наблюдается и при пробое промежутков в неоднородном электрическом поле [4]. Кроме того, при пробое в неоднородном электрическом поле длинных промежутков с конфигурацией электродов острие–плоскость наблюдается сильная зависимость напряжения пробоя от полярности импульса напряжения [4]. Так, напряжение пробоя при использовании катодов с малым радиусом кривизны существенно больше, чем при использовании анодов с малым радиусом кривизны.

Известно, что при пробое разрядных промежутков с неоднородным электрическим полем (в частности, с катодами малого радиуса кривизны) при повышенных давлениях различных газов генерируются пучки убегающих электронов и рентгеновское излучение [5–14].

В цикле работ, выполненных С.И. Яковленко с коллегами [6,7,10–13,15], был сформирован критерий, определяющий граничное (критическое) значение напряженности однородного электрического поля E_{cr} и соответственно критическое напряжение на разрядном промежутке $U_{cr} = E_{cr}d$, при котором реализуется таунсендовский механизм горения разряда

$$\alpha_i(E_{cr}p)d = 1, \quad (1)$$

где α_i — первый коэффициент Таунсенда, p — давление газа, d — межэлектродный зазор. Ввиду немонотонности зависимости $\alpha_i(E)$ при заданном значении p критерий (1) могут удовлетворять два значения напряженности $E_{cr} = E_{cr, up}, E_{cr, down}$, соответственно зависимость

$E_{cr}(p, d)$, следующая из (1), имеет две ветви. Применительно к получению убегающих электронов наибольший интерес представляет верхняя ветвь, которую предлагаем называть кривой Яковленко. При $E_{cr} > E_{cr, up}$ из-за падения неупругих сечений с ростом энергии налетающего электрона основная доля электронов постоянно ускоряется на рассматриваемом разрядном промежутке и покидает его, не успев существенно размножиться. Данное условие реализуется при подходе волны размножения электронов фона к аноду [7,16] (в неоднородном поле условие (1) может выполняться и вблизи электродов с малым радиусом кривизны). Таким образом, основное число электронов в этом случае переходит в режим убегания и может реализоваться эффективный режим генерации пучка убегающих электронов. Зависимости $U_{cr}(pd)$ для различных газов, следующие из (1) и разграничивающие области ухода и размножения электронов для случая однородного поля, приведены в [6,7,10–13,15]. В работе [17] предложено обобщение критерия (1) на неплоскую геометрию.

Пробойные напряжения при укорочении времени подачи напряжения на электроды обычно растут, что может облегчить переход на кривую Яковленко. Законы подобия для импульсного пробоя (кривые импульсного пробоя) имеют вид [7,18]

$$\psi(E_{br}/p) = \text{Ln}/p\tau_p \quad (2)$$

для прямоугольного импульса подачи поля, когда поле мгновенно включается в момент времени $t = 0$ и мгновенно выключается в момент времени $t = \tau_p$ и

$$\xi(E_{br}/p) = \text{Ln}/p\tau_p \quad (3)$$

для треугольного импульса подачи поля

$$E(t) = \begin{cases} E_{\text{peak}}t/\tau_p, & \text{если } t \leq \tau_p, \\ 0 & \text{если } t > \tau_p. \end{cases}$$

Здесь $E_{\text{peak}} = E_{\text{br}}$ — критическое значение пиковой напряженности электрического поля, при которой возникает пробой,

$$\psi(E/p) = v_i/p = \alpha_i u_{\text{ed}}(E/p)/p, \quad \xi(x) = \eta(x)/x,$$

$$\eta(y) = \int_0^y \psi(x) dx,$$

где v_i — частота ионизации, $u_{\text{ed}}(E/p)$ — дрейфовая скорость электронов, $\text{Ln} = \ln(N_{\text{br}}/N_0)$ — параметр, характеризующий достижение критической плотности электронов N_{br} , при которой поле вытесняется из плазмы (N_0 — начальная плотность электронов), и принимающий значения, примерно равные 15–30.

Цель настоящей работы состоит в исследовании условий генерации пучка убегающих электронов и пробоя газового промежутка в азоте при укорочении времени подачи напряжения на электроды, в том числе исследования области кривой импульсного пробоя, в которой сходятся ее нижняя и верхняя ветви, и области, лежащей левее кривой импульсного пробоя (при $p\tau_p < (p\tau_p)_{\text{min}}$).

Экспериментальная аппаратура и методики

Эксперименты проводились с промежутком, на который подавались импульсы высокого напряжения от трех генераторов с различной длительностью фронта импульса напряжения [19–21]. Генератор № 1 (СЛЭП-150 [19]) формировал импульсы напряжения с амплитудой падающей волны в передающей линии ~ 140 кВ и фронтом ~ 0.3 нс. Длительность импульса напряжения на полувысоте составляла ~ 1 нс. Генератор № 2 (РАДАН-220 [20]) формировал импульсы напряжения на высокоомной нагрузке с амплитудой ~ 220 кВ. Длительность импульса напряжения на полувысоте при согласованной нагрузке равнялась ~ 2 нс, а длительность фронта импульса напряжения в передающей линии ~ 0.5 нс. При подключении разрядной камеры за счет индуктивности подводов длительность фронта импульса напряжения увеличивалась до ~ 2 нс, а также увеличивалась длительность импульса на полувысоте. В генератор № 3 [21] от импульсного трансформатора заряжалась коаксиальная линия, которая обеспечивала длительность импульса на согласованной нагрузке ~ 45 нс. Длительность фронта импульса напряжения равнялась ~ 10 нс.

Все катоды имели острые кромки. Катод при работе с генератором № 1 был изготовлен из фольги нержавеющей стали толщиной $100 \mu\text{m}$, которая была свернута в трубочку диаметром 6 мм. Плоский анод был

изготовлен из алюминиевой фольги толщиной 15 или $50 \mu\text{m}$ и армировался сеткой. На установке № 2 катод был выполнен в виде лезвия, а анод закругленным или также в виде лезвия. Ток пучка на этой установке не измерялся. Катод при работе с генератором № 3 был выполнен в виде четырех коаксиально установленных трубок из фольги диаметрами 60, 44, 28 и 12 мм и был прикреплен металлическим болтом к одному из электродов обострительного разрядника. Высота трубок из фольги уменьшалась от центра к краю катода на 2 мм с каждым увеличением диаметра трубки. Для изготовления катода использовалась латунная фольга толщиной $50 \mu\text{m}$. Расстояние между катодом и анодом d варьировалось в пределах от 10 до 50 мм. Плоский анод был изготовлен из латунной сетки с пропусканием 50% и соединен с корпусом камеры через шунт. Площадь сетчатой поверхности анода равнялась ~ 60 мм². Расстояние между катодом и анодом d варьировалось в пределах от 20 до 50 мм. При регистрации тока пучка электронов за фольгой устанавливался коллектор. Представленные на рисунках зависимости получены с генераторами № 1 и № 2 при $d = 12$ мм и с генератором № 3 при $d = 25$ мм. Максимальное напряжение на промежутке при прочих равных условиях зависело от давления газа в разрядной камере и длительности фронта импульса напряжения. Длительность импульса тока разряда, измеряемая шунтами, также зависела от давления газа и при низких давлениях могла достигать в колебательном режиме нескольких сотен наносекунд.

Для регистрации импульсов напряжения в емкостных (генератор № 1) и омических (генераторы № 2 и № 3) делителей напряжения, шунтов и коллекторов применялись осциллографы DPO70604 (6 GHz , $25 \text{ GS} \times \text{s}^{-1}$) и TDS3054B (0.5 GHz , $5 \text{ GS} \times \text{s}^{-1}$).

Результаты и их обсуждение

На рис. 1–3 приведены осциллограммы импульсов напряжения, восстановленные по падающей и отражен-

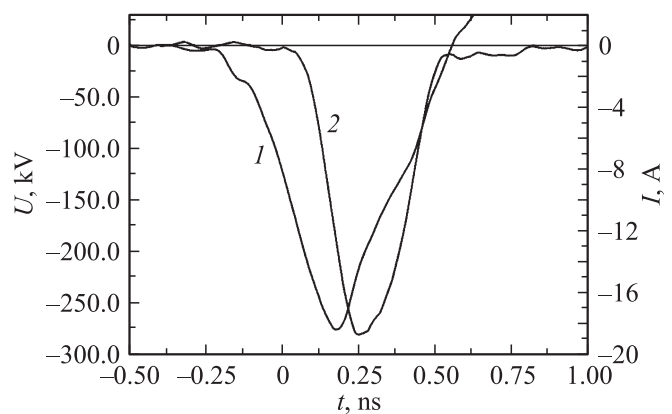


Рис. 1. Осциллограммы тока импульсов напряжения на промежутке (1) и тока электронного пучка (2) при давлении азота $5.0 \cdot 10^2$ Па. Генератор № 1.

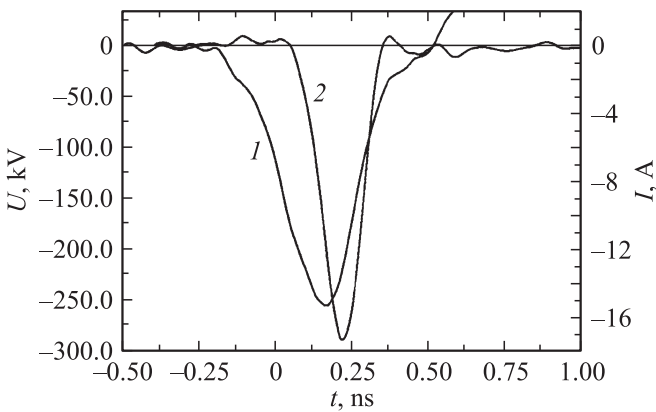


Рис. 2. Осциллограммы тока импульсов напряжения на промежутке (1) и тока электронного пучка (2) при давлении азота $9.9 \cdot 10^2$ Па. Генератор № 1.

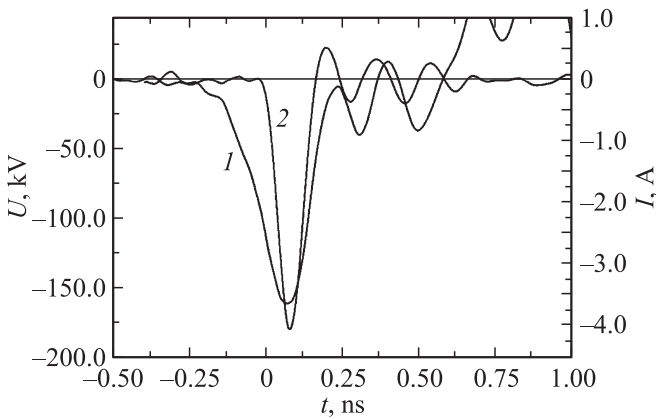


Рис. 3. Осциллограммы тока импульсов напряжения на промежутке (1) и тока электронного пучка (2) при давлении азота $3.9 \cdot 10^3$ Па. Генератор № 1.

ной волнам, и тока слэп за фольгой через диаграмму диаметром 10 mm для различных давлений азота (5.0, 9.9 и $39 \cdot 10^2$ Па). Использовался коллектор с диаметром приемной части 20 mm. Длительность достоверно восстановленных импульсов напряжения из-за влияния отражений от начала передающей линии не превышала 0.8 ns. Однако этого было достаточно для определения максимального напряжения на промежутке. Длительность импульса тока пучка, а также его задержка до максимального значения от фронта импульса напряжения на уровне 0.1 при давлениях более $1.3 \cdot 10^3$ Па для азота были меньше 0.8 ns. Осциллограммы тока пучка и напряжения, приведенные на рис. 1–3, синхронизированы во времени с точностью не хуже 40 ps. Для определения их привязки друг к другу использовали ток смещения, который при замене фольги на сетку в тех же условиях регистрировался коллектором. Данная методика более подробно описана в [22]. Из осциллограмм видно, что при давлении 5.0 и $9.9 \cdot 10^2$ Па амплитуда импульса напряжения возросла, а также возросла амплитуда тока пучка за фольгой. Также из осциллограмм на рис. 1–3

видно, что при уменьшении давления азота спад напряжения на промежутке замедляется и увеличивается длительность импульса напряжения на полувывоте, а также длительность импульса тока пучка.

На рис. 4 приведены зависимости от давления амплитуды и длительности тока пучка для генератора № 1. Амплитуда тока пучка на графике увеличена в 100 раз. Рис. 4 подтверждает увеличение амплитуды и длительности тока пучка при давлении азота в десятки тогг. Однако при давлении азота менее $1.3 \cdot 10^2$ Па амплитуда тока пучка начала уменьшаться, а длительность продолжала расти. Это связано с переходом к режиму работы вакуумного диода при длине промежутка, большей оптимальной. Амплитуда тока пучка с генератором № 3 также увеличивалась с уменьшением давления. Однако заметные амплитуды тока пучка из-за увеличение длительности фронта импульса напряжения регистрировались с генератором № 3 только при давлении менее $1.3 \cdot 10^4$ Па [21].

Зависимости для максимальной амплитуды напряжения на промежутке, которая соответствовала пробойному напряжению, от давления азота приведены на рис. 5. Видно, что при длительности фронта импульса напряжения 2 и 10 ns и снижении давления напряжение пробоя промежутка уменьшается до давлений азота $\sim 1.3 \cdot 10^4$ Па. Тогда как при уменьшении фронта импульса напряжения до 300 ps характер зависимости меняется и в области от 10^5 Па до $1.3 \cdot 10^4$ Па амплитуда напряжения на промежутке увеличивается, а при давлении менее $3.9 \cdot 10^3$ Па наблюдается резкий рост пробойного напряжения, рис. 5, с. При фронте импульса напряжения 2 и 10 ns при низких давлениях менее $6.6 \cdot 10^3$ Па можно было наблюдать некоторое увеличение напряжения пробоя (крайняя точка слева на рис. 5, а), однако при давлении азота более $1.3 \cdot 10^4$ Па напряжение пробоя возрастало.

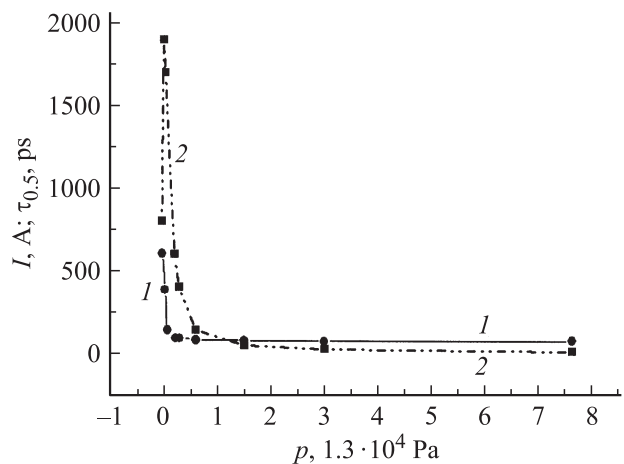


Рис. 4. Зависимости длительности импульса тока пучка на полувывоте (1) и амплитуды тока пучка (2) (амплитуда тока пучка на графике увеличена в 100 раз) от давления азота. Генератор № 1.

Смена вида зависимости напряжения пробоя от давления при переходе к времени нарастания напряжения $\tau_p = 0.3$ ns связана, по-видимому, с резким изменением зависимости кривой импульсного пробоя E/p от давления при подходе к $(p\tau_p)_{\min}$ (рис. 6). Данные для $\tau_p = 2$ и 10 ns лежат в пологом участке этой кривой. В результате напряжение пробоя растет с увеличением давления для

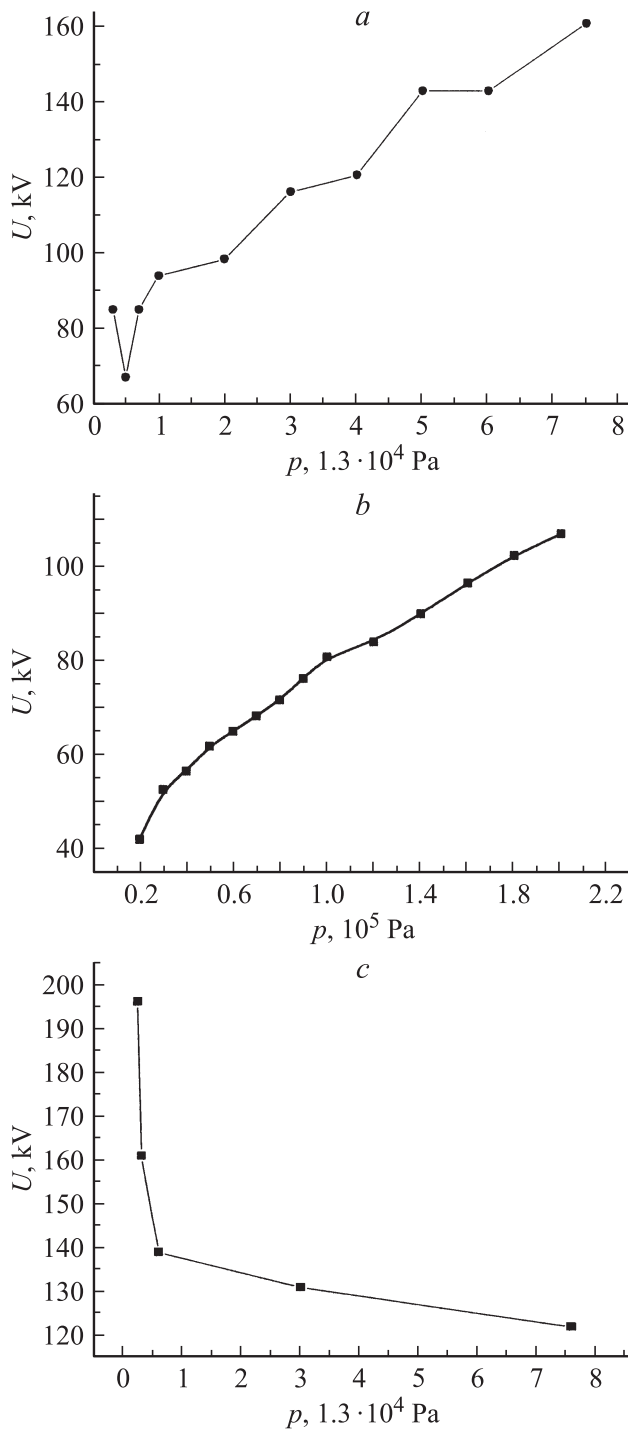


Рис. 5. Зависимости амплитуды напряжения на промежутке от давления азота, полученные с генераторами № 3 (а), № 2 (б) и № 1 (с).

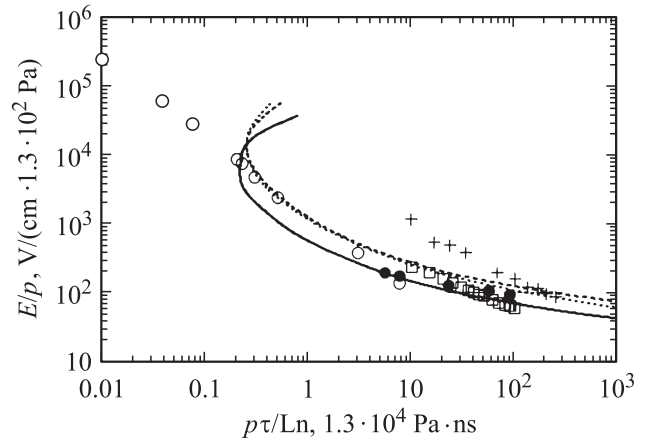


Рис. 6. Кривые импульсного пробоя азота в случае прямоугольного (сплошная кривая, формула (2)) и треугольного (пунктирная и штриховая кривые, см. подробнее [7], формула (3)) импульсов. Светлые кружки — данные для длительности фронта импульса напряжения 0.3 ns, светлые квадратики — 2 ns, крестики — 2 ns. Темные кружки — экспериментальные данные для униполярного и СВЧ-пробоя в воздухе [23]. Ln брались равным 30 для всех серий экспериментов.

данных с $\tau_p = 2$ и 10 ns, для данных же с $\tau_p = 0.3$ ns напряжение пробоя растет с уменьшением давления. Некоторое отклонение экспериментальных данных от расчетных кривых импульсного пробоя связано с нашей точки зрения со следующими обстоятельствами. Зависимость роста напряжения (поля) от времени (рис. 6) не соответствует строго ни прямоугольному, ни треугольному импульсам, а представляется неким средним этих случаев, поэтому на рис. 6 приведены две расчетные кривые. Зависимости (2), (3) получены для плоской геометрии, катод же не является плоским в экспериментах. Дополнительное отличие для данных с $\tau_p = 10$ ns может быть связано с тем, что катод состоял из нескольких колец, что также могло приводить к изменению E/p в промежутке.

В эксперименте получены также три точки для серии с $\tau_p = 0.3$ ns, лежащие левее кривых импульсного пробоя (рис. 6). Инициирование разряда в данной области затруднено, в результате существенно растет ток убегающих электронов (рис. 4).

Следует отметить, что применение промежутков с неоднородным электрическим полем за счет катода с малым радиусом кривизны существенно облегчает достижение высокого значения параметра E/p в отдельных областях промежутка. Вначале на фронте импульса напряжения высокие значения E/p реализуются у катода за счет усиления электрического поля на микро- и макронеоднородностях катода, а затем могут реализоваться и в промежутке за счет усиления электрического поля на фронте волны ионизации, в том числе при подходе фронта волны ионизации к аноду.

Выводы

Таким образом, проведенные исследования показали, что при уменьшении давления азота, начиная с давления около 10^5 Па, в промежутке с плоским анодом и катодом, который имеет малый радиус кривизны, при субнаносекундном фронте импульса напряжения пробивное напряжение и амплитуда тока слэп увеличиваются. Эти данные объясняются приближением параметров эксперимента к точке pd_{\min} , в которой сходятся верхняя (кривая Яковленко) и нижняя ветви кривой импульсного пробоя. При попадании параметров в область левее точки pd_{\min} , т.е. левее кривой импульсного пробоя, наблюдается резкий рост амплитуды пучка убегающих электронов. Установлено, что зависимость напряжения пробоя и амплитуды тока слэп от давления газа в области малых давлений носит нелинейный характер.

Авторы благодарят И.Д. Костырю и Ю.В. Шутько за помощь в работе.

Работа в ИСЭ СО РАН выполнена при поддержке ФЦП „Научные и научно-педагогические кадры инновационной России“ ГК № 02.740.11.0562.

Список литературы

- [1] Королев Ю.Д., Месяц Г.А. Физика импульсного пробоя газов. М.: Наука, Физматлит, 1991.
- [2] Лозанский Э.Д., Фирсов О.Б. Теория искры. М.: Атомиздат, 1975. С. 42.
- [3] Ретер Г. Электронные лавины и пробой в газах. М.: Энергоатомиздат, 1988.
- [4] Райзер Ю.П. Физика газового разряда. Долгопрудный: Интеллект, 2009. 736 с.
- [5] Babich L.P. High-Energy Phenomena in Electric Discharges in Dense Gases: ISTC Science and Technology Series. Vol. 2. Futurepast: Arlington, VA. 2003. 358 p.
- [6] Тарасенко В.Ф., Яковленко С.И. // УФН. 2004. Т. 174. Вып. 9. С. 953–971.
- [7] Пучки убегающих электронов и разряды на основе волны размножения электронов фона в плотном газе / Отв. ред. С.И. Яковленко. Труды ИОФАН. М.: Наука, 2007. Т. 63.
- [8] Tarasenko V.F., Bksht E.K., Burachenko A.G., Kostyrya I.D., Lomaev M.I., Rybka D.V. // Plasma Devices and Operation. 2008. Vol. 16. N 4. P. 267–298.
- [9] Тарасенко В.Ф. // Физика плазмы. 2011. Т. 37. № 5. С. 444–457.
- [10] Tkachev A.N., Yakovlenko S.I. // Central European Journal of Physics (CEJP). 2004. Vol. 2(4). P. 579–635 (www.cesj.com/physics.html).
- [11] Tarasenko V.F., Yakovlenko S.I. // Physica Scripta. 2005. Vol. 72. N 1. P. 41–67.
- [12] Tarasenko V.F., Yakovlenko S.I. // Plasma Devices and Operations. 2005. Vol. 13. N 4. P. 231–279.
- [13] Тарасенко В.Ф., Яковленко С.И. // УФН. 2006. Т. 176. № 6. С. 793–796.
- [14] Костыря И.Д., Тарасенко В.Ф., Ткачев А.Н., Яковленко С.И. // ЖТФ. 2006. Т. 76. Вып. 3. С. 64–69.
- [15] Ткачев А.Н., Яковленко С.И. // Письма в ЖЭТФ. 2003. Т. 77. Вып. 5. С. 264–269.
- [16] Boichenko A.M. Ch. 6: Lasers and Lamps with Excitation by Background-Electron Multiplication Wave. In: Laser Beams: Theory, Properties and Applications; Columbus F.; Editor-in-Chief; Editors: Maxim Thys and Eugene Desmet; Nova Science Publishers, NY, USA, 2011.
- [17] Бойченко А.М., Бураченко А.Г., Костыря И.Д., Тарасенко В.Ф., Ткачев А.Н. // ЖТФ. 2011. Т. 81. Вып. 8. С. 142–149.
- [18] Yakovlenko S.I. // Laser Physics. 2006. Vol. 16. N 3. P. 403–426.
- [19] Костыря И.Д., Бакут Е.Х., Тарасенко В.Ф. // ПТЭ. 2010. № 4. С. 84–87.
- [20] Загулов Ф.Я., Котов А.С., Шпак В.Г., Юрике Я.Я., Яландин М.И. // ПТЭ. 1989. № 2. С. 146–149.
- [21] Ерофеев М.И., Костыря И.Д., Тарасенко В.Ф. // ЖТФ. 2007. Т. 77. Вып. 10. С. 43–49.
- [22] Бураченко А.Г., Тарасенко В.Ф. // Письма в ЖТФ. 2010. Т. 36. Вып. 24. С. 85–94.
- [23] Месляц Г.А. // Письма в ЖЭТФ. 2006. Т. 83. № 1. С. 21–23.