

04;07;12

О рентгеновском излучении при объемных разрядах в воздухе атмосферного давления

© В.Б. Братчиков,¹ К.А. Гагаринов,¹ И.Д. Костыря,² В.Ф. Тарасенко,² А.Н. Ткачев,³ С.И. Яковленко³¹ Исследовательский институт технической физики им. ак. Е.И. Забабахина, Снежинск, Россия² Институт сильноточной электроники СО РАН, Томск, Россия

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

³ Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, 119991 Москва, Россия

(Поступило в Редакцию 3 августа 2006 г.)

Проведены экспериментальные исследования рентгеновского излучения из объемных разрядов в воздухе атмосферного давления при изменении фронта импульса напряжения от 0.5 до 100 ns и амплитудах напряжения холостого хода генератора от 20 до 750 kV. Показано, что при катоде в виде иглы объемный разряд формируется при сравнительно большой длительности импульса напряжения (в данной работе до ~ 60 ns). Объемный характер разряда обусловлен преыонизацией быстрыми электронами, формируемыми за счет концентрации электрического поля у катода и в промежутке. Подтверждено, что при увеличении длительности фронта импульса напряжения рентгеновское излучение в основном излучает разрядный промежуток. Проведено моделирование распространения быстрых электронов лавины в азоте в неоднородном нестационарном электрическом поле. Показано, что количество жестких частиц растет не только с повышением амплитуды напряжения, но и с сокращением времени нарастания импульса.

PACS: 52.80.Yr

Введение

Формированию объемных (диффузных разрядов) при повышенных давлениях различных газов уделялось и уделяется очень большое внимание [1–6]. Это связано с их широким использованием в различных областях науки и техники, в частности для создания импульсных лазеров на плотных газах [7–11]. Весьма интересны объемные разряды, получаемые в неоднородном электрическом поле. С конца 1960-х гг. известно [12], что при использовании наносекундных импульсов высокого напряжения в воздухе атмосферного давления можно сформировать объемный (диффузный) разряд без источника дополнительной преыонизации. Работы в этом направлении стимулировались регистрацией рентгеновского излучения и пучков убегающих электронов при пробое промежутка импульсами высокого напряжения [12–17]. Затем интерес к исследованиям объемных разрядов в неоднородном электрическом поле при повышенных давлениях уменьшился.

В последние годы снова возросло число публикаций, посвященных изучению объемных разрядов в неоднородном электрическом поле, в первую очередь тех, которые могут являться источниками рентгеновского излучения и пучков убегающих электронов (см. работы [6, 18–30], а также ссылки в них). Однако до настоящего времени природа мягкого рентгеновского излучения из газовых диодов не вполне изучена, в частности, не определено влияние основных параметров (амплитуды и длительности фронта импульса напряжения, радиуса кривизны

катода и т.д.) на характеристики рентгеновского излучения и быстрых электронов, получаемых в различных газах при атмосферном давлении.

Цель данной работы — провести исследования по влиянию фронта импульса напряжения и его амплитуды на условия формирования объемных разрядов в неоднородном электрическом поле, а также исследовать механизм формирования мягкого рентгеновского излучения и пучков быстрых электронов в воздухе и азоте атмосферного давления.

1. Экспериментальная аппаратура и методики

Экспериментальные исследования были проведены с использованием пяти импульсных генераторов, которые подключались к газонаполненным диодам. Применение различных генераторов позволяло изменять длительность импульса напряжения, а также его амплитуду и длительность переднего фронта. Конструкция всех газовых диодов была подобной, они имели катод с малым радиусом кривизны и плоский анод. Отличия заключались в величине межэлектродного промежутка, в радиусе кривизны катода и его форме. Все газовые диоды заполнялись воздухом атмосферного давления.

Эксперименты по формированию объемного разряда при высоких напряжениях и больших длительностях переднего фронта импульса напряжения проводились с использованием генератора от ускорителя ИПУЭ [31] (установка № 1). В генераторе применялась схема с

полностью твердотельной системой коммутации энергии. Система коммутации состояла из зарядного устройства, магнитно-импульсного компрессора и полупроводникового прерывателя тока. Это позволило получить амплитуду импульса напряжения на высокоомной нагрузке до 750 кВ, амплитуду импульса тока на активно-емкостной нагрузке ~ 1.6 кА и длительность импульса напряжения на полувывоте ~ 60 нс. Максимальная частота следования импульсов благодаря применению SOS-диодов [32] могла достигать 500 Гц.

В настоящей работе эксперименты проводились в режиме однократных импульсов. Газовый диод, используемый с первым генератором, имел катод с малым радиусом кривизны и плоский анод (коллекторная пластина для установки № 1), рис. 1, *a*. В качестве катода использовалась игла диаметром 0.9 мм, которая устанавливалась на вершину штока из нержавеющей стали диаметром 20 мм (катод № 1). Конец штока имел сферическую поверхность. Длина иглы составляла 10–22 мм, зазор между коллекторной пластиной и иглой в ходе экспериментов изменялся от 3 до 90 мм, длина иглы также изменялась. Изменение длины иглы от 10 до 22 мм не оказало влияния на работу диода, поэтому основные эксперименты были проведены с иглой длиной 19 мм.

В установке № 2 применялся генератор РАДАН-303 [33], который имел волновое сопротивление 45 Ω и формировал импульсы напряжения с длительностью на полувывоте ~ 3 нс, амплитудой на согласованной нагрузке от 85 до 200 кВ (напряжение холостого хода до 400 кВ) и длительностью фронта импульса напряжения в передающей линии ~ 1.2 нс. Расстояние между катодом и анодом изменялось от 5 до 18 мм. Использовался катод (катод № 2) из стальной трубки диаметром 6 мм и толщиной стенки 50 μm . Данный генератор имел емкостной делитель напряжения, который устанавливался перед газовым диодом.

В установке № 3 генератор формировал на разрядном промежутке импульс напряжением с амплитудой 10–30 кВ и длительностью на полувывоте ~ 1.5 нс [22]. В нем использовалась двойная полосковая линия и газовый разрядник, давление азота в котором при заданной скорости нарастания напряжения определяло напряжение его пробоя. Отрицательное импульсное напряжение подавалось на четыре катода типа № 2, включенных параллельно. Для зарядки полосковых линий генератора использовались поочередно два импульсных источника, позволяющие изменять зарядное напряжение полосковых линий и частоту повторения импульсов (до 160 Гц).

В генераторе установки № 4 [22] применялся индуктивный накопитель энергии с прерывателем тока на основе SOS-диодов, которые устанавливались параллельно нагрузке. Генератор № 4 формировал на разрядном промежутке импульсы напряжением с амплитудой ~ 50 кВ и длительностью на полувывоте ~ 15 нс при фронте импульса напряжения 7–15 нс. Отрицательное импульсное напряжение подавалось на катод № 2.

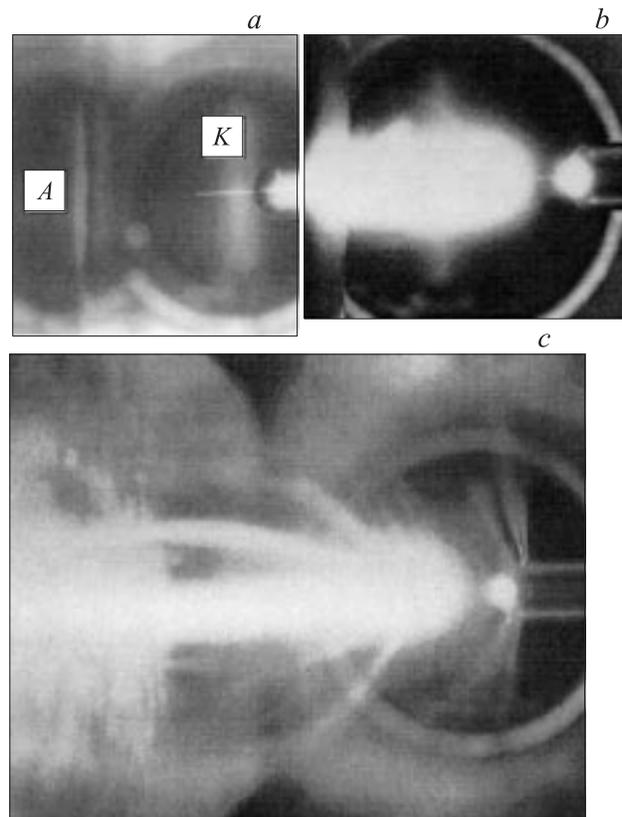


Рис. 1. Фотография газового диода (*a*) и фотографии излучения объемного разряда в газовом диоде при зазорах 40 (*b*) и 90 (*c*) мм, полученные сбоку на установке № 1. Катод № 1. Все фотографии представлены в одном масштабе.

В установке № 5 применялся генератор наносекундных импульсов от рентгеновского аппарата АРИНА [34]. Генератор импульсов формировал импульсы напряжения с амплитудой до 150 кВ (напряжение холостого хода при высокоомной нагрузке). Длительность импульса напряжения на полувывоте составляла несколько наносекунд и изменялась в зависимости от нагрузки. Длительность фронта импульса напряжения на выходе из генератора была менее 1 нс. На выходе генератора был установлен специально разработанный изолятор с внешним диаметром 160 мм, благодаря которому даже при зазоре между катодом и анодом 67 мм завершено пробоя по поверхности изолятора в воздухе не наблюдалось. К генератору крепилась камера, изготовленная из медной фольги толщиной 200 μm (рис. 2). Внутренний диаметр камеры равнялся 160 мм, с противоположной от генератора стороны камера заканчивалась плоским медным электродом, в центре которого устанавливалась AlBe-фольга. Боковая цилиндрическая стенка камеры имела прямоугольное окно длиной 11 и шириной 5 см, которое могло закрываться алюминиевой фольгой. В качестве потенциального электрода использовались стальная игла (катод № 1) или трубка диаметром 6 мм из стальной фольги толщиной 50 μm (катод № 2). Эксперименты были проведены при зазорах 12, 22, 41, 54 и 65 мм.

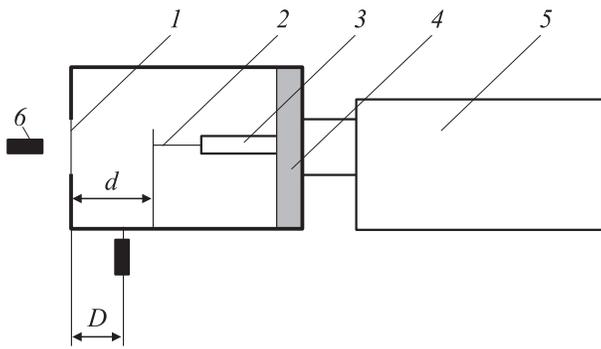


Рис. 2. Принципиальная схема экспериментальной установки № 5. 1 — анод из AlBe-фольги, 2 — катод (игла), 3 — катододержатель, 4 — изолятор, 5 — генератор наносекундных импульсов от рентгеновского аппарата АРИНА, 6 — полупроводниковый детектор СППД11-04. d — расстояние между электродами, D — расстояние между анодом и осью детектора.

На данной установке имелась возможность менять полярность напряжения на потенциальном электроде.

Ток пучка электронов за фольгой регистрировался с помощью коллекторов, один из которых позволял регистрировать импульсы тока с длительностью на полувысоте 0.1 ns [28]. Амплитуда тока пучка определялась из измерений его коллектором малого размера (диаметром около 1 см), который перемещался по всей площади фольги, а распределение электронов по энергиям определялось методом фольги.

Для регистрации импульсов напряжения на установках № 1 и 2 использовались емкостные делители напряжения, а ток разряда на установке № 1 регистрировался с помощью шунта, собранного из малоиндуктивных сопротивлений ТВО.

Для измерения сигналов с емкостных делителей, шунта и коллектора использовался цифровой осциллограф TDS6604 (6 GHz, 20 GS/s), TDS-3034 (0.3 GHz, 2.5 GS/s) или TDS-2024 (0.1 GHz, 1 GS/s). При работе с осциллографом TDS6604 для соединения датчиков с осциллографом применялись широкополосные коаксиальные кабели и аттенюаторы 142-NM фирмы Barth Electronics с полосой пропускания 30 GHz. Разрешение системы регистрации при использовании осциллографа TDS6604 достигало 0.05 ns.

Интегральная картина свечения разряда фотографировалась через сетку или окно пленочным фотоаппаратом ЗЕНИТ или цифровым фотоаппаратом Olympus Camedia C-2020 Z.

Экспозиционная доза рентгеновского излучения определялась с помощью дозиметров VICTOREEN (Model 541R) и Argow-Tech, Inc (Model 138), которые были чувствительны к излучению с энергией квантов более 60 и 16 keV соответственно. Дозиметры устанавливались на расстоянии 0.7–5 см от плоскости фольги перпендикулярно оси катода. Кроме того, рентгеновское излучение фиксировалось по засветке пленки РФ-3

($S = 1300 \text{ P}^{-1}$), которая помещалась в черную бумагу толщиной $\sim 100 \mu\text{m}$ и располагалась с торца газового диода на различных расстояниях от сетки или(и) фольги. Также использовалась пленка СО ПД 5/50. Форма импульсов рентгеновского излучения регистрировалась с помощью полупроводникового детектора СППД11-04, временное разрешение которого составляло $\sim 1.5 \text{ ns}$. Энергетический спектр рентгеновского излучения оценивался по его ослаблению после прохождения фильтров, изготовленных из алюминиевой или медной фольги различной толщины.

2. Экспериментальные результаты и их обсуждение

2.1. Форма свечения разряда в газовом диоде

При подаче на газовый диод импульсов напряжения от всех пяти генераторов при использовании катодов № 1 и 2 формировался объемный (диффузный) разряд (рис. 1, *b, c* и рис. 3). Разряд состоял из отдельных диффузных струй, которые начинались с катода и, расширяясь, замыкались на аноде, или из диффузных конусов. Фотографии объемного (диффузного) разряда в воздухе атмосферного давления, полученные на установке № 1 для межэлектродных расстояний 40 и 90 mm, приведены на рис. 1, *b* и *c* соответственно. На рис. 4 приведены осциллограммы импульсов напряжения и ток разряда для межэлектродного расстояния 40 mm, а в табл. 1 — значения максимального напряжения на промежутке и амплитуды тока разряда для различных межэлектродных расстояний.

Как видно из рис. 4, длительность импульса напряжения составляет на полувысоте $\sim 60 \text{ ns}$, а передний фронт имеет длительность $\sim 100 \text{ ns}$. На переднем фронте импульса напряжения имеются два участка с различными скоростями роста напряжения на промежутке. Для межэлектродного расстояния 40 mm пробойное напряжение составляет 280 kV, а разряд имеет форму диффузного цилиндра (рис. 1, *b*). При увеличении межэлектродного промежутка до 90 mm амплитуда напряжения возросла до 340 kV, ток разряда уменьшился в три раза, а разряд расстроился на множество диффузных струй (рис. 1, *c*). При больших зазорах (повышенном напряжении на промежутке) часть струй (импульсный коронный разряд) возникала на штоке и заканчивалась в промежутке. При зазоре 90 mm длительность фронта импульса напряжения несколько возросла. Особенностью протекания

Таблица 1. Значения напряжения на диоде U и тока разряда через промежуток I при различных межэлектродных зазорах d . Установка № 1, катод № 1

d , mm	3	10	20	30	40	50	60	70	80	90
U , kV	70	190	214	258	280	302	312	316	338	340
I , kA	2.0	4.2	4.7	5.0	4.6	4.8	4.5	4.1	3.4	1.5

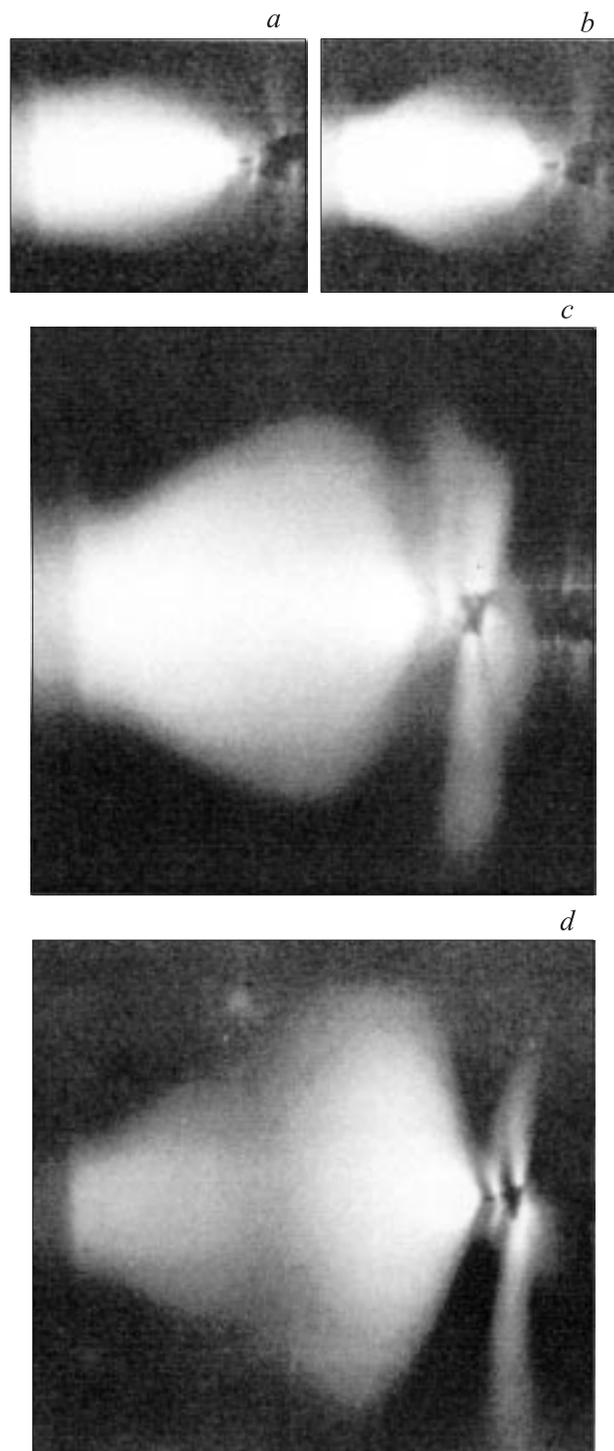


Рис. 3. Фотографии излучения объемного разряда в газовом диоде, полученные сбоку на установке № 5 при зазорах 22 (*a, b*), 41 (*c*) и 54 (*d*) мм. Катод (игла) справа (*a, c, d*) и плоскость слева (*b*). Все фотографии представлены в одном масштабе.

тока разряда через промежуток является регистрация значительного тока на фронте импульса напряжения, что характерно для объемного разряда, инициируемого пучком электронов лавин (ОРИПЭЛ [18]).

Фотографии объемного разряда, полученные на установке № 5 для межэлектродных расстояний 22, 41 и 65 мм, приведены на рис. 3. При уменьшении длительности импульса и укорочении его фронта однородность разряда улучшилась. Диаметр разряда был наибольшим на расстоянии 10–15 мм от катода (рис. 3, *a, c, d*). Как и на установке № 1, видны струи импульсного коронного разряда. В местах примыкания струй к катоду наблюдаются яркие катодные пятна. Интенсивность излучения по длине разрядной области не была постоянной и для зазора 65 мм имела минимум в центре промежутка. Площадь ярко светящейся области на аноде зависела от межэлектродного расстояния и была максимальной при средних зазорах (рис. 3, *c*). Смена полярности высоковольтного электрода, как было показано в [23–25], не влияла на объемный характер разряда (рис. 3, *b*).

При использовании установок № 2, 3 и 4 также наблюдался диффузный разряд подобной формы. При малых напряжениях (~ 20 кВ) диаметр струй уменьшался. Увеличение частоты следования импульсов до 160 Гц на установке № 3 не повлияло на однородность разряда. Измерение амплитуды напряжения на промежутке при подаче наносекундных импульсов (установка № 2) показало, что при зазорах 10–15 мм максимальное напряжение в 1.5–2 раза ниже напряжения холостого хода генератора. Это связано с развитием интенсивных ионизационных процессов в промежутке на фронте импульса напряжения.

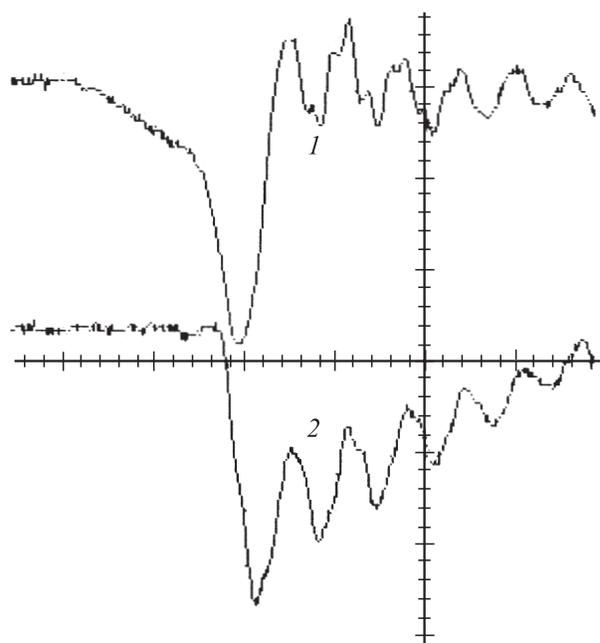


Рис. 4. Осциллограммы импульсов напряжения на промежутке (1) и тока разряда (2), полученные на установке № 1 при зазоре 40 мм. Масштаб по горизонтали 50 нс/дел. Масштаб по вертикали 99.2 кВ/дел (1) и 1.85 кА/дел. Катод № 1.

2.2. Рентгеновское излучение из газового диода

На рис. 5 приведены осциллограммы импульсов напряжения и тока пучка электронов за AlBe-фольгой толщиной $45 \mu\text{m}$, полученные на установке № 2 при напряжении холостого хода генератора ~ 280 и ~ 170 kV. Время появления импульса тока пучка может изменяться в зависимости от межэлектродного зазора и напряжения генератора. Длительность тока пучка при предельном разрешении системы регистрации составляет по полувысоте не более 100 ps (рис. 5, *a*). Ухудшение разрешающей способности (рис. 5, *b*) коллектора приводит к увеличению регистрируемой длительности импульса тока пучка. Амплитуда и время задержки импульса тока пучка относительно фронта импульса напряжения зависят от многих параметров, анализ которых был проведен в [28]. На фронте импульса тока пучка при выводе пучка через

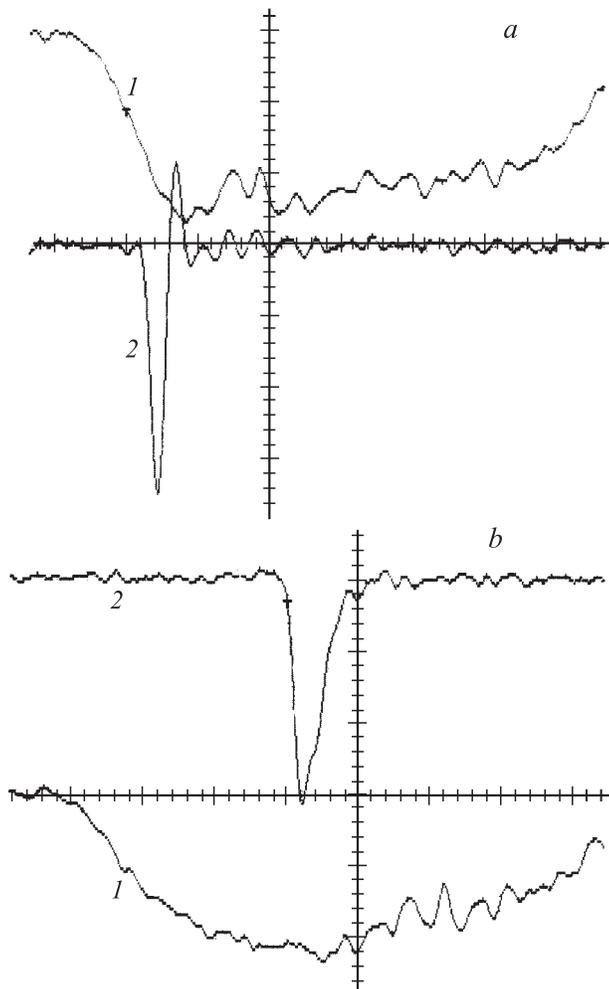


Рис. 5. Осциллограммы импульсов напряжения (1) и тока пучка электронов (2), полученные на установке № 2 при выводе пучка электронов через AlBe-фольгу толщиной $45 \mu\text{m}$. Катод № 2. Масштаб по горизонтали 0.5 ns/div . Масштаб по вертикали для импульсов напряжения 64 kV/div и для тока пучка 50 (вверху при $d = 11 \text{ mm}$) и 8 A/div (внизу при $d = 15.5 \text{ mm}$).

Таблица 2. Амплитуда напряжения U_{det} с детектора рентгеновского излучения при различных расстояниях от анода D и различных зазорах d между плоским анодом и катодом № 2. Генератор № 5

$d = 12 \text{ mm}$	$D, \text{ mm}$	15	—	—	—	—	—	—	—
	$U_{\text{det}}, \text{ V}$	4.7	—	—	—	—	—	—	—
$d = 21 \text{ mm}$	$D, \text{ mm}$	15	30	40	50	—	—	—	—
	$U_{\text{det}}, \text{ V}$	11.3	8	6	3	—	—	—	—
$d = 41 \text{ mm}$	$D, \text{ mm}$	15	30	40	50	60	70	80	—
	$U_{\text{det}}, \text{ V}$	15.4	15.4	12.0	9.5	6.4	4.2	2.0	—
$d = 54 \text{ mm}$	$D, \text{ mm}$	15	30	40	50	60	70	80	90
	$U_{\text{det}}, \text{ V}$	12	16	15	14	10	8	5	2.2

сетку или тонкую фольгу наблюдается предимпульс, энергия электронов в котором значительно меньше, чем в основном пике [28]. В данной работе основное внимание было уделено исследованиям рентгеновского излучения при объемном разряде в промежутке. Отметим, что объемный разряд при увеличении длительности фронта импульса и самого импульса напряжения может контрагироваться, однако это происходит с задержкой в единицы–десятки наносекунд и обычно не оказывает существенного влияния на рентгеновское излучение из промежутка. Однако на интегральной картине свечения разряда из-за яркого свечения искры излучение объемного разряда обычно слабо заметно. В данной работе измерения рентгеновского излучения проводились при формировании объемного разряда в промежутке.

На рис. 6 приведены осциллограммы импульсов рентгеновского излучения с детектора СППД11-04, полученные на установке № 5. Форма импульса рентгеновского излучения за анодом и сбоку от оси разряда совпала, но это могло быть связано с недостаточным разрешением детектора. Амплитуда сигнала за анодом в оптимальных условиях формирования сильноточного лавинного электронного пучка (СЛЭП [18]) была в несколько раз больше при одинаковых ослабителях и расстояниях от границы ярко светящейся области разряда.

В табл. 2 даны амплитуды сигнала с детектора, полученные при перемещении его вдоль бокового окна разрядной камеры. Окно камеры было закрыто алюминиевой фольгой толщиной $50 \mu\text{m}$. Из таблицы видно, что интенсивность рентгеновского излучения, регистрируемого сбоку от оси разряда, максимальна для больших межэлектродных промежутков $d = 41$ и 54 mm . В этих условиях интенсивность СЛЭП мала, и мягкое рентгеновское излучение фиксируется в основном из разрядного промежутка, как и в работе [20]. В [20] основной вклад в излучение промежутка в видимой области спектра давал искровой канал, однако рентгеновское излучение, по нашему мнению, в основном имело место в объемной стадии разряда.

Отметим важную особенность исследуемых разрядов. На установках № 2 и 5, в которых на промежуток

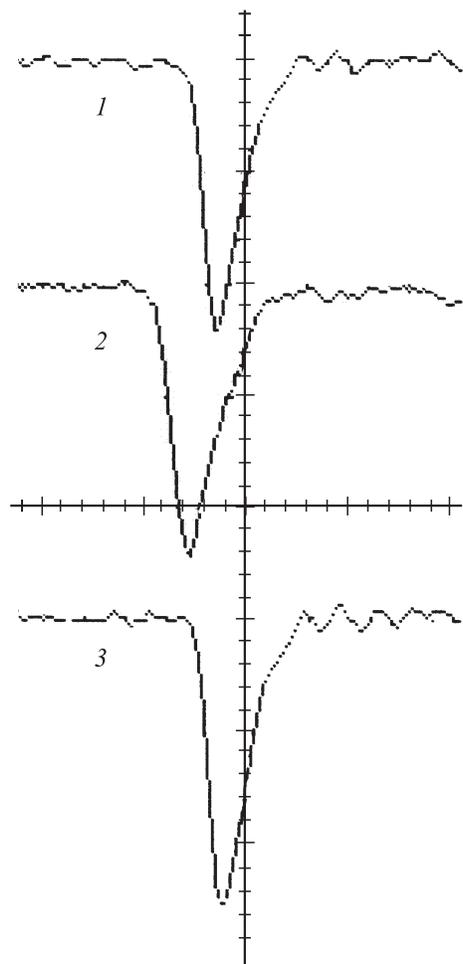


Рис. 6. Сигналы с детектора СППД11-04, полученные из газового диода на установке № 5 при $d = 54$ мм, катод № 2. 1 — детектор расположен сбоку камеры (рис. 2), ось разряда перпендикулярна оси детектора и удалена от плоскости анода на $D = 15$ мм. Расстояние от входного окна детектора до оси камеры 80 мм. Рентген регистрируется через окно, закрытое фольгой из алюминия толщиной $50 \mu\text{m}$; 2 — детектор расположен за анодом из AlBe-фольги толщиной $45 \mu\text{m}$; 3 — детектор расположен за анодом из AlBe-фольги толщиной $45 \mu\text{m}$, на которую помещена фольга из алюминия толщиной $50 \mu\text{m}$. Масштаб по горизонтали 4 ns/div. Масштаб по вертикали 5 (1,3) и 50 V/div (2). Катод № 2.

подаются наносекундные импульсы с амплитудой более 100 кВ, наблюдается объемный разряд двух типов [28]. Разряд с ярким свечением, который показан на рис. 1 и 3, и слаботочный, который не регистрируется из-за засветки фотоаппарата излучением диффузного сильнотоочного разряда. Однако рентгеновское излучение регистрировалось как из области разряда с ярким свечением, так и из области слаботочного разряда, которая была существенно больше. Так, например, разряд с малой интенсивностью излучения наблюдался на установке № 5 в области катододержателя, при этом амплитуда сигнала с рентгеновского детектора была достаточно большой (табл. 2). Рентгеновское излучение из газового

промежутка на установках № 2 и 5 регистрировалось также на фотопленку, помещенную в конверт из черной бумаги, и с помощью дозиметров.

Наибольшие экспозиционные дозы (~ 0.3 мР на расстоянии 0.5 см от фольги для установки № 2) были получены в условиях генерации СЛЭП с катодом № 2 при межэлектродном зазоре ~ 11 мм. Причем регистрируемая дозиметром Argow-Tech, Inc в этих условиях экспозиционная доза рентгеновского излучения была примерно в 6 раз больше, чем дозиметром VICTOREEN. Это указывает на то, что значительное число рентгеновских квантов имеет энергию в диапазоне от 16 до 60 кеВ. Почернение фотопленки также подтверждает наличие рентгеновского излучения как за счет торможения СЛЭП на аноде, так и из промежутка, в том числе при слаботочном разряде.

Отметим, что на установках № 1, 3 и 4 не удалось зарегистрировать рентгеновское излучение имеющимися датчиками. На установке № 1 фотопленка в конверте помещалась за алюминиевым анодом толщиной $20 \mu\text{m}$. Также рентгеновское излучение не регистрировалось при положительной полярности напряжения на электроде с малым радиусом кривизны. Авторы связывают это с малой энергией рентгеновских квантов, которой достаточно для предыонизации промежутка и формирования объемного разряда, но недостаточно для регистрации имеющимися датчиками в условиях данного эксперимента.

3. Моделирование распределения быстрых электронов по энергии

3.1. Используемая модель

Для выявления того, как влияют на распределение быстрых электронов крутизна и амплитуда импульса напряжения, было проведено моделирование движения и размножения наиболее быстрых электронов лавины. Иницирующий лавину электрон рождался в начале координат с хаотически направленной скоростью и начальной энергией, распределенной по Пуассону со средним значением ϵ_0 (обычно выбиралось значение $\epsilon_0 = 0.2$ эВ). На малых временных шагах решались уравнения движения всех рассматриваемых электронов и разыгрывались упругие и неупругие столкновения с атомами. Взаимодействие электронов друг с другом не учитывалось.

Для моделирования быстрых электронов невозможно использовать непосредственно расчеты, аналогичные тем, которые подытожены в обзорах [6,26,27]. Дело в том, что быстрые электроны составляют малую долю от всех рожденных в лавине, а за всеми рожденными электронами проследить невозможно. Поэтому в данной работе был применен тот же прием, что и в [29,35–37]. Он состоял в том, что прослеживались координаты и импульсы группы самых быстрых электронов.

Конкретнее, в процессе моделирования отслеживалось общее число электронов n . Если это число на

некотором временном шаге превышало заданное значение n_{\max} , то выполнялась процедура отбрасывания части медленных электронов так, чтобы число оставшихся было равно заданному значению n_{\min} . Оставлялись электроны с максимальными значениями проекции импульса на направление поля. Перед отбрасыванием вычислялись и запоминались средние значения координаты вдоль поля l_1 , энергии ε_1 и импульса p_1 , а также уточнялось распределение электронов по полной энергии $F_{1\varepsilon}(\varepsilon)$ и проекции импульса на направление поля по всем рассматриваемым электронам $F_{1p}(p_x)$. После отбрасывания вычислялись и запоминались средние координаты l_2 , энергии ε_2 и импульса p_2 , а также уточнялось распределение электронов по полной энергии $F_{2\varepsilon}(\varepsilon)$ и проекции импульса на направление поля по всем электронам в группе самых быстрых электронов $F_{2p}(p_x)$. Далее рассматривалось движение и размножение этих, самых быстрых, электронов пока $n < n_{\max}$.

В отличие от работ [35–37], здесь моделировалось движение электронов в неоднородном поле. Считалось, что частицы двигаются между обкладками сферически или цилиндрически симметричного конденсатора. Ниже приведены результаты для сферически симметричного конденсатора, поскольку такая геометрия больше соответствует напряженности поля вблизи электрода в форме штыря. Кроме того, в отличие от [35–37] рассматривалось не постоянное поле, а импульс, задаваемый по нескольким временным точкам. Конкретнее, в представленных расчетах временная зависимость потенциала на электроде (на расстоянии от центра катода $r = r_0$, где r_0 — радиус катода) задавалась в виде ступеньки конечной крутизны

$$U_0(t) = \begin{cases} U_1(t/t_1), & t < t_1, \\ U_1, & t \geq t_1. \end{cases}$$

Результаты расчетов

Зависимость среднего радиуса совокупности быстрых электронов r_1 от времени t качественно меняется при разных значениях t_1 и U_1 . На рис. 7 приведена зависимость $r_0(t)$ для общего числа электронов, за которыми ведется наблюдение. Зависимости $r_2(t)$ для группы самых быстрых электронов слабо отличаются от $r_1(t)$.

Количество жестких частиц растет не только с повышением напряжения U_1 , но и с укорочением фронта импульса t_1 (рис. 8). Например, при напряжении $U_1 = 100$ кВ при времени нарастания импульса $t_1 = 0.25$ ns в области энергий $\varepsilon \approx 20$ keV электронов примерно в два раза больше, чем при $t_1 = 0.5$ ns, а при $t_1 > 0.5$ ns электроны в этой области практически отсутствуют. На рис. 8 приведено распределение по энергии $F_{1\varepsilon}(\varepsilon)$ для общего числа электронов, за которыми ведется наблюдение. Отметим, что распределения по энергии группы самых быстрых электронов $F_{2\varepsilon}(\varepsilon)$ практически не отличаются от $F_{1\varepsilon}(\varepsilon)$ в области высоких энергий и поэтому здесь не приводятся.

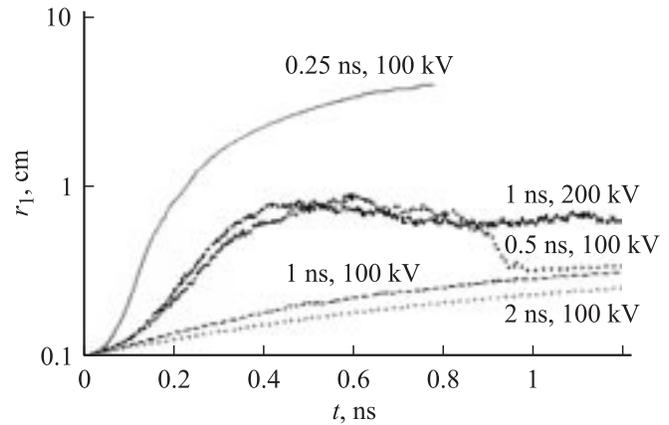


Рис. 7. Зависимость среднего значения координаты (центра тяжести) быстрых электронов от времени для различных значений времени нарастания напряжения t_1 и амплитуды импульса напряжения U_1 . Плотность молекул азота $N = 3.2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, радиус катода $r_0 = 1$ mm, $n_{\max} = 2000$, $n_{\min} = 1000$.

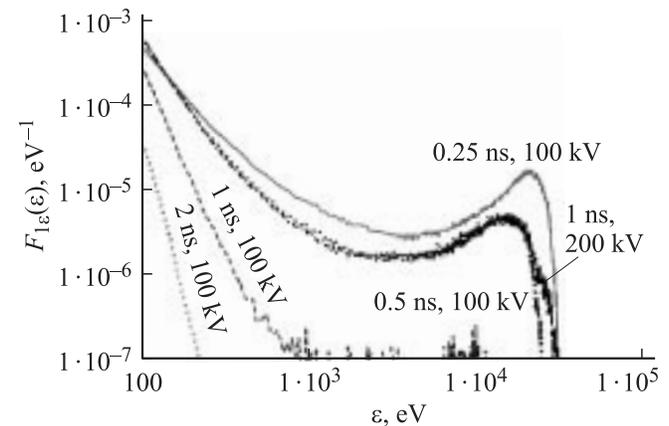


Рис. 8. Распределение быстрых электронов лавины по энергии ε для различных значений времени нарастания напряжения t_1 и амплитуды импульса напряжения U_1 . Параметры те же, что и для рис. 7. Распределения нормированы на единицу $\int_0^{\infty} F_{1\varepsilon}(\varepsilon) d\varepsilon = 1$.

Энергетический спектр тормозного излучения $S(\varepsilon)$ (рис. 9) определен как доля энергии, излученной в диапазоне $\varepsilon, \varepsilon + d\varepsilon$. Видно, что в коротковолновой области спектр полностью определяется наиболее энергичными электронами лавины. При пологом фронте коротковолновая часть пропадает.

Повышение количества высокоэнергетичных электронов с увеличением крутизны фронта объясняется тем, что при коротком фронте электрон набирает энергию вблизи катода, а при пологом фронте — на значительном расстоянии от катода, где поле существенно меньше.

Энергия даже наиболее быстрых электронов при коротких импульсах $t_1 = 0.25$ ns не достигает предельной

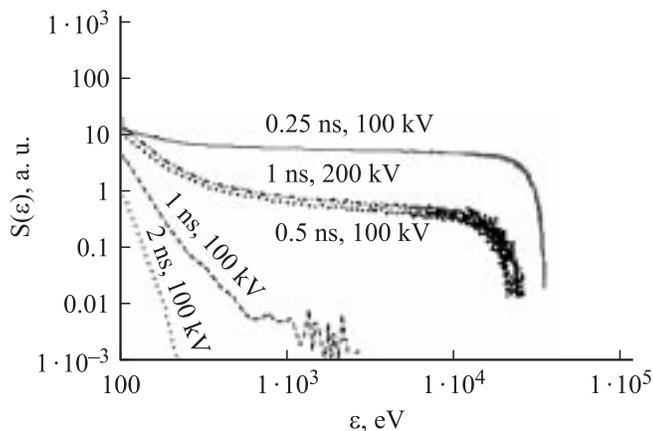


Рис. 9. Энергетический спектр тормозного излучения быстрых электронов лавины для различных значений времени нарастания напряжения t_1 и амплитуды импульса напряжения U_1 . По вертикальной оси произвольные единицы, одинаковые для всех кривых. Остальные параметры те же, что и на рис. 8.

величины eU_1 . Это связано с торможением электронов о газ, в частности, с лобовыми столкновениями, роль которых установлена в [35–37]. Лобовые столкновения приводят к тому, что распределение электронов по проекции импульса на направление поля у общего числа электрона, за которыми ведется наблюдение $F_{1p}(p_x)$, близко к симметричному (подробнее см. [35,37]). Наличие большого числа электронов с отрицательной проекцией импульса на направление поля говорит о большой роли лобовых столкновений, которые приводят к наблюдаемому излучению рентгеновских квантов из газового объема.

Зависимость распределения электронов по энергиям от радиуса катода r_0 иллюстрирует рис. 10. Отметим, что количество быстрых электронов в жестком „хвосте“ имеет максимум при некотором значении r_0 . При даль-

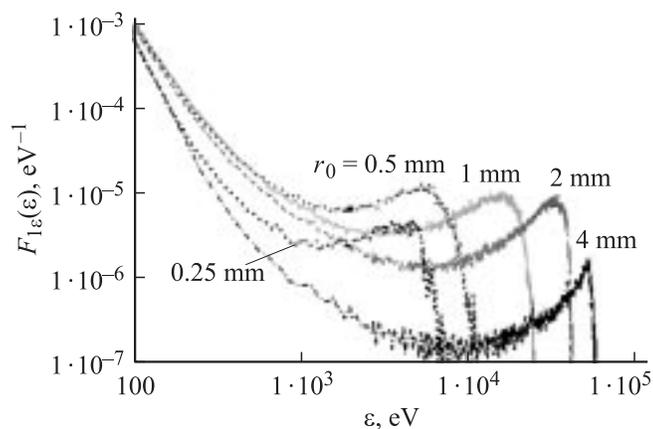


Рис. 10. Распределение быстрых электронов лавины по энергии ε для различных значений радиуса катода r_0 при $t_1 = 0.5$ ns, $U_1 = 100$ kV. Параметры те же, что и для рис. 7. Распределения нормированы на единицу $\int_0^{\infty} F_{1\varepsilon}(\varepsilon) d\varepsilon = 1$.

нейшем росте r_0 увеличивается максимальная энергия, приобретаемая быстрыми электронами, но уменьшается их количество. Это связано с более пологим пространственным распределением поля при больших значениях r_0 . При пологом поле на фронте импульса электроны успевают набрать большую энергию.

Формирование же пучка убегающих электронов и соответствующее рентгеновское излучение более жестких квантов с энергией $\sim eU_1$ происходит за счет механизма, изложенного в [6,26,27,37–39]. Он состоит в том, что за фоновой преионизацией следует волна размножения электронов фона. Когда волна размножения приближается к аноду, выполняется нелокальный критерий убегающей основной массы электронов в газе [6,26,27] и формируется мощный субнаносекундный импульс пучка убегающих электронов.

Заключение

Таким образом, в данной работе приведены результаты экспериментальных и теоретических исследований рентгеновского излучения, формируемого при разрядах в промежутках с неоднородным распределением электрического поля. Показано, что при катоде в виде иглы объемный разряд формируется при сравнительно большой длительности фронта импульса напряжения (в данной работе до ~ 100 ns). Объемный характер разряда обусловлен преионизацией быстрыми электронами, формируемыми за счет концентрации электрического поля у катода и в промежутке. Подтверждено, что при увеличении длительности фронта импульса напряжения рентгеновское излучение в основном излучает разрядный промежуток. Показано, что межэлектродный промежуток излучает рентгеновские кванты при слаботочном разряде, излучение которого слабо заметно за фоне основного разряда. Моделирование распространения быстрых электронов лавины в неоднородном нестационарном электрическом поле показывает, что количество жестких частиц растет не только с повышением амплитуды напряжения, но и с сокращением времени нарастания импульса.

Работа выполнена при поддержке МНТЦ (проект № 2596).

Список литературы

- [1] Месяц Г.А., Бычков Ю.И., Кремнев В.В. // УФН. 1972. Т. 107. Вып. 2. С. 201–228.
- [2] Бабич Л.П., Лойко Т.В., Цукерман В.А. // УФН. 1990. Т. 160. № 7. С. 49–82.
- [3] Васильяк Л.М., Костюченко С.В., Кудрявцев Н.Н., Филигин И.В. // УФН. 1994. Т. 164. № 3. С. 263–286.
- [4] Осипов В.В. // УФН. 2000. Т. 170. № 3. С. 225–245.
- [5] Гуревич А.В., Зыбин К.П. // УФН. 2001. Т. 171. Вып. 11. С. 1177–1199.
- [6] Тарасенко В.Ф., Яковленко С.И. // УФН. 2004. Т. 174. № 9. С. 953–971.

- [7] *Эксимерные лазеры* / Под ред. Ч. Роудза. М.: Мир, 1981. 245 с.
- [8] *Газовые лазеры* / Под ред. И. Мак-Даниеля, У. Нигэна. М.: Мир, 1986. 548 с.
- [9] Баранов В.Ю., Борисов В.М., Степанов Ю.Ю. Электро-разрядные эксимерные лазеры на галогенидах инертных газов. М.: Энергоатомиздат, 1988. 267 с.
- [10] Mesyats G.A., Osipov V.V., Tarasenko V.F. Pulsed gas lasers. Washington: SPIE PRESS, 1995. 374 p.
- [11] *Газовые и плазменные лазеры* / Под ред. С.И. Яковленко. М.: Наука, 2005. 820 с.
- [12] Тарасова Л.В., Худякова Л.Н. // ЖТФ. 1969. Т. 39. Вып. 8. С. 1530–1533.
- [13] Тарасова Л.В., Худякова Л.Н., Лойко Т.В., Цукерман В.А. // ЖТФ. 1974. Т. 44. Вып. 3. С. 564–568.
- [14] Павловский А.И., Босамыкин В.С., Карелин В.И., Никольский В.С. // Квантовая электроника. 1976. Т. 3. № 3. С. 601–604.
- [15] Дашук П.Н., Кулаков С.Л. // Письма в ЖТФ. 1979. Т. 5. Вып. 5. С. 69–73.
- [16] Byszewski W.W., Renhold G. // Phys. Rev. A. 1982. Vol. 26. N 5. P. 2826–2831.
- [17] Буранов С.Н., Горохов В.В., Карелин В.И., Павловский А.И., Репин П.Б. // Квантовая электроника. 1991. Т. 18. № 7. С. 891–893.
- [18] Тарасенко В.Ф., Орловский В.М., Шунайлов С.А. // Изв. вузов. Физика. 2003. Т. 46. № 3. С. 94–95.
- [19] Тарасенко В.Ф., Яковленко С.И., Орловский В.М., Ткачев А.Н., Шунайлов С.А. // Письма в ЖЭТФ. 2003. Т. 77. Вып. 11. С. 737–742.
- [20] Репин П.Б., Репьев А.Г. // ЖТФ. 2004. Т. 74. Вып. 7. С. 33–37.
- [21] Tarasenko V.F., Skakun V.S., Kostyrya I.D., Alekseev S.B., Orlovskii V.M. // Laser and Particle Beams. 2004. Vol. 22. N 1. P. 75–82.
- [22] Алексеев С.Б., Губанов В.П., Костыря И.Д., Орловский В.М., Скакун В.С., Тарасенко В.Ф. // Квантовая электроника. 2004. Т. 34. № 11. С. 1007–1010.
- [23] Костыря И.Д., Тарасенко В.Ф. // Изв. вузов. Физика. 2004. № 12. С. 85–86.
- [24] Костыря И.Д., Орловский В.М., Тарасенко В.Ф., Ткачев А.Н., Яковленко С.И. // Письма в ЖТФ. 2005. Т. 31. Вып. 11. С. 19–26.
- [25] Костыря И.Д., Орловский В.М., Тарасенко В.Ф., Ткачев А.Н., Яковленко С.И. // ЖТФ. 2005. Т. 75. Вып. 7. С. 65–69.
- [26] Tarasenko V.F., Yakovlenko S.I. // Physica scripta. 2005. Vol. 72. N 1. P. 41–67.
- [27] Tarasenko V.F., Yakovlenko S.I. // Plasma Devices and Operations. 2005. Vol. 13. N 4. P. 231–279.
- [28] Тарасенко В.Ф., Костыря И.Д. // Изв. вузов. Физика. 2005. Т. 48. № 12. С. 40–51.
- [29] Костыря И.Д., Тарасенко В.Ф., Ткачев А.Н., Яковленко С.И. // ЖТФ. 2006. Т. 76. Вып. 3. С. 64–69.
- [30] Сорокин А.Р. // Письма в ЖТФ. 2006. Т. 32. Вып. 10. С. 7–13.
- [31] Bratchikov V.B., Zverev V.M., Kormilitsyn A.I., Pereshitov V.V., Rukir S.N., Ponomarev A.V. // Proc. of 15th Int. Conf. on High-Power Particle BEAMS (BEAMS-2004). St. Petersburg, 2004. P. 356–359.
- [32] Рукин С.Н. // ПТЭ. 1999. № 4. С. 5–36.
- [33] Яландин М.И., Шпак В.Г. // ПТЭ. 2001. № 3. С. 5–31.
- [34] Месяц Г.А. Импульсная энергетика и электроника. М.: Наука, 2004. 704 с.
- [35] Ткачев А.Н., Яковленко С.И. // Кр. сообщ. по физ. ФИАН. 2005. № 10. С. 8–19.
- [36] Tarasenko V.F., Yakovlenko S.I., Shunailov S.A., Kostyrya I.D., and Tkachev A.N. // Laser Physics. 2006. Vol. 16. N 3. P. 526–533.
- [37] Yakovlenko S.I. // Laser Physics. 2006. Vol. 16. N 3. P. 403–426.
- [38] Тарасенко В.Ф., Яковленко С.И. Об убегающих электронах и генерации мощных субнаносекундных пучков в плотных газах. Препринт ИОФ РАН № 48. 2006. 24 с.
- [39] Тарасенко В.Ф., Яковленко С.И. // УФН. 2006. Т. 176. Вып. 7. С. 793–796.