

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова
Сибирского отделения Российской академии наук
(ИФП СО РАН)

На правах рукописи



Гугин Павел Павлович

**ИССЛЕДОВАНИЕ КОММУТАЦИОННЫХ
ХАРАКТЕРИСТИК ОТКРЫТОГО РАЗРЯДА,
ГЕНЕРИРУЮЩЕГО ВСТРЕЧНЫЕ ЭЛЕКТРОННЫЕ
ПУЧКИ**

Специальность 1.3.5 — Физическая электроника

Диссертация
на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук
Бохан Петр Артемович

Новосибирск — 2023

Оглавление

	Стр.
Список сокращений и условных обозначений	5
Словарь терминов	9
Введение	11
Глава 1. Современное состояние техники накачки импульсных газовых лазеров	16
1.1 Особенности возбуждения лазеров на самоограниченных переходах атомов в частотном режиме	16
1.2 Формирование импульсов накачки лазеров на самоограниченных переходах	20
1.2.1 Генераторы на основе импульсных ламп	21
1.2.2 Генераторы на основе полупроводниковых коммутаторов	25
1.2.3 Недостатки современных генераторов	30
1.2.4 Цепи коррекции формы импульса накачки	32
1.3 Перспективы открытого разряда для построения быстрых коммутаторов на его основе	35
1.4 Выводы к Главе 1	38
Глава 2. Генерация мощных встречных электронных пучков и коммутация тока в открытом разряде	40
2.1 Подготовка экспериментальных ячеек и методика проведения экспериментов	41
2.1.1 Сборка и тренировка экспериментальных ячеек	41
2.1.2 Техника измерений	42
2.2 Генерация встречных электронных пучков в открытом разряде	43
2.2.1 Экспериментальные данные	43
2.2.2 Анализ экспериментальных данных	50
2.2.3 Анализ распространения мощных электронных пучков и развитие колебаний в коаксиальной геометрии	52

2.2.4	Выводы о возможности применения генератора встречных электронных пучков на основе открытого разряда для быстрой коммутации	57
2.3	Коммутация тока открытым разрядом с генерацией встречных электронных пучков в коаксиальной геометрии	57
2.3.1	Экспериментальные установки для исследования коммутационных характеристик открытого разряда с генерацией встречных электронных пучков	58
2.3.2	Результаты эксперимента	61
2.3.3	Анализ экспериментальных данных	67
2.4	Выводы к главе 2	70

Глава 3. Исследование коммутационных характеристик устройств на основе открытого разряда с генерацией встречных электронных пучков в планарной геометрии		
		72
3.1	Особенности реализации открытого разряда с генерацией встречных электронных пучков в планарной геометрии	73
3.1.1	Исследование ячейки с планарной геометрией и дрейфовым пространством	73
3.1.2	Сравнение планарной геометрии с дрейфовым пространством и без него	75
3.1.3	Сравнение открытого разряда и открытого разряда со встречными электронными пучками	79
3.1.4	Обзор модели классического открытого разряда	81
3.1.5	Переход от модели классического открытого разряда к модели открытого разряда с генерацией встречных электронных пучков	87
3.2	Влияние конструктивных элементов ячейки на её коммутационных характеристики	91
3.2.1	Влияние давления рабочего газа	91
3.2.2	Влияние характеристик анодной сетки	95
3.2.3	Влияние материала катодов на скорость развития разряда и вторичная электрон-электронная эмиссия	104
3.3	Обобщающий эксперимент	115
3.4	Доплеровский сдвиг резонансного излучения	121

3.5	Выводы к главе 3	122
Глава 4. Исследование возможности практического		
применения коммутаторов на основе открытого		
разряда с генерацией встречных электронных пучков . 124		
4.1	Влияние длительности переднего фронта импульса накачки на частотные характеристики лазера на парах меди	124
4.1.1	Описание экспериментальной установки	125
4.1.2	Экспериментальные данные	127
4.2	Исследование возможности длительной работы коммутаторов на основе открытого разряда с генерацией встречных электронных пучков при повышенных частотах в режиме регулярных импульсов	131
4.2.1	Генератор мощных встречных электронных пучков с частотой следования импульсов до 5 кГц	132
4.2.2	Двухступенчатый субнаносекундный обостритель напряжения с частотой следования импульсов до 12 кГц .	133
4.3	Выводы к Главе 4.	137
Заключение		138
Благодарности		140
Список литературы		141

Список сокращений и условных обозначений

N - количество

OP - открытый разряд

SiSiC - реакционно спечённый карбид кремния

SOS - semiconductor opening switch

ATP - аномальный тлеющий разряд

АЭ - активный элемент

БТИЗ - биполярный транзистор с изолированным затвором

BrAMr - алюминиево-магниева бронза

ВАХ - вольт-амперные характеристики

ВУФ - вакуумный ультрафиолет

ВЭЭЭ - вторичная электрон-электронная эмиссия

ГРТ - газоразрядная трубка

ДДРВ - дрейфовые диоды с резким восстановлением

ДП - дрейфовое пространство

КПП - катодное падение потенциала

ЛПМ - лазер на парах меди

МК - магнитный компрессор

МОПТ - металл-оксид-полупроводник транзистор

МС - метастабильное состояние

ОРВЭП - открытый разряд со встречными электронными пучками

РС - резонансное состояние

УЗ - ускорительный зазор

ФОР - фотоэлектронный открытый разряд

ЧСИ - частота следования импульсов

ЭП - электронный пучок

α - таунсендовский коэффициент размножения зарядов

γ_e - коэффициент вторичной электрон-электронной эмиссии

γ_{ph} - коэффициент фотоэмиссии

γ_{pot} - коэффициент потенциальной ионно-электронной эмиссии

$\Delta\nu$ - уширение линии излучения

ΔN - качество полировки

- ΔT - задержка между импульсами
- δ - шаг сетки
- δ_i - степень ионизации плазмы достигает
- ε - диэлектрическая проницаемость
- ε_i - энергия ионизации
- η - эффективность, коэффициент полезного действия
- η_i - доля энергии электронного пучка, идущая на ионизацию
- η_{ex} - доля энергии электронного пучка, затрачиваемая на возбуждение резонансных состояний с $n > 2$
- λ - длина волны излучения
- λ^+ - длина свободного пробега иона
- μ - геометрическая прозрачность сетки
- ν - частота излучения
- ν_e - скорость электронов
- ν_{dr} - дрейфовая скорость электронов
- ν_i - скорость дрейфа ионов
- R_L - сопротивление нагрузки
- ρ - удельная проводимость
- $\rho(w)$ - энергетические потери быстрого электрона при движении в материальной среде
- σ_R - сечение возбуждения РС атома
- σ^+ - сечение резонансной перезарядки иона
- τ_{Sw} - скорость коммутации (время переключения коммутатора)
- τ_d - длительность задержки развития пробоя, время развития разряда
- τ_f - длительность фронта импульса напряжения на нагрузке
- τ_{hw} - длительность импульса по полувысоте
- Θ - отношение между суммарной длиной ускорительных зазоров и расстоянием между катодами
- a - параметр Фойгта
- C_0 - ёмкость первичного накопителя
- C_p - рабочая (пиковая) ёмкость
- C_s - собственная (конструктивная) ёмкость
- D - диаметр плоского круглого катода
- D_{in} - внутренний диаметр цилиндрического катода

- D_g - внешний диаметр цилиндрической анодной сетки
 d_{cfr} - длина катодного падения потенциала
 E - напряжённость электрического поля
 dI/dt - скорость нарастания тока
 I_{Sh} - ток, измеряемый шунтом
 I_{th} - пороговый ток
 f - частота
 h - длина ускорительного зазора
 j - плотность тока
 k_0 - поглощение в центре линии
 L_{Ch} - зарядная индуктивность
 $L_{p_{calc}}$ - расчетная индуктивность пиковой ёмкости
 $L_{sw_{calc}}$ - расчетная собственная индуктивность
 L_g - длина анодной сетки
 L_p - индуктивность зарядки пиковой ёмкости
 L_s - собственная (конструктивная) индуктивность
 n_{e_0} - предимпульсная концентрация электронов в плазме
 n_{e_1} - количество первичных электронов, которые один раз пересекли ускоряющий зазор
 n_s - количество вторичных электронов
 n_b - плотность пространственного заряда электронного пучка
 p - давление газа
 P - мощность
 P_{av} - средняя мощность
 P_{las} - мощность лазерного излучения
 P_{pulse} - импульсная мощность
 r_{min} - минимальный радиус пятна фокусировки электронного пучка R_{Sh}
 - резистивный токоизмерительный шунт
 R_{VD} - резистивный делитель напряжения с плечами R_{VD1} , R_{VD2}
 R_m - свободный пробег электрона в среде
 R_l - длина торможения электрона в среде
 R_{sk} - коэффициент перехвата излучения катодом в коаксиальной геометрии электродов

R_{sn} - коэффициент перехвата излучения катодом в планарной геометрии электродов

S - степень компрессии $S = \tau_d / \tau_{sw}$

S_A - активная площадь катода (-ов)

Sw - коммутатор

T - температура

T_{burst} - длительность пакета импульсов

U - напряжение

U_{heat} - напряжение накала

U_{nbias} - напряжение отрицательного смещения

U_a - амплитудное напряжение

U_{th} - пороговое напряжение

VD - диодная сборка, диод

w - энергия электрона

w_a - энергия атома

$\overline{w_a}$ - средняя энергия атома

W_{eb} - энергия электронного пучка

Словарь терминов

открытый разряд - разновидность аномального тлеющего разряда с хотя бы одним неплотным электродом, процессы за которым оказывают влияние на развитие разряда

классический открытый разряд - открытый разряд в планарной геометрии, содержащий только один ускорительный зазор, без генерации встречных электронных пучков

убегающие электроны - электроны в газовом разряде, которые в результате движения в электрическом поле приобретают энергии больше, чем теряют ее в результате трения о другие частицы

самоограниченный переход - переход, где верхним рабочим уровнем служит первый возбуждённый резонансный уровень активного центра, а нижним является метастабильный уровень, радиационное очищение которого запрещено, в результате чего время его жизни значительно превышает время жизни резонансного, а инверсия населённостей возможна только в начале импульса возбуждения

физическая эффективность (к. п. д.) лазерной генерации - отношение энергии лазерного излучения к энергии, вложенной в активную среду

практическая эффективность (к. п. д.) лазерной генерации - отношение энергии лазерной генерации к энергии, вложенной в активную среду с учётом потерь на ее преобразование в генераторе

погонная мощность лазера - мощность лазерной генерации в пересчёте на единицу длины активного элемента

джиттер - разброс момента срабатывания коммутатора

корректирующие цепи - цепи, предназначенные для коррекции формы импульса накачки лазера.

магнитный компрессор импульса - катушка индуктивности, сжимающая фронт импульса за счёт насыщения сердечника

импульсные вольт-амперные характеристики - вольтамперные характеристики, содержащие амплитудные значения импульсов напряжения и тока

тормозная способность среды - потери энергии частицей, движущейся в среде на единицу длины

скорость (длительность) коммутации - длительность переключения коммутатора из непроводящего состояния в состояние высокой проводимости

задержка пробоя, время развития разряда - время от начала подъёма напряжения на ячейке до начала коммутации

Введение

Лазеры на самоограниченных переходах атомов металлов [1; 2] являются одними из наиболее эффективных и качественных источников когерентного излучения в видимой области спектра. Это определяет основные области их применения в медицине [3–5], прецизионной микрообработке материалов [6], неразрушающем контроле [7], дистанционном лазерном зондировании атмосферы [8; 9] и других. При этом в ряде задач твердотельные лазерные системы до сих пор не могут полноценно заменить этот класс лазеров.

Этот тип лазеров за прошедшие с их разработки более полувека [10] изучен достаточно глубоко, построены математические модели их работы, хорошо согласующиеся с экспериментом. Однако до сих пор существует нерешенный вопрос о том, что практически полученные в эксперименте эффективность генерации относительно вложенной в активную среду энергии накачки и погонная мощность на порядок уступают предсказанной теоретически [11]. Одним из механизмов, ответственных за такое положение вещей, является то, что при характерном для этих лазеров импульсно-периодическом режиме работы в разрядном канале активного элемента накапливается высокая концентрация электронов, которые, медленно разогреваясь на фронте импульса напряжения, существенно заселяют нижние рабочие уровни атомов, что сокращает доступную степень инверсии населённостей [12–15].

Для решения этой проблемы было предложено возбуждать активную среду импульсами напряжения с фронтом порядка 1 нс для того, чтобы как можно быстрее разогреть эти электроны до энергии, при которой наиболее эффективно идёт заселение резонансного уровня. В этом случае, в частности, можно было бы существенно расширить оптимальный (без снижения энергии импульса генерации) диапазон частот следования импульсов, а, следовательно, доступную погонную мощность без радикального увеличения габаритов активного элемента.

Препятствием на этом пути является высоковольтная коммутационная техника, которой оказалось не под силу удовлетворить одновременно всем требованиям, которые предъявляет активная среда таких лазеров: малое время коммутации (~ 1 нс), высокая частота следования импульсов (десятки кило-

герц), амплитуда тока (сотни ампер) и др. Поэтому потребовалась разработка нового класса высоковольтных коммутаторов, с помощью которых можно было бы эффективно генерировать импульсы с нужными характеристиками и, желательно, с малыми потерями.

В качестве основы для такого устройства было предложено использовать особый тип аномального тлеющего разряда – открытый разряд [16; 17]. Ранее такой тип разряда использовался для генерации интенсивных пучков убегающих электронов с эффективностью близкой к 100 % [18], и было высказано предположение, что его можно применить в качестве мощного высоковольтного обострителя напряжения наносекундного диапазона [17]. Достигнутое время коммутации на уровне 3 нс при напряжении 70 кВ [117] все ещё было не достаточным для заметного влияния на характеристики лазеров. Тем не менее, его особенности, включающие практически 100 % эффективность генерации электронного пучка, фотоэмиссионная природа, обеспечивающая низкий износ катода, работа в газе среднего давления и масштабируемость [115; 137] являются перспективными и интересными.

В данной работе рассматривается режим функционирования открытого разряда, при котором создаются условия для генерации встречно распространяющихся интенсивных пучков электронов в сильно неоднородных вдоль направления их движения электрических полях. При этом предполагается вложение энергии не только в электронный пучок, но и в полезную нагрузку различного типа. Изучение этого режима функционирования открытого разряда делает перспективным его использование не только в генераторах накачки лазеров на самоограниченных переходах атомов металлов, но для решения других научно-технических задач, где требуется генерация высоковольтных нано- и субнаносекундных электрических импульсов с характерной импульсной мощностью в десятки и сотни МВт при частоте повторения вплоть до 100 кГц.

Целью работы является экспериментальное исследование коммутационных свойств открытого разряда с генерацией встречных электронных пучков (ОРВЭП), разработка на этой основе субнаносекундных коммутационных устройств и принципов их применения на примере накачки активной среды газовых лазеров импульсами с фронтом нарастания порядка 1 нс.

Для достижения поставленной цели необходимо было решить следующие **задачи**:

1. Разработать и исследовать устройства для реализации открытого разряда с генерацией встречных электронных пучков.
2. Исследовать свойства открытого разряда при генерации интенсивных встречно распространяющихся электронных пучков.
3. Исследовать возможность субнаносекундной коммутации мощности в открытом разряде и идентифицировать механизмы, лежащие в ее основе.
4. Определить предельно достижимые коммутационные характеристики устройств на основе данного принципа в зависимости от условий (конструктив, параметры рабочей среды, рабочее напряжение, характеристики цепи).

Научная новизна:

1. Исследован режим генерации интенсивных встречных электронных пучков в открытом разряде, получен и исследован режим осцилляций электронов пучка внутри апертуры ячейки, обеспечивающий значительное увеличение ВУФ-подсветки по сравнению с открытым разрядом без встречных электронных пучков;
2. Впервые открытый разряд с генерацией встречных электронных пучков применён для коммутации мощности в различные типы нагрузок с характерным временем нарастания напряжения на них 0,1 – 3 нс и эффективностью > 90%. Экспериментально показана применимость такого типа разряда для построения мощных высоковольтных быстродействующих коммутаторов на его основе;
3. Определены основные механизмы, обеспечивающие высокие коммутационные характеристики структур на основе открытого разряда с генерацией встречных электронных пучков;
4. Экспериментально определены предельные режимы функционирования структур на основе открытого разряда с генерацией встречных электронных пучков в качестве коммутационных устройств;
5. Разработаны основы применения данного типа коммутационных устройств в генераторах высоковольтных сильноточных импульсов нано- и субнаносекундной длительности для широкого круга задач;

Научная и практическая значимость работы определяется тем, что научные положения и сделанные на основе проведённых исследований выводы

расширяют понимание физических принципов функционирования открытого разряда и открывают перспективные направления его практического применения, в том числе внедрение нового класса высоковольтных сильноточных эффективных коммутаторов субнаносекундного диапазона, функционирующих на частотах повторения импульсов в десятки кГц, а также открывают новые возможности для исследования физики лазеров на самоограниченных переходах атомов и ионов и других устройств сильноточной электроники. Исследования, представленные в диссертации, были поддержаны грантами РФФИ, в том числе для молодых учёных («Мой первый грант»), грантами РНФ, а также стипендией Президента Российской Федерации молодым учёным и аспирантам.

Достоверность полученных результатов диссертационной работы подтверждается систематическим и последовательным развитием экспериментальной техники и техники проведения экспериментов по мере накопления понимания исследуемых процессов, большой накопленной статистикой экспериментальных данных, согласием результатов экспериментов с численными оценками и математическими моделями. Кроме того, достигнута высокая повторяемость характеристик устройств, разработанных на основе полученных результатов.

Положения, выносимые на защиту:

1. В открытом разряде с генерацией встречных электронных пучков скорость нарастания тока возрастает по крайней мере на порядок по сравнению с классическим открытым разрядом за счёт увеличения вклада энергии в рабочий газ благодаря многократным осцилляциям электронов пучка между ускорительными зазорами.
2. В режиме коммутации тока в открытом разряде с генерацией встречных электронных пучков реализуемы условия, когда электроны, ускоренные в одном зазоре, достигают противоположного катода с энергией более 200 эВ, достаточной для осуществления вторичной электрон-электронной эмиссии, которая становится доминирующим эмиссионным процессом при субнаносекундных временах развития разряда.
3. В открытом разряде с генерацией встречных электронных пучков совокупность фотоэмиссии в начальной фазе и вторичной электрон-электронной эмиссии в фазе коммутации приводит к эффективности вклада энергии свыше 90 % в различные типы нагрузки в диапазоне напряже-

ний 5–100 кВ и давлении рабочего газа (гелия) 4–120 Торр при характерной длительности фронта напряжения на нагрузке менее 1 нс.

Апробация работы. Основные результаты работы докладывались на: Симпозиуме «Лазеры на парах металлов» (ЛПМ 2010, 2012, 2014, Сочи), International Conference XIV Khariton's Topical Scientific Readings «High-Power Pulsed Electrophysics» (2012, Саров), International congress on Radiation Physics and Chemistry of Condensed Matter, High Current Electronics and Modification of Materials with Particle Beams and Plasma Flows (2012, 2014, 2016, 2018, Томск), International Conference Atomic and Molecular Pulsed Lasers (AMPL 2011, 2013, 2015, 2017, Томск), Gas Discharge Plasmas and Their Applications (GDP 2015, 2017, Томск, Новосибирск), IVESC-ICEE-ICSTPEA-BDO-2014 (International Vacuum Electron Sources Conference; International Conference on Emission Electronics; International Conference on Computer Technologies in Physical and Engineering Applications, Beam Dynamics and Optimization) (2014, Санкт-Петербург), XXIV Международная конференция «Лазерно-информационные технологии в медицине, биологии, геоэкологии и транспорте» (2016, 2018, Новороссийск), 5th International Conference and Exhibition on Lasers, Optics and Photonics (2016, Атланта), XXV Conference on High-Energy Processes in Condensed Matter (2017, Новосибирск), 70th Annual Gaseous Electronics Conference (2017, Питсбург), XIV международная научно-техническая конференция «Актуальные проблемы электронного приборостроения» (АПЭП-2018, Новосибирск), X Всероссийская Конференция по Физической Электронике (2018, Махачкала).

Личный вклад. Автор принимал непосредственное участие в разработке и создании экспериментальных установок, планировании, подготовке, проведении экспериментов, обработке и обсуждении их результатов, подготовке публикаций с соавторами, приведённых в списке работ автора.

Публикации. Основные результаты по теме диссертации изложены в 24 печатных изданиях [128 – 134, 156 – 169, 194 – 196], из которых 20 опубликованы в журналах, рекомендованных ВАК.

Объем и структура работы. Диссертация состоит из введения, четырёх глав и заключения. Полный объём диссертации составляет 159 страниц с 56 рисунками и 1 таблицей. Список литературы содержит 197 наименований.

Глава 1. Современное состояние техники накачки импульсных газовых лазеров

1.1 Особенности возбуждения лазеров на самоограниченных переходах атомов в частотном режиме

Впервые лазер на самоограниченном переходе атома металла был описан в публикации [10]. В этой работе идёт речь о генерации на длине волны 722,9 нм на переходе $6S^26P7S(^3P_1^0) - 6S^26P^2(^1D_2)$ атома свинца. Накачка лазера осуществлялась одиночными импульсами, а нагрев рабочей среды осуществлялся за счёт нагрева всего активного элемента в специальной печи. Позже самоограниченная генерация была получена более чем на сорока переходах атомов различных металлов [1] и в других активных средах [11; 19], в том числе в саморазогревном режиме [2; 20–22].

Наиболее ярким представителем лазеров на самоограниченных переходах атомов металлов является лазер на парах меди (ЛПМ). Он был открыт более 50 лет назад [23], но до сих пор остаётся одним из наиболее мощных и эффективных источников излучения в видимом диапазоне [21]. За это время проведено множество теоретических и экспериментальных исследований посвящённых изучению его генерационных характеристик, например, [2; 21; 24–29], однако так и не удалось приблизиться к погонной мощности и эффективности, которые предсказывались теорией [11]. Наивысшая достигнутая физическая эффективность генерации, то есть относительно энергии, вложенной в активную среду, составляет 9% [30] при использовании относительно небольшого активного элемента (АЭ) длиной 300 и диаметром 6 мм и обрыве энерговклада сразу после окончания импульса генерации. Однако в этой работе не сообщаются другие генерационные характеристики ЛПМ. Наилучшие на сегодняшний день результаты по оптимизации ЛПМ были достигнуты ещё в работе [31]: полученный к.п.д. ЛПМ с АЭ длиной 265 мм и диаметром 20 мм составил 3 % от энергии, запасённой в рабочей ёмкости, при энергосъёме до 20,8 мкДж/см³ при частоте следования импульсов (ЧСИ) $f = 50$ Гц и 11,8 мкДж/см³ при $f = 8$ кГц и мощности генерации до $P_{las} = 9,75$ Вт. Такие же характеристики были достигнуты для промышленного лазера на основе АЭ ГЛ-201: $P_{in} = 700$ Вт, $\eta = 2,9$ %

[32]. Средний же практический к.п.д. промышленных активных элементов не превышает 1—1,5 % [21; 32; 33]. То же самое касается и других представителей этого класса лазеров [1; 21; 22; 34].

Моделирование, теоретические расчёты и некоторые эксперименты показывают, что частота следования импульсов в лазерах на парах меди может достигать $f = 1$ МГц, исходя из скоростей девозбуждения нижних рабочих уровней [12; 35; 36]. Существует ряд работ, в которых получена генерация на частоте более 1000 кГц на самоограниченных переходах атомов стронция [37], до 700 кГц в лазере на парах бромида меди [38; 39]. В этих работах проводилась накачка активных сред при пониженном энергокладе, однако достигнутые уровни мощности излучения представляли скорее научный интерес, поскольку наблюдалась сильная зависимость генерационных характеристик лазеров от ЧСИ. Тем не менее удалось подтвердить саму возможность получения генерации в лазерах на самоограниченных переходах на таких ЧСИ. В то же время в промышленных лазерах энергия импульса излучения для лазеров на парах чистой меди, к примеру, сохраняется до ЧСИ порядка 5–6 кГц [21; 33], для бромида меди может сохраняться до частот $\sim 30 - 50$ кГц [40]. Далее энергия импульса, а затем и средняя мощность излучения начинает падать с ростом ЧСИ. В настоящее время наиболее распространенным способом увеличения рабочих частот в лазерах на самоограниченных переходах атомов металлов является введение в рабочий объем водорода и ряда других добавок, ускоряющих рекомбинацию плазмы между импульсами. Варианты этого способа используются в так называемом «лазере с улучшенной кинетикой» или HyBrid-лазере [34; 41]. Тем не менее, это не решает полностью проблему зависимости энергии импульса излучения от ЧСИ, по крайней мере, достигнутые погонные мощности не превышают таковых, полученных для лазера на парах чистой меди. Кроме того, лазер с улучшенной кинетикой требует наличия постоянной прокачки модифицирующих веществ, что значительно усложняет всю конструкцию и сокращает срок службы активного элемента.

Одной из причин такого положения может быть несоответствие генераторов импульсов возбуждения требованиям, предъявляемым природой активной среды и способом возбуждения продольным разрядом [13; 30; 31; 42–46]. Другими словами, до сих пор не существует «идеального», с точки зрения создания инверсии населённостей в активной среде таких лазеров, генератора импульсов.

Поэтому стоит определить требования к такому устройству исходя из представления о процессах, происходящих в активной среде лазера во время рабочего цикла. Основным элементом генератора импульсов, обеспечивающим требуемые характеристики, является коммутирующий мощный прибор или, проще говоря, ключ. Ниже рассмотрим свойства, которыми такой ключ, или коммутатор, должен обладать для эффективной работы с газоразрядной трубкой (ГРТ) лазера на самоограниченном переходе.

В импульсно-периодическом режиме существует ряд особенностей работы АЭ лазера. Во-первых, само по себе горение разряда в данном случае является нестационарным процессом с быстро меняющимися характеристиками в течение всего импульса [29; 46—48]. Сопротивление разряда падает экспоненциально, причём значение сопротивления и скорость его изменения зависят от приведённой напряжённости поля, от давления, как буферного газа, так и паров активного вещества, от ЧСИ и других параметров. Зависимость от ЧСИ выражается в том, что между импульсами при повышении частоты плазма не может полностью рекомбинировать, а значит импульс возбуждения прикладывается к среде, имеющей довольно высокую проводимость [48; 49]. Таким образом, коммутатор должен иметь возможность работать с сильно нелинейной нагрузкой с импедансом, имеющим, как переменную активную (характерные значения единицы Ом в конце импульса и сотни Ом в начале [46]), так индуктивную и ёмкостную составляющие [47], зависящие от конструкции ГРТ.

Во-вторых, при работе на достаточно высоких ЧСИ в разрядном канале существует установившаяся концентрация электронов в момент прихода импульса накачки n_{e0} , причём эта концентрация зависит от свойств буферного газа, ЧСИ, а также характеристик ГРТ [42; 48—50]. В результате во время подъёма напряжения на ГРТ и разогрева этих электронов сначала заселяется метастабильный уровень атомов активного вещества и только потом резонансный [29; 42; 44; 51]. Это ведёт к уменьшению эффективности накачки [42; 48]. Основной способ преодолеть негативное влияние этого явления—очень быстро поднять напряжение на ГРТ, то есть максимально сократить длительность этой фазы [2]. Эффективность этого процесса полностью определяется коммутатором. Скорость развития тока коммутации должна быть такой, чтобы за время ~ 1 нс полностью зарядить собственную ёмкость АЭ с учётом начальной проводимости разрядного канала, тем самым обеспечив разогрев предимпульсных электронов

до температуры, при которой сечение возбуждения резонансного уровня будет превышать сечение метастабильного. При этом, очевидно, необходимо, чтобы переходные процессы коммутации в ключе происходили существенно быстрее характерных времён, необходимых для оптимального функционирования ГРТ. Другими словами, процессы в ключе не должны оказывать влияние на процессы в АЭ.

Таким образом, не только эффективность генерации, но и вообще возможность ее получения определяется как способом ввода энергии, так и его характеристиками: формой импульса накачки, плотностью мощности в импульсе и так далее. При возбуждении продольным разрядом это означает, что необходимо добиваться такого распределения электронов по энергиям, чтобы его максимум соответствовал оптимальному вкладу энергии для возбуждения верхнего лазерного уровня. При этом нужно поддерживать это распределение, по крайней мере, до тех пор, пока существует инверсия населённостей. Кроме того, важно минимизировать процессы, в течении которых может происходить паразитное заселение нижнего лазерного уровня. Таким образом, получается ещё два важных требования к «идеальному» коммутатору для таких лазеров: он должен быть способен обеспечить скорость нарастания тока существенно большую, чем требуют параметры цепи разрядного контура АЭ, а также обеспечивать требуемый активной средой ток в течении всего времени существования инверсии населённостей.

Таким образом, «идеальный» генератор импульсов возбуждения для лазеров на самоограниченных переходах атомов металлов при возбуждении продольным разрядом должен иметь следующий набор характеристик:

- 10—20 кВ на 1 метр длины активной области;
- фронт импульса напряжения 1—2 нс;
- ЧСИ по крайней мере до нескольких десятков кГц;
- способность работать с переменной активно-индуктивной нагрузкой;
- низкие стартовые потери, поскольку наиболее низкоиндуктивная конструкция ГРТ имеет коаксиальный обратный токопровод, а значит существенную собственную ёмкость[47];
- относительно высокий срок службы, порядка нескольких тысяч часов в режиме регулярных импульсов при ЧСИ 10—100 кГц, что является на сего-

дняшний день характерной величиной для твердотельных сильноточных коммутаторов;

- низкий джиттер ~ 1 нс, необходимый, например, для схем типа «генератор излучения-усилитель мощности» [52];

- низкие коммутационные потери, по крайней мере $< 10\%$;

- скорость нарастания тока коммутации, априори превышающую потребность АЭ. Характерная величина для большинства АЭ $10\text{--}100$ А/нс·см² сечения ГРТ АЭ [21].

Конечно, даже при наличии идеального коммутатора остаются конструктивные реактивные составляющие самого разрядного контура, которые препятствуют и быстрому подъёму напряжения на разрядном промежутке, и уменьшают скорость нарастания тока разряда [13; 31; 45; 47; 53; 54]. Методы преодоления их влияния известны достаточно давно, однако полностью их исключить, к сожалению, невозможно. Тем не менее, их несложно выделить из общей картины процесса возбуждения активной среды для непосредственной работы по их уменьшению в каждом конкретном случае.

1.2 Формирование импульсов накачки лазеров на самоограниченных переходах

Можно выделить два основных метода формирования импульса с коротким фронтом: непосредственная коммутация с помощью управляемого прибора, на который подано постоянное или квази постоянное рабочее напряжение (например, схемы на основе транзисторов, вакуумных ламп, тиратронов и т. п.) [10; 23; 30; 31; 38; 55; 56], и последовательная компрессия и преобразование заранее сформированного импульса до требуемых параметров по амплитуде и фронту (например, схемы, включающие магнитную компрессию, газовые разрядники и т. п.) [41; 43; 57; 58]. Каждый из этих методов в свою очередь можно разделить на две группы по типу накопителя: ёмкостной [10; 30; 31; 59; 60] или индуктивный [61].

В силу большей универсальности и вариативности параметров на практике наиболее часто в схемах возбуждения лазеров используется метод компрес-

сии импульса. Он позволяет добиться лучших параметров импульса накачки активной среды без специальной оптимизации цепи первичного ключа и даже при использовании первичного ключа с худшими параметрами. Кроме того, этот метод позволяет компенсировать ряд конструктивных особенностей первичных коммутаторов.

1.2.1 Генераторы на основе импульсных ламп

Впервые самоограниченная генерация в парах металла (свинца) была получена при использовании разрядников в цепи возбуждения лазеров [10]. Такие приборы позволяют коммутировать существенную мощность. К примеру, в генераторах для изучения z-пинча петаваттного диапазона мощности в качестве коммутаторов используются именно управляемые разрядники [62]. Основными недостатками разрядников являются низкий ресурс, нестабильность работы (в случае неуправляемых приборов) и низкие частоты следования импульсов. Все это привело к довольно быстрому их вытеснению тиратронами. Тем не менее, значительное время разрядники активно использовались для получения самоограниченной генерации в режиме одиночных либо сдвоенных импульсов.

Самыми распространёнными коммутаторами являются импульсные водородные накаливаемые тиратроны серии ТГИ [63; 64] в России и их аналоги за рубежом [65]. Тиратроны позволяют коммутировать ток до нескольких килоампер при напряжениях до 150 кВ и частоте следования в несколько десятков килогерц без применения вспомогательных средств таких, как продувка в разрядниках высокого давления.

Основным фактором, ограничивающим применение тиратронов в схемах возбуждения, является низкая скорость нарастания тока разряда. Характерная величина составляет 2 – 5 А/нс [64]. Это ведёт к тому, что при накачке лазеров на самоограниченных переходах существенно возрастают стартовые потери, которые могут достигать половины от коммутируемой энергии [66]. Они рассеиваются на приборе, что ведёт к его перегреву и ускоренному износу. При характерных для таких лазеров параметрах накопителя и разрядного контура тиратрон может обеспечить фронт напряжения порядка 50-100 нс [64]. Этого

обычно достаточно при работе с наиболее распространёнными АЭ на парах меди или золота для их устойчивой работы с практической эффективностью генерации излучения до 1 %. Однако такие характеристики недостаточны для ряда других элементов, например для лазера на парах таллия [67].

Одним из наиболее распространённых решений данной проблемы является магнитная компрессия импульса, сформированного с помощью, например, тиратрона [68; 69]. Хорошо известно, что для уменьшения стартовых потерь в тиратроне необходимо обеспечить паузу порядка 100-200 нс между моментом пробоя основного промежутка и развитием тока коммутации. Эта задержка необходима для формирования плазмы с рабочей плотностью в основном промежутке тиратрона. При обеспечении этого условия коммутационные потери в тиратроне могут составить уже 10–15 %, что существенно облегчает режим его функционирования. Кроме того, в этом случае значительно увеличивается предельная скорость нарастания тока коммутации [64], а также срок его службы в режимах, характерных для накачки ЛПМ [32; 68].

Обеспечить такую задержку достаточно просто с помощью насыщающегося дросселя, включённого в анодную цепь тиратрона [70]. Основным недостатком такого решения является пропорциональный ЧСИ нагрев сердечника дросселя, поскольку в тепло преобразуется энергия, идущая на его перемагничивание [71]. При прочих равных, в условиях, указанных выше, применение нелинейного дросселя позволяет получить фронт импульса на уровне 25–50 нс. При этом суммарные потери на коммутацию, с учётом потерь на нагрев сердечника оказываются ниже, чем потери в тиратроне без применения корректирующей цепи [2]. Дальнейшая компрессия с помощью нелинейных дросселей возможна, однако малоэффективна.

Достаточно полный обзор применения тиратронов в цепях возбуждения лазеров на парах металлов дан в [2]. В числе прочего там рассмотрены варианты последовательного, параллельного, попеременного включения тиратронов, способы организации сдвоенного импульса возбуждения, а также подробно проанализированы предельные характеристики генераторов возбуждения на основе тиратронов. Стоит упомянуть работу [72], в которой авторы реализовали полностью управляемый режим работы тиратрона ТГИ1-1000/25. С помощью приложения мощного магнитного импульса к его разрядному промежутку ав-

торы обрывали полный ток тиратрона в 1 кА за время порядка 100 нс, однако вряд ли такой метод применим на высоких ЧСИ.

В ряде случаев генератор на основе тиратрона можно дополнить таситроном [73] (серия ТГУ), который конструктивно близок тиратрону, однако имеет возможность обрывать коммутируемый ток. Это позволяет увеличить эффективность вклада энергии в разряд за счёт того, что таситрон обрывает ток сразу после окончания генерации. Таким методом была получена максимальная на сегодняшний день эффективность генерации в ЛПМ [30]. Недостатком данного прибора является то, что обрываемый ток более чем на порядок меньше максимально коммутируемого тока. Так для таситрона ТГУ1-1000/25 максимальный импульсный ток достигает 1 кА, а максимальный обрываемый ток всего 50 А. С другой стороны, таситроны могут работать на частотах в сотни кГц. Так, генерация в ряде самоограниченных сред была получена на частотах 100–1000 кГц именно при применении таситронов в схемах возбуждения [24; 37; 38]. Кроме таситронов существует ещё ряд приборов с аналогичным принципом работы, которые авторы работы [74] называют газоразрядными приборами с полным управлением. В этой работе продемонстрирована возможность получения генерации в азотном лазере с применением этих коммутаторов и индуктивного накопителя энергии. Довольно широкий обзор размыкающих газоразрядных и вакуумных коммутаторов можно найти в работе [75].

Ещё один интересный представитель газоразрядных коммутаторов, пригодных к возбуждению лазеров на парах металлов—тиратрон с холодным катодом или псевдоискровой тиратрон [76–78]. Его характерной особенностью является значительно более высокая скорость развития тока, достигающая 10^{12} А/с. С его помощью, например, исследовалась генерация на самоограниченном переходе атома таллия на длине волны 535 нм [67]. Эта среда гораздо более требовательна к форме импульса накачки, чем медь, поскольку время жизни резонансного уровня составляет ~ 15 нс. Кроме того, время восстановления электрической прочности после коммутации полного допустимого импульсного тока (10 кА для тиратронов ТПИ отечественного производства) составляет ~ 10 мкс [79], то есть они потенциально способны работать до ЧСИ 100 кГц. Тем не менее производитель ограничивает ЧСИ на уровне 2 кГц [77]. Возможно, по этой причине они не нашли широкого применения в технике накачки импульсных газовых лазеров, работающих при высоких ЧСИ.

Вакуумные генераторные лампы имеют перед тиратронами некоторые преимущества, проистекающие из того, что лампы—это полностью управляемые приборы, то есть способные с минимальными искажениями повторить на постоянной активной нагрузке форму управляющего импульса. Из этого следует, что при использовании лампы в качестве генератора импульса накачки можно ограничить ввод энергии в разряд за счёт выключения лампы ровно в тот момент, когда генерация закончилась. Это ведёт к повышению эффективности ввода энергии. Кроме того, лампа может работать на значительно более высоких ЧСИ, чем тиратрон. Так, например, в работе [39] для достижения ЧСИ в 700 кГц при накачке лазера на парах бромида меди использовались генераторные лампы ГМИ27Б.

Недостатком ламп является значительно меньшая плотность тока относительно размеров прибора и большие внутренние потери. Это ограничивает использование ламп в схемах возбуждения импульсных газовых лазеров. Тем не менее, при необходимости работы одновременно на высокой ЧСИ и большой вводимой в разряд мощности генераторные лампы являются приемлемым решением. Например, в работе [80] использовалась лампа ГМИ-34А для накачки короткими импульсами лазера на парах европия при давлении буферного газа до 5 атмосфер. Уровень потребляемой от выпрямителя мощности достигал 10 кВт при напряжении до 20 кВ, токе до 100 А и ЧСИ до 30 кГц.

Ещё одним достоинством ламп является высокая стабильность импульса, которая определяется только внешней цепью управления. Это даёт возможность достаточно легко строить на основе ламп мощные системы типа генератор-усилитель, как в работе [81]. В этой работе описана многокаскадная лазерная система, состоящая из задающего генератора, предварительного усилителя и двух усилительных каскадов на основе промышленных АЭ на парах меди. Временная нестабильность тиратрона ТГИ1-1000/25 — джиттер, достигавшая 5 нс в такой системе оказалась неприемлемой, поэтому все каскады имели генераторы накачки на основе импульсных генераторных ламп ГМИ 29А-1. Суммарная выходная мощность излучения комплекса достигала 200 Вт при мощности потребления до 5 кВт на один каскад.

В книге [32] приведён ряд примеров применения электронных вакуумных ламп в генераторах накачки ЛПМ в промышленном исполнении. В частности, сообщается, что при использовании лампы ГМИ-29А в генераторе накачки с

длительностью импульсов 50—70 нс удалось повысить мощность излучения с до 14 Вт, по сравнению с 4 Вт, полученными на том же АЭ, возбуждаемом генератором на основе тиратрона. Там же приведены результаты испытания АЭ ГЛ-201ДЗ длиной 1530 мм в режиме усилителя мощности при использовании в генераторе накачки двух параллельно включённых ламп ГМИ-29А. Мощность его излучения составила 90 Вт, а КПД АЭ достиг 3 %.

1.2.2 Генераторы на основе полупроводниковых коммутаторов

Естественным недостатком традиционных вакуумных и газоразрядных импульсных ламп является низкий срок службы и высокий расход энергии на обеспечение их функционирования. Это является основной причиной перехода на более современные коммутационные приборы на основе полупроводниковой элементной базы. Во многих направлениях, связанных с импульсной техникой, такой переход завершился уже довольно давно, однако формирование сильноточных высоковольтных импульсов при высокой частоте следования с параметрами, характерными для накачки активной среды лазеров на самоограниченных переходах атомов металлов, до сих пор осуществляется в основном за счёт тиратронов. Это в первую очередь связано с отсутствием промышленно выпускаемых и доступных полупроводниковых аналогов тиратронной техники, то есть коммутационных приборов, способных обеспечить, как минимум, сравнимые характеристики импульса возбуждения. Попытки построить заменитель тиратрона на базе низковольтных и относительно слаботочных коммерчески доступных полупроводниковых ключей предпринимаются уже много лет. Промышленность в свою очередь также выпускает все более совершенные с точки зрения построения таких генераторов образцы. Поэтому в этом параграфе будут рассмотрены успехи в применении твердотельных генераторов возбуждения и основные ограничения, существующие на сегодняшний день.

В последние десятилетия с развитием полупроводниковых управляемых приборов существенно возрос интерес к ним с точки зрения использования их в схемах высоковольтных генераторов различного назначения, в том числе и для возбуждения импульсных газовых лазеров [82; 83]. Достоинством полупро-

водниковых приборов является полное отсутствие накаливаемых частей и эмиссионных процессов, разрушающих поверхность электродов. Поэтому их срок службы составляет десятки тысяч часов, что в совокупности с массовым и дешёвым производством делает их привлекательными на фоне недолговечных и дорогих вакуумных и газоразрядных коммутаторов.

Основным недостатком транзисторов и тиристоров является малое блокируемое напряжение, не превышающее 2–4 кВ в зависимости от типа прибора. Поэтому для достижения более высоких напряжений необходимо использовать последовательные сборки [84; 85]. Для тиристоров такой режим работы является штатным. Однако самые быстродействующие тиристоры имеют характерные времена переключения на уровне сотен наносекунд, поэтому в цепях возбуждения лазеров на парах металлов, где характерные времена не превышают десятков наносекунд, требуется применение многоступенчатых схем компрессии.

Транзисторы, биполярные транзисторы с изолированным затвором (БТИЗ) и металл-оксид-полупроводник-транзисторы (МОПТ), обладают сравнимыми с тиристорами характеристиками по импульсному току и напряжению, но при этом имеют гораздо лучшее быстродействие [86]. Характерные времена составляют от единиц до сотен наносекунд. Тем не менее их использование для возбуждения лазеров затруднено конструктивными ограничениями этих приборов. МОПТ и БТИЗ крайне чувствительны к перенапряжениям на своих электродах, поэтому при разработке высоковольтного составного транзисторного ключа необходимо особое внимание уделить защите элементов от импульсных помех, характерных для высоковольтного газового разряда, а также симметрированию напряжений на затворах ключей [84; 87].

Решению этих задач посвящено много работ и, в том числе, применительно к возбуждению лазеров [57; 88; 89]. Тем не менее на сегодняшний день эти системы не получили широкого распространения, поскольку надёжность составного высоковольтного ключа снижается пропорционально количеству элементов, а импульсные характеристики (особенно амплитуда и скорость нарастания тока) пока уступают и тиратронам, и генераторным лампам. Тем не менее существуют промышленно выпускаемые изделия [85; 90], пригодные для использования в технике газоразрядных импульсных лазеров. Однако стоимость таких сборок на данный момент делает их применение нецелесообразным.

Альтернативой последовательным сборкам могут быть параллельные сборки с последовательным трансформаторным выходом. В данном случае высокое напряжение набирается благодаря последовательному соединению вторичных обмоток выходных трансформаторов большого количества транзисторных модулей, которые в свою очередь работают при номинальном для них напряжении [56; 91; 92]. Такой режим, когда увеличение тока коммутации достигается за счёт увеличения количества коммутирующих ячеек, является естественным для транзисторов, поскольку архитектура многих силовых транзисторов представляет собой матрицу из соединённых параллельно элементарных транзисторных ячеек [93]. Недостатком такого подхода являются довольно значительные габариты генератора, а значит, как и в случае с лампами, трудность в достижении фронта напряжения с длительностью порядка 1 нс.

Кроме того, транзисторы с изолированным затвором чувствительны к перенапряжениям на электродах, и особенно на затворе. По этой причине производители ограничивают скорость нарастания тока коммутации на уровне 1–2 А/нс [94], поскольку выводы транзисторов имеют собственную индуктивность на уровне 5–10 нГн. Исходя из этого с учётом коэффициента трансформации может понадобиться несколько сотен транзисторов [95], количество которых следует выбирать не по максимальному току, а по скорости его нарастания в отдельном приборе.

Ещё одна сложность использования этой методики заключается в ограниченной номенклатуре сердечников для трансформаторов таких генераторов. Такая архитектура предполагает использование большого количества параллельных транзисторных переключателей, подключённых к одной общей обмотке трансформатора, сердечник которого должен быть достаточно габаритным. Решением могли бы стать ленточные сердечники типа ГАММАМЕТ [96]. Из тонкой (5–15 мкм) ленты можно изготовить сердечник любого удобного типа-размера. Однако, когда речь идёт об импульсах длительностью менее 50 нс, при толщине ленты даже 5 мкм потери на токи Фуко могут превысить 50 % от передаваемой в нагрузку [97]. Например, в работе [95] авторы относительно низкую эффективность генератора (около 60 %) связывают с потерями в сердечнике трансформатора, изготовленном из подобной ленты. При всём этом такое решение может быть достаточно перспективным при использовании дополнительной

компрессии импульса, что позволит ослабить требования на длительность всех процессов.

Такое упрощённое решение было применено в ряде работ с ЛПМ и лазером на парах бромида меди [43; 98]. Дополнительное упрощение заключалось в том, что вместо соединённых последовательно вторичных обмоток большого количества ступеней использовался повышающий трансформатор с характерными длительностями импульса несколько микросекунд. Далее происходило сжатие импульса посредством магнитного компрессора. В работе [43] дан анализ энергетической эффективности такого решения. Применение БТИЗ оказалось несколько менее эффективным (примерно на 10 %), чем применение тиратрона с цепью магнитной компрессии, но значительно эффективнее тиратрона без неё. Кроме того, учитывая стоимость транзисторов и тиратронов, а также срок их службы (1000—1200 часов для тиратрона и до 2500000 часов для транзисторов), можно показать перспективность замены тиратронов генераторами на основе твердотельной элементной базы.

Так же, как и с ламповой техникой, для полупроводниковой элементной базы существуют как замыкающие ключи, так и размыкающие. Размыкающие полупроводниковые ключи [99] представляют собой чаще всего диоды [100], которые в определённых условиях могут обрывать текущий через них ток за очень короткое время вплоть до десятков пикосекунд. При этом сами такие структуры обладают свойствами, обеспечивающими равномерное распределение потенциала на отдельных диодах при субнансекундном нарастании напряжения при обрыве тока, поэтому могут быть собраны в последовательную цепь без риска повредить отдельный диод перенапряжением [101]. Наибольшее распространение получили SOS-диоды (Semiconductor Opening Switch) [102] и ДДРВ (дрейфовые диоды с резким восстановлением) [103; 104].

Эти коммутаторы работают с индуктивными накопителями энергии [105], то есть во время накачки энергии в накопитель по цепи коммутатора течёт ток, который при резком размыкании ключа вызывает резкий рост напряжения на индуктивности накопителя. Такая схема работы влечёт ряд сложностей при работе с ЛПМ, которые заключаются в том, что скорость изменения тока в нагрузке определяется свойствами накопителя и для получения высоких скоростей нарастания тока в разряде и короткого фронта напряжения необходимо либо использовать накопитель с низкой относительно ГРТ индуктивностью,

что ограничивает энергозатраты, либо использовать дополнительные корректирующие цепи.

На данный момент известна работа, в которой для накачки ЛПМ использовались генераторы на основе размыкающих полупроводниковых коммутаторов [61]. Результаты этой работы показывают принципиальную возможность использования таких приборов в схемах накачки. В целом генерационные характеристики в ней получились сравнимыми с тиратронной схемой возбуждения. Тем не менее в этой работе не удалось получить значимого прироста эффективности накачки за исключением расхода энергии на цепи нагрева и управления тиратроном. В целом эффективность генератора на SOS-диодах в [106] оценена в 60–64 %. В этой работе диоды работали с индуктивным накопителем энергии с $L = 100$ нГн, что сравнимо с характерной индуктивностью разрядного контура ЛПМ и вполне коррелирует с данными работы [61] в том смысле, что тиратрон в ней был нагружен непосредственно на ГРТ, что, как указывалось выше, приводит к значительным стартовым потерям и эффективности на уровне 60 % [21; 43].

Поэтому можно заключить, что размыкающие ключи с индуктивным накопителем энергии возможно использовать для накачки ЛПМ, но такой метод не даёт ощутимого практического преимущества перед традиционным замыкающим ключом с ёмкостным накопителем.

Сообщений о применении данной технологии аналогично таситрону для ограничения ввода энергии в активную среду на сегодняшний день нет. Вероятно, это связано с низкой доступностью устройств на основе SOS-диодов. Хотя известно направление исследований, посвящённое аналогичному применению стандартных доступных в продаже дрейфовых диодов с резким восстановлением [100]. Однако при таком способе обрыва импульса возбуждения вероятны те же недостатки, что и при использовании этих диодов для генерации импульса возбуждения, то есть высокие коммутационные потери, которые могут снизить эффективность лазера до неприемлемого уровня. Кроме того, такие сборки будут иметь существенные габариты и высокую собственную индуктивность, что затруднит получение коротких фронтов напряжения на ГРТ и высокой скорости нарастания тока через активную среду.

1.2.3 Недостатки современных генераторов

Исходя из вышеизложенного, можно сделать вывод о том, что в целом ламповая техника, как вакуумная, так и газоразрядная, является приемлемой для возбуждения лазеров на самоограниченных переходах атомов металлов, но имеет ряд существенных недостатков. Можно обобщить качества этих устройств по нескольким направлениям: эффективность, удобство применения и срок службы.

Практически для всех описанных выше устройств, кроме тиратрона с холодным катодом, характерно наличие мощных цепей накала. Так, например, для тиратрона ТГИ1-1000/25 мощность накала катода и генератора водорода составляет ~ 17 Вт, при этом средняя коммутируемая мощность не превышает 1,5 кВт. То есть на накал тратится более 10 % мощности накачки. В более мощном тиратроне ТГИ1-2500/35 мощность накала превышает 500 Вт, а в лампе ГМИ-29А-1 она достигает почти 1 кВт. Наличие таких мощных цепей накала отрицательно влияет и на массогабаритные, и на экономические показатели генераторов возбуждения лазеров.

Второй источник расхода мощности в таких генераторах—это цепи управления, которые по этому параметру сравнимы с цепями накала и одновременно являются высоковольтными. Кроме того, сами управляющие генераторы обычно строятся на основе ламп [81], которые также потребляют довольно большую мощность. В последние годы появилась возможность строить данные цепи на основе относительно эффективных твердотельных генераторов, что несколько снижает общее потребление энергии.

Следующий недостаток характерен для вакуумных ламп. Они имеют существенно ограниченную проводимость с точки зрения требований, формируемых плазмой в АЭ. По этой причине при коммутации мощности лампой непосредственно на ГРТ при падении сопротивления плазмы в процессе развития разряда все больше энергии начинает рассеиваться на активном сопротивлении лампы, что кроме всего прочего ускоряет ее износ. Это ограничивает к.п.д. лазера за счёт дополнительных потерь на лампе.

Недостатком, характерным для тиратронов и разрядников является существенный джиттер, то есть нестабильность зажигания разряда в них во времени.

В целом, возможно снизить этот показатель до ~ 1 нс, однако это существенно усложняет схемотехнику особенно, если требуется синхронизация 3-5 каналов. Ещё один недостаток тиратронов: медленное развитие разряда внутри прибора (50–200 нс). Это вызывает существенные, так называемые, стартовые потери при прямой коммутации энергии на ГРТ. Для уменьшения этих потерь необходимо использовать внешние цепи компрессии.

С точки зрения формирования фронта напряжения на АЭ на уровне 1–2 нс все перечисленные устройства мало пригодны по причине довольно существенных размеров, что автоматически придаёт им заметную собственную индуктивность, а при наличии даже небольшой собственной ёмкости ГРТ достижение указанных времён становится сложной инженерно-технической задачей. Для ее решения применяют дополнительные корректирующие цепи, или цепи компрессии импульса. Это тоже приводит к дополнительным потерям энергии, а следовательно, к снижению к.п.д. лазера в целом.

К положительным сторонам этого класса приборов с точки зрения возбуждения лазеров на самоограниченных переходах атомов металлов стоит отнести относительную простоту применения, а значит и распространённость, возможность объединения приборов, как в параллельные, так и в последовательные сборки для повышения допустимых параметров эксплуатации. Кроме того, эти приборы имеют высокие средние и импульсные мощности, поэтому в большинстве случаев оказывается достаточно только одного коммутатора.

Таким образом, можно обобщить вышеизложенное следующим образом: лампы в целом являются удобным и распространенным инструментом для исследований и промышленного использования лазеров на самоограниченных переходах атомов металлов, однако не полностью удовлетворяют требованиям, формируемым активной средой.

Генераторы на полупроводниковой элементной базе на сегодняшний день ещё не получили массового распространения из-за относительной схемотехнической сложности, низкой надёжности и устойчивости, поскольку состоят из больших наборов низковольтных и слаботочных приборов. Это же обстоятельство мешает достигать предельных характеристик, особенно по допустимой скорости изменения тока в единичном элементе в случае транзисторов. Применимость размыкающих коммутаторов на основе, например, SOS-диодов с индук-

тивным накопителем энергии ограничивается низкой эффективностью генератора и трудностью согласования накопителя и нагрузки в виде ГРТ.

Вместе с тем применение полупроводниковой техники для возбуждения активных сред ЛПМ на сегодняшний день является более перспективным, чем развитие схмотехники на базе существующих ламповых приборов. Большинство их недостатков компенсируется применением цепей внешней коррекции, а при дальнейшем расширении номенклатуры возможно будет полноценно заменить генераторные лампы и тиратроны, причём в диапазоне ЧСИ до сотен кГц без дополнительных корректирующих цепей. Повышение ЧСИ в ЛПМ при сохранении, а возможно и повышении, эффективности генерации является сегодня актуальной задачей в различных отраслях, поэтому, вероятно, это направление получит широкое распространение, особенно при совершенствовании элементной базы и схмотехники, предназначенной для коррекции формы импульса возбуждения. В то же время, как и лампы, полупроводниковые коммутаторы вряд ли в обозримом будущем смогут эффективно генерировать «идеальные» импульсы для накачки активной среды лазеров на самоограниченных переходах атомов металлов.

1.2.4 Цепи коррекции формы импульса накачки

В этом параграфе будут рассмотрены цепи компрессии или коррекции импульса, которые применяются в технике формирования импульсов возбуждения ЛПМ. Этот элемент генератора является наиболее универсальным, поскольку применим со всеми возможными генераторами импульса. Основная цель применения корректирующих цепей при возбуждении газовых лазеров: сжатие фронта импульса до требуемого активной средой лазера, не перегружая при этом основной коммутатор генератора. Наибольшее распространение получили, конечно, магнитные компрессоры, поэтому им будет посвящена основная часть параграфа. Кроме того, есть ряд работ, в которых корректируется не только вклад энергии до и во время импульса лазерной генерации, но и ввод энергии в разряд после него. Для этого применяются срезающие устройства, в роли которых чаще всего выступают тиратроны [13].

Магнитный компрессор (МК) [107] является наиболее универсальным устройством для согласования высоковольтного ключа в схеме генератора накачки и газового разряда в АЭ лазера [32; 68; 70]. По этой причине он применяется со всеми типами коммутаторов, приведёнными в предыдущих параграфах. Конструктивно МК является катушкой индуктивности, намотанной на ферромагнитный сердечник [108]. Принцип компрессии заключается в резком изменении индуктивности катушки при достижении сердечником магнитного насыщения [109]. При этом магнитная проницаемость материала сердечника меняется на несколько порядков, что приводит к почти пропорциональному изменению индуктивности катушки. Формулировка «почти» использована потому, что при рассматриваемых параметрах импульсов и характерных длительностях переходных процессов в единицы-десятки нс существенный вклад в свойства МК вносит собственная индуктивность контура, в который он включён. Это значит, что рассматривать поведение МК необходимо в составе контура цепи сжатия.

Наиболее распространённая схема компрессии состоит из двух ёмкостей, между которыми включён нелинейный дроссель с насыщающимся сердечником. При этом насыщение должно происходить не раньше, чем первичная цепь полностью зарядит первый конденсатор. После этого его заряд через насыщенный дроссель перетекает во второй конденсатор [109; 110]. Таким образом, видно, что крайне сложно таким способом достичь субнаносекундной длительности фронта импульса возбуждения, особенно с учётом необходимости долговременной высоковольтной электрической изоляции и организации теплоотвода от сердечника при работе на ЧСИ в десятки килогерц. По этой причине характерная длительность фронта импульса возбуждения при использовании МК составляет 25 нс и более.

Потери в МК определяются площадью рабочей петли гистерезиса материала его сердечника, то есть, если пренебречь потерями в проводе обмотки, то получается, что они не зависят от коммутируемой энергии. Характерная величина энергии, требуемой для перемагничивания сердечника, составляет 3–5 % от энергии, запасённой в накопителе [111], а суммарная эффективность может достигать 70–80 % при использовании четырёх ступеней МК с дополнительным подмагничиванием для тонкой настройки каждой ступени [112]. Достаточно просто достигается степень компрессии от 3 до 4 на одну ступень. Для достижения более высокой компрессии обычно применяют несколько последовательно

включённых МК [112]. Это является довольно простым схемотехническим решением, хотя усложняет задачу термостабилизации сердечников МК, поскольку феррит имеет сильную зависимость от температуры практически всех своих параметров. Кроме того, как уже отмечалось выше, применение МК в цепи коммутации тиратрона для задержки протекания тока положительно сказывается на сроке службы его электродов [32; 68; 113], что очень важно при высокой ЧСИ.

К недостаткам МК стоит отнести в первую очередь высокий разброс характеристик ферритов, как отечественного, так и зарубежного производства. Это влечёт необходимость тщательного отбора сердечников даже внутри одной партии. С другой стороны, поскольку потери в сердечнике определяются только площадью петли гистерезиса, то они не зависят от коммутируемой энергии и пропорциональны только объёму материала сердечника и ЧСИ. Последнее создаёт ряд сложностей при использовании МК на частотах в десятки кГц и выше.

В целом, МК применяется в большинстве схем накачки ЛПМ с целью обеспечить с одной стороны более комфортные условия работы генератора импульсов возбуждения, а с другой стороны с целью согласования его с ГРТ и обеспечения достаточно короткого фронта импульса для эффективной работы лазера.

Важную роль с точки зрения повышения эффективности генерации играет не только фронт нарастания импульса возбуждения, но и срез. В идеальном случае сразу после окончания импульса генерации должен закончиться и ввод энергии в активную среду лазера. В тоже время такие устройства, как тиратроны или МК продолжают вводить энергию в разряд до тех пор, пока полностью не разрядится накопитель. Кроме того, как отмечалось выше, сопротивление разряда падает очень быстро, что может приводить к возникновению колебаний, что также негативно сказывается на характеристиках генерации.

Наиболее просто это решается использованием генераторной лампы [32], которая может оборвать ток достаточно быстро, либо применением размыкающего коммутатора, как, например, в [30], когда с помощью этого приёма удалось оптимизировать энергоклад настолько, что была получена эффективность генерации на уровне 9 %.

Другой способ коррекции среза импульса заключается в применении срезающих элементов. Другими словами, если после прохождения импульса возникают колебания, можно, включив в этот момент, например, тиратрон, рассеять излишки энергии во внешней нагрузке [114]. Ещё одним интересным вариантом применения данного способа является рекуперация излишков энергии импульса возбуждения. Однако сообщений о практической реализации такого метода применительно к схемам возбуждения лазеров на самоограниченных переходах атомов найти не удалось.

Таким образом, применение корректирующих цепей является эффективным и довольно легко применимым решением для облегчения режима работы первичных ключей и, как следствие, снижения требований к ним. В то же время современные методы не обеспечивают возможности эффективно получать фронт импульса напряжения на ГРТ на уровне 1 нс при высоких ЧСИ. По этой причине задача формирования импульсов возбуждения с коротким фронтом остаётся на сегодняшний день актуальной.

1.3 Перспективы открытого разряда для построения быстрых коммутаторов на его основе

Представленные выше приборы и методы их применения, очевидно, на сегодняшний день недостаточно эффективны для дальнейшего развития на их основе генераторов возбуждения лазеров на самоограниченных переходах атомов. Необходимо установить ещё одно звено компрессии, которое, имея на входе импульс с фронтом, например, $\tau_f = 50$ нс, который относительно эффективно может быть сформирован практически любым из рассмотренных выше приборов, на выходе должно обеспечить параметры импульса, указанные в Параграфе 1.1. Там же были приведены предпосылки необходимости формирования короткого фронта импульса возбуждения, а значит, с учётом паразитных параметров АЭ, звено должно работать по принципу замыкающего ключа с ёмкостным накопителем, поскольку применение индуктивного накопителя не позволит зарядить собственную ёмкость АЭ за короткое время. В то же время такое звено сжатия наиболее удобно разместить непосредственно в разрядном контуре

ГРТ, чтобы уменьшить время подъёма напряжения на собственной ёмкости АЭ. Другими словами, прибор должен быть предельно компактным и малоиндуктивным, чтобы оказывать минимум влияния на разрядный контур лазера. При этом желательно, чтобы он не имел накала, и, возможно, даже управления для упрощения его применения.

Наиболее перспективно искать возможность создания таких устройств среди разрядников низкого и среднего давления. Например, в патенте [17] был описан газоразрядный коммутатор на основе открытого разряда (ОР) – кивотрон, осуществляющий быструю коммутацию мощности за счёт генерации интенсивного электронного пучка (ЭП) в ОР. Сам открытый разряд [115] основан на явлении высокоэффективной генерации электронного пучка за счёт резонансной подсветки от разряда в специальной системе электродов в среде газа среднего давления (от единиц до десятков Торр). Впервые такой тип разряда был получен в 1979 [16] году и использовался для генерации импульсного электронного пучка. Позже стало понятно, что некоторые особенности функционирования открытого разряда дают возможность использовать его в качестве эффективного обострителя в высоковольтных приложениях, в том числе при довольно высоких частотах следования импульсов.

Главной отличительной особенностью ОР, определяющей его основные свойства, является наличие токопроводящей сетки – анода с высокой геометрической прозрачностью, установленной на небольшом расстоянии h от катода, обычно $h = 1 - 10$ мм. При этом необходимо, чтобы выполнялось условие на характерный размер ячейки сетки $\delta \ll h$. Основное предназначение сетки состоит в блокировке тока ионов, возникающих при взаимодействии газа с ЭП в дрейфовом пространстве за анодом, на катод при её одновременной прозрачности для электронов пучка [18]. Малая длина ускорительного зазора (УЗ) позволяет добиться достаточно быстрой рекомбинации плазмы для обеспечения функционирования разрядника до частот в несколько кГц без принятия дополнительных мер. При этом сохраняется степень компрессии импульса $S > 50$ при характерной длительности перехода в высокопроводящее состояние на уровне единиц нс. Вместе с тем разрядник может иметь сравнительно большую активную площадь [116], чтобы обеспечить ток, достаточный для накачки лазера. Рабочее напряжение ОР может достигать по крайней мере 70 кВ [117].

Определим те особенности открытого разряда, которые отличают его от множества других типов разряда. Сам по себе термин «открытый» обозначает то, что процессы, проходящие вне разрядного промежутка, оказывают влияние на развитие и горение разряда. То есть это разряд в неизолированной системе. Поэтому разрядная структура в данном случае обязательно содержит как минимум один геометрически прозрачный сетчатый электрод–анод. Очевидно, чем он прозрачнее, тем выше влияние заанодного пространства на процессы в разрядном промежутке.

Открытый разряд развивается за счёт резонансной вакуумно-ультрафиолетовой (ВУФ) фотоподсветки катода, которая возникает вследствие торможения в заанодном дрейфовом пространстве электронного пучка, сформированного в разрядном промежутке. При выполнении критерия Драйсера [118] электроны становятся «убегающими», то есть потери энергии из-за неупругих соударений с частицами рабочего газа становятся меньше, чем приобретаемая энергия от ускоряющего потенциала. При столкновениях электрона с атомами газа происходит возбуждение и ионизация последних с последующим ускорением до энергии в десятки-сотни эВ. Ускоренные ионы в реакции резонансной перезарядки превращаются в быстрые атомы, сохраняющие энергию и импульс иона. Ускоренные и возбуждённые атомы излучают на различных длинах волн, но максимум излучения приходится на резонансные линии. При этом за счёт их скорости излучение оказывается сдвинутым по частоте благодаря эффекту Доплера. Это позволяет излучению практически без поглощения достигать катода, где оно вызывает появление новых фотоэлектронов.

Существует ряд требований, которые должны выполняться для реализации эффективной работы данного типа разряда. Во-первых, необходимо создать условия, при которых подсветка катода резонансным ВУФ-излучением разряда будет, как минимум, достаточна для поддержания самостоятельности разряда. Здесь речь идёт и о геометрии разрядной структуры, и о параметрах газовой среды. Во-вторых, необходимо максимально подавить ионный ток на катод для того, чтобы основным механизмом генерации электронного пучка оставалась фотоэмиссия. Это гарантирует высокую эффективность вклада энергии в электронный пучок и низкую изнашиваемость катода.

Таким образом, формирование низкоэнергетичного интенсивного электронного пучка с эффективностью близкой к 100% за счет фотоэмиссии с като-

да под действием резонансного ВУФ-излучения при почти полном подавлении ионного тока на катод отличает открытый разряд от других видов тлеющего разряда с генерацией ЭП [119], таких как, например, разряд в полом катод.

Прежде всего этот тип разряда применительно к лазерам использовался для непосредственной накачки активной среды электронным пучком, генерируемым в рабочем объёме [12; 120—124], поскольку характерные условия для активной среды лазера хорошо совпадали с условиями для эффективной генерации ЭП со средней энергией несколько кэВ. В частности, в работе [124] было показано, что возбуждение ЭП оказывается более эффективным, чем продольным разрядом, а частотные ограничения наступают при значительно большей ЧСИ. Однако применить этот метод накачки по техническим причинам удалось не ко всем активным средам. Например, ЛПМ требует для работы температуру порядка $1500\text{ }^{\circ}\text{C}$, что существенно усложняет конструкцию АЭ со встроенным генератором ЭП. По этой причине накачка лазеров продольным разрядом остаётся актуальной задачей.

На момент публикации патента [17] кивотрон не имел очевидных преимуществ с точки зрения накачки лазеров на самоограниченных переходах атомов, как составляющая часть генератора импульсов возбуждения, перед другими типами коммутаторов и компрессоров импульсов, поэтому не получил дальнейшего развития в этом направлении. В дальнейшем, с развитием понимания физики процессов в активной среде лазеров, стало очевидно, что для качественного улучшения генерационных характеристик необходим генератор импульсов с гораздо более коротким фронтом, чем у существующих решений.

В настоящее время успехи в понимании процессов генерации интенсивного ЭП в ОР позволяют предположить, что на основе патента [17] можно разработать коммутационный прибор, способный удовлетворить практически всем приведённым в этой Главе требованиям.

1.4 Выводы к Главе 1

1. Для достижения качественного улучшения генерационных характеристик лазеров на самоограниченных переходах атомов металлов необходимо обес-

печить импульсы возбуждения с фронтом на уровне 1 нс. Это должно привести к нивелированию влияния предимпульсной концентрации электронов на энергию импульса излучения до значительно более высоких ЧСИ, чем при существующих генераторах накачки. Очевидно, что это может позволить получить значительно более высокую погонную мощность с тех же АЭ, поскольку исходная эффективность генерации будет сохраняться не до 5–10 кГц, а до в несколько раз больших ЧСИ.

2. Современная коммутационная техника неспособна удовлетворить в полной мере требованию на короткий фронт высоковольтного импульса возбуждения одновременно с требованием высокой ЧСИ. Поэтому для повышения ЧСИ эффективной работы лазеров на самоограниченных переходах атомов металлов в активную среду вводят различные модифицирующие добавки и прибегают к другим способам, значительно усложняющим и без того сложные и сильно нагруженные активные элементы.

3. Для решения поставленной задачи необходимо применять новые физические принципы быстрой коммутации. Примером этого является коммутатор на основе открытого разряда. Накопленные с момента его разработки знания о природе открытого разряда позволяют предположить возможность его модернизации до такого уровня, что он сможет удовлетворить требованиям одновременно на форму фронта импульса и ЧСИ. Исследование такой возможности является темой данной диссертации, а ее основные результаты приведены в работах, указанных в списке публикаций автора.

Глава 2. Генерация мощных встречных электронных пучков и коммутация тока в открытом разряде

В данной главе будут рассмотрены первые эксперименты, позволившие сделать переход от генераторов ЭП на основе ОР к коммутаторам с субнаносекундным временем переключения. Как уже отмечалось, с точки зрения работы самого устройства разница заключается в том, что генератор ЭП вкладывает всю энергию, запасённую в накопительном конденсаторе в рабочую среду, возбуждая атомы активного элемента в случае, например, газового лазера [120; 124; 125] или плазменного дисплея [126], или в экран с люминофором [127]. В случае коммутатора часть электронов, эмитированных катодом, идёт на поддержание тока в цепи, расходуя на обеспечение горения разряда лишь незначительную часть запасённой энергии. В целом способность ОР работать во втором режиме была показана в [17], однако в случае классического ОР скорость коммутации, или время переключения, составляло $\tau_{sw} \sim 5 - 10$ нс, что не давало заметного преимущества перед другими коммутаторами. В настоящей работе будет показано, что переход от классического ОР к открытому разряду со встречными электронными пучками (ОРВЭП) позволяет перейти к $\tau_{sw} < 5$ нс при работе с нагрузками, характерными для АЭ лазеров на самоограниченных переходах атомов. Важно отметить, что при этом сохраняется высокая эффективность коммутации, определяемая отношением энергии, вложенной в нагрузку, к энергии, запасённой в накопителе. Результаты описанных в данной главе экспериментов позволят составить представление о принципах быстрой коммутации в ОРВЭП и обосновать проведение дальнейших исследований ОРВЭП.

Кроме того, в данной главе будут даны общие сведения о технике эксперимента, использованной в данной работе, методах подготовки экспериментальных образцов, предварительной тренировки и регистрации. Это позволит обосновать достоверность и высокую повторяемость экспериментальных результатов.

Основные результаты изложены в работах [128—134].

2.1 Подготовка экспериментальных ячеек и методика проведения экспериментов

2.1.1 Сборка и тренировка экспериментальных ячеек

Подготовка ячеек к работе являлась важным этапом каждого эксперимента, обеспечивающим достоверность результатов и их воспроизводимость. Поэтому уместно будет начать описание техники эксперимента именно с этого этапа. Он был общим для всех образцов, которые будут рассмотрены далее в этой главе.

Подготовка ячеек состояла из нескольких этапов. Во-первых, рабочие и сопрягаемые поверхности катодов подвергались полировке с оптическим качеством и максимально выравнивались ступеньки при стыковке частей составного катода. Это обеспечивало гладкость распределения поля и минимизировало образование искр и других нерегулярностей при горении разряда. Во-вторых, все керамические детали после механической обработки отжигались и вакуумировались с нагревом для удаления остатков технологической смазки, внедрённой в поверхность в процессе обработки. Это ускоряло процесс последующей дегазации и конденционирования после сборки и установки кюветы. В-третьих, сборка осуществлялась с применением трехкомпонентного эпоксидного клея на основе полиамидных смол К-400, который кратковременно может выдерживать температуру до 400 °С. это позволило в дальнейшем тренировку образцов проводить при повышенной относительно рабочей температуре без риска разрушения клея и появления течей. Склейка осуществлялась таким образом, чтобы ни в каком месте клей не попал под действие ЭП и как можно меньше взаимодействовал с плазмой, поскольку органические и полимерные вещества могут активно с ней реагировать, внося неконтролируемую примесь в газовую смесь. В-четвёртых, после сборки, установки на стенд и подключения к газовакуумной системе проводилась длительная и тщательная дегазация рабочих поверхностей, в том числе с внешним подогревом до температур заведомо больших, чем расчётные рабочие температуры. Этот процесс заключался в вакуумировании до предела, определяемого диффузионным насосом (10^{-5} Торр) при повышенной температу-

ре ячейки. При этом выявлялись возможные течи и дефекты склейки, а также удалялись загрязнения, оставшиеся после сборки и контакта с атмосферным воздухом. После этого в систему подавался гелий марки М4, дополнительно очищенный регенерируемой ловушкой с активированным углем, охлаждаемой жидким азотом. Газ подавался в медленной прокачке из расчёта полной смены газа в ячейке за 15–60 минут. При этом включался постоянный разряд при токе в несколько мА для более глубокой очистки и начального кондиционирования поверхностей катодов и сетки. Прогресс этого процесса контролировался по стабилизации тока разряда и визуально по его цвету. Затем по достижении стабильных параметров постоянного разряда, он заменялся на режим генерации ЭП при постепенном повышении напряжения до рабочего. При этом происходила окончательная дегазация и электрокондиционирование катодов и сетки. На этом этапе прокачка постепенно уменьшалась до полного ее прекращения при параллельном непрерывном мониторинге характеристик разряда. Окончанием процесса подготовки считалось отсутствие изменений характеристик разряда в течении, как минимум, рабочего дня. Далее, ввиду неидеальности газовакуумной системы и использования полимерного клея в конструкции, при работе с ячейками перед началом измерений каждый раз в сокращённой форме повторялся процесс вакуумирования с нагревом и тренировки разрядом в течении одного—двух часов. Такой процесс подготовки обеспечивал высокую воспроизводимость результатов, поскольку гарантировал отсутствие неконтролируемых примесей по крайней мере на таком уровне, чтобы они не оказывали заметного влияния на характеристики разряда.

2.1.2 Техника измерений

Так же как, и подготовка самих ячеек, важным моментом в обеспечении достоверности измерений являлись датчики и система регистрации. Для всех измерений использовался общий подход, однако переход к субнаносекундным длительностям переходных процессов потребовал модернизации использовавшихся датчиков измерения тока и напряжения, а также измерительных трактов с точки зрения расширения эффективной полосы пропускания. Этот процесс шёл

параллельно с укорочением фронтов генерируемых импульсов. В целом, датчики изготавливались согласно рекомендациям приведённым в [135; 136]. В итоге с помощью самокомпенсированных низкоиндуктивных резистивных делителей напряжения удалось получить повторяемый фронт импульса на уровне 200 пс по уровням 0,1—0,9. Резистивные токовые шунты обеспечили повторяемость по крайней мере до 300 пс. Параметры датчиков контролировались подачей калиброванных импульсов с наблюдением посредством широкополосных осциллографов с полосой до 8 ГГц. Измерительные тракты выполнялись минимальной длины с использованием специализированных СВЧ-разъемов и кабелей с запасом по полосе пропускания. Более подробно использованная измерительная техника будет описана для каждого конкретного эксперимента.

Дополнительный контроль согласования датчиков проводился путём подбора характеристик и конструкции датчика таким образом, чтобы не возникало искажений при укорочении переходных процессов при плавном увеличении напряжения и давления рабочего газа. Параллельно велась оценка согласований датчиков напряжения и тока по закону Ома. Кроме того, при обработке результатов экспериментов и построении моделей развития разряда эти данные проверялись на согласование с теоретическими предпосылками и выводами.

Таким образом, можно считать показания датчиков достаточно достоверными.

2.2 Генерация встречных электронных пучков в открытом разряде

2.2.1 Экспериментальные данные

Как отмечалось выше, ЭП, генерируемый в ОР, использовался в основном для возбуждения различных активных сред с целью получения лазерной генерации [120; 124; 125], источников освещения [127], в пикселях плазменных панелей [126] и т.д. Для передачи с его помощью мощности в нагрузку после публикации патента [17] ОР не применялся в силу ряда причин. Тем не менее успехи в изучении ОР [18; 137—139] позволяют предполагать, что с его помощью

можно сформировать ЭП с достаточными интенсивностью и скоростью нарастания тока пучка, чтобы на его основе можно было рассчитывать на реализацию устройства, способного не только перейти в высокопроводящее состояние за доли нс, но и поддерживать эмиссию на уровне, необходимом для вложения накопленной энергии в нагрузку с эффективностью, близкой к эффективности генерации ЭП.

Для исследования потенциала ОР в этом смысле был проведён эксперимент с ячейкой, имеющей коаксиальную геометрию электродов. Целью эксперимента было достижение мультикилоамперных токов ЭП в широкоапертурном ОР при наносекундной длительности генерации самого пучка.

В экспериментах, изложенных далее, применялся коаксиальный тип кюветы, то есть катод и анодная сетка имели цилиндрическую форму и были расположены коаксиально (Рисунок 2.1). Такое расположение электродов или, для краткости, геометрия применялась ранее, например, при накачке лазеров [121], и наиболее близка к классическому планарному ОР, поскольку межэлектродное расстояние много меньше внутреннего диаметра системы электродов $h \ll D_{in}$. Поэтому характеристики разряда в такой геометрии при низком напряжении близки характеристикам классического ОР, и механизмы развития тока ЭП, таким образом, могут быть получены из классического ОР путём уточнения некоторых коэффициентов и добавления особенностей, характерных непосредственно для процесса коммутации мощности в нагрузку и наличия встречно распространяющихся ЭП.

Конструкция ячейки показана на Рисунке 2.1. Она состоит из катода 1, анодной сетки 2, изолятора 3, дрейфового пространства 4. Сетка имеет электрический малоиндуктивный вывод 5. Все ячейки так же имели штуцеры подключения к газовакуумной системе 6. Кювета для удобства визуального наблюдения за горением разряда имела прикреплённые с торцов кварцевые окна 7. Изоляторы 3 выполнялись таким образом, чтобы обеспечить увеличенную протяжённость поверхности изолятора с целью предотвратить развитие пробоя по ней.

Катод представлял собой втулку длиной $L_c = 12$ см из реакционно спечённого карбида кремния (SiSiC) с удельным сопротивлением $\rho \approx 1$ Ом/см и внутренним диаметром $D_{in} = 50$ мм. Повышенное ρ материала катода стабилизирует разряд, увеличивает равномерность его горения по площади катода, уменьшает

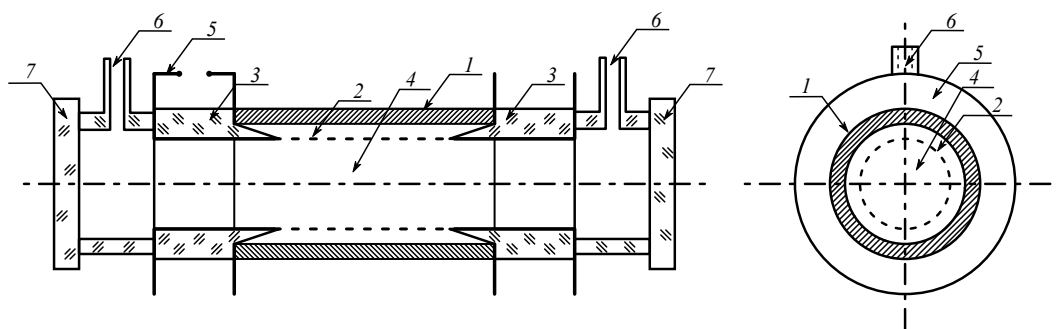


Рисунок 2.1 — Конструкция ячейки с коаксиальной геометрией

образование искр и катодных пятен, которые наблюдались в предыдущих экспериментах с катодами, например, из меди. Анодная сетка была изготовлена из молибденовой проволоки диаметром 80 мкм и имела коэффициент геометрической прозрачности $\mu = 0,85$. Шаг сетки составлял δ 1 мм. Она располагалась коаксиально внутри катода, при этом ее диаметр составлял $D_g = 44$ мм, а длина $L_g = 12$ см. Таким образом ускорительный зазор имел длину $h = 3$ мм, а рабочая площадь катода составляла $S_A = 235$ см².

В качестве изоляторов применено стекло. Для уменьшения вероятности развития разряда по поверхности изолятора, ему придана специальная форма, как показано на Рисунке 2.1. Из того же материала выполнены торцевые окна, что позволило вести визуальное наблюдение за разрядом во время экспериментов. Катоды выполнены из промышленно выпускаемых деталей длиной 50 мм, поэтому их торцы были отполированы с оптическим качеством и склеены между собой и торцевыми поверхностями изоляторов. В качестве конструкционного клея применялся трёхкомпонентный эпоксидный клей К-400. Этот клей, как удалось установить экспериментально, обеспечивает достаточную долговременную вакуумную плотность даже при повышении температуры ячейки до $T = 80\text{--}100$ °С. Сетка изготовлена из молибденовой проволоки на каркасе из нержавеющей стали методом точечной сварки. Торцы сетки приваривались к кольцам, изготовленным из нержавеющей стали толщиной 50 мкм. К одному из этих колец приваривался фланец вывода сетки.

После сборки вся конструкция стеклянными трубками, вклеенными в изолятор, подключалась к газовакуумной системе, состоящей из форвакуумного и диффузионного насосов, а также регенерируемой криогенной азотной ловушки с активированным углем, предназначенной для финальной очистки рабочих газов, подаваемых в ячейку. Система клапанов и кранов в газовакуумном poste позволяла не только заполнять газом и откачивать ячейку, но и устанавливать

медленную ($\sim 0,1 - 0,2$ Торр·л/мин) прокачку рабочего газа или смеси газов через работающую ячейку.

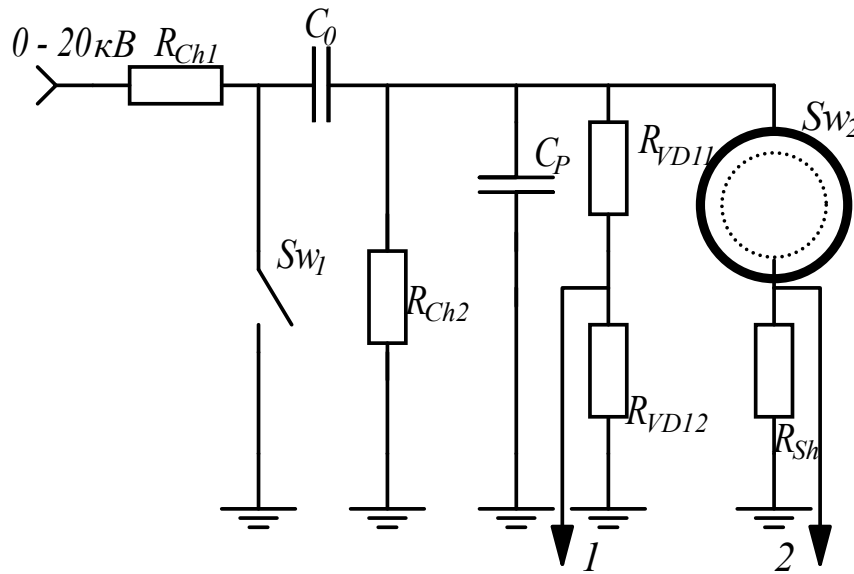


Рисунок 2.2 — Схема эксперимента по генерации мощного ЭП

На Рисунке 2.2 показана принципиальная схема включения экспериментальной ячейки генератора ЭП на основе ОР. Работает схема следующим образом: накопительная ёмкость C_0 через зарядные сопротивления $R_{Ch1,2}$ заряжается до рабочего напряжения U_a за характерное время в несколько мс, после чего с помощью тиратрона с холодным катодом ТПИЗ-10к/25 Sw_1 перезаряжает обострительную ёмкость C_p , которая в свою очередь разряжается экспериментальной ячейкой Sw_2 , обеспечивая формирование в ней ЭП. Параметры импульсов регистрировались резистивными делителем напряжения $R_{VD11,2}$ и токовым шунтом R_{Sh} , выполненными из резисторов типа ТВО. В предварительных экспериментах использовались керамические конденсаторы типа КВИ-3 общей ёмкостью $C_0 = 30$ нФ и $C_p = 26,4$ нФ, однако в дальнейшем в целях снижения индуктивности они были заменены на искусственные формирующие линии из медной фольги с лавсановым изолятором ёмкостью $C_0 = 80$ нФ и $C_p = 78$ нФ соответственно. ЧСИ в данном эксперименте была в диапазоне $f = 10-100$ Гц.

Эксперименты в гелии показали, что при наложении на разрядный промежуток импульсного напряжения $U_a > 2$ кВ формируется электронный пучок. В этом случае за анодом, как и в плоской геометрии ОР [115; 138], появляется свечение (Рисунок 2.3 а). При $U_a > 3$ кВ свечение заполняет весь объём (Рисунок 2.3 б) и при $U_a > 4$ кВ вследствие уменьшения рассеяния электронов пучка мощность излучения максимальна из центра трубки (Рисунок 2.3 в), как

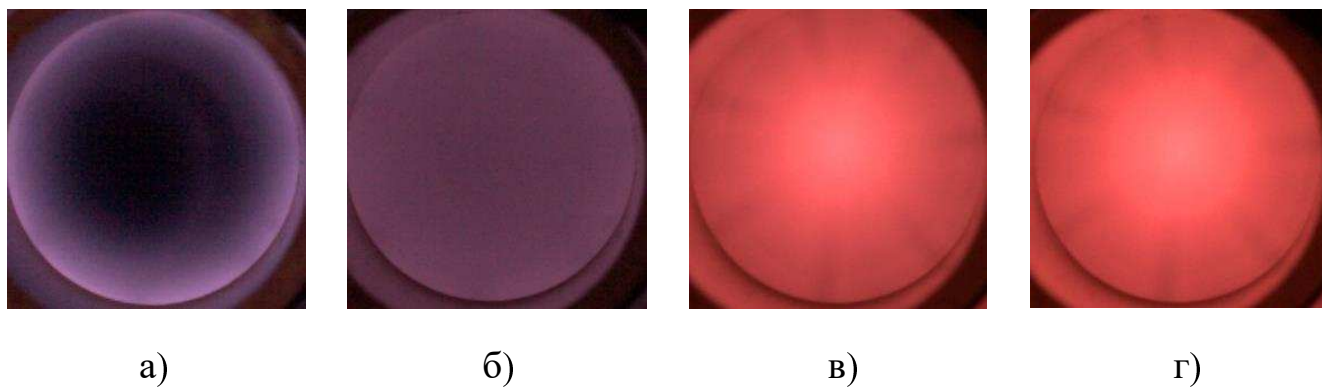


Рисунок 2.3 — Свечение анодной полости генератора ЭП

и в экспериментах при накачке лазеров на парах металлов [12]. При давлении гелия $p_{He} \approx 6 - 8$ Торр и $U_a = 6$ кВ реализуется ток $I_{Sh} \approx 8$ кА с длительностью на полувысоте $\tau_{hw} \approx 50$ нс. С повышением напряжения $U_a > 6$ кВ из-за значительного рассогласования нагрузки и источника питания, обусловленного индуктивностью электрических цепей и составляющих их элементов, наблюдается значительный обратный выброс тока, превышающий 50 % от величины основного тока. В момент переплюсовки тока происходит искрообразование на аноде, ведущее к его эрозии. Для уменьшения индуктивности в дальнейшем в качестве накопителя энергии и обострительной ёмкости применены плоские формирующие линии с низким волновым сопротивлением ρ и майларом (лавсаном) в качестве изолятора. Формирующая линия для C_p с $\rho \approx 0,15$ Ом наматывалась непосредственно на кювету. В этом случае формирующая линия разряжается на нагрузку, как ёмкость. В диапазоне до $U_a > 12$ кВ и тока $I_{Sh} \sim 20$ кА согласование источника питания и нагрузки оставалось удовлетворительным, поэтому все последующие исследования проведены именно для этого случая.

На Рисунке 2.4 представлены осциллограммы импульсов напряжения U и тока I_{Sh} в гелии и его смеси с азотом. При $U_a > 5$ кВ ($I_{Sh} > 4$ кА) и $p_{He} \approx 5$ Торр развиваются быстрые колебания тока, которые зарождаются на заднем фронте импульса разряда и в дальнейшем с увеличением U_a перемещаются на передний фронт, причём их амплитуда может превышать величину основного тока и даже быть иной полярности. Возникновение колебаний носит пороговый характер по току и напряжению. Это выражается в резком нарастании их амплитуды при $U, (I_{Sh}) > U_{th}, (I_{th})$ (U_{th}, I_{th} — пороговые напряжения и ток, соответственно). Например, при $p_{He} \approx 10,2$ Торр $U_{th} \approx 4,8$ кВ ($I_{th} \approx 7$ кА). Увеличение давле-

ния гелия и добавление N_2 и H_2O повышает порог по U_{th} и I_{th} возникновения колебаний, однако при $U_a > 10$ кВ их не удаётся подавить полностью.

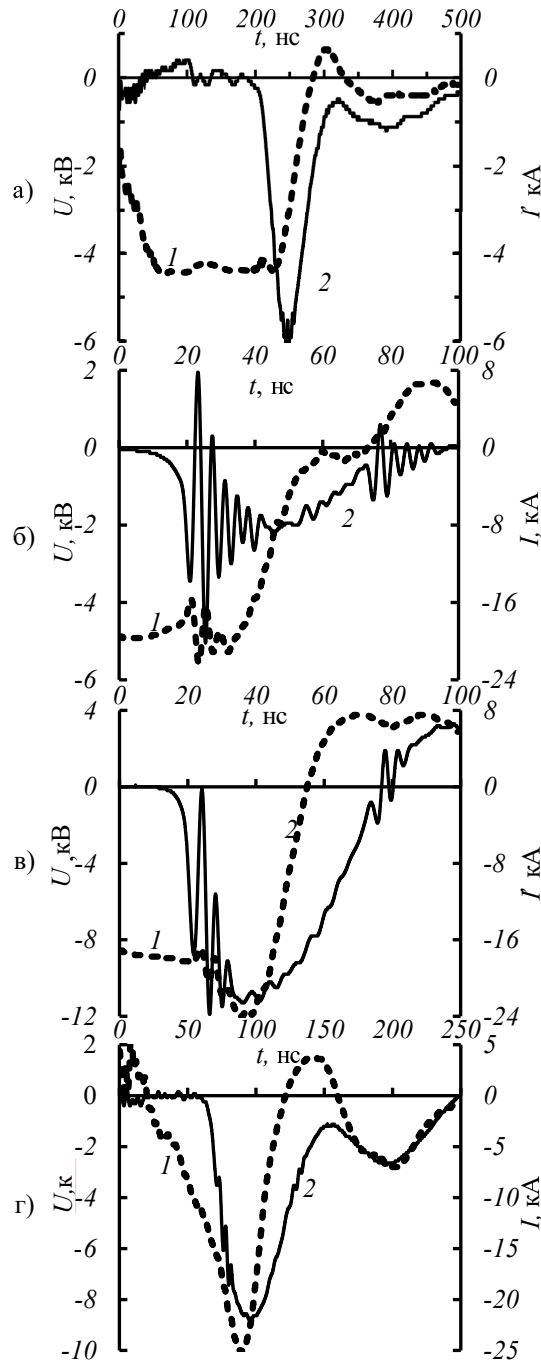


Рисунок 2.4 — Осциллограммы импульсов напряжения 1 и тока 2 при различных условиях: а, б: $p_{He} = 10,2$ Торр; в: $p_{He} = 19$ Торр; г: $p_{He+N_2} = 13 + 1$ Торр

Визуальное наблюдение и фотографии при высоком U_a демонстрируют однородное горения разряда по всей площади катода и малую степень рассеяния ЭП, распространяющегося от выбранной точки анода к центру и к противоположной точке анода. Хорошо видна тень (область с меньшей интенсив-

ностью свечения), образующейся за проволокой, являющейся элементом сетки (Рисунок 2.3 в, г). Малая степень рассеяния ЭП позволяет сконцентрировать его на оси в определённой области давлений и напряжения в пятно диаметром $\sim 1,5$ мм. Когда возникают колебания, диаметр пятна и интенсивность его свечения резко увеличивается, достигая величины ~ 2 см при максимальных токах (Рисунок 2.3 г). В этом случае на ЧСИ $f < 20$ Гц при визуальном наблюдении хорошо различима неравномерность свечения центральной области, как в пространстве, так и от импульса к импульсу. При $f > 20$ Гц эта неравномерность выражается в дрожании центральной области, как по диаметру пятна, так и во времени.

В работе получены амплитуда тока ЭП до $I_{Sh} = 26$ кА при напряжении $U_a \approx 12$ кВ и длительности импульсов тока на полувысоте $\tau_{hw} \approx 40$ нс. Дальнейшее увеличение U_a было ограничено электрической прочностью разрядного промежутка, выражающееся в возникновении искрообразования на катоде и аноде. Как правило, искрообразование начинается в период переполюсовки тока. Достигнутая импульсная мощность ЭП при длительной работе (часы) составила $P_{pulse} \approx 250$ МВт (энергия ЭП $W_{eb} = \mu\eta \int (U(t)I_{Sh}(t)dt \approx 5$ Дж). Типичные осциллограммы в гелии ($p_{He} = 19$ Торр, $U_a \approx 10$ кВ, $I_{Sh} \approx 22$ кА) и смеси $He - N_2$ ($p_{He} = 19$ Торр, $p_{N_2} = 1$ Торр, $U_a \approx 10$ кВ, $I_{Sh} \approx 23$ кА) приведены на Рисунке 2.4 в, г. При максимально достигнутом токе $I_{Sh} \approx 26$ кА, плотность тока катода составляла $j \approx 135$ А/см², что сравнимо с j , полученной в [138] ($j \approx 130$ А/см²). Это свидетельствует о масштабируемости по площади параметров ЭП, генерируемого в ОР. Ограничение тока величиной $I_{Sh} \approx 26$ кА обусловлено в основном индуктивностью рабочей кюветы, вследствие чего при переполюсовке тока возникали дуговые (или искровые) пятна, заполняющие весь разрядный промежуток.

В качестве универсальных характеристик генератора пучка удобно использовать его вольтамперные характеристики (ВАХ). В данной работе речь идёт исключительно об импульсных устройствах, поэтому классические ВАХ строить довольно проблематично. Значительно проще и нагляднее использовать амплитудные значения напряжения и тока пучка, и хотя они зависят в том числе от комплексных реактивных характеристик разрядного контура, в рамках одной ячейки эта составляющая даст систематическую погрешность, а ее вклад будет линейным и независящим ни от давления, ни от сорта рабочего

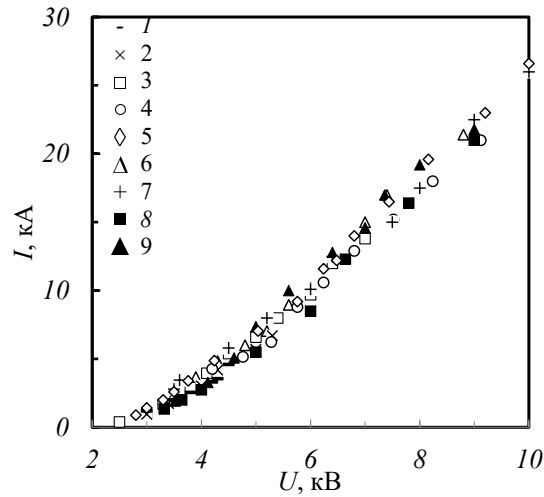


Рисунок 2.5 — Импульсные ВАХ коаксиального генератора ЭП на основе ОР:

$$He(1\sim 7); He + N_2(8,9). p_{He} = \\ 9(1); 11(2); 13(3); 14(4); 15.5(5); 17(6); 19(7); 13(8, 9), \text{ Торр}, p_{N_2} = 0,26(8), 1(9) \\ \text{Торр}.$$

газа. Для простоты далее используется термин «импульсные ВАХ» для обозначения именно таких характеристик разряда. Импульсные ВАХ ОР при различных давлениях гелия представлены на Рисунке 2.5. При $p_{He} = 9 - 20$ Торр во всём диапазоне напряжений импульсные ВАХ имеют монотонно возрастающий характер, при этом экспериментальные значения тока разряда для различных давлений, в том числе и в смесях с N_2 и H_2O близки. Приблизённо плотность тока подчиняется зависимости

$$j = AU^x. \quad (2.1)$$

Величины A и x в Таблице 1 приведены для двух случаев: когда U — амплитудное напряжение, j — плотность тока в его максимуме; когда U, j взяты в момент максимума тока. Разница в коэффициентах в 2.1 вызвана тем, что в момент пика тока действующее напряжение меньше амплитудного из-за частичного разряда C_p к этому моменту.

2.2.2 Анализ экспериментальных данных

Длина катодного падения потенциала (КПП) в ОР, определённая в работах [121; 140] составляет $d_{cfr} < 0,05$ мм. Это обеспечивает практически бесстолк-

Таблица 1 — Параметры A и x в уравнении

U — амплитудное напряжение, j — плотность тока в его максимуме		
U , кВ	A	x
2,8 — 4	$2,51 \cdot 10^{-14}$	4,12
4 — 6	$2,63 \cdot 10^{-9}$	2,66
6 — 10	$3,52 \cdot 10^{-6}$	1,9
U, j взяты в момент максимума тока		
2,6 — 6	$2,1 \cdot 10^{-12}$	3,7

новительное ускорение электронов, эмиттированных с катода и их монокинетичность при пересечении анодной сетки и входе в ДП. При этом, учитывая что на основе данных [121; 141] по тормозной способности среды в ячейке для условий на Рисунке 2.5 ($w = 10$ кэВ, $p_{He} = 15$ Торр) свободный пробег электрона составит $R_m = 119$ мкг/см², то есть при пересчёте на линейный пробег электрона в газе получится $R_l = 28$ см [121]. Это расстояние значительно больше $D_{in} = 5$ см, следовательно, электрон пересечёт ДП, войдёт в УЗ с противоположной стороны, в КПП он затормозится и ускорится в обратном направлении. Таким образом, он совершит 5 полных осцилляций внутри ячейки до полной остановки. Учитывая прозрачность сетки $\mu = 0,85$, значительная часть энергии электрона за счёт этих осцилляций оказывается вложенной в рабочий газ. Вместе с тем при росте мощности ЭП в коаксиальной геометрии электродов, удобной для накачки газовых лазеров, обнаружился ряд особенностей ОР, не наблюдавшихся ранее.

В ранних работах по ОР [117; 125; 142; 143] ток резко возрастал с увеличением как напряжения, так и давления рабочего газа. Поэтому в [144] на основе сравнения ВАХ квазистационарного ОР он был отнесён к разновидности объёмного аномального тлеющего разряда (АР), для которого ВАХ подчиняется такому же закону, как в Формуле 2.1. В более поздних работах для ОР в широком диапазоне условий, в том числе по геометрии рабочих ячеек, продемонстрировали самую разнообразную зависимость $I(U)$, от падающей в определённом диапазоне 300–1000 В [145] до возрастающей по закону $I \propto U^{21}$ [146]. Такое

разнообразии $I(U)$ обусловлено разной эффективностью фотоподсветки и её зависимостью от сорта частиц, возбуждающих рабочий газ (электроны в обычном ОР и тяжёлые частицы в ОР с катодной полостью [126]).

Как следует из Таблицы 1, коэффициенты Формулы 2.1 существенно зависят от действующего напряжения. Особое внимание следует уделить изменению показателя степени x . Таким образом, ОР, во-первых, можно выделить из АР, как особый тип объёмного разряда, а во-вторых, такое поведение j при увеличении напряжения позволяет надеяться на ещё большее ускорение роста плотности тока при оптимизации цепей питания и разрядного контура, что будет особенно важно при переходе от генерации ЭП к коммутации мощности на основе ОР.

Как следует из Рисунка 2.5, в определённых пределах j не зависит ни от давления основного рабочего газа, ни от наличия молекулярной примеси. Ранее подобная картина была получена для сильноточного широкоапертурного разряда в полой катодной трубке [147]. Как и в полой катодной трубке, два механизма могут обеспечить независимость $j(p)$: преобладание фотоэмиссии и осцилляция быстрых электронов внутри рабочей камеры до их полного торможения. Благодаря этому производится одинаковое количество резонансных ВУФ фотонов, ответственных за фотоэмиссию, в независимости от тормозной способности рабочей среды, чем и обеспечивается независимость ВАХ от давления рабочего газа. Введение примесей также мало влияет на эту зависимость до тех пор, пока время тушения ими резонансного состояния гелия меньше его радиационного (с учётом реабсорбции) времени жизни. Вместе с тем в условиях настоящей работы наблюдается отличие от результатов [147]. Это обусловлено наличием сетки, которая поглощает часть энергии ЭП, и блокировкой тока ионов из ДП в УЗ.

2.2.3 Анализ распространения мощных электронных пучков и развитие колебаний в коаксиальной геометрии

Хорошо известно, что для распространения мощных ЭП в нейтральном газе требуется его магнитная и зарядовая нейтрализация [148]. При радиальной инжекции, используемой в данной работе, магнитное поле ЭП нейтрализуется

автоматически благодаря однородности по площади катода горения разряда и взаимной компенсации магнитных полей потоков электронов с противоположных направлений инжекции. Кроме того, при радиальной инжекции блокируется возникновение индукционных токов [125]. Компенсация объёмного заряда в ОР при плотности тока ЭП $j \sim 50 \text{ А/см}^2$ проблем не представляет [120] вследствие высокой проводимости плазмы, создаваемой низковольтными (несколько кэВ) ЭП. Например, для условий Рисунок 2.4 в, ЭП с энергией $w = 10 \text{ кэВ}$, $p_{He} = 19 \text{ Торр}$, согласно данным [121; 141] потери энергии быстрым электроном с $w > 10 \text{ кэВ}$ составляют $dw/dx \sim 1,87 \cdot 10^4 \ln(w)/w \text{ МэВ} \cdot \text{см}^2/\text{г}$ или $dw/dx \sim 4,4 \cdot 10^3 \ln(w)/w \text{ эВ/см} \cdot \text{Торр}$. В указанных условиях $dw/dx = 77 \text{ эВ/см} \cdot \text{Торр}$. Несколько выше $dw/dx = 94 \text{ эВ/см} \cdot \text{Торр}$ по данным [149; 150]. Энергия, затраченная на образование одного электрона в гелии при его ионизации быстрыми электронами, составляет $\varepsilon \sim 50 \text{ эВ}$ [120]. Следовательно, каждый электрон с энергией $w = 10 \text{ кэВ}$, войдя в ДП, произведёт в начале своего пути $n_s \sim 1,54$ вторичных электронов на 1 см пути.

Особенность ОР состоит в том, что ток в нём развивается по экспоненциальному закону [121], следовательно, при таком законе роста тока количество вторичных электронов, нарабатываемых в ДП к моменту времени t_0 , равно

$$n_e = \eta \mu n_s \frac{j_d}{e} \int_{-\infty}^{t_0} \exp(t/\tau) dt, \quad (2.2)$$

где η — эффективность генерации ЭП, равная $\eta = j_b/j_d \sim 0,9$ [140], j_d — плотность тока разряда в момент времени $t = t_0$; μ — геометрическая прозрачность сетки-анода; e — заряд электрона; τ — время нарастания плотности тока в «е» раз. Из Формулы 2.2 следует, что при $t_0 = 0$ и, принимая во внимание, что $\eta \mu n_s j_d = j_b$, (j_b — плотность тока за анодом в момент времени $t_0 = 0$) получим:

$$n_e = n_s j_b \tau / e. \quad (2.3)$$

Плотность пространственного заряда ЭП при выходе из сетки-анода на входе в ДП равна

$$n_b = j_b / e v_e, \quad (2.4)$$

где v_e — скорость электронов. Из Формул 2.3, 2.4 следует, что

$$n_e/n_b = n_s \tau \nu_e. \quad (2.5)$$

При $\tau = 2,3$ нс (Рисунок 2.4 в) и $U_a = 10$ кВ ($\nu_e = 5,93 \cdot 10^9$ см/с) $n_e/n_b = 21$. Так как нейтрализация заряда ЭП происходит при наработке вторичных электронов с количеством примерно равным плотности электронов в ЭП, то получаем время нейтрализации пространственного заряда:

$$\tau_n = \tau n_b/n_e. \quad (2.6)$$

Подставляя Формулу 2.5 в Формулу 2.6, получаем

$$\tau_n = \frac{1}{n_s \cdot \nu_e}. \quad (2.7)$$

Для случая на Рисунке 2.4 (в) время нейтрализации заряда $\tau_n = 0,11$ нс. Это время значительно меньше времени пролёта электрона через апертуру камеры $\tau_c = D_{in}/\nu_e = 0,84$ нс и постоянной времени развития разряда $\tau = 2,3$ нс. Следовательно, распространение пучка уже на фронте импульса происходит в условиях почти полной нейтрализации его пространственного заряда. Это заключение тем более справедливо для максимального тока, когда плотность объёмного заряда ЭП стабилизируется, а плотность вторичных электронов продолжает возрастать.

Вместе с тем, в коаксиальной геометрии ОР происходит экспоненциальное во времени и гиперболическое по направлению к оси нарастание плотности тока ОР:

$$j_r = j_b r_0/r, \quad (2.8)$$

где r — расстояние до оси кюветы. Формула 2.8 не переходит в бесконечность при $r = 0$ благодаря угловому рассеянию электронов и несовершенству кюветы. Поэтому Формула 2.8 справедливо только до $r = r_{min}$, где $2r_{min}$ — минимальный размер пятна фокусировки ЭП, которое согласно фотографическому изображению составляет $2r_{min} \approx 1,5$ мм.

Из вышесказанного следует, что плазма на фронте импульса тока должна подстраиваться под изменяющийся в пространстве и во времени пространственный заряд ЭП, т.е. на самом деле в ней всё время протекает компенсацион-

ный ток. Оценим его величину и требуемую для его протекания напряжённость электрического поля. При экспоненциальном во времени нарастании плотности тока ЭП и условии, что для компенсации его пространственного заряда требуется удалить эквивалентное количество плазменных электронов, выражение для плотности компенсационного тока аналогично Формуле 2.6

$$j_c = 2,37 \cdot 10^{-2} j_b. \quad (2.9)$$

С другой стороны,

$$j_c = en_e v_{dr}, \quad (2.10)$$

где v_{dr} — дрейфовая скорость электронов. Из Формул 2.3, 2.9, 2.10 следует, что $v_{dr} = 4,76 \cdot 10^{-2} / \tau$, и соответственно при $\tau = 2,3$ нс $v_{dr} = 2,07 \cdot 10^7$ см/с. Такая дрейфовая скорость реализуется при приведённой напряжённости электрического поля $E/N = 80$ Тд или $E = 530$ В/см, или $E/p = 14$ В/см·Торр (в приближении слабоионизованной плазмы).

Согласно [151] для гелия таунсендовский коэффициент размножения зарядов α равен

$$\alpha = 4,4 p_{He} \cdot \exp(-14(p/E)^{1/2}). \quad (2.11)$$

Для $p_{He} = 19$ Торр и $E/p = 14$ В/см·Торр это даёт $\alpha = 5,93$ см⁻¹. Постоянную времени развития разряда можно представить в виде $\tau_d = (\alpha \cdot v_{dr})^{-1}$ и она равна для рассматриваемых условий $\tau_d \approx 17,6$ нс $\gg \tau$. Вследствие этого разряд под действием поля компенсационного тока и генерация в нём заряженных частиц развиваются медленнее, чем под действием ЭП. Именно поэтому в плоской геометрии [138] и в прианодных областях ДП в настоящей работе вплоть до $j_d \sim 130$ А/см² возникновение разряда под действием ЭП не зарегистрировано.

В коаксиальной геометрии ОР по направлению к центру трубки при прочих равных условиях плотность ионов и электронов нарастает по двум механизмам: благодаря увеличению удельной мощности накачки согласно Формуле 2.8 и вследствие ступенчатых процессов ионизации, преобладающих при большой плотности n_e . Концентрация вторичных электронов в зависимости от расстояния до центра трубки и при условии полного торможения быстрых элект-

тронов при их осцилляциях поперек трубки может быть определена следующим образом:

$$n_e = \frac{j_b U \eta_i}{e \varepsilon_i r}, \quad (2.12)$$

где η_i — доля энергии ЭП, идущая на ионизацию, ε_i — энергия ионизации. При $U = 10$ кВ, $j_b = 50$ А/см² и $r = 1,5$ см $n_e \approx 3 \cdot 10^{15}$ см⁻³ в центральной области диаметром 1,5 мм. С учётом ступенчатых процессов в приближении мгновенной ионизации возбуждённых состояний величина n_e увеличивается вдвое до значения $n_e \sim 6 \cdot 10^{15}$ см⁻³, а степень ионизации плазмы достигает $\delta_i \sim 9,6 \cdot 10^{-3}$. Уже при $\delta_i \sim 1 \cdot 10^{-3}$ существенными становятся электрон-ион соударения [151], ведущие к увеличению удельного сопротивления плазмы и, соответственно, к повышению в неё энерговклада за счёт компенсационного тока, и к дальнейшему росту n_e . Процесс развивается лавинообразно и, в конце концов, приводит к зажиганию разряда вследствие уменьшения τ_d . Так как наибольшая концентрация n_e быстрее достигается в центральных областях кюветы, то в них же и возникает разряд, который по мере роста тока ЭП захватывает всё большую область. Визуально это выражается в резком возрастании светимости центральной области при достижении определённой величины тока.

Быстрое развитие разряда вызывает дополнительный ток на анод и увеличение скорости компенсации пространственного заряда ЭП. После нейтрализации заряда компенсационный ток исчезает. Однако продолжающийся рост тока ЭП вновь приводит к зажиганию разряда. Таким образом, происходит раскачка колебаний тока на коллектор, фиксируемая на осциллограммах на Рисунке 2.4 б, в. Добавка молекулярных газов повышает напряжение зажигания и горения разряда [151] и, следовательно, препятствует развитию колебаний. Однако при токах $I_{Sh} \sim 25$ кА их не удаётся подавить полностью (Рисунок 2.4 г).

На заднем фронте импульса тока происходит обратный процесс: уменьшение пространственного заряда ЭП вызывает приток зарядов в область, где происходит обеднение зарядом пучка. Так как степень ионизации в конце импульса значительно выше, чем в начале, энерговклад от компенсационного тока существенно больше, что приводит к более раннему зажиганию разряда. Именно поэтому колебания зарождаются на срезе импульса тока.

2.2.4 Выводы о возможности применения генератора встречных электронных пучков на основе открытого разряда для быстрой коммутации

В Разделе 2.2 описан эксперимент, в котором продемонстрирована возможность генерации мультимегаваттного ЭП относительно низкой энергии (~ 10 кэВ) в ОР с коаксиальной геометрией расположения электродов. Обнаружены независимость импульсных ВАХ от давления рабочего газа и существование неустойчивого динамического состояния электронного пучка из-за наличия избыточного некомпенсированного объёмного заряда, обусловленного экспоненциальным нарастанием тока во времени и гиперболическим по направлению к центру ячейки. Показано, что определяющими развитие разряда процессами являются фотоэмиссия под действием ВУФ-излучения, которое вызвано взаимодействием электронов пучка с рабочим газом, и многократная осцилляция электронов до их полного торможения внутри ячейки. Эти процессы не ограничивают дальнейшее увеличение скорости нарастания плотности тока ЭП, а также обеспечивают высокую плотность тока даже при относительно невысоком напряжении. Исходя из этого, можно предположить, что совокупность рассмотренных в данном разделе процессов позволит обеспечить эффективное вложение энергии не только в рабочий газ, но и во внешнюю полезную нагрузку. Под эффективностью здесь понимается отношение энергии, необходимой для зажигания и поддержания разряда к энергии, вкладываемой в нагрузку.

Дальнейшие исследования будут посвящены исследованию коммутации мощности устройствами на основе встречно расположенных структур, в которых реализуется ОР, генерирующий интенсивные ЭП.

2.3 Коммутация тока открытым разрядом с генерацией встречных электронных пучков в коаксиальной геометрии

В предыдущем разделе были выделены процессы, реализующиеся в коаксиальной геометрии ОР при наличии встречно расположенных УЗ. Эти процес-

сы позволяют значительно повысить скорость развития тока ЭП по сравнению с планарной геометрией ОР, но вместе с тем слабо изменяют другие свойства, характерные для ОР, такие как, например, задержка развития разряда. Высокая эффективность генерации пучка наблюдается практически во всем диапазоне исследованных рабочих напряжений и в течение всего импульса генерации. Это предполагает, что коммутация мощности, одним из основных требований к которой являются низкие потери на ключевом устройстве, то есть в данном случае низкое напряжение горения разряда при прохождении тока коммутации, также будет достаточно эффективной.

2.3.1 Экспериментальные установки для исследования коммутационных характеристик открытого разряда с генерацией встречных электронных пучков

Первый эксперимент по коммутации проводился с использованием экспериментальной ячейки, аналогичной той, что была описана в предыдущем разделе. Отличие заключалось в меньшей длине катода $L_c = 20$ мм, а также прозрачность сетки составила $\mu = 0,9$. Изменения были внесены в схему экспериментальной установки. В неё было добавлено сопротивление нагрузки в разрядный контур кюветы ОР. Таким образом предполагалось определить потенциал устройств на основе ОРВЭП для использования их в генераторах импульсов с субнаносекундным временем нарастания.

Схема включения экспериментальной ячейки показана на Рисунке 2.6. Накопительная ёмкость C_0 через первичный коммутатор — псевдоискровой тиратрон ТПИЗ-10к/25 [78], перезаряжается на рабочую ёмкость C_p ($C_0 = C_p = 680$ пФ) по цепи с диодом VD и индуктивностью L_{Ch} . Одновременно с ёмкостью C_p через регулируемую индуктивность L_s заряжается собственная (паразитная) ёмкость ячейки C_S , образованная коаксиально расположенными катодом и сеткой. Применение такой схемы позволяет практически полностью исключить протекание тока по нагрузке $R_L = 50—200$ Ом во время зарядки C_p первичным коммутатором. Сигналы с омических делителей R_{VD1} и R_{VD2} , а также с резистивного токового шунта R_{sh} регистрировались четы-

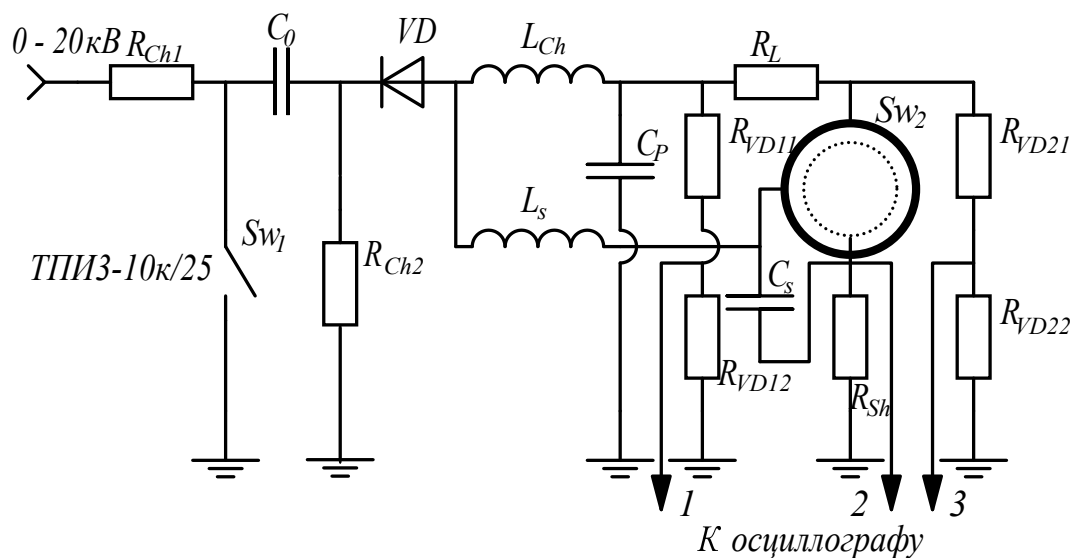


Рисунок 2.6 — Схема первого эксперимента по коммутации

рехканальным осциллографом TDS 2024B с полосой пропускания 200 МГц и частотой дискретизации 2 ГГц. Система математической обработки сигналов осциллографа позволяет автоматически отображать на экране разность сигналов с датчиков, которая показывает падение напряжения на нагрузке R_L . При этом можно ожидать, что форма этого сигнала будет совпадать с сигналом токового датчика, поскольку в цепи они включены последовательно. Максимальное рабочее напряжение, ограниченное тиратроном, составляло 20 кВ. При зарядке C_0 через сопротивление схема была работоспособна до $f \sim 1$ кГц. Это позволило использовать для регистрации сигналов R_{VD2} и R_{sh} двухканальный стробоскопический осциллограф С1-70 с полосой пропускания 3 ГГц.

Для измерения времени восстановления электрической прочности разрядного промежутка использовался метод сдвоенных импульсов: с помощью второго тиратрона по аналогичной схеме ёмкость C_p заряжалась с задержкой $\Delta T = 1\text{--}3500$ мкс относительно первого импульса. Для ускорения деионизации плазмы на катод подавался постоянный отрицательный потенциал U_{nbias} от регулируемого в пределах 0—180 В источника напряжения (на схеме не показан). Напряжение зажигания самостоятельного разряда в ячейке составляло 200 В. В качестве рабочих газов использовались гелий и его смесь с водородом.

Во втором эксперименте использовалась кювета меньшего диаметра. Аналогично предыдущему эксперименту были применены катоды из вакуумно плотного реакционно спечённого карбида кремния (SiSiC) с удельным сопротивлением $\rho = 1$ Ом/см, но меньшего диаметра: $D_{in} = 28$ мм. Фотография ячейки показана на Рисунке 2.7. Дополнительно для обеспечения лучшего контакта

внешняя поверхность катода была металлизирована тонким слоем молибдена путём вакуумного напыления. Коаксиально расположенная внутри катода анодная сетка диаметром $D_g = 22$ мм была изготовлена из молибденовой проволоки и имела геометрическую прозрачность $\mu = 0,95$. Таким образом, длина ускорительного зазора была $h = 3$ мм. Длина сетки составляла $L_g = 20$ мм, то есть активная площадь катода была равна $S_A = 17,5$ см².

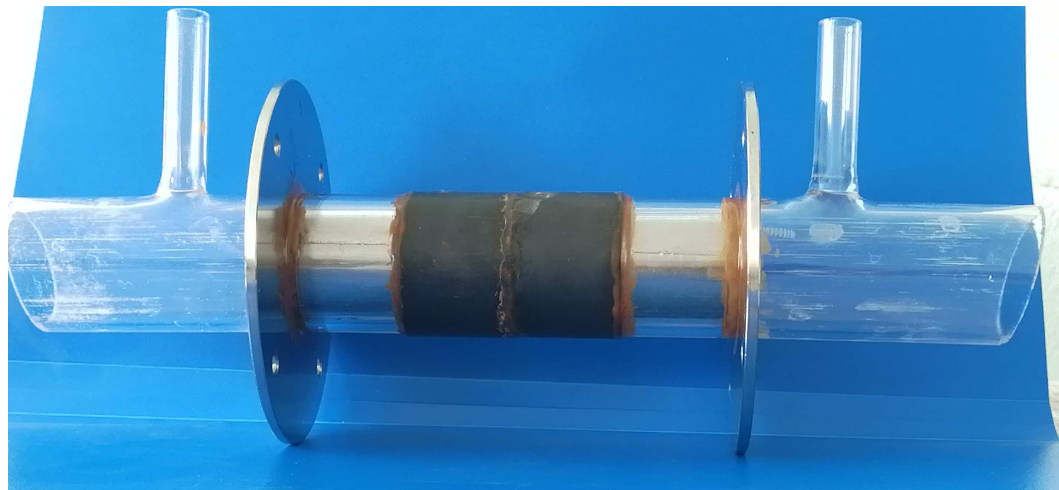


Рисунок 2.7 — Фотография коаксиальной ячейки

Электрическая схема включения ячейки была аналогична предыдущей работе, только рабочие ёмкости были уменьшены до $C_0 = 500$ пФ и $C_p = 470$ пФ, в то время как собственная конструктивная ёмкость разрядной структуры составляла $C_S = 58$ пФ. Регистрация также производилась с помощью малоиндуктивных резистивных делителей R_{VD1} и R_{VD2} на осциллографе LeCroy Wave Ace 354A с полосой пропускания 500 МГц. Регистрация тока в разрядной цепи осуществлялась с помощью малоиндуктивного резистивного датчика R_{Sh} . Для ускорения процесса деионизации плазмы в разрядной структуре после прохождения импульса тока к катоду прикладывалось постоянное напряжение в диапазоне $U_{nbias} = 0-200$ В с таким расчётом, чтобы оно было меньше напряжения зажигания самостоятельного разряда, которое в зависимости от условий активной среды варьировалось от 180 до 220 В.

Максимальная ЧСИ $f = 1,2$ кГц ограничивалась зарядным сопротивлением R_{Ch1} при напряжении на $C_p = 20$ кВ. Для измерения скорости восстановления электрической прочности разрядного промежутка был применён метод сдвоенного импульса, аналогично предыдущему эксперименту. Кроме того, ячейка с $D_{in} = 28$ мм исследовалась в цуге из 10 импульсов с ЧСИ внутри цуга до 40 кГц. При этом в качестве первичного коммутатора использовался

тиратрон ТГИ1—1000/25 с зарядом C_0 от транзисторно-трансформаторного генератора. Это позволило более точно определить поведение ячейки при высокой ЧСИ, чем методом сдвоенных импульсов, в частности показать, что, начиная со второго импульса в цуге, все последующие импульсы имеют идентичные характеристики.

При наиболее коротких временах коммутации разрешающей способности осциллографа LeCroy оказалось недостаточно, поэтому был также применён двухканальный стробоскопический осциллограф С1-70 с полосой пропускания 3 ГГц, который, как и LeCroy имел функцию аналогового сложения и вычитания сигналов с разных входов. Расчётная разрешающая способность данного осциллографа с учётом делителей и передающих проводов составляла 150 пс.

2.3.2 Результаты эксперимента

Один из основных параметров, делающих пригодными коммутаторы на основе ОРВЭП для решения поставленных в работе задач—это время перехода из непроводящего состояния в состояние высокой проводимости, или для краткости время коммутации τ_{sw} , а также неразрывно связанный с ним другой параметр—время задержки развития разряда τ_d , то есть время от начала приложения импульса питания до момента начала коммутации. Поскольку речь идёт исключительно об импульсном режиме работы, то началом τ_d примем уровень 0,1 от амплитуды U_a импульса питания. Окончанием τ_d удобно принять начало τ_{sw} , что позволит не обращать внимания на форму импульса питания. Длительность τ_{sw} определяется срезом импульса питания по уровням 0,1 (0,2)—0,8 (0,9). Набор базовых уровней обусловлен тем, что не во всех случаях представлялось возможным определять коммутацию по стандартным значениям ввиду особенностей работы схемы накачки, датчиков или же самой ячейки. Это будет оговорено отдельно для каждого конкретного эксперимента.

Для всех новых экспериментальных ячеек снимались импульсные ВАХ, как наиболее универсальный способ сравнения свойств ЭП, генерируемого этими ячейками. Характеристики ячейки с $D_{in} = 50$ мм подробно рассмотрены в

Разделе 2.2. Для ячейки $D_{in} = 28$ мм семейство импульсных ВАХ приведено на Рисунке 2.8.

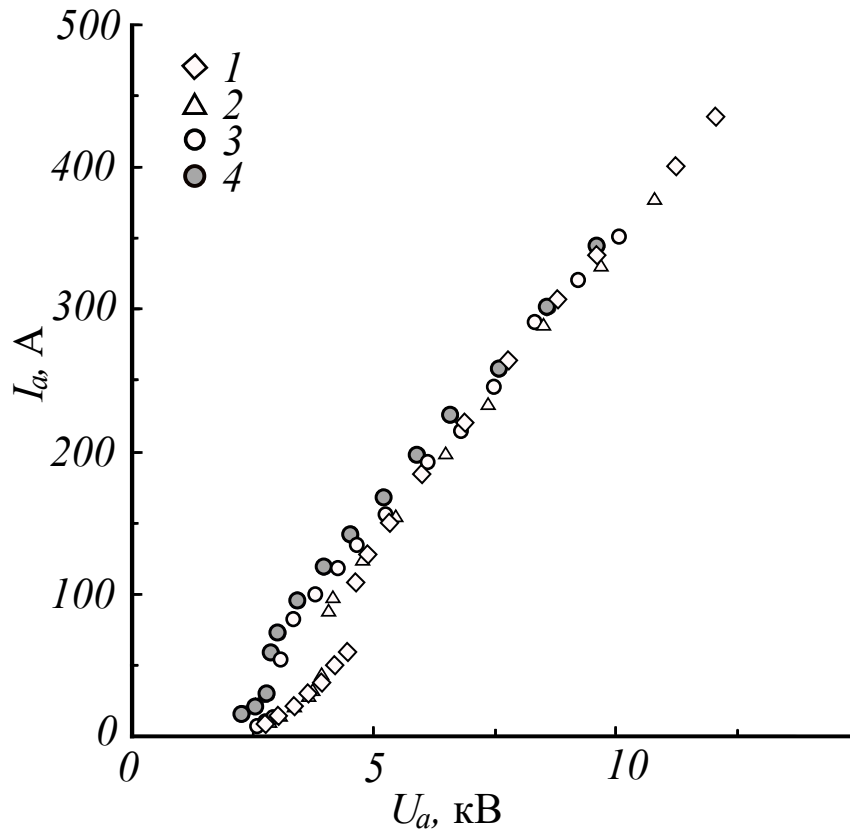


Рисунок 2.8 — Зависимость $I_a(U_a)$ для коммутатора с $D_{in} = 28$ мм при p_{He} : 10 (1), 7 (2), 4 (3) Торр и для смеси $p_{He} = 4$ Торр и $p_{H_2} = 0,2$ Торр.

В целом коммутация при помощи обеих ячеек мало отличалось между собой. На Рисунке 2.9 а - в показаны для примера характерные осциллограммы полученные с использованием экспериментальной схемы изображённой на Рисунке 2.6 с коаксиальной ячейкой с внутренним диаметром $D_{in} = 28$ мм. Осциллограммы на рисунке соответствуют сигналам полученным от делителей $R_{VD11,2} - U_0$, $R_{VD21,2} - U_S$, $R_{Sh} - I_{Sh}$; кривая U_L представляет разность сигналов $U_0 - U_S$ и соответствует напряжению на нагрузке $R_L = 50$ Ом. Эти осциллограммы получены при различном напряжении U_a на пиковый ёмкости C_p . Видно, как при увеличении напряжения меняется скорость коммутации τ_{Sw} и увеличивается её эффективность η :

$$\eta = (U_a - U_S)/U_a. \quad (2.13)$$

Рассмотрим осциллограммы подробнее. На Рисунке 2.9 (а) $U_a = 2,5$ кВ, что близко к минимальному напряжению, при котором зажигается ОР. В дан-

ном случае встречных электронных пучков ещё не формируются, поэтому коммутация происходит медленно, а остаточное напряжение на ключе, необходимое для поддержания горения ОР, достигает половины U_a . Тем не менее коммутация все же наблюдается. При дальнейшем увеличении U_a η постоянно увеличивается, поскольку из-за резко возрастающих импульсных ВАХ напряжение горения разряда практически не зависит от тока, ограниченного R_L . Благодаря этому же свойству при увеличении U_a резко сокращается τ_{sw} . Уже при $U_a = 8$ кВ разрешающей способности осциллографа *LeCroyWaveAce354A* с полосой пропускания 500 МГц недостаточно для регистрации τ_{sw} , поэтому на Рисунке 2.9 б и в видны пики на фронтах напряжений. Более точно η и τ_{sw} измерялись с помощью стробоскопического двухканального осциллографа *C1-70* с полосой пропускания 3 ГГц. Пики на сигнале токового шунта, кроме указанной причины, вызваны ещё и очевидно недостаточной полосой пропускания самого шунта. Однако хорошо видно, что после пика на фронте при $\tau_{sw} < 1,5$ нс форма сигнала и измеряемые значения $I_{sh} U_L$ вполне согласуются. В дальнейшем конструкция токового шунта модернизировалась для каждой конкретной ячейки, а показания датчика проверялись путём вычисления значения тока из показаний датчиков напряжения. Здесь кривая I_{sh} приведена для полноты картины.

Когда на C_p напряжение $U_a > 18$ кВ (рисунке 2.9 в), в первые 8–10 нс остаточное напряжение на ключе за вычетом падения напряжения на шунте составляет $U_S = 250 - 300$ В. Далее оно увеличивается примерно до $U_S \sim 1$ кВ. Таким образом, эффективность коммутации на начальном этапе может достигнуть $\eta = 0,98$, снижаясь в дальнейшем до $\eta \sim 0,93 - 0,95$, но не опускается ниже $\eta = 0,9$ по крайней мере пока $U > 0,5 U_a$.

Основные отличия между ячейками с $D_{in} = 28$ мм и $D_{in} = 50$ мм заключалось в τ_{sw} . В ячейке меньшего диаметра оно ожидаемо было меньше ввиду того, что уменьшились паразитные C_S и L_S , которые определяют τ_{sw} . Это происходит потому, что начальное формирование пучка при наличии нагрузки в цепи коммутации происходит из энергии, запасённой в C_S , которая благодаря свойствам ОР практически полностью переходит в энергию ЭП, что показывает высокая эффективность коммутации в первые несколько нс, рассмотренная выше. После расходования этой энергии через время, которое определяется параметрами уже всей цепи коммутации, включающей C_p и R_L , а также рас-

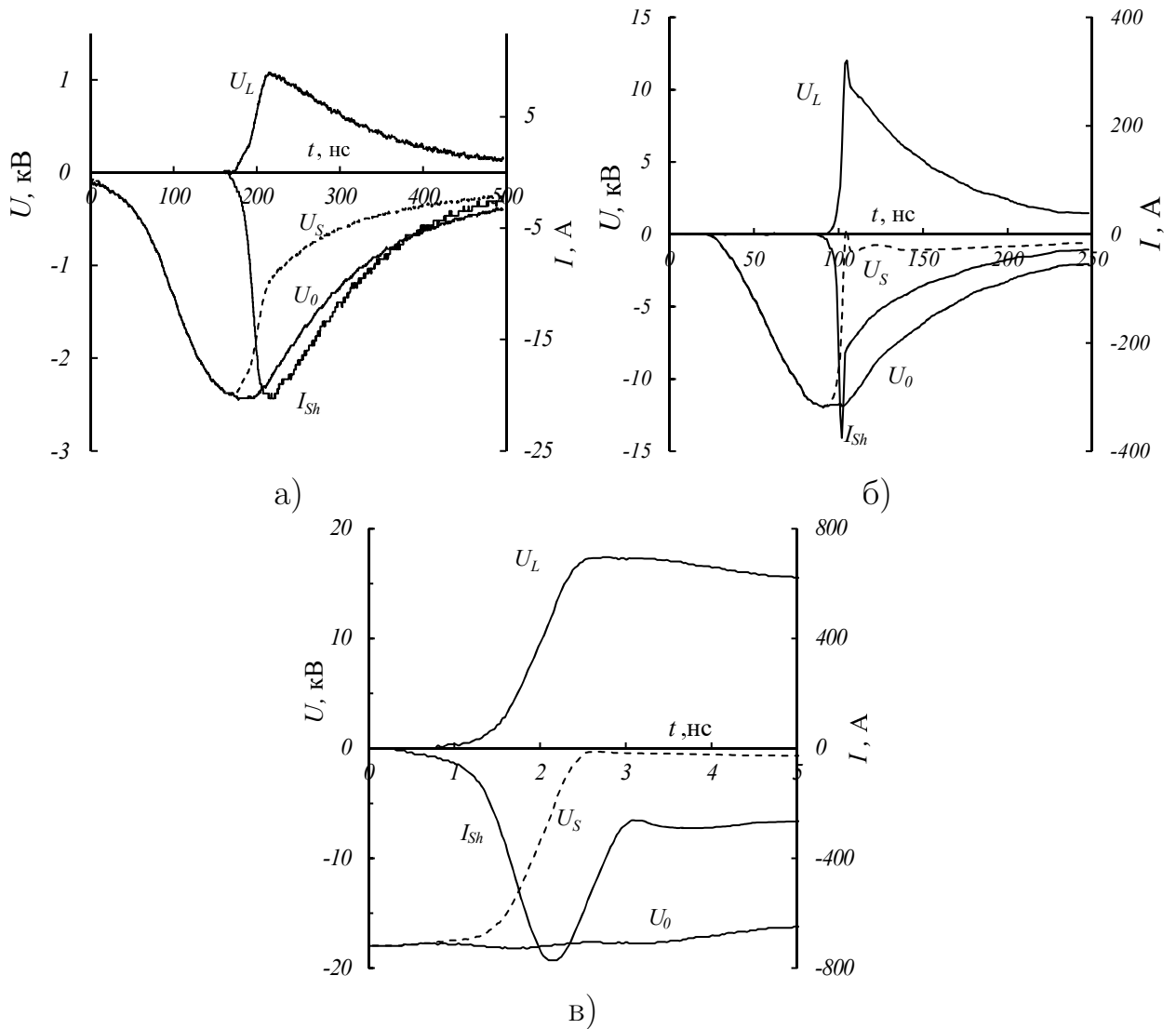


Рисунок 2.9 — Характерные осциллограммы напряжений U_0 , U_S , U_L и тока I_{Sh} при давлении гелия $p_{He} = 6$ Торр, $R_L = 50$ Ом и различных U_a для ячейки с $D_{in} = 28$ мм.

предельные по цепи индуктивность и ёмкость монтажа, поддержание горения разряда осуществляется от энергии, запасённой в C_p .

Коммутационные характеристики ячеек показаны на Рисунке 2.10. Можно увидеть, что при напряжении $U_0 > 12$ кВ в чистом гелии и $U_0 > 8$ кВ в смеси гелия и водорода в ячейке с $D_{in} = 28$ мм τ_{Sw} опускается ниже 1 нс. Увеличение давления примеси водорода ещё более сокращает τ_{Sw} . Минимальное достигнутое $\tau_{Sw} \approx 0,7$ нс для ячейки с $D_{in} = 28$ мм и $\tau_{Sw} \approx 0,9$ нс для ячейки с $D_{in} = 50$ мм.

Поскольку одной из основных целей работы над быстродействующими коммутаторам на основе ОРВЭП было усовершенствование существующих систем накачки газоразрядных лазеров на самоограниченных переходах атомов,

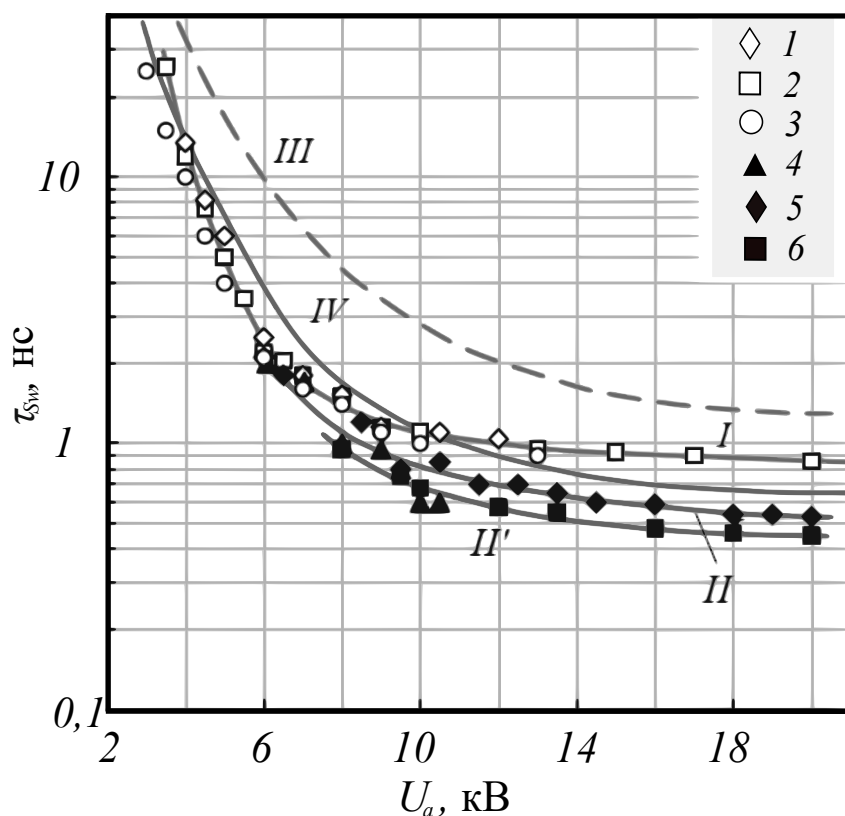


Рисунок 2.10 — Зависимость $\tau_{sw}(U_a)$ для коммутаторов с $D_{in} = 28$ мм (кривые I, II, II') и $D_{in} = 50$ мм (кривые III, IV) в чистом гелии (1–3) и смеси гелия с водородом (4–6): p_{He} : 7 (1), 9,7 (2), 14 (3), 8(III) Торр и для смеси $p_{He} + p_{H_2} = 9,5 + 0,85$ (4), $9,5 + 0,4$ (5), $4 + 0,4$ (6), $6 + 0,3$ (IV) Торр.

критически важной является способность исследуемых устройств работать при повышенных ЧСИ. Сама по себе конструкция разрядника с близко расположенными электродами предполагает достаточно быструю деионизацию плазмы в межимпульсный период. Введение добавки водорода кроме уменьшения τ_{sw} добавляет ещё один канал рекомбинации, что ускоряет восстановление электрической прочности между импульсами. И, наконец, приемлемым решением является приложение постоянного или импульсного напряжения смещения к УЗ, которое будет вытягивать ионы из него.

Для проверки этих предположений к схеме, показанной на Рисунке 2.6, был добавлен ещё один полностью аналогичный первичный коммутатор. Таким образом появилась возможность исследовать работу устройств на основе ОРВЭП при высоких ЧСИ методом сдвоенных импульсов. Сравнение второго импульса с импульсами при ЧСИ до $f = 1$ кГц показало, что они различаются незначительно и такой метод вполне пригоден для первичного анализа и прогно-

зирования поведения ячейки в режиме регулярных импульсов при повышенных ЧСИ. Основным преимуществом данного метода является низкая мощность, требуемая от источника питания и отсутствие нагрева ячейки, что позволяет исключить из рассмотрения фактор температуры самой ячейки и рабочего газа. Таким образом, исследовалась зависимость $\tau_d(\Delta T)$ методом сдвоенных им-

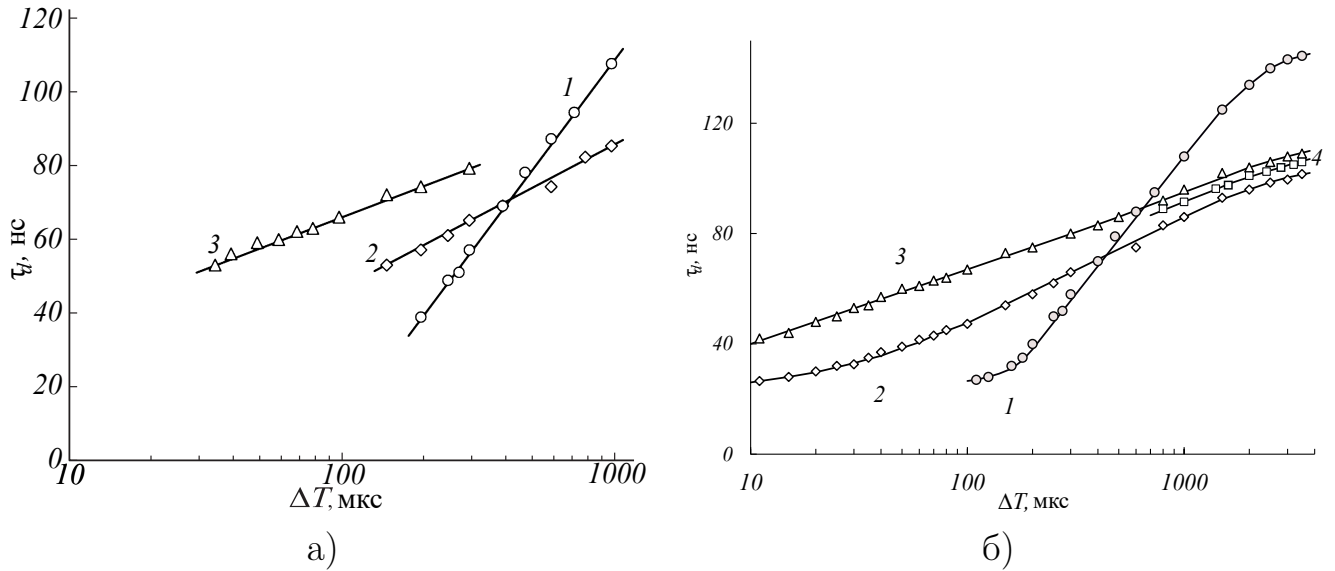


Рисунок 2.11 — Зависимости времени задержки развития пробоя τ_d от времени задержки второго импульса напряжения относительно первого ΔT : $p_{He} = 6$ Торр (1, 4), $p_{He+H_2} = 6 + 0,25$ Торр (2, 3); $U_{nbias} = 0$ (2), 180 В (3); режим регулярных импульсов (4)

пульсов в диапазоне частот от сотен герц до 100 кГц. На Рисунке 2.11 показаны характеристики для обеих ячеек. Видно, что они различаются достаточно слабо, поскольку параметры УЗ и конструктивные особенности анодных сеток и катодов у них идентичные, а отличие заключается только в диаметре, то есть длине ДП. На Рисунке 2.11 а показаны характеристики ячейки $D_{in} = 50$ мм, а на Рисунке 2.11 б—характеристики ячейки $D_{in} = 28$ мм. Из графиков видно, что в чистом гелии (кривая 1 на обоих графиках) задержка развития разряда τ_d при $\Delta T > 1$ мс лежит выше, чем для смеси гелия и водорода (кривая 2), однако затем довольно быстро сокращается. В то же время смесь газов позволяет достигать существенно более высоких ЧСИ. Этот эффект дополнительно усиливается, если применить напряжение смещения к катоду $U_{nbias} = -180$ В (кривая 3). Такая величина U_{nbias} выбрана исходя из того, что увеличение напряжения ведёт к увеличению τ_d , но, с другой стороны, при большем напряжении в данной конфигурации электродов зажигается тлеющий разряд. Кривая 4 на

графике б показывает поведение τ_d в режиме регулярных импульсов в чистом гелии. В целом, если принять приемлемой $\tau_d = 50$ нс, что является характерным временем при работе с большинством стандартных первичных ключей, таких как лампы или тиратроны, то можно предположить, что устройство на основе ОРВЭП будет работоспособен до ЧСИ $f > 30$ кГц. Если несколько ужесточить требования к первичному коммутатору, то вполне достижима будет $f = 100$ кГц при сохранении $\tau_{sw} < 1$ нс, то есть при степени компрессии $S \sim 50$.

Таким образом, первые эксперименты показали, что коммутационные устройства, построенные на основе ОРВЭП могут обеспечивать субнаносекундное время переключения в высоко проводящее состояние, сохраняя приемлемую задержку развития пробоя до высоких ЧСИ и высокую эффективность коммутации, что делает их перспективными с точки зрения применения в схемах возбуждения лазеров на самоограниченных переходах атомов.

2.3.3 Анализ экспериментальных данных

Обсудим теперь подробнее результаты этого эксперимента. За основу был взят ОР, который осуществляется в ускорительной структуре катод—прозрачный сетчатый анод [17; 115]. Благодаря прозрачности анода поддержание разряда происходит за счёт подсветки резонансным вакуумно-ультрафиолетовым излучением из дрейфового пространства, поэтому данный тип разряда иногда называют фотоэлектронным ОР. При этом в такой структуре процент перехвата этого излучения довольно низкий, особенно из дальних областей ДП. Чтобы устранить этот недостаток можно установить за ДП ещё одну идентичную разрядную структуру, а, чтобы ещё больше повысить эффективность перехвата излучения, можно исходную планарную структуру преобразовать в коаксиальную. В этом случае, как было показано в Разделе 2.2 тип разряда не меняется, но процессы могут ускоряться за счёт того, что электроны, пересекающие ДП, вновь ускоряются во встречном УЗ и вновь могут производить резонансные фотоны в ДП. То есть при том же уровне фотоэмиссии с катода увеличивается частота взаимодействия электронов с атомами рабочего газа, а значит возрастает и подсветка. Эти же процессы ускоряют и коммутацию в приведённых

выше экспериментах по сравнению с планарным классическим ОР. Это хорошо видно, например из осциллограмм 2.9 а и б. При низком напряжении, когда ЭП уже формируется, но ещё не может пересечь ДП за счёт потери энергии в нем, коммутация идёт довольно медленно, но при повышении напряжения электроны начинают достигать встречного для себя УЗ и снова генерировать ВУФ фотоны. Так по сравнению с ОР, в котором переход в высокопроводящее состояние за время $\tau_{sw} = 3 - 4$ нс достигается при напряжении $U_a = 70$ кВ [117], такой фронт в коаксиальной геометрии достигается уже при $U_a = 5$ кВ с $D_{in} = 28$ мм и при $U_a = 8$ кВ $D_{in} = 50$ мм (Рисунок 2.10).

Резюмируя, можно сказать, что при реализации встречных ЭП в коаксиальной геометрии ячейки ускорения формирования высокой проводимости, а значит и увеличение скорости коммутации достигается за счёт многократной осцилляции электронов между противоположными УЗ. Таким образом можно предварительно оценить это ускорение в сравнении с классическим планарным ОР: очевидно, что оно будет пропорционально изменению коэффициента перехвата ВУФ подсветки катодом, которая отвечает за эмиссию электронов и увеличению количества электронов, проходящих через сетку при каждой осцилляции относительно первично эмитированных, то есть в сравнении с планарной геометрией ОР с той же активной площадью. Пусть n_{e1} — количество первичных электронов, которые один раз пересекли зазор, а R_{sk} и R_{sn} — коэффициенты перехвата излучения в коаксиальной и планарной геометрии соответственно, можно записать:

$$n_e/n_{e1} = (1 + 2\mu^2 + 2\mu^4 + \dots + 2\mu^n)(R_{sk}/R_{sn}) \quad (2.14)$$

При прозрачности сетки $\mu = 0,9$ и $R_{sk}/R_{sn} \approx 3$ имеем $n_e/n_{e1} = 21$. То есть благодаря многократной осцилляции электронов между УЗ, количество электронов, которые вследствие взаимодействия с тяжёлыми частицами обеспечивают подсветку катода резонансным ВУФ излучением, может возрасти в 21 раз, что приведёт к пропорциональному росту скорости развития ЭП [121] по сравнению классическим планарным ОР при заданном напряжении.

Приведённое соотношение является предельным, поскольку при пролёте от одного УЗ до другого электрон постоянно теряет энергию в столкновениях с тяжёлыми частицами, передавая им часть своей энергии. Поэтому проникая во встречный УЗ он останавливается под действием ускоряющего поля и вылетает

обратно уже с меньшей начальной энергией, и так пока он в конце концов не рекомбинирует в плазме или не поглотится анодной сеткой. На приведённых на Рисунке 2.8 импульсных ВАХ видны несколько характерных участков. Нижний участок соответствует классическому ОР, когда ЭП теряет всю энергию в ДП при первом пролёте, далее следует скачок тока, когда у ЭП достаточно энергии для хотя бы одной осцилляции. Этот скачок имеет зависимость от давления, поскольку энергия ЭП теряется во взаимодействии с частицами рабочего газа, а значит, чем ниже давление газа, тем ниже потери пучка при взаимодействии с ним. Далее идёт монотонный рост тока, слабо зависящий от давления и состава газа.

Кроме того, из проведённых экспериментов можно оценить среднюю мощность, которую может коммутировать такой тип прибора, что является важным критерием его применимости для возбуждения импульсных газовых лазеров, особенно в саморазогревном режиме. Очевидно, что коммутируемую мощность при заданной энергии импульса ограничит, как достижимая ЧСИ вследствие скорости восстановления электрической прочности УЗ (Рисунок 2.11), так и мощность потерь в самом коммутаторе. Самым нагруженным его элементом является анодная сетка, поскольку она достаточно тонкая, а каналы ее охлаждения состоят в основном из излучения и теплопередачи через рабочий газ на катод. Поскольку сетка выполнена из молибденовой проволоки предположим, что предельная температура ее эксплуатации составит ~ 2000 °К, тогда отвод тепла по этим каналам составит для ячейки $D_{in} = 28$ мм ≈ 100 и ≈ 400 Вт соответственно. То есть суммарная мощность теплоотвода составит $P_{\Sigma} = 500$ Вт. Учитывая соотношение 2.13 можно записать для средней коммутируемой мощности P_{av} , что

$$P_{av} = \frac{C_p P_{\Sigma}}{C_S + (1 - \eta) C_p} \quad (2.15)$$

Выражение для максимальной ЧСИ f_{max} в этом случае примет вид:

$$f_{max} = \frac{2P_{\Sigma}}{U_0^2 (C_S + (1 - \eta) C_p)} \quad (2.16)$$

При $U_0 = 20$ кВ для ячейки $D_{in} = 28$ мм $P_{av} = 2,3$ кВт, а $f_{max} = 23$ кГц. Сохраняется возможность увеличить длину сетки и всей активной области, что приведёт к значительному увеличению указанных значений. Ограничивать бу-

дет только возрастающие паразитные конструктивные параметры ячейки, которые будут увеличивать τ_{Sw} .

Таким образом, проведённые эксперименты показывают практическую реализуемость коммутационного прибора на основе ОРВЭП, его высокие характеристики по скорости и эффективности коммутации мощности при субнаносекундных характерных временах, а также применимость данного типа разряда для накачки лазеров на самоограниченных переходах атомов. Кроме того, стали понятны пути модернизации конструкции ячеек, которые предполагают уменьшение длины ДП, сокращение конструктивных ёмкости C_S и индуктивности L_S ячеек.

2.4 Выводы к главе 2

1. В главе приведены основные требования к подготовке экспериментов, которые позволяют обеспечить достоверность и повторяемость результатов независимо от характеристик всех остальных элементов установки: типа первичного коммутатора, состава и наличия цепи согласования и компрессии и прочего. Рассмотрены конструктивные особенности датчиков напряжения и тока, а также методика их поверки. Совокупность выполнения всех этих условий обеспечивает достоверность полученных здесь и далее экспериментальных результатов.

2. В главе приведены результаты эксперимента, в котором впервые выделена роль встречных ЭП в общем процессе горения ОР. Впервые показано, что наличие встречных ЭП не меняет в целом тип разряда, но вместе с тем запускает механизм осцилляции электронов внутри кюветы между частями УЗ, чем усиливает фотоподсветку, а значит позволяет повысить скорость нарастания тока, что в свою очередь делает возможным переход от генерации ЭП к использованию ОР для коммутации мощности в нагрузку с характерными субнаносекундными временами. В целом получены рекордные характеристики ЭП, генерируемого в ОР: $I_{Sh} \approx 26$ кА при $U_a \approx 12$ кВ и мощности, вкладываемой в рабочий газ $P_{pulse} \approx 250$ МВт.

3. Возможность построения коммутационного прибора на основе ОРВЭП была продемонстрирована на примере конструктивно аналогичной кюветы, использованной в качестве коммутатора. Эксперимент показал высокую эффективность прибора, а также перспективу достижения ЧСИ на уровне $f > 30$ кГц, а при некотором ужесточении требований к первичному генератору, до $f > 100$ кГц.

4. На примере второй ячейки, отличающейся только диаметром, а значит и индуктивностью, показан путь дальнейшей модернизации геометрии разрядных структур для достижения более высоких параметров коммутации. Таким образом, впервые продемонстрирована возможность эффективной ($\eta > 90$ %) высоковольтной ($U_0 \sim 20$ кВ) сильноточной ($I_L \sim 400$ А) субнаносекундной ($\tau_{sw} \sim 0,5$ нс) коммутации при степени компрессии $S > 50$ устройствами на основе ОРВЭП.

Глава 3. Исследование коммутационных характеристик устройств на основе открытого разряда с генерацией встречных электронных пучков в планарной геометрии

Эксперименты, представленные в Главе 2 показали, что коммутация с помощью устройств на основе ОРВЭП может обеспечить на полезной нагрузке субнаносекундные времена нарастания напряжения и тока. Там же было показано, что уменьшение паразитных характеристик ячейки и контура за счёт оптимизации их конструкций может дополнительно сократить эти времена и увеличить скорость нарастания тока при прочих равных условиях. Наиболее просто улучшения этих характеристик можно достигнуть при переходе от коаксиальной геометрии разрядной структуры к планарной со встречным расположением УЗ. При этом было отмечено, что уменьшение длины ДП также положительно влияет на скорость процессов при коммутации. Однако в коаксиальной геометрии уменьшение длины ДП автоматически ведёт к сокращению эффективной площади поверхности катода и требует для ее сохранения увеличения его длины, что увеличивает индуктивность конструкции. В планарной геометрии это затруднение отсутствует. Неочевидно, что при уменьшении длины ДП до нуля не изменится тип разряда. Поэтому в данной главе будет рассматриваться планарная геометрия разрядной структуры на основе ОРВЭП. Вначале будет рассмотрена структура с ДП для обеспечения плавности перехода от коаксиальной геометрии к планарной. Далее будет рассмотрена планарная геометрия без ДП с общей анодной сеткой. Для этой структуры будет исследовано влияние на развитие разряда и процесс коммутации каждого элемента ее конструкции в отдельности: материала катода (металл, полупроводящий материал, диэлектрическая керамика), прозрачность сетки, свойства рабочего газа или их смеси. Кроме того, будут исследованы достижимые характеристики по рабочему напряжению, давлению газа, частоте следования импульсов и скорости процессов такие, как скорость нарастания тока и время переключения.

На основе экспериментальных данных, изложенных в данной главе, строится оценочная качественная модель быстрой коммутации в устройствах на основе ОРВЭП, согласующаяся с экспериментом. Эти результаты были взяты для математического моделирования процесса коммутации в ОРВЭП. Основные ре-

зультаты этого моделирования изложены в работах [152—155], а некоторые из них будут приведены здесь для иллюстрации анализа экспериментальных результатов.

Основные результаты изложены в работах [129; 133; 134; 156—169].

3.1 Особенности реализации открытого разряда с генерацией встречных электронных пучков в планарной геометрии

3.1.1 Исследование ячейки с планарной геометрией и дрейфовым пространством

Конструкция ячейки на основе ОРВЭП в планарной геометрии с ДП показана на Рисунке 3.1. Она содержит ДП, то есть по сути отличается от коаксиальной только уменьшенной длиной ДП и отсутствием фокусировки пучка на оси. С другой стороны, как было показано выше, уменьшение длины ДП положительно влияет на уменьшение τ_{sw} , однако в коаксиальной геометрии это ведёт к пропорциональному уменьшению активной площади катода, то есть к уменьшению коммутируемого тока. В работе [140] было показано, что при повышении напряжения основную роль в развитии ОР начинают играть процессы в самом УЗ вследствие возбуждения резонансных состояний быстрыми тяжёлыми частицами. Это значит, что длина ДП может быть уменьшена до нуля. Следовательно, целью этого эксперимента было сравнение характеристик ОРВЭП в планарной геометрии с ДП с ОРВЭП в коаксиальной геометрии.

Ячейка состоит из тех же узлов, что и коаксиальная: катода 1, анодной сетки 2, изолятора 3, дрейфового пространства 4. Сетка 2 имеет электрический малоиндуктивный вывод 5, объединяющий обе сетки. Штуцеры подключения к газовакуумной системе 6. Изоляторы 3 выполнялись таким образом, чтобы обеспечить увеличенную длину поверхности с целью предотвратить развитие пробоя по ней.

Была исследована ячейка, состоящая из двух одинаковых ускорительных зазоров с длиной $h = 3$ мм, расположенных симметрично напротив друг друга

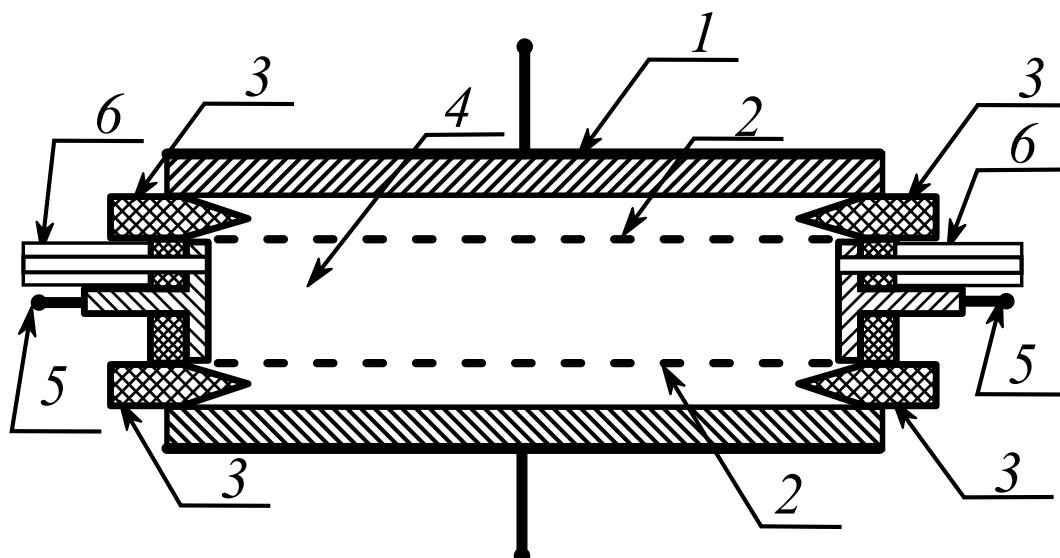


Рисунок 3.1 — Конструкция ячейки с планарной геометрией и ДП

и разделённых ДП длиной $H = 14$ мм (Рисунок 3.2). Использовались круглые плоские катоды из титана с диаметром рабочей части $D_c = 40$ мм. Рабочая поверхность полировалась с оптическим качеством до величины местных ошибок $\Delta N = 0,5$. Собственная ёмкость устройства составляла $C_S = 2 \cdot 50$ пФ. Сетки с $\mu = 0,925$ и шагом $\delta = 1,5$ мм соединены гальванически и через малоиндуктивные токовводы и омический шунт R_{Sh} заземлены на обкладку плоского конденсатора с майларовым изолятором. Катоды соединены с двумя шинами, которые вместе с земляной шиной образуют симметричную рабочую (пиковую) ёмкость $C_p = 850$ пФ. Нагрузкой являлись наборы сопротивлений ТВО с номиналом $R_L = 25 - 100$ Ом. Изоляторы были изготовлены из стекла, а кожух ДП из керамики внешнего корпуса тиратрона ТГИ1-1000/25. Как и в предыдущих случаях монтаж ячейки производился с использованием клея К-400, а также полностью повторялась программа первичной дегазации и тренировки рабочих поверхностей ячейки.

На Рисунке 3.3 представлены импульсные ВАХ в режиме генерации ЭП (кривые 1, 2) и зависимости длительности импульса тока $\tau_I(U_a)$ (кривые 4, 5) при рабочей ёмкости $C_p = 0,85$ нФ и давлениях гелия $p_{He} = 20$ и 5 Торр соответственно (токовый шунт $R_{Sh} = 0,64$ Ом). На этом же рисунке показана коммутационная характеристика ячейки $\tau_{Sw}(U_a)$ (кривая 3) в гелии при $p_{He} \approx 14$ Торр и омической нагрузке $R_L = 25$ Ом.

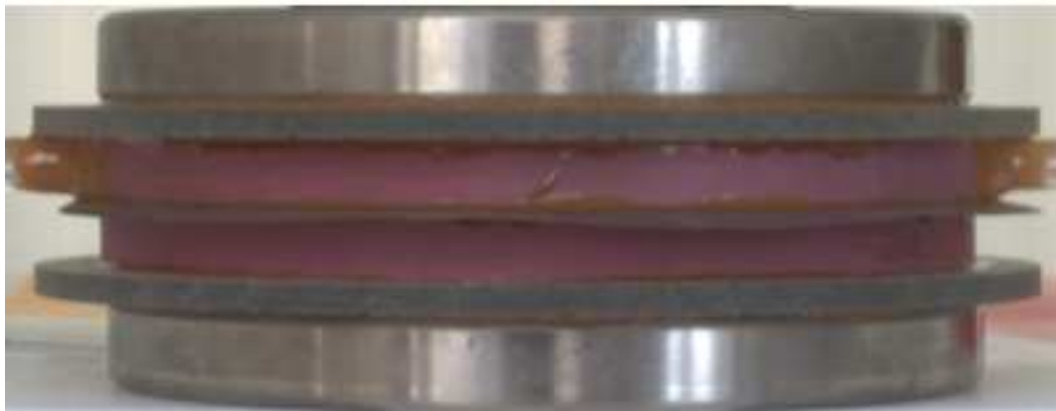


Рисунок 3.2 — Фотография экспериментальной ячейки с ДП

В целом видно, что на импульсных ВАХ присутствуют участки, которые не зависят от давления, и участки с меньшей круизной, где зависимость от давления довольно существенная.

3.1.2 Сравнение планарной геометрии с дрейфовым пространством и без него

Эксперимент, описанный в предыдущем Параграфе, показал, что в данной структуре реализуется ОРВЭП. Однако ДП и две анодные сетки на пути осциллирующего ЭП являются существенным каналом потерь. Следовательно, убрать этот канал можно, например, сократив до нуля длину ДП. В этом случае отпадает необходимость во второй сетке. Кроме того, существенно упрощается конструкция ячейки. Она представлена на Рисунке 3.4. Таким образом, далее будет приведено экспериментальное сравнение двух ячеек в планарной геометрии с ДП и без него.

Данный коммутатор состоит из двух идентичных УЗ, состоящих из двух параллельных катодов 1 и расположенной на одинаковом расстоянии от них общей сетки-анода 2. Длина каждого УЗ $h = 3$ мм. Сетка имеет геометрическую прозрачностью $\mu = 0,98$ и характерный размер ячейки $\delta = 1,5$ мм. Катоды имеют полированную прямоугольную рабочую поверхность размером 168×30 мм и выполнены из реакционно спечённого карбида кремния SiSiC с удельным сопротивлением $\rho = 0,5$ Ом·см. Расчётная индуктивность коммутатора при боковом введении напряжения составляла $L_S = 0,23$ нГн. Собственная ёмкость ячейки

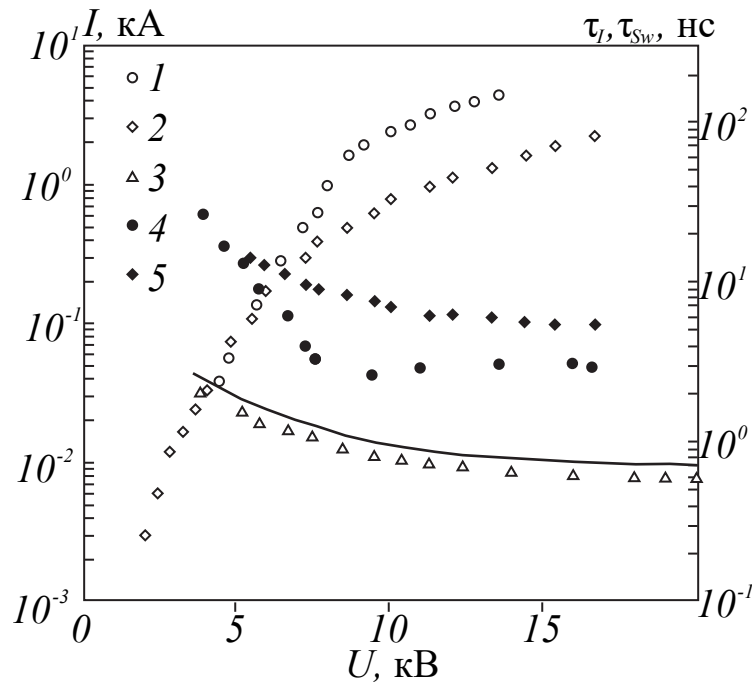


Рисунок 3.3 — Импульсные ВАХ (1, 2) и зависимости длительности импульса тока (4,5) в режиме генерации электронного пучка, а также коммутационная характеристика (3) при $\tau = 20(1,4), 5(2,5)$ и $14 \text{ Топ} (3)$

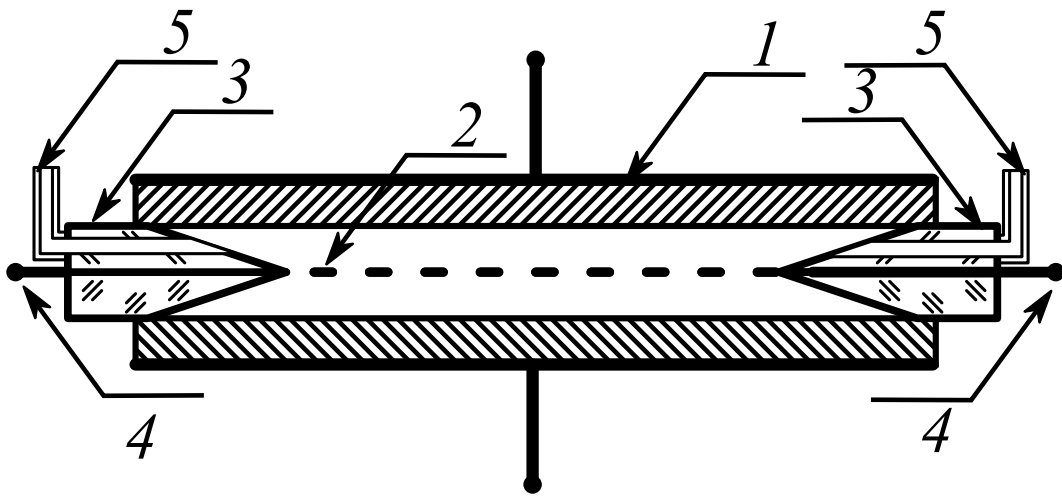


Рисунок 3.4 — Конструкция ячейки с планарной геометрией без ДП

составила $C_S = 2 \cdot 90 \text{ пФ}$. Изоляторы 3 выполнены из стекла, разделены низкоиндуктивным выводом сетки 4. К газовакуумной системе ячейка подключалась через стеклянные штуцеры 5.

Вторая ячейка выполнена аналогично ячейке на Рисунке 3.1. Использованы полированные титановые катоды с диаметром рабочей части $D_C = 50 \text{ мм}$, а разрядные промежутки разделены ДП длиной $H = 8 \text{ мм}$. Длина ускорительных зазоров также составляла $h = 3 \text{ мм}$. Обе сетки с $\mu = 0,98$ соединены гальва-

нически и заземлялись через токовый шунт. Расчётная индуктивность ячейки равна $L_S = 0,35$ нГн. Собственная ёмкость ячейки составила $C_S = 2 \cdot 50$ пФ.

В качестве обострительных ёмкостей использовались малоиндуктивные конденсаторы с майларовым изолятором ёмкостью $C_p = 8$ нФ и индуктивностью $L_p = 44$ пГн для коммутатора с SiSiC-катодами и $C_p = 0,8$ нФ и индуктивностью менее $L_p < 15$ пГн для коммутатора с Ti-катодами. В остальном схема экспериментальной установки и устройство датчиков были те же, что и в предыдущих экспериментах.

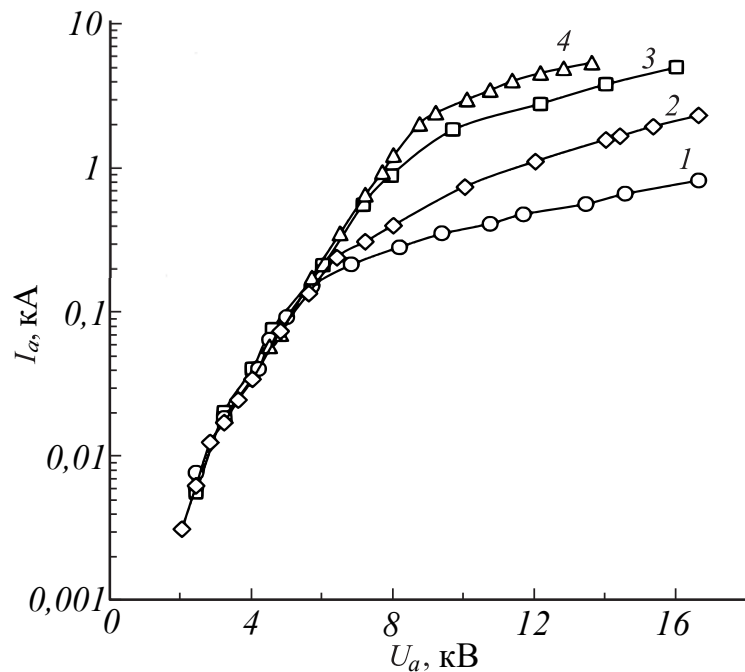


Рисунок 3.5 — Зависимость $I_a(U_a)$ для планарного коммутатора с ДП при p_{He} : 3,5 (1), 5 (2), 10 (3), 20 (4) Тор

Для начала, как и в предыдущих экспериментах исследовались импульсные ВАХ ячейки. В качестве примера на Рисунке 3.5 показаны зависимости $I_a(U_a)$ при различном давлении рабочего газа гелия. Видно, что кривые содержат два характерных участка: на первом $I_a \propto U_a^5$, но практически не зависит от p_{He} , а на втором участке рост тока становится медленнее $I_a \propto U_a^3$ и наблюдается значительная дифференциация по p_{He} . В режиме генерации ЭП максимальная достигнутая плотность тока в ячейке превысила $j > 150$ А/см².

Коммутационные характеристики устройства исследовались при установке в цепи разряда со стороны катодов омической нагрузки, симметрично разделённой между каждым катодом. На Рисунке 3.6 в качестве примера приведены зависимости времени подъёма напряжения на нагрузке U_L (по уровню 0,1—0,9)

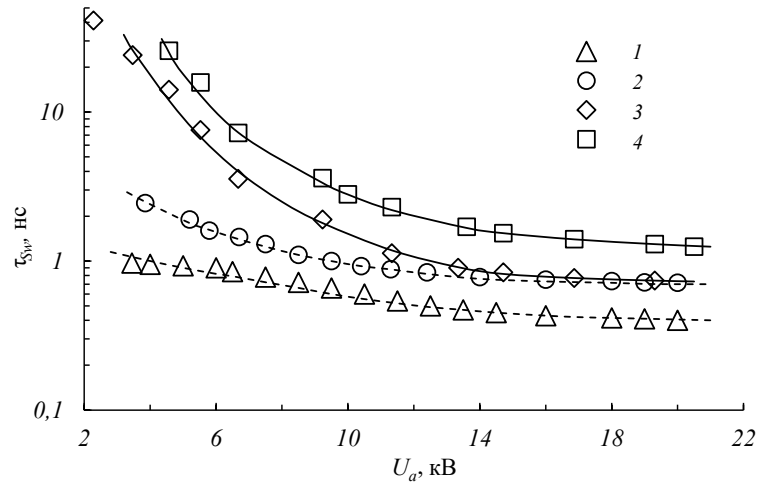


Рисунок 3.6 — $\tau_{sw}(U_a)$: планарная без ДП (1); планарная с ДП (2); коаксиальная конструкция (3,4) ($p_{He} = 6(1,2), 8(4), p_{He+H_2} = 6 + 0,3$ Торр).

— время коммутации τ_{sw} от величины U_a (кривые 1, 2). Для сравнения кривыми 3, 4 приведены коммутационные характеристики коаксиального коммутатора с $D_{in} = 50$ мм. Минимальное регистрируемое τ_{sw} достигнуто в устройстве без ДП и составляет $\tau_{sw} = 400$ пс при нагрузке $R_L = 2$ Ом. Максимальная усреднённая по времени коммутации скорость роста тока при $U_a = 20$ кВ на нагрузке $R_L = 0,5$ Ом составила $dI/dt = 3,7 \cdot 10^{13}$ А/с, а величина коммутируемого тока $I = 28$ кА при $\tau_{sw} = 0,5$ нс и импульсной мощности $P_{pulse} = 500$ МВт (Рисунок 3.7). Осциллограмма напряжения, снятая с катодов обоих устройств, характеризуется быстрым спадом до остаточной величины $U_S = 100$ В за время, практически равное τ_{sw} . В течение 5–10 нс U_S остаётся на этом уровне, а затем возрастает за 2–3 нс до уровня ≈ 1 кВ. Эффективность коммутации, определяемая по соотношению 2.13, составляет $\eta = 0,99$ в первые 5–10 нс и затем постепенно уменьшается. Однако вплоть до величины $U_L \approx 0,5U_a$ она превышает 0,9.

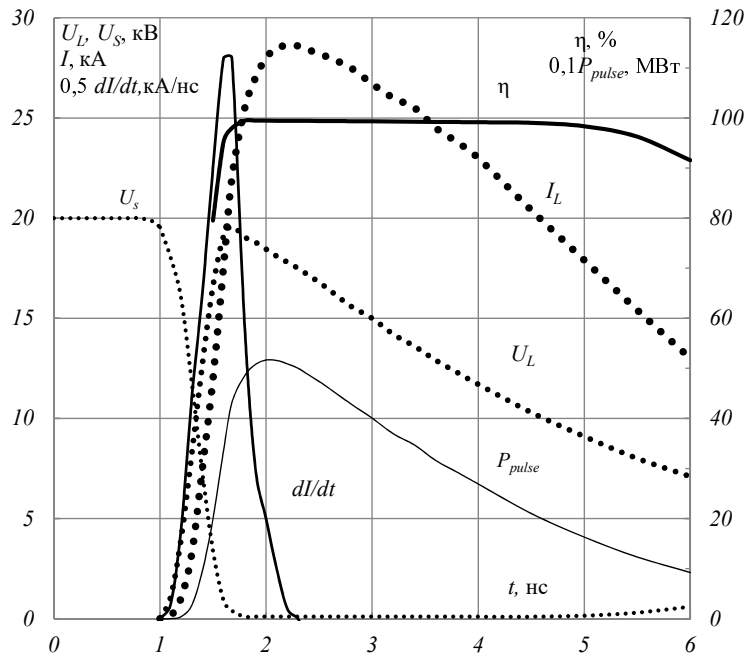


Рисунок 3.7 — Осциллограммы U_S — напряжения на коммутаторе, U_L — на нагрузке $R_L = 0,5$ Ом, тока через неё I_L и зависимости от времени величин $dI/dt, \eta, P_{pulse}$.

Таким образом, видно, что в схожих условиях коммутация в планарной геометрии, особенно при низком напряжении, развивается заметно быстрее, чем в коаксиальной геометрии. Вместе с тем, отсутствие ДП и наличие только одной сетки позволяет существенно ускорить коммутацию. Кроме того, в данной конструкции, как с ДП, так и без него, отсутствует гиперболическое нарастание плотности тока при движении ЭП к центру кюветы, а значит отсутствуют и негативные эффекты, выявленные в коаксиальной кювете при генерации ЭП (Рисунок 2.4).

3.1.3 Сравнение открытого разряда и открытого разряда со встречными электронными пучками

Большинство описанных выше сравнительных экспериментов проводились в ячейках с различной геометрией и свойствами катодов и сеток. Поэтому в данном параграфе рассмотрим более показательный эксперимент по сравнению коммутационных характеристик ОР и ОРВЭП в максимально идентичных условиях.

Были изготовлены ячейки с планарной геометрией без ДП (Рисунок 3.4) и с ДП (Рисунок 3.1) с катодами из SiSiC с $D_c = 28$ мм, длиной УЗ $h = 3$ мм, шагом и прозрачностью анодной сетки $\delta = 1$ мм $\mu = 0,92$ соответственно. Длина ДП в одной из ячеек составила $H = 9$ мм. Для реализации классического ОР в ячейке с ДП один из катодов и обе сетки соединялись гальванически, образуя один УЗ и протяжённое ДП длиной 12 мм с коллектором электронов позади него.

Характеристики снимались при одинаковом давлении $p_{He} = 14$ Торр. Рабочая ёмкость составляла $C_p = 680$ пФ, нагрузка, выполненная из малоиндуктивных резисторов серии ТВО $R_L = 68$ Ом. Осциллограммы, приведённые на Рисунке 3.8 сняты при напряжении $U_a = 8$ кВ.

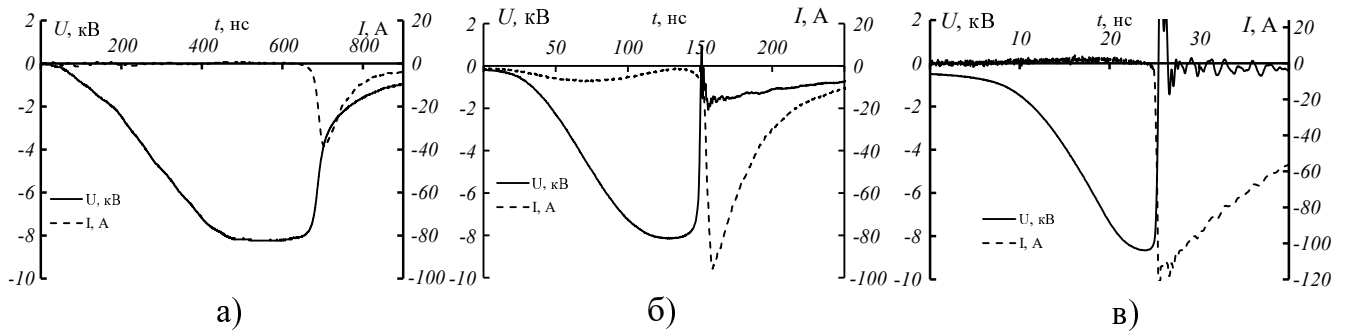


Рисунок 3.8 — Осциллограммы коммутации в а) ОР, б) ОРВЭП с ДП 9 мм, в) ОРВЭП без ДП в одинаковых условиях

Из Рисунка 3.8 видно, что для классического ОР $\tau_d = 560$ нс, для ОРВЭП с ДП $\tau_d = 120$ нс, а для ОРВЭП без ДП $\tau_d = 21$ нс. τ_{sw} соответственно составляет 27, 1,7 и 0,28 нс, при этом степень компрессии S достигает для этих разрядов 21 для ОР и 70 для ОРВЭП в обеих вариациях. Для оценки эффективности можно оценить остаточное напряжение на разрядном промежутке в момент максимума тока. В случае ОР это примерно половина от приложенного напряжения, в ОРВЭП с ДП остаётся примерно 20 % U_a , а в ОРВЭП без ДП менее 4 %.

Такое различие характеристик обусловлено тем, что в случае ОР ЭП теряет основную энергию в дрейфовом пространстве и на коллекторе, что в целом уменьшает эффективность и количество ВУФ-подсветки катода и замедляет развитие разряда, а также требует больше напряжения для его поддержания. При появлении встречного УЗ электроны тормозятся в нем и заново ускоряются. При этом их плотность в УЗ резко возрастает по сравнению с ОР, кроме того, происходит их накопление, поскольку длина их пробега до остановки мно-

го больше общей длины УЗ даже при наличии между ними ДП. Таким образом, разряд развивается значительно быстрее и на его поддержание нужно меньше энергии. При этом, если длину ДП сократить до нуля, то есть полностью устранить потери ЭП в ДП, то удастся получить наиболее быстродействующий и эффективный коммутатор. В то же время, наличие ДП позволяет несколько увеличить τ_d , особенно в частотном режиме, что позволит комбинировать такие устройства в двухступенчатых коммутаторах, что будет продемонстрировано в Главе 4.

3.1.4 Обзор модели классического открытого разряда

Имея начальный набор экспериментальных данных, полученных в предыдущей и данной Главах, можно начать строить модель быстрой коммутации в устройствах на основе ОРВЭП. В Главе 2 была представлена модель распространения интенсивных встречных ЭП, генерируемых в ОР, а также предварительные заключения о том, как происходит ускорение коммутации по сравнению с классическим ОР. Рассмотрим далее это более подробно на основе представлений о классическом планарном ОР и через них перейдём к коммутации на основе ОРВЭП.

Классический ОР реализуется в узком ускорительном зазоре, анод которого представляет собой сетку с высокой геометрической прозрачностью и характерным размером ячейки много меньше длины УЗ, а катод, выполняющий функцию эмиттера электронов, может быть и сетчатым, и плотным. Понятно, что в практических целях катод выполняется плотным, что увеличивает его эффективную площадь, а также для стабилизации разряда и предотвращения возникновения катодных пятен предпочтителен материал с относительно высоким удельным сопротивлением. ОР также характеризуется высокой приведённой напряжённостью поля $E/p > 10^4$ В/Торр · см, что на порядок выше, чем, например, в работе [170], в которой исследовалось развитие разряда в гелии при высоких E/p . Эта особенность ОР отличает его от различных других типов импульсного разряда с холодным катодом, описанных, к примеру, в [171]. В этих условиях практически все электроны, появившиеся в УЗ или эмити-

рованные катодом, переходят в режим убегания, то есть теряют в результате взаимодействия со средой значительно меньшую энергию, чем приобретают в результате ускорения полем. Вероятность появления электронов в промежутке за счёт размножения эмитированных с катода электронов мала благодаря резкому уменьшению таунсендовского коэффициента размножения электронов α с ростом E/p , что было показано в работе [140]. Поэтому очевидно, что разряд в данных условиях развивается благодаря совсем другим механизмам, чем в работах [170–172]. Их анализ можно провести, опираясь на импульсную ВАХ непрерывного и квазинепрерывного ОР из работы [173]. Согласно данным этой работы, самостоятельный ОР с планарной геометрией с ускорительным зазором УЗ с $h = 1$ мм и диаметром катода $D = 1,1$ см при $p_{He} = 9,6$ Торр и длине дрейфового пространства ДП $H = 20$ мм развивается при $U_a = 600$ В, или $E/N \geq 1,77 \cdot 10^{-14}$ В·см². Потери энергии быстрых электронов, ускоряемых в УЗ и тормозящихся в ДП, при движении в гелии можно аппроксимировать формулой, исходя из данных [140; 141]:

$$\frac{dw}{dx} = 3,2 \cdot 10^4 \left[1 - \exp\left(-\frac{w - 41,7}{172}\right) \right] \frac{\ln(w)}{w}, \text{ МэВ} \cdot \text{см}^2/\Gamma \quad (3.1)$$

где w —энергия электрона. При $w = 600$ эВ он тормозится на длине $R_l = 0,63$ см. В результате торможения каждый электрон возбудит в резонансное состояние (РС) следующее количество атомов:

$$N_{He}^{*e} = w\eta_{ex}/h\nu, \quad (3.2)$$

где η_{ex} — доля энергии ЭП, затрачиваемая на возбуждение РС с $n > 2$ [174; 175], $h\nu$ —средняя энергия возбуждения. С учетом геометрического перехвата излучения катодом R_{sn} [173], геометрической прозрачности сетки $\mu = 0,85$ и коэффициента фотоэмиссии $\gamma_{ph} = 0,3$ [139; 176; 177] получаем, что каждый заторможенный в ДП электрон приводит к эмиссии

$$n_e = w\eta_{ex}\gamma_{ph}R_{sn}\mu/h\nu = 0,67 \quad (3.3)$$

новых фотоэлектронов. Коэффициент размножения электронов в УЗ в рассматриваемых условиях равен $\alpha = 1,45 \cdot 10^{-17}$ см² [140], что даёт увеличение тока по сравнению с током эмиссии в $\beta = 1,59$ раза. Размножение электронов в зазоре

приводит к появлению потока ионов на катод, равного $n_i = n_e(\beta - 1) = 0,4$ и дополнительной небольшой эмиссии с катода $n_{ei} = n_i\gamma_{pot} = 0,06$, где $\gamma_{pot} = 0,158$ —коэффициент потенциальной эмиссии [178]. Итоговая величина $\Gamma = \beta(n_e + n_{ei}) = 1,16$ и обеспечивает самостоятельность ОР, в котором основную роль играет фотоэмиссия под действием ВУФ-излучения из ДП.

При дальнейшем росте U в условиях [173] происходит увеличение N_{He}^{*e} за счёт роста энергии ЭП, повышения эффективности его генерации, благодаря уменьшению α , а также (при $U > 1,5$ кВ) за счёт вклада отражённых от сетки и коллектора электронов [179]. Показатель « y » в зависимостях $j = Ap^xU^y(U)$ определяется конкретными условиями эксперимента и может составлять величину $x = 2 - 4$ (Рисунок 3.9), причём он может испытывать как падение, так и рост при увеличении U . Стоит отметить, что в обычном аномальном тлеющем разряде (АТР) в гелии при токе ~ 200 мА и произведении $(p_{He} \cdot D) \sim 10$ Торр·см падение напряжения в положительном столбе составляет ~ 11 В/см [180], а катодное падение потенциала, согласно [144], равно 800 В. В итоге в АТР с $l = 20$ мм вкладывается ~ 820 В, в ОР при тех же условиях ~ 2700 В (Рисунок 3.9), причём основной вклад идёт в ДП, откуда дрейф ионов в УЗ блокируется сеткой. Это и приводит к преимущественно фотоэлектронной природе ОР и его отличию от АТР.

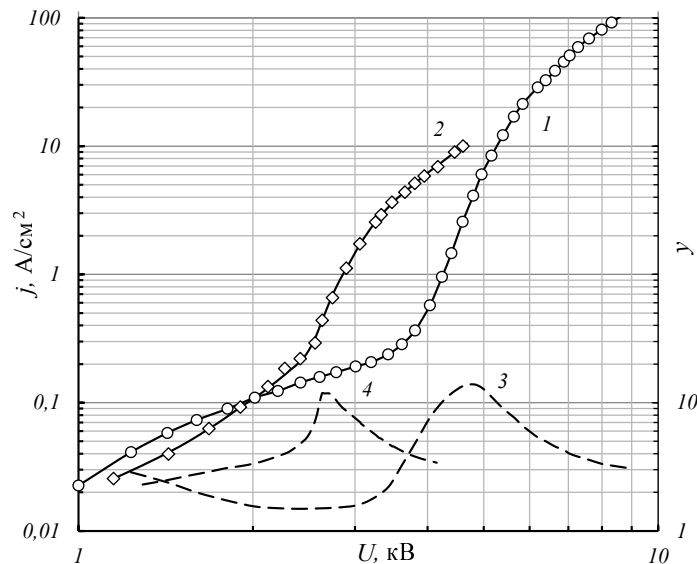


Рисунок 3.9 — Зависимости $j(U_a)$ (1, 2) и показатель $y(U_a)$ (3, 4) для импульсного (1, 3) и квазистационарного (2, 4) ОР в планарной конструкции: $p_{He} = 16$ Торр. 1, 3—планарная геометрия без ДП, 2, 4—результаты [173].

Однако наиболее яркие изменения в ВАХ начинаются при напряжениях, при которых становится заметным вклад в возбуждение РС быстрых тяжёлых частиц, появляющихся в самом УЗ. Условной нижней границей U_{th} , при которой ток разряда начинает управляться этим процессом, можно считать такую величину напряжения, при которой на один пересёкший зазор ион эмитируется под действием ВУФ-подсветки один новый электрон. Оценим величину U_{th} .

Количество возникших в УЗ быстрых атомов, появляющихся в результате перезарядки иона, пересёкшего зазор, равно

$$N_{He}^f = d/\lambda^+ = d\sigma^+ N, \quad (3.4)$$

где λ^+ , σ^+ —длина свободного пробега и сечение резонансной перезарядки иона He^+ на атоме He [181; 182], N —концентрация атомов гелия. Поэтому в случае, когда поле не искажено объёмными зарядами, при движении к катоду быстрые атомы осуществляют количество возбуждений N_{He}^{*a} , равное

$$N_{He}^{*a} = 0,5\sigma_R h N N_{He}^f = 0,5\sigma_R \sigma^+ N^2 h^2, \quad (3.5)$$

где σ_R —сечение возбуждения РС атома гелия быстрым атомом. Коэффициент 0,5 появляется в результате усреднения количества N_{He}^f по длине зазора h . Из условия, что в результате этого процесса под действием ВУФ-излучения от N_{He}^{*a} возбуждённых атомов должен эмитироваться один электрон, получаем необходимую пороговую величину сечения σ_{th}^* :

$$\sigma_{th}^* = \frac{2}{\sigma^+ N^2 h^2 R_{sk} \gamma_{ph}}. \quad (3.6)$$

Из 3.6 следует, что $\sigma_{th}^* \approx 1,23 \cdot 10^{-17}$ см². Такая величина реализуется при энергии быстрого атома $w_a \approx 77$ эВ [183; 184]. Следовательно,

$$U_{th}^* = w_a N_{He}^f = w_a \sigma^+ N h \approx 2,9 \text{ кВ}. \quad (3.7)$$

Таким образом, уже при $U > 2,9$ кВ ОР может поддерживаться только за счёт ВУФ-подсветки от возбуждения атомов в самом зазоре под действием быстрых тяжёлых частиц. При таких напряжениях роль ДП и площади катода в поддержании горения ОР ослабевает [173]. Так как σ_R сильно зависит от w_a (или рабочего напряжения U), зависимости $j = A p^x U^y(U)$ приобретают

резкий характер, достигая величины $y \approx 12$ для оптимальных условий генерации ЭП (Рисунок 3.9) по сравнению с $y = 3$ для АТР [144]. Именно это обстоятельство позволяет осуществить быструю коммутацию при напряжении $U > 3$ кВ. Заметим, что максимум тока в импульсном ОР реализуется при $U \approx (0,6 - 0,7)U_a$. С учётом этого зависимости 1, 2 и 3, 4 на Рисунке 3.9 для импульсного и квазинепрерывного режимов ОР имеют подобный характер.

Рассмотрим конкретный пример при $U_a = 10$ кВ, $p_{He} = 6$ Торр ($N = 10^{17}$ см $^{-3}$), $h = 3$ мм. Скорость дрейфа ионов, вычисленная в соответствии с данными [181; 182], составляет $v_i = 4,25 \cdot 10^6$ см/с, что соответствует времени пересечения зазора $\tau_{gap} \approx 70$ нс. Это время является типичным для задержки развития разряда в данных условиях. При пересечении зазора один ион образует, в соответствии с формулой 3.4, $N_{He}^f \approx 66$ быстрых атомов со средней энергией $w \approx 150$ эВ. Торможение быстрых атомов осуществляется как за счёт упругих потерь [185], так и за счёт возбуждения резонансных и других состояний гелия и его ионизации [184; 185]. Расчёт даёт для упругих потерь $dw_y/dx = 515$ эВ/см, для возбуждения резонансных состояний $dw_p/dx = 170$ эВ/см, для других потерь, включая ионизацию, менее 30 эВ/см. Следовательно, ~ 23 % энергии быстрых атомов расходуется на возбуждение резонансных состояний.

Особенностью соударений быстрого атома с малоподвижным состоит в том, что в этом процессе часть кинетической энергии и импульса быстрой частицы передаётся малоподвижной, а возбуждение с равной вероятностью происходит для обоих атомов. В результате происходит сдвиг резонансной линии излучения, которая при энергии атома $w_a \approx 150$ эВ составляет $\Delta\nu = 1,46 \cdot 10^{12}$ Гц. Коэффициент поглощения при этом сдвиге, согласно [186], равен $k_\nu = ak_0/\pi\omega^2$, где a —параметр Фойгта, k_0 —поглощение в центре линии, $\omega = 2\ln(2\Delta\nu)/\Delta\nu_D$, $\Delta\nu_D = 3,18 \cdot 10^{10}$ Гц $^{-1}$ —доплеровская ширина линии для $\lambda = 58,4$ нм; $a = \Delta\nu_{hom}\ln 2/\Delta\nu_D$, $\Delta\nu_{hom}$ —однородное уширение линии, складывающегося из естественного уширения ($\Delta\nu_{nat} = 3,02 \cdot 10^8$ Гц) и уширения за счёт резонансных столкновений $\Delta\nu_{rc} = 90$ МГц/Торр при температуре $T = 300$ °K [187]. В результате для $\Delta\nu = 1,46 \cdot 10^{12}$ Гц получаем $k_\nu = 4,64 \cdot 10^{-2}$ см $^{-1}$ или около 1,4 % на длине $h = 3$ мм. Следовательно, в рамках рассматриваемой модели резонансное излучение возбуждённых атомов за время $\tau \sim 10$ пс (после акта излучения) попадает на катод, вызывая вторичную эмиссию с коэффициентом

$\gamma_{ph} \approx 0,3$. Процесс нарастает экспоненциально. Оценим время нарастания по уровню $0,1 - 0,9$:

$$j = en_e^* = j_0 \exp(t/\tau_0) = 9j_0, \quad (3.8)$$

где τ_0 —время, в течение которого плотность тока j увеличивается в «е» раз, а n_e^* —число эмитированных электронов, которое определяется из выражения:

$$n_e^* = 0,5N_{He}^{*a}\gamma_{ph}R_{sk}, \quad (3.9)$$

где N_{He}^{*a} —число возбуждённых атомов гелия, $R_{sk} \approx 0,45$. Численный коэффициент $0,5$ означает, что при столкновении с одинаковой вероятностью возбуждается как неподвижный атом, излучение которого за рассматриваемые времена не успевает достигать катода, так и быстрый атом, излучение которого без реабсорбции попадает на катод, и является типичным значением доли излучения в далёких крыльях спектральных линий при возбуждении атомов в сильных полях [188].

Число атомов гелия N_{He}^{*a} , возбуждаемых за время τ_0 в заполненной ионами промежутке равно:

$$N_{He}^{*a} = \sigma_R N N_{He}^f \nu_a \tau_0 \rho / h, \quad (3.10)$$

где $\sigma_R = 4,2 \cdot 10^{-17}$ см² при $w_a = 150$ эВ, $\nu_a = (2w_a/M)^{0,5} = 0,85 \cdot 10^7$ см/с, M —масса атома гелия, ρ —длина пробега быстрого атома гелия.

Из выражений 3.9, 3.10 получаем соотношение для τ_0 :

$$\tau_0 = \frac{2,73h}{0,5\sigma_R N N_{He}^f R_{sk} (2w_a/M)^{0,5} \rho}. \quad (3.11)$$

При $U_a = 10$ кВ $\tau_0 = 7,7$ нс, а $\tau_{sw} = \tau_0 \ln 9 = 17$ нс, что является типичной величиной для высоковольтного ОР. При дальнейшем увеличении U растёт величина $\sigma_R \propto w_a \propto U^{0,5}$, и $\nu_a \propto U^{0,5}$, так что время коммутации изменяется обратно пропорционально U_a и при $U_a \sim 40 - 50$ кВ оно уменьшается до $\tau_{sw} \sim 3 - 5$ нс, что соответствует работе [117].

3.1.5 Переход от модели классического открытого разряда к модели открытого разряда с генерацией встречных электронных пучков

Поскольку при напряжении $U_a > 2,9$ кВ (3.7) при длине УЗ $h = 3$ мм для поддержания ОР хватает подсветки из самого УЗ, это значит, что не имеет значения длина ДП, следовательно, можно сокращать её вплоть до нуля.

Как следует из полученных данных, ОР в планарной геометрии со встречными ЭП демонстрирует более быстрые времена коммутации, чем в коаксиальной (Рисунок 3.6), в которой время $\tau_{sw} < 1$ нс достигается в только в смесях $He + H_2$ при $U_a > 11$ кВ, в то время как в планарной геометрии без ДП $\tau_{sw} < 1$ нс уже при $U_a \approx 11$ кВ в чистом гелии (Рисунок 3.6). Значительно выше по сравнению с коаксиальной геометрией получены величины $dI/dt, I_{max}$. Поэтому представляется важным определить отличия механизмов коммутации в плоской геометрии по сравнению с коаксиальной.

Планарные и коаксиальные ячейки отличаются двумя важными параметрами: а) прозрачностью сетки, соответственно 98 и 90 %; б) соотношением Θ между суммарной длиной ускорительных зазоров $2h$ и расстоянием между катодами. Для ячейки без ДП $\Theta = 1$, для ячейки с ДП $\Theta = 0,43$ и для коаксиальной с $D_{in} = 50$ мм $\Theta = 0,12$.

Высокая прозрачность сетки и величина $\Theta = 1$ приводят к тому, что значительная часть энергии ускоренного электрона выделяется в ускорительных зазорах, приводя к интенсивной ионизации. Ионы дрейфуют в сильном поле и в результате резонансной перезарядки приводят к появлению большого числа быстрых атомов. В свою очередь, быстрые атомы, сталкиваясь с атомами с тепловой энергией, передают ему часть импульса и одновременно возбуждают его. С одинаковой вероятностью возбуждается и налетающий атом. Вследствие эффекта Доплера излучение быстрых атомов без реабсорбции, то есть в условиях данной работы, практически мгновенно достигает катода, вызывая эмиссию новых электронов. Процесс развивается экспоненциально, и зазор переходит в высоко проводящее состояние. Оценим время этого перехода.

Эмитированный из катода электрон в процессе ускорения теряет энергию Δw равную:

$$\Delta w = \int_0^h \rho(w(x)) dx, \quad (3.12)$$

где $\rho(w)$ — энергетические потери быстрого электрона при движении в материальной среде. Для гелия по данным работ [121; 140; 141] эта величина

$$\rho(w) = 8,2 \times 10^3 (1 - e^{-(w-41,3)/299,5}) \ln(w)/w \text{ эВ}/(\text{см} \cdot \text{Торр}) \quad (3.13)$$

при $T = 293 \text{ }^\circ\text{К}$.

Рассмотрим конкретный пример: планарная ячейка без ДП, $U_a = 10 \text{ кВ}$, давление гелия $p_{He} = 6 \text{ Торр}$. В этом случае согласно 3.12 $\Delta w = 82 \text{ эВ}$. То есть электрон, пройдя сетку, во встречном поле остановится, не дойдя до противоположного катода, и начнёт ускоряться в обратном направлении. При каждой новой осцилляции он будет терять все большую долю энергии, пока в конце концов не затормозится окончательно в районе сетки. Длительность первой полусцилляции составит:

$$\tau_{osc} = 4h/\nu_f, \text{ где } \nu_f = \sqrt{2eU_a/m} \quad (3.14)$$

Здесь ν_f — скорость электрона при достижении им сетки, e и m — заряд и масса электрона. В принятых условиях $\tau_{osc} = 202 \text{ пс}$, а торможение электрона до энергии $w \approx 40 \text{ эВ}$ займёт время $\tau_{br} \approx 9,75 \text{ нс}$. Согласно [174] $\sim 60 \%$ энергии электронов тратится на ионизацию, следовательно, за счёт торможения одного электрона образуется $N_i = 244$ иона.

Существенным каналом потерь энергии электронов является сетка. Поскольку в рассматриваемом примере она одна, то при каждом её прохождении электрон теряет энергию $\Delta w_{gr} = w(1 - \mu)$. С учётом этих потерь в среду вкладывается $w_{He} = 4,62 \times 10^3 \text{ эВ}$, что за $\tau_{br} \approx 9,75 \text{ нс}$ обеспечит $N_i = 113$ ионов или $N'_i = 11,6$ иона/нс при почти равномерном их распределении во времени и пространстве между катодами.

Ионы дрейфуют к катодам, образуя в результате резонансной перезарядки быстрые атомы. Скорость дрейфа ионов He^+ можно найти по данным [182; 189]. Она составит: $\nu_{dr} = 4,3 \cdot 10^6 \text{ см/с}$, то есть УЗ они пересекут за $\tau_{dr} =$

$h/\mathbf{v}_{dr} = 70$ нс и при этом образуют $N_f = 66$ быстрых атомов со средней энергией $\overline{w_a} = 150$ эВ. Когда оба УЗ заполнятся быстрыми атомами и ионами, скорость эмиссии, обусловленную ВУФ излучением быстрых атомов можно оценить по формуле:

$$dn_e/dt = N_a \sigma \mathbf{v}_a \gamma_{ph} R_{sk} N'_i N_f / 2, \quad (3.15)$$

где $N_a = 2 \times 10^{17}$ см⁻³ — концентрация атомов гелия; σ — сечение возбуждения атома гелия быстрым атомом [183; 184]; $\mathbf{v}_a = \sqrt{2\overline{w_a}/m_a}$ — скорость быстрых атомов; $\gamma_{ph} = 0,3$ — коэффициент фотоэмиссии в разряде в гелии под действием резонансного ВУФ излучения [139; 176; 190]; R_{sk} — степень перехвата излучения катодами; $N_f/2$ — среднее число перезарядок от ионов, появившихся на разном расстоянии от катода. Расчёт по 3.15 даёт $dn_e/dt = 4,5$ электрона/нс. Отсюда время коммутации по уровням 0,1–0,9 можно записать, как $\tau_{sw} = \ln 9/n_e = 0,49$ нс, которое близко к измеренному в эксперименте $\tau_{sw} \approx 0,6$ нс для этих условий (Рисунок 3.6).

Отсюда видно, что при наличии ДП увеличивается доля потерь энергии электрона уже на двух сетках, а также в самом ДП, а значит уменьшается количество быстрых атомов в УЗ, и увеличивается τ_{sw} . Кроме того, в оценке не учтено угловое рассеяние электронов при их движении в газе, которое тоже приводит к некоторому затягиванию τ_{sw} [121].

Быстрая коммутация и сброс напряжения с УЗ прекращают осцилляции электрона, но не означают остановку генерации фотонов. Время торможения быстрых атомов (до энергии $\overline{w_a} \approx 50$ эВ, при котором сечение возбуждения резонансных состояний уменьшается примерно в 6 раз), рассчитанное согласно данным работы [185], составляет $\tau_{br_a} \approx 10$ нс. В этот период эмитируется больше электронов, чем потребляет электрическая цепь. Кроме того, во время фазы коммутации поле в зазоре может спадать быстрее, чем электрон теряет свою энергию. Амплитуда осцилляций электрона начинает увеличиваться, и он сталкивается с катодом, вызывая вторичную электрон-электронную эмиссию. Поэтому напряжение на коммутаторе падает до практически нерегистрируемой величины и остаётся таковым, в зависимости от R_L , в течение $\sim 5 - 10$ нс (Рисунок 3.7). Затем напряжение на зазоре возрастает и устанавливается на таком уровне, при котором генерируется достаточное количество фотонов для поддержания соответствующего тока в цепи.

Таким образом, используя модель ОР и, добавляя к ней встречный УЗ и одну или две сетки, вполне можно получить результат, который хорошо согласуется с экспериментальными данными.

Эту оценку подтверждает математическое моделирование, проведённое в работах [152—155]. Моделирование проводилось для условий эксперимента, описанного в Параграфе 3.1.2 для ячейки без ДП в двух режимах: генерация ЭП, то есть исследовалось развитие тока при постоянном напряжении на катодах, и коммутация, то есть развитие тока в условиях быстрого сброса напряжения на катодах. В виду относительно простой геометрии разрядной структуры использовалось одно пространственное измерение и три измерения по скоростям, в которых решались уравнения Больцмана для всех видов частиц, участвующих в формировании разряда: электронов, ионов и быстрых атомов, а также уравнение Пуассона для электрического потенциала. Использовался метод частиц в ячейках с розыгрышем столкновений методом Монте-Карло.

Были рассмотрены все возможные типы взаимодействия с участием всех типов рассматриваемых частиц: упругие, неупругие столкновения, ионизация, перезарядка, сечение которых известно из литературы. Особенностью данного моделирования был учёт индуцированной адсорбцией и имплантацией резонансной фотоэмиссии [137; 191], что приводит к росту γ_{ph} до $\sim 0,3$. Кроме того, было учтено предположение, высказанное в Разделе 2.2 и сформулированное в Параграфе 3.1.4 о том, что определяющая роль фотоподсветки резонансными фотонами в формировании тока пучка возможна благодаря тому, что их излучают быстрые атомы, то есть эти фотоны сдвинуты по частоте из-за эффекта Доплера, а значит могут достигать поверхности катода без поглощения и практически мгновенно.

Учёт этих обстоятельств при моделировании позволил добиться хорошего согласования с экспериментальными данными в обоих режимах. Кроме того, удалось разделить процесс формирования разряда на три фазы: рост тока за счёт фотоэмиссии под действием сдвинутого по частоте резонансного излучения быстрых атомов, идёт общее накопление плотности плазмы и количества быстрых атомов, а так же формируются квазинейтральная область возле анода и прикатодные области потенциала, затем идёт фаза, когда вклад в рост тока бомбардировки катода быстрыми атомами из прикатодных областей становится существенным (при пониженных давлениях), и, наконец, поскольку преды-

дущая фаза приводит к экспоненциальному росту эмиссии, в случае генерации ЭП и сохранения напряжения на УЗ, длина КПП сокращается вместе с интенсивностью бомбардировки быстрыми атомами катода, а нарастание плотности тока дальше определяется фотоэмиссией под действием резонансных фотонов, сдвинутых по частоте из-за эффекта Доплера. В случае коммутации, то есть сброса напряжения на УЗ за характерное для эксперимента время, разогнанные в УЗ электроны достигают поверхности встречного катода и вызывают ВЭЭЭ, благодаря чему рост тока становится ещё больше, чем в случае генерации ЭП.

Таким образом, математическое моделирование процесса генерации ЭП и процесса коммутации с учётом определённых экспериментально в данной работе особенностей ОРВЭП позволило подтвердить обоснованность предположений о механизмах развития тока в исследованных разрядных структурах.

3.2 Влияние конструктивных элементов ячейки на её коммутационных характеристики

В этом разделе будет рассмотрено влияние характеристик отдельных элементов на коммутацию. Поскольку в предыдущем Разделе было показано, что наиболее быстрая коммутация реализуется в ячейках с планарной геометрией без ДП, в данном разделе будут исследоваться только такие ячейки.

3.2.1 Влияние давления рабочего газа

Давление, состав и сорт газа существенно влияют на коммутационные характеристики устройств на основе ОРВЭП. Это хорошо видно, как по импульсным ВАХ (Рисунок 3.5, 2.8), так и по коммутационным характеристикам (Рисунок 2.10, 3.6). Очевидно, что по соотношению 3.15 скорость наработки электронов $dn_e/dt \propto N_a$. Соответственно, изменяя давление рабочего газа, можно изменять τ_{sw} . Это является важным свойством, поскольку увеличение скорости коммутации путём увеличения напряжения имеет свои ограничения, связанные

как с характерными рабочими параметрами цепи, в которой может использоваться коммутатор, так и с тем обстоятельством, что при увеличении напряжения возрастает доля потерь энергии ЭП при его осцилляциях через анодную сетку, поскольку её прозрачность $\mu < 1$.

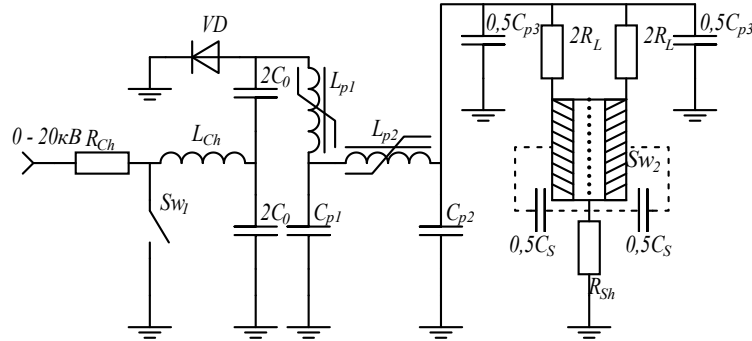


Рисунок 3.10 — Упрощённая электрическая схема экспериментальной установки по определению влияния давления на коммутацию

Ячейка коммутатора на основе ОРВЭП для определения влияния давления имела катоды из титана. Рабочая поверхность полировалась с оптическим качеством (размер местных неровностей меньше 0,5 мкм). Между катодами устанавливалась фотолитографическая Мо-сетка с геометрической прозрачностью $\mu = 0,85$, с характерным размером отверстий $\delta = 0,5$ мм и диаметром перфорированной части $D = 11,3$ мм. Расстояние сетка-катод составляло $h = 1,8$ мм. Собственная ёмкость ячейки составляла $C_S = 2 \cdot 16$ пФ. Изоляторы были выполнены из набора стеклянных шайб с различным внешним и внутренним диаметром таким образом, что образовывали выступы на внутренней и внешней боковой поверхности изолятора для предотвращения развития пробоя по ней.

Эксперимент проводился в двух режимах коммутации: с обострительной ёмкостью $C_p = 2 \cdot 110 + C_S \approx 252$ пФ и в режиме, когда в качестве обострительной ёмкости использовалась собственная ёмкость ячеек C_S . Принципиальная электрическая схема показана на Рисунке 3.10, причём C_{p3} могла не использоваться. Как и на Рисунке, C_{p3} и R_L симметрично разделялись между УЗ, при этом ёмкость изготавливалась из медной фольги, разделённой майларовым изолятором, а нагрузка составлялась из набора резисторов ТВО общим сопротивлением 50 — 200 Ом, что в совокупности обеспечивало низкую индуктивность разрядного контура. В качестве первичного коммутатора использовался тиратрон с холодным катодом ТПИЗ-10к/50. Для его согласования с оконечным каскадом

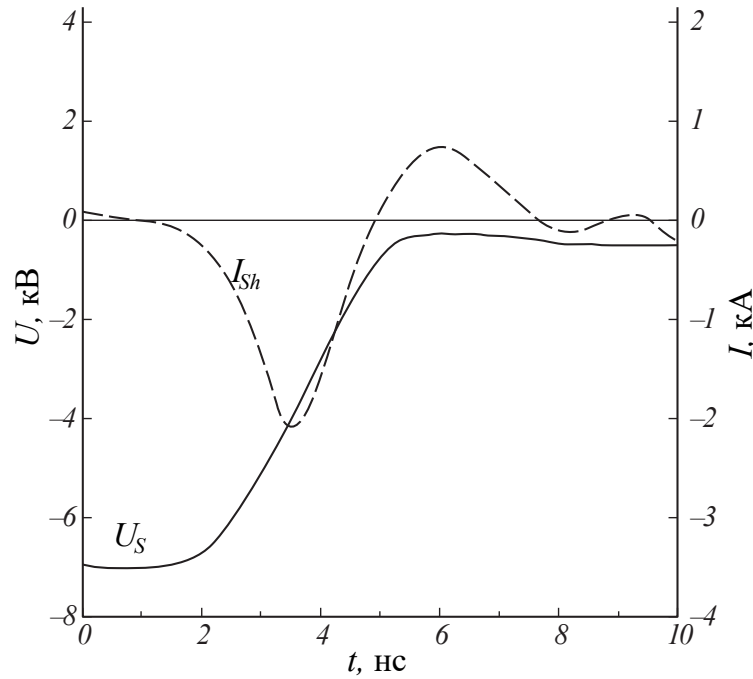


Рисунок 3.11 — Осциллограммы напряжения на коммутаторе U_S и тока I_{Sh}

применялись МК $L_{p1,2}$, количество и состав которых менялись в зависимости от условий в экспериментальной ячейке. Характерное время заряда $C_{p3} + C_S$ изменялось в пределах $\tau_d = 2,5 - 15$ нс в зависимости от давления рабочего газа и приложенного напряжения. Наиболее короткие τ_d достигались путём применения в цепи компрессии ячейки без ДП, описанной в Параграфе 3.1.2, вместо последнего звена МК. U_a было ограничено применённым тиратроном и достигало 17 кВ, а давление гелия изменялось в пределах $p_{He} = 11 - 56$ Торр. На Рисунке 3.11 показана типичная осциллограмма работы ячейки в режиме генерации ЭП.

Для этой ячейки были построены импульсные ВАХ $I_{max}(U_a)$, показанные на Рисунке 3.12. При давлении ниже $p_{He} = 40$ Торр (кривые 1—4) максимальное значение U_a ограничивалось развитием колебаний и неустойчивостей в разряде. При $p_{He} = 56$ Торр (кривая 5) величина I_{max} ограничивалась индуктивностью разрядного контура и достигала $I_{max} = 2,25$ кА при плотности тока с поверхности катода $j = 1,12$ кА/см². Скорость нарастания тока в этом случае превышала $(dI/dt)_{max} \geq 3 \cdot 10^{12}$ А/с.

Как видно из Рисунка 3.12, I_{max} растёт быстрее, чем рабочее давление p_{He} : при увеличении p_{He} в 4,9 раза с 12 до 56 Торр при $U_a = 7$ кВ амплитуда тока I_{max} увеличилась в 10,7 раза, что соответствует пропорциональности $I_{max} \propto p_{He}^{1,5}$. Соответствующим образом растёт и параметр dI/dt , с кото-

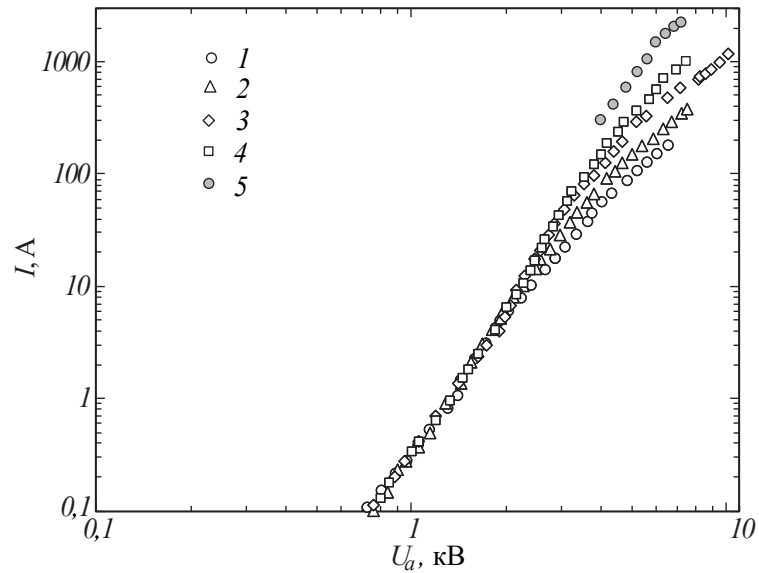
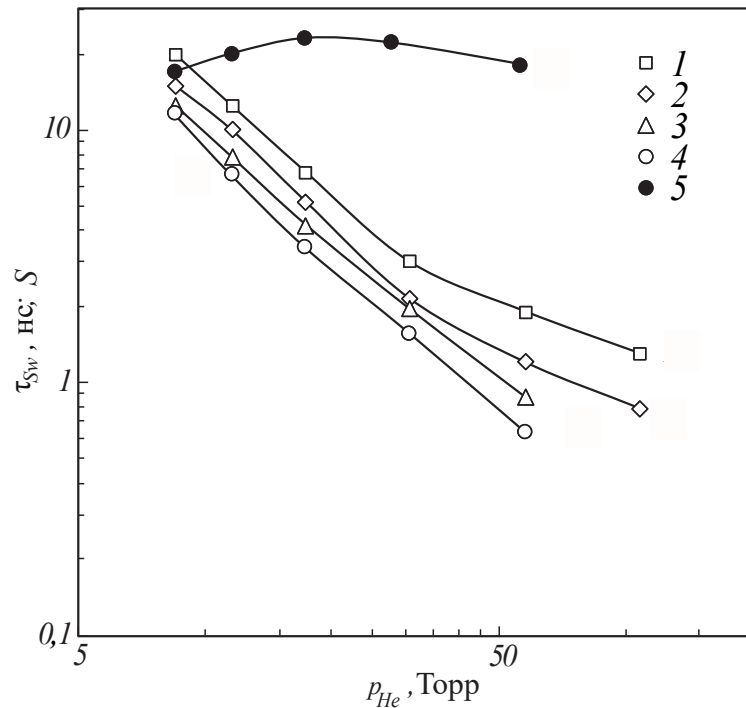


Рисунок 3.12 — Зависимости

$I_{max}(U_a) : p_{He} = 12(1); 16,5(2); 26(3); 40(4); 56(5)$ Торр

Рисунок 3.13 — Зависимости $\tau_{sw}(p_{He}) : U_a = 6(1), 7(2), 8(3), 9(4)$, кВ; $S(p_{He})(5)$

рым напрямую связана скорость коммутации τ_{sw} . Оказалось, что в диапазоне $U_a = 6 - 9$ кВ наблюдается зависимость $\tau_{sw} \propto p_{He}^{1,5}$ (Рисунок 3.13 кривые 1–4). Примечательно, что в этих условиях степень обострения S меняется слабо и составляет $S \approx 20$ (кривая 5).

Важным отличием полученных результатов является то, что при повышении p_{He} параметр τ_{sw} не испытывает насыщение с ростом U_a , даже в условиях относительно низкой $\mu = 0,85$. Это можно объяснить тем, что основная

часть энергии ЭП тратится на возбуждение и ионизацию атомов рабочего газа, а электроны совершают мало колебаний между УЗ. Другими словами, они тормозятся, успев совершить 1 – 2 осцилляции через сетку, что сильно меняет баланс потерь между ней и рабочим газом. Вместе с тем количество подсветки, генерируемой газом в результате этого взаимодействия, остаётся таким же, но из-за возросшей частоты соударений то же количество фотонов производится за меньшее время. А так как величина потерь на сетке стала меньше, то количество фотонов на самом деле возросло. Это открывает новые возможности для дальнейшего уменьшения τ_{Sw} .

3.2.2 Влияние характеристик анодной сетки

Геометрическая прозрачность сеток влияет на коммутационные характеристики, поскольку при прохождении сквозь неё теряется часть энергии ЭП, а при осцилляции электронов между УЗ потеря происходит с каждой осцилляцией. Это значит, что для поддержания того же тока в цепи требуется повышать напряжение горения разряда. Поэтому можно ожидать, что при увеличении прозрачности сетки повысится как скорость коммутации, так и ее эффективность, поскольку её определяет, согласно формуле 2.13, напряжение горения самостоятельного ОР, которое в свою очередь определяется балансом между эмиссией катода и потреблением цепью тока.

Для проверки этого вывода были изготовлено две одинаковые кюветы, отличающиеся только прозрачностью сетки: Sw_{52} с $\mu = 52\%$ и Sw_{93} с $\mu = 93\%$ соответственно. Сетка первого изготовлена литографическим методом и имеет $\delta \sim 30$ мкм. Вторая сетка выполнена из натянутых на каркас параллельных молибденовых проволок диаметров 50 мкм с шагом $\delta = 0,7$ мм. Длина УЗ в обоих случаях была $h = 3$ мм. Применялись катоды из титаната бария ($BaTiO_3$). Для их изготовления были использованы конденсаторы типа КВИ-3: конденсатор разрезался на две половины поперек оси, срезы полировались с оптическим качеством. Изоляторы выполнялись из стекла таким же образом, как и в Параграфе 3.2.1. Общая рабочая площадь катодов составила $S_A = 12,3$ см². Собственная ёмкость составила $C_S = 25$ пФ, тогда, как ёмкость каждого катода без

учёта УЗ была равна $C_{S_{cathode}} \approx 900$ пФ. Таким образом, одновременно проверялась возможность работы ОРВЭП в режиме барьерного (ёмкостного) разряда с поверхности диэлектрика. В качестве рабочих газов были использованы гелий и водород.

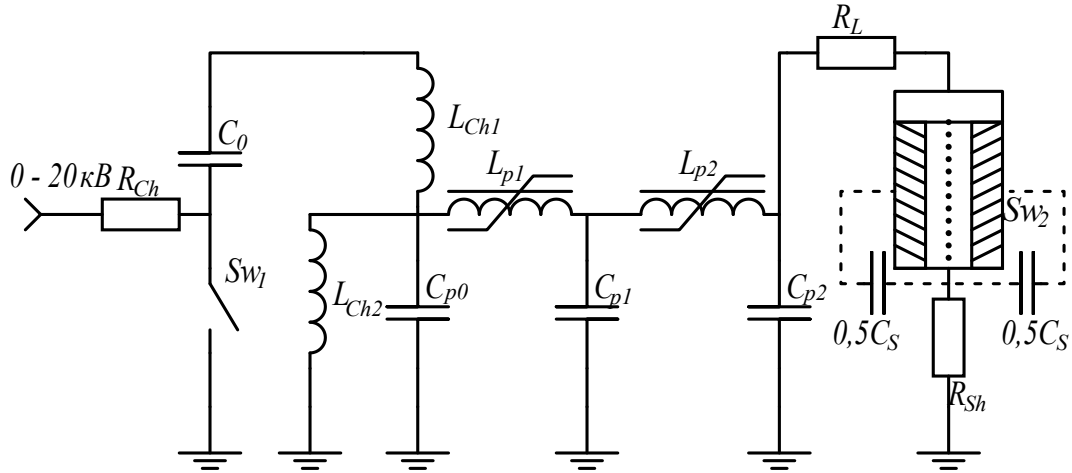


Рисунок 3.14 — Схема эксперимента по определению влияния прозрачности анодной сетки

Sw_{52} и Sw_{93} поочерёдно исследовались в схеме, которая показана на Рисунке 3.14. В качестве Sw_1 в ней был применён импульсный модуляторный триод ГМИ-42Б. Таким образом, $C_0 = 10$ нФ работала в режиме частичного разряда, поскольку все $C_{p0,1,2} = 300$ пФ. Для согласования лампы Sw_1 и исследуемых ячеек были использованы два МК $L_{p1,2}$, выполненные на ферритовых сердечниках. Это позволило не перегружать Sw_1 током, но в тоже время провести исследование до $f = 100$ кГц, что было бы невозможно с использованием тиратрона. При этом сопротивление нагрузки составило $R_L = 150$ Ом.

Эксперименты проводились в режиме пакетов импульсов, которые следовали с частотой 30 Гц и состояли из 4 импульсов каждый. Внутри пакета ЧСИ менялась в пределах $f = 1 - 100$ кГц. Поскольку, начиная со второго в пакете, характеристики импульсов оставались неизменными, то для удобства измерения проводились для последнего импульса в пакете. Охлаждение Sw_{52} и Sw_{93} было естественное. Предварительная подготовка и тренировка рабочих поверхностей проводились по стандартной процедуре, описанной в Параграфе 2.1.1.

По формам импульсов напряжения, снятых с катодов ячеек при нагрузке $R_L = 150$ Ом (Рисунок 3.15 а), хорошо видно, что остаточное напряжение на УЗ ячейки после коммутации, на Sw_{93} (кривая 1) существенно ниже, чем на Sw_{52} (кривая 2), даже при значительной разнице давлений. Это говорит о том,

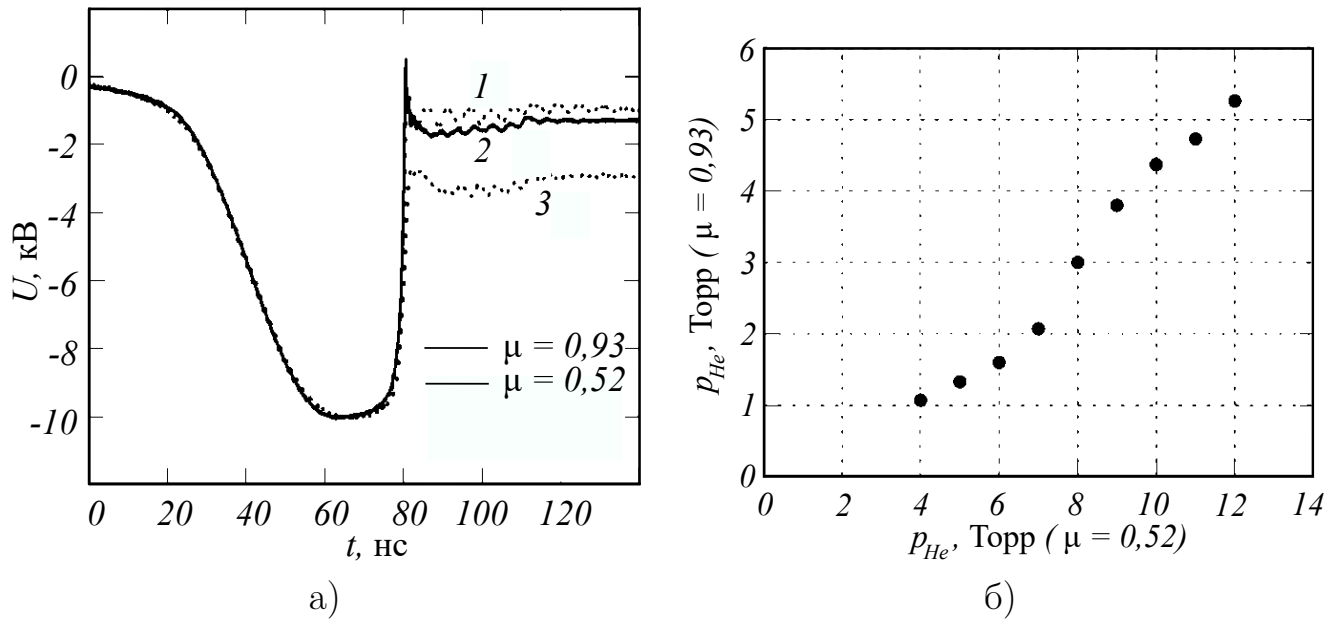


Рисунок 3.15 — а) Характерные осциллограммы напряжений U_S для ячеек $Sw_{93}(1,3)$ и $Sw_{52}(2)$, $f = 1$ кГц. $p_{He} = 3(1), 8(2)$ Торр, $p_{H_2} = 0,67(3)$ Торр, б) Кривая соответствия давлений гелия для обострителей Sw_{52} и Sw_{93} , при которых совпадают τ_d , $U_a = 10$ кВ, $f = 1$ кГц.

что при более высокой прозрачности сетки требуется меньшее напряжение для поддержания проводимости плазмы в ячейке. С учётом того, что все остальные условия для обеих ячеек совпадают, это говорит о том, что большая доля энергии электронов тратится на взаимодействие с сеткой. Этим же объясняется и значительно более медленное накопление плотности электронов, то есть большее τ_d при том же давлении рабочего газа, что показано на Рисунке 3.15 б. На нем приведены соответствия по давлению гелия, когда τ_d совпадают.

На Рисунке 3.16 а и б показаны зависимости времени коммутации от напряжения при разных давлениях для разных ячеек и степень обострения в тех же условиях. Видно, что в ячейке Sw_{93} (кривые 1,2) процессы происходят значительно быстрее при меньшем напряжении, а степень обострения не зависит от напряжения и слабо зависит от давления, оставаясь в пределах $S = 32 - 37$. В то же время во второй ячейке (кривые 3,4) при низком напряжении очень медленное развитие тока пучка приводит к тому, что S сперва почти линейно зависит от напряжения и только после $U_a = 10$ кВ при $p_{He} = 12$ Торр и $U_a = 12$ кВ при $p_{He} = 8$ Торр перестают от него зависеть. Степень обострения этой ячейки оказывается ниже из-за большего времени коммутации. Таким образом при данной нагрузке Sw_{93} имеет возможность поддерживать необходимый

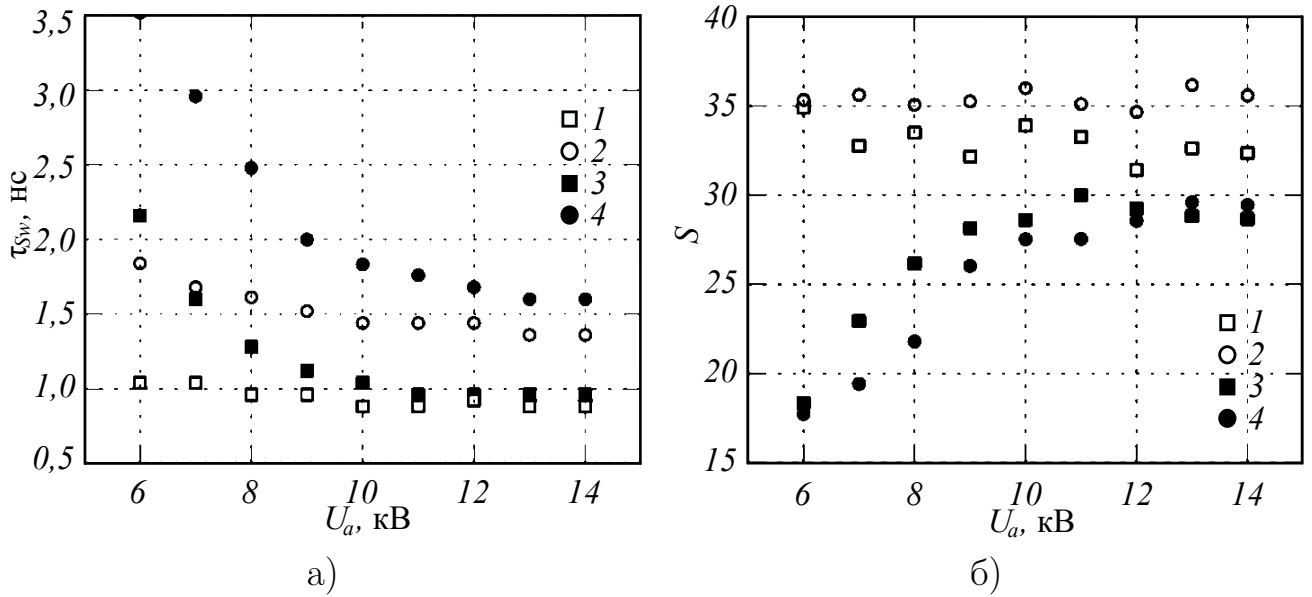


Рисунок 3.16 — Зависимости времени коммутации τ_{Sw} (а) и степени обострения S (б) от напряжения U_a при различном p_{He} , $f = 1$ кГц;
 $Sw_{93} : p_{He} = 5,3(1), 3(2)$ Торр; $Sw_{52} : p_{He} = 12(3), 8(4)$ Торр.

уровень эмиссии независимо от напряжения в рассмотренном диапазоне, в то время, как Sw_{52} может это делать при существенно более высоком напряжении.

Исходя из выше изложенного, можно сделать вывод о том, что в случае Sw_{52} при низком напряжении слабо проявляется влияние от встречного УЗ и характеристики разряда приближаются к классическому ОР. При росте напряжения это влияние растёт, что выражается в существенно более резкой зависимости $\tau_{Sw_{52}}(U_a)$ (Рисунок 3.16 а). Увеличение давления в Sw_{52} приводит к тому, что увеличивается доля потери энергии быстрого электрона от взаимодействия с газом относительно его потерь на сетке. Это и приводит к тому, что τ_d и S компенсируются увеличением давления.

Негативным моментом компенсации характеристик Sw_{52} повышением давления являются худшие частотные характеристики, чем у Sw_{92} . Для наглядности они приведены на Рисунке 3.17. Повышение давления увеличивает время, необходимое для рекомбинации плазмы, в то время как его уменьшение ухудшает эффективность η и скорость τ_{Sw} коммутации. На Рисунке приведены примеры с близкими значениями этих характеристик, и видно, что Sw_{93} может использоваться до значительно более высоких ЧСИ, чем Sw_{52} без использования приёмов повышения частотных свойств данного типа устройств, таких, как введение примеси водорода или приложение к сетке U_{nbias} .

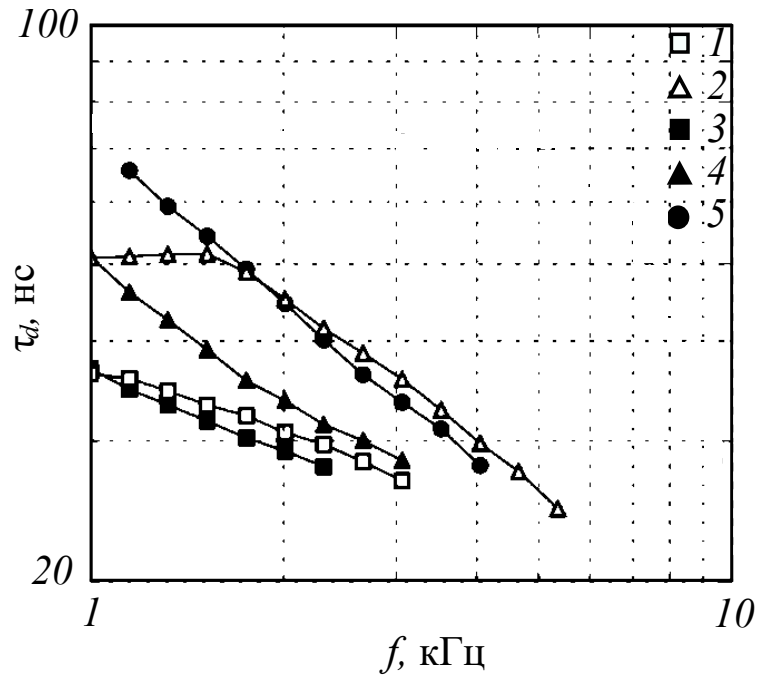


Рисунок 3.17 — Зависимости $\tau_d(f)$: $U_a = 10$ кВ, Sw_{93} : $p_{He} = 4,4(1), 3(2)$ Торр;
 Sw_{52} : $p_{He} = 10(3), 8(4), 6(5)$ Торр.

Ещё один эксперимент, позволивший продемонстрировать влияние сетки на процесс развития разряда, включал в себя исследование ОРВЭП при повышенном до 100 кВ напряжении питания. Хотя целью эксперимента было исследование возможности функционирования ОРВЭП при высоких напряжениях, удалось выделить и некоторые особенности, связанные с наличием анодной сетки.

Для проведения исследований коммутационных характеристик ОРВЭП при напряжении до $U_a = 100$ кВ была изготовлена кювета в планарной геометрии. Уз для обеспечения электрической прочности были увеличены до $h = 12$ мм. Катоды были выполнены из реакционно-спечённого карбида кремния сечением $6,2 \times 1,9$ см. Таким образом суммарная площадь катодов составила $S_A = 23,5$ см². Анодная сетка из молибденовой проволоки диаметром 50 мкм имела шаг $\delta = 1$ мм и геометрическую прозрачность $\mu = 95$ %. Изолятор представлял собой набор пластин из оксида алюминия толщиной 1 мм, уложенных со смещением таким образом, чтобы создать ребристую боковую поверхность изолятора, как изнутри кюветы, так и снаружи, для затруднения развития разряда вдоль этой поверхности. Таким образом, собственная ёмкость ячейки составила $C_S = 2 \cdot 20$ пФ.

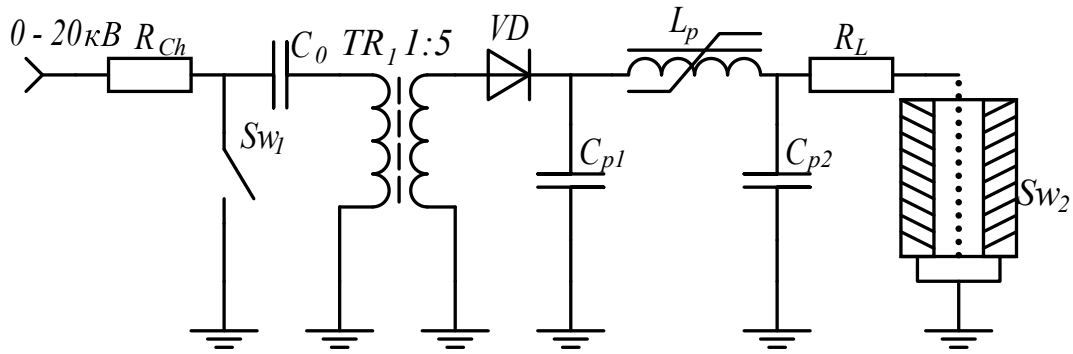


Рисунок 3.18 — Схема эксперимента с повышенным напряжением

На Рисунке 3.18 показана электрическая схема экспериментальной установки. В качестве первичного коммутатора Sw_1 использован тиратрон с холодным катодом ТПИЗ-10к/50. Зарядка его накопительной ёмкости $C_0 = 6$ нФ осуществлялась через балластное сопротивление R_{Ch} от регулируемого высоковольтного источника питания. Амплитуда импульса, сформированного с помощью тиратрона, повышалась импульсным трансформатором TR_1 до напряжения $U_a = 100$ кВ и через выпрямитель VD , состоящий из сборки сверхбыстрых диодов SF38, заряжалась ёмкость $C_{p1} = 100$ пФ за время $\tau \approx 100$ нс. Далее через несколько ступеней МК L_p (на схеме указана одна ступень, поскольку их состав и количество изменялись) C_{p1} перезаряжалась на C_{p2} и C_s ячейки Sw_2 , формируя импульс с фронтом $\tau \approx 20$ нс. Из-за особенности конструкции ячейки и ее поверхностной изоляции было удобнее питать ее импульсом положительной полярности, приложенным к анодной сетке при заземлённых катодах. Нагрузкой ячейки служили наборы малоиндуктивных сопротивлений ТВО-2 или ТВО-5. Регистрация осуществлялась резистивным делителем. Меры по обеспечению его поверхностной электрической прочности снизили его полосу пропускания до ≈ 300 МГц.

Исследования проводились в режиме регулярных импульсов при ЧСИ $f = 150 - 500$ Гц. Рабочим газом был гелий марки М4, дополнительно очищаемый угольным фильтром, охлаждаемым жидким азотом.

Разряд зажигался при приложении импульсного напряжения между катодом и анодом при $p_{He} > 2$ Торр и $U_a > 5$ кВ. В этом случае в разрядных промежутках появляется свечение, которое при $U_a > 7$ кВ заполняет весь объем. Осциллограммы импульсов напряжения при $U_a = 60, 70, 80, 100$ кВ при давлениях $p_{He} = 2,4$ и 4 Торр приведены на 3.19.

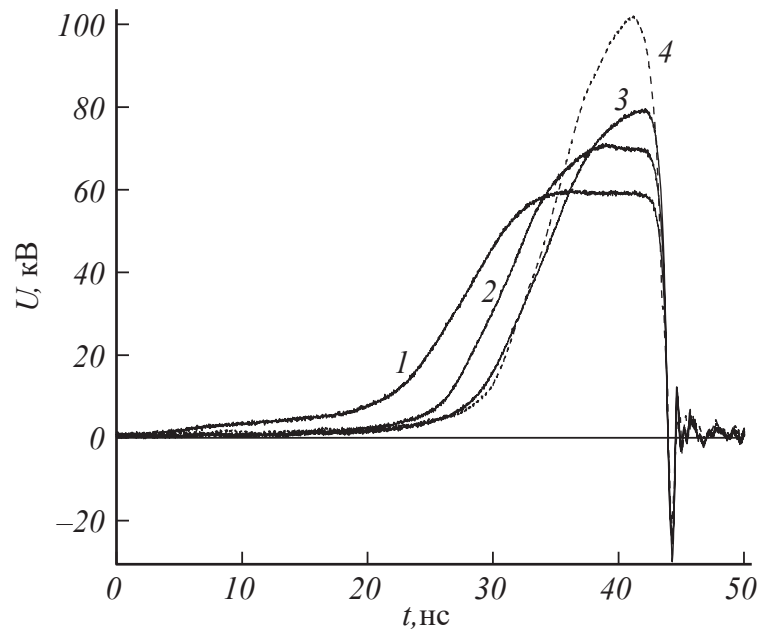


Рисунок 3.19 — Осциллограммы импульсов напряжения при $p_{He} = 2,4(1 - 3)$ и $4(4)$ Торр. Осциллограммы демонстрируют динамику изменения формы импульса при увеличении напряжения U_a : 1 — 60 кВ, 2 — 70 кВ, 3 — 80 кВ, 4 — 100 кВ.

В типичных условиях функционирования ОРВЭП при постоянной скорости заряда собственной ёмкости C_S увеличение напряжения на разрядном промежутке сопровождается уменьшением времени задержки пробоя τ_d , что и наблюдалось в наших экспериментах при $p_{He} \geq 6$ Торр. Вследствие преждевременного пробоя промежутка при таких давлениях не удавалось поднять напряжение выше $U_a = 65$ кВ. Уменьшение времени заряда C_S и давления до $p_{He} \approx 2,4$ Торр позволило достичь $U_a = 100$ кВ, хотя и при этом напряжении C_S не успевала полностью заряжаться. По оценкам при $U_a = 80$ кВ ток достигал $I \approx 1,6$ кА при его длительности, равной времени спада напряжения на разрядном промежутке (≈ 1 нс).

Дальнейшее увеличение напряжения свыше $U_a > 100$ кВ требовало значительного снижения давления рабочего газа $p_{He} < 2$ Торр и сопровождалось развитием разряда по поверхности разделительного изолятора, что хорошо наблюдалось визуально, а само изменение характера разряда регистрировалось на осциллограммах. Обусловленное этим процессом наибольшее напряжение на аноде, достигнутое в работе, составило $U_a \approx 120$ кВ.

Особенностью данного типа разряда является существование области давлений рабочего газа, в которой наблюдается немонотонная зависимость задерж-

ки времени пробоя от приложенного напряжения $\tau_d(U_a)$. При $p_{He} < 6$ Торр с увеличением U_a величина τ_d монотонно растёт, а затем резко уменьшается (Рисунок 3.20).

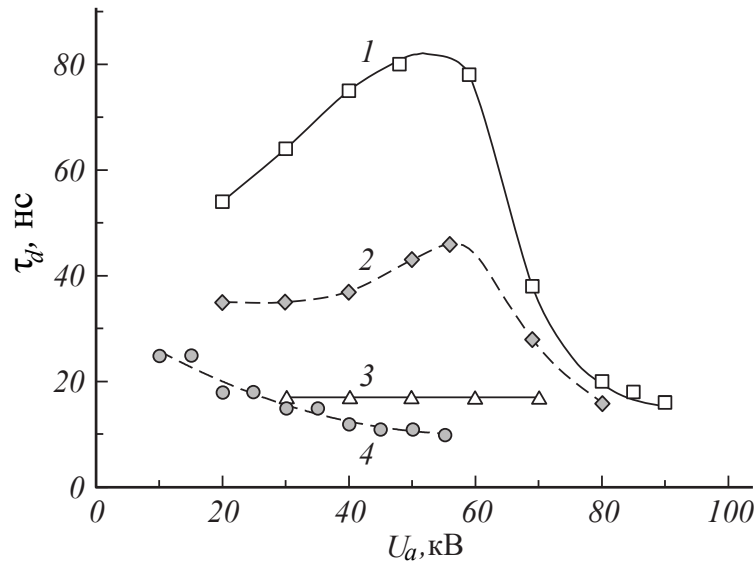


Рисунок 3.20 — Зависимость задержки времени пробоя τ_d от U_a при $p_{He} = 4,2(1), 5(2), 6(3)$ и $7,5(4)$ Торр.

Зависимости времени коммутации от напряжения на разрядном промежутке $\tau_{Sw}(U_a)$ и степень компрессии $S(U_a)$ приведены на Рисунке 3.21 (а) и (б) соответственно. При $U_a < 50$ кВ τ_{Sw} для одинаковых U_a меньше для больших p_{He} . В отличие от ранее полученных результатов для коаксиальных и планарных ячеек, для которых τ_{Sw} с ростом напряжения уменьшается, в рассматриваемом случае зависимость $\tau_{Sw}(U_a)$ для $p_{He} > 6$ Торр является немонотонной функцией, и только при напряжениях $U_a > 50$ кВ для всех давлений газа τ_{Sw} монотонно уменьшается с ростом напряжения, достигая $\tau_{Sw} \approx 1$ нс (по уровню 0,1—0,9). При $U_a > 85$ кВ время коммутации начинает расти из-за изменения характера протекания тока в разрядном промежутке. Оно состоит в том, что пробой осуществляется раньше, чем напряжение на аноде достигает максимума. Поэтому зарядный ток, подзаряжая C_S , увеличивает время спада на ней напряжения. В представленном масштабе осциллограмм остаточное напряжение на ячейке U_S не фиксируется, что позволяет говорить о том, что при $U > 10$ кВ эффективность коммутации η близка к единице. Степень компрессии лежит в диапазоне $S \approx 10 - 35$.

Во всех описанных выше экспериментах показанные на графиках (Рисунки 3.20 и 3.21) зависимости не были монотонными. Это говорит о том, что в

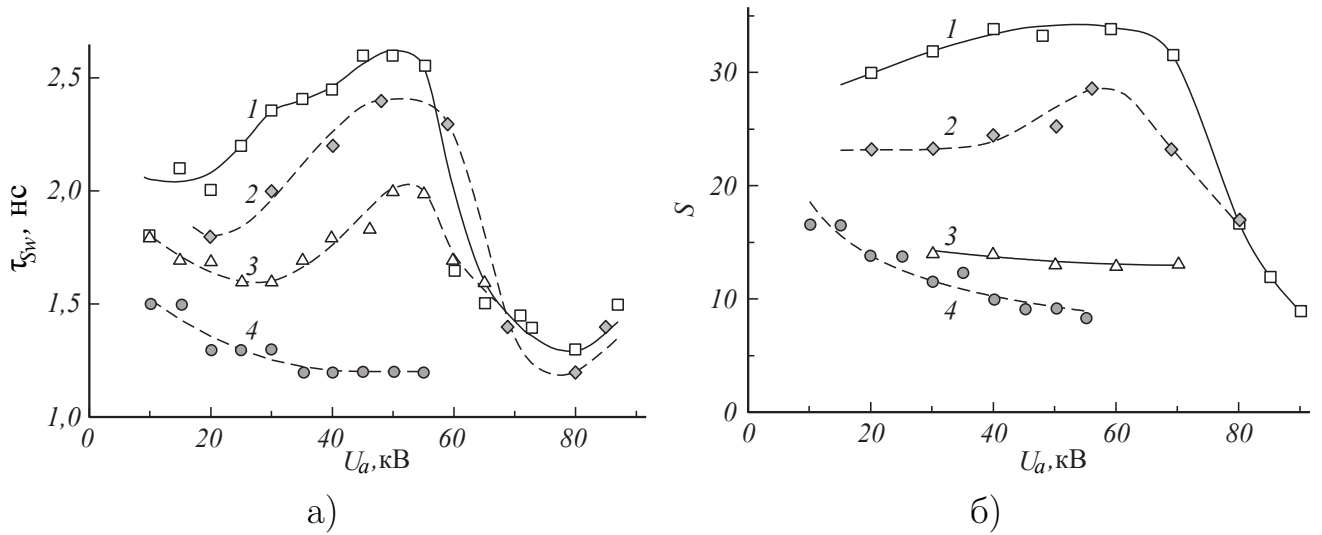


Рисунок 3.21 — а — зависимость времени пробоя τ_{Sw} от амплитуды приложенного к ячейке напряжения U_a при $p_{He} = 4(1), 4,2(2), 5(3), 7,5(4)$ Торр; б — зависимость степени компрессии S от приложенного к ячейке напряжения U_a при $p_{He} = 4,2(1), 5(2), 6(3), 7,5(4)$ Торр.

ряде условий в этом эксперименте была обнаружена выраженная конкуренция процессов, определяющих развитие разряда.

Таким образом, даже при высокой прозрачности анодной сетки могут существовать экспериментальные условия, в которых потери энергии ЭП на ней могут в значительной мере влиять на временные и коммутационных характеристики устройств на основе ОРВЭП, что, с другой стороны, может облегчить их эксплуатацию при повышенных напряжениях.

Оценим это влияние. При обеспечении условий доминирования фотоэмиссионных механизмов генерации электронов скорость нарастания плотности тока под воздействием ВУФ-излучения от быстрых атомов выражается через соотношение 3.15. Величины σ_R , v_a и N'_i прямо зависят от рабочего напряжения. Увеличение напряжения при постоянном давлении газа позволяет достигать большей скорости ионов [14]. При этом вследствие возрастания σ_R (до $w \approx 600$ эВ) [183] увеличивается количество фотонов, что приводит к возрастанию скорости развития тока и к более быстрой коммутации при высоких напряжениях. С другой стороны, с ростом напряжения баланс потерь энергии быстрых электронов между плазмой и сеткой смещается в пользу последней вследствие уменьшения вклада в плазму пропорционально $\ln(w)/w$ [141]. Это приводит к уменьшению количества быстрых атомов, создаваемых на единицу энергии. Совокупность этих явлений приводит к конкуренции механизмов эмиссии электронов и слож-

ному характеру зависимостей $\tau_d(U_a)$ и $\tau_{sw}(U_a)$. При уменьшении давления газа увеличение рабочего напряжения приводит к относительному сокращению роли фотоэмиссии в доле тока разряда, а с определённого U_a — к преобладанию в процессе развития тока эмиссии электронов под действием тяжёлых частиц, которые пересекают УЗ и долетают до катода в среднем за 60 нс, значительно ускоряя эмиссию электронов и обеспечивая быструю коммутацию.

3.2.3 Влияние материала катодов на скорость развития разряда и вторичная электрон-электронная эмиссия

В предыдущих Параграфах было рассмотрено влияние давления и состава рабочего газа, а также параметров анодной сетки на коммутационные и временные характеристики устройств на основе ОРВЭП. Изоляторы не участвуют непосредственно в развитии и горении разряда, но оказывают влияние на цепь посредством вклада в собственную ёмкость ячейки C_S . Кроме того, их конструкция выбирается таким образом, чтобы при минимальной добавленной ёмкости затруднить развитие пробоя по поверхности изолятора, по крайней мере, на время τ_d .

Наибольшее же влияние на характеристики разряда оказывает катод, или катоды в случае планарной геометрии ячейки. Это влияние в отдельных экспериментах уже отмечалось. В этом Параграфе приводятся результаты экспериментов, демонстрирующие влияние непосредственно свойств катода на коммутационные характеристик ячеек.

Исследования проводились на двух экспериментальных установках с пятью ячейками, в которых отличались только катоды. Две имели титановые катоды, одна имела керамические катоды из легированного титаната бария, используемого в конденсаторах типа КВИ-3, две последние имели катоды из реакционно спечённого карбида кремния, причём у последней рабочая поверхность катода покрывалась тонкой фольгой из алюминиево-магниевого бронзы, которая используется в фотоэлектронных умножителях. Ячейки с титановым катодом использовались в качестве контрольного образца, поскольку участвовали в обоих экспериментах.

Конструкция ячейки с титановыми катодами описана в Параграфе 3.2.1. Там же приведено описание экспериментальной установки, на которой впервые была получена зависимость коммутационных характеристик от материала катода. В данном эксперименте сравнивались ячейки с титановыми катодами и с катодами из титаната бария, взятого из конденсатора типа КВИ-3, как в Параграфе 3.2.2. В остальном ячейки были абсолютно идентичны.

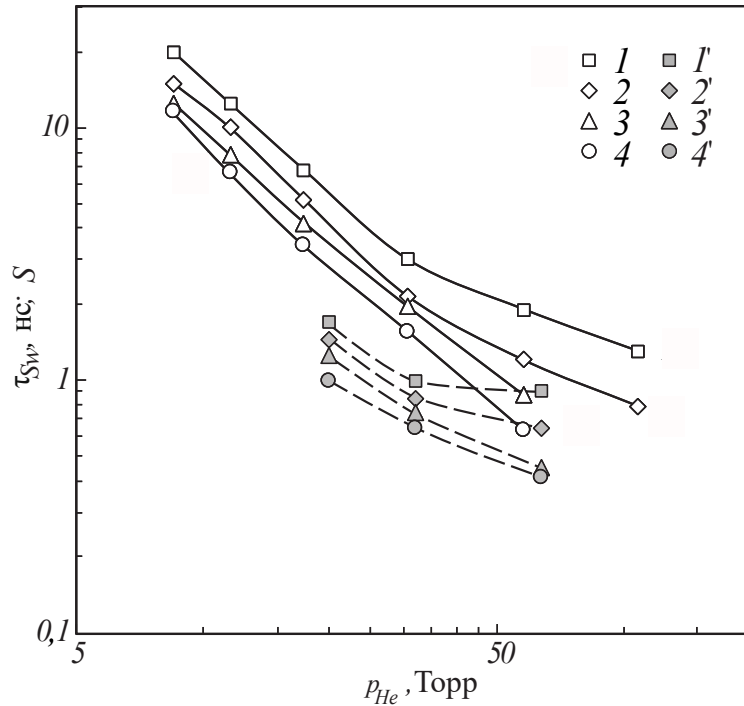


Рисунок 3.22 — Зависимости $\tau_{Sw}(p_{He})$: $U_a = 6(1,1'), 7(2,2'), 8(3,3'), 9(4,4')$ кВ. 1—4 для ячейки с *Ti*-катадами, 1'—4' для ячейки с *BaTiO₃*-катадами.

На Рисунке 3.22 показаны характеристики ячейки с катодами из титаната бария (кривые 1'—4'), которые дополняют характеристики ячейки с титановыми катодами (Рисунка 3.13). Из этих графиков видно, что ячейка с керамическими катодами имеет существенно меньшее τ_{Sw} и, соответственно, большую величину dI/dt . Оказалось, что зависимость $\tau_{Sw}(p_{He})$ для *Ti*-катодов подчинялась закону $\tau_{Sw} \propto p_{He}^{-1,5}$, а для *BaTiO₃*-катодов она менее резкая $\tau_{Sw} \propto p_{He}^{-0,8}$.

Из этих графиков видно, что ячейка с керамическими катодами обладает лучшими коммутационными характеристиками, чем ячейка с титановыми катодами, в особенности при низких давлениях. На Рисунке 3.23 приведены зависимости τ_{Sw} для этого случая от U_a . Также видно, что, как и для зависимостей $\tau_{Sw}(p_{He})$, время коммутации монотонно уменьшается с ростом рабочего напряжения. Характерной особенностью зависимостей $\tau_{Sw}(U_a)$ является то, что при пониженных напряжениях время коммутации при высоком p_{He} может быть

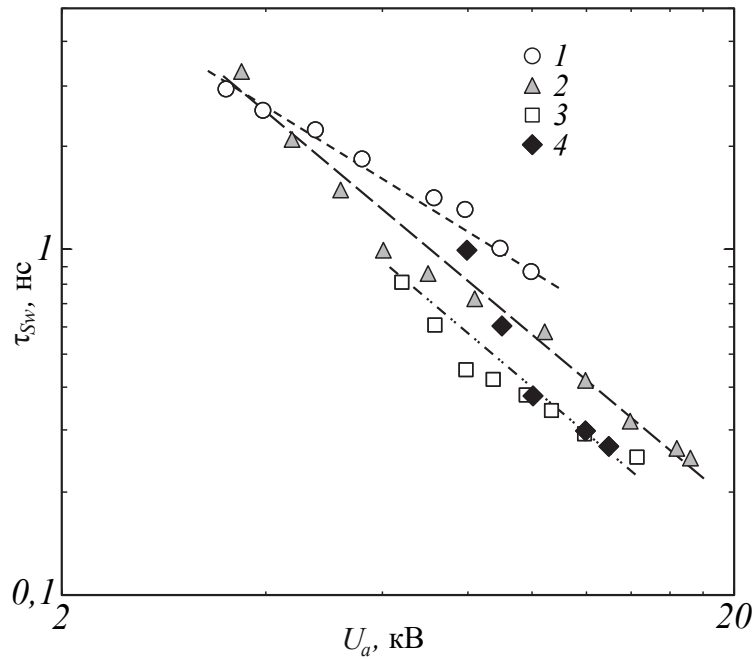


Рисунок 3.23 — Зависимости $\tau_{Sw}(U_a)$: $p_{He} = 20(1), 32(2), 64(3), 114(4)$ Торр для ячейки с $BaTiO_3$ -катодами.

больше, чем при низком p_{He} . Такая особенность обусловлена ухудшением условий для генерации ЭП, и ОРВЭП переходит в обычный аномальный тлеющий разряд. При $U_a > 10$ кВ и $p_{He} > 30$ Торр зависимости $\tau_{Sw}(U_a)$ имеют одинаковый наклон и подчиняются выражению $\tau_{Sw} \propto U_a^{-1,6}$. В общем случае для катодов из $BaTiO_3$ при $U_a > 10$ кВ $\tau_{Sw} \propto p_{He}^{-0,8} U_a^{-1,6}$. Наименьшая величина времени коммутации, полученная в экспериментах, составляет $\tau_{Sw} \approx 240$ пс.

Согласно изложенным в предыдущих разделах и [152] представлениям о развитии пробоя в ОРВЭП и данных о влиянии состояния поверхности катода из работы [139] в начальной фазе пробоя основную роль играет фотоэмиссия под действием резонансного излучения быстрых атомов, образующихся в сильном внешнем поле в результате резонансной перезарядки ионов гелия. В финальной стадии главенствующая роль принадлежит вторичной электрон-электронной эмиссии (ВЭЭЭ) под действием электронов ЭП, которые не успевают затормозиться в быстро спадающем во времени электрическом поле в зазоре. Согласно данным [139], фотоэмиссия в разряде обусловлена взаимодействием резонансного излучения с адсорбированными и имплантированными атомами рабочего газа и поэтому слабо зависит от материала катода. В то же время коэффициент ВЭЭЭ для $BaTiO_3$ в диапазоне энергий 200 – 1000 эВ вдвое выше, чем для Ti [192]. Поэтому логично связывать с этим получение меньших величин τ_{Sw} в ячейках с катодами из $BaTiO_3$.

Для более наглядной демонстрации влияния материала катода, которое предположительно заключалось в коэффициенте вторичной электрон-электронной эмиссии был проведён ещё один эксперимент. Были изготовлены тем же способом ячейки с катодами из титана, реакционно-спечённого карбида кремния и карбида кремния, покрытого тонкой фольгой из БрАМг (алюминиево-магниевая бронза, в данном случае она была не активирована). Коэффициенты ВЭЭЭ для этих материалов показаны на Рисунке 3.24. Видно, что коэффициент ВЭЭЭ γ_e титана (кривая 1) самый низкий во всем диапазоне энергии электронов, у активированной БрАМг γ_e (кривая 4) в разы выше всех остальных, в то время, как неактивированный БрАМг (кривая 2) и карбид кремния (кривая 3) имеют схожие γ_e , немного различающиеся в зависимости от энергии электронов.

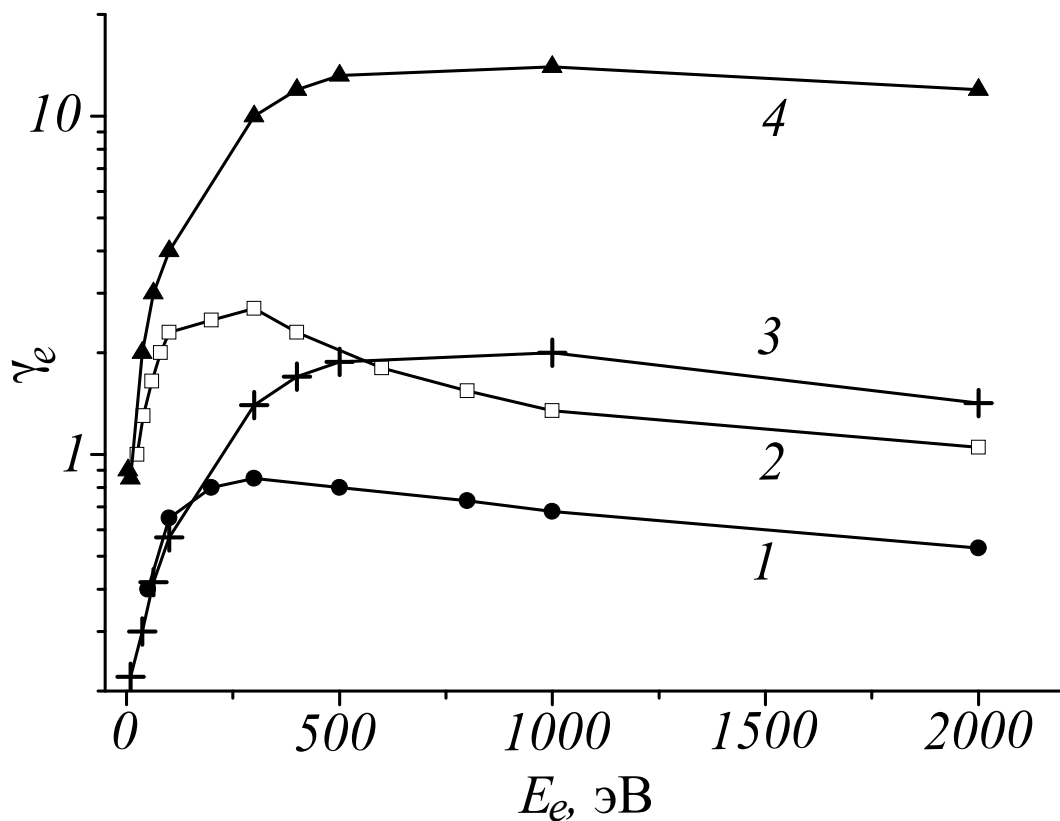


Рисунок 3.24 — Коэффициент вторичной электрон-электронной эмиссии γ_e в зависимости от энергии электронов для титана (1), реакционно спечённого карбида кремния (3), неактивированного (2) и активированного БрАМг

Для проведения эксперимента была использована установка 3.14. Поскольку диапазон давлений был довольно широкий $p_{He} = 10-35$ Тор, а напряжение было в пределах $U_a = 4-12$ кВ, время зарядки C_{p2} было сокращено до $\tau_d = 10-20$ нс и каждый раз корректировалось, чтобы пробой происходил максимально близко к вершине зарядного импульса. Малоиндуктивная ёмкость C_{p2} ,

выполненная из медной фольги, разделённой майларовым изолятором подключалась к катодам симметрично через нагрузку $R_L = 15\text{--}50$ Ом, выполненную из наборов резисторов ТВО-0,125, как на Рисунке 3.14. Измерения проводились с помощью резистивного делителя и коаксиального шунта, установленного на конце измерительного кабеля. Регистрация проводилась широкополосным осциллографом Tektronix DPO70804C. На Рисунке 3.25 показаны характерные осциллограммы коммутации всех трёх ячеек при напряжении $U_a = 10$ кВ и давлении гелия $p_{He} = 25$ Торр. Все осциллограммы имеют одинаковую синхронизацию. Этот Рисунок даёт наглядное представление о влиянии материала катода на характеристики коммутатора.

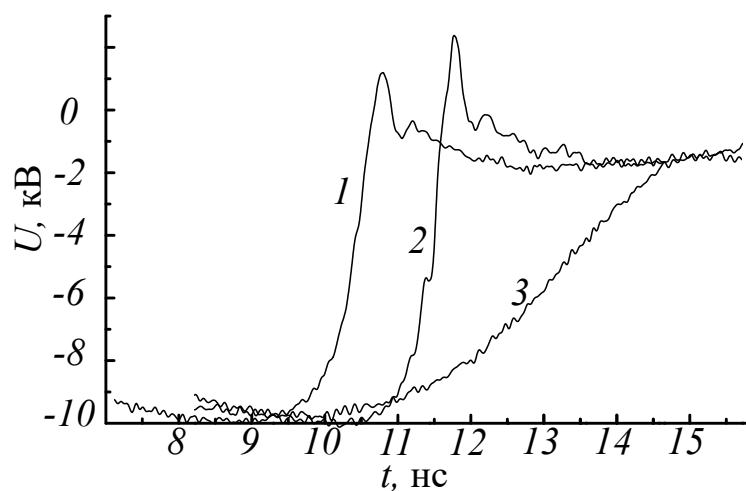


Рисунок 3.25 — Фронт коммутации для ячеек с катодами из: 1—БРАМг, 2—карбида кремния, 3—титана. $U_a = 10$ кВ, $p_{He} = 25$ Торр.

Очевидно, что неактивированный БРАМг и карбид кремния, имеющие близкие значения коэффициента ВЭЭЭ γ_e (Рисунок 3.24), имеют схожие времена коммутации, а титан значительно им в этом уступает.

Были получены аналогичные предыдущему эксперименту характеристики ячеек, которые показаны на Рисунке 3.26 а—в. Видно, что ячейка с титановыми катодами имеет монотонную зависимость $\tau_{Sw}(U_a)$ при всех p_{He} , тогда как две другие ячейки демонстрируют сложные зависимости при низком давлении. Это объясняется тем, что из-за малой длины УЗ $h = 1,8$ мм, высокой прозрачности анодной сетки $\mu = 0,85$ и высокого коэффициента ВЭЭЭ γ_e в этих ячейках при низком давлении ЭП терял за один пролёт двух УЗ относительно мало энергии на взаимодействие с газом, в результате чего почти все первоначально эмитированные электроны достигали противоположного катода с достаточной энергией, чтобы вызвать ВЭЭЭ, тем самым ускоряя сброс напря-

жения на катоде. Растущая концентрация электронов около катода, с другой стороны, возвращала потенциал почти к начальному с некоторой задержкой, необходимой для накопления достаточного количества электронов в прикатодной области. При этом потребление электронов цепью коммутации ограничивалось нагрузкой и этот процесс перекачки зарядов между УЗ имел повторяющийся характер. Другими словами, развивались гармонические колебания с частотой, достаточно слабо зависящей от напряжения в рабочем диапазоне, но с интенсивностью и продолжительностью пропорциональной напряжению. Причём, поскольку их период был существенно меньше τ_{Sw} , на фронте коммутации могло поместиться несколько периодов этих колебаний, что затягивало и сам фронт коммутации. Особенно хорошо это видно на Рисунках 3.26 б и в. В то же самое время в ячейке с титановыми катодами такие колебания не развивались вообще ни при каких условиях, поэтому можно предположить, что за их развитие ответственна высокая величина γ_e двух других ячеек. В пользу этого предположения говорит и тот факт, что при повышении давления в ячейке колебания начинали развиваться при все более высоком напряжении, а при $p_{He} \geq 25$ Торр вообще не наблюдались, то есть происходило увеличение потерь энергии ЭП на взаимодействие со средой.

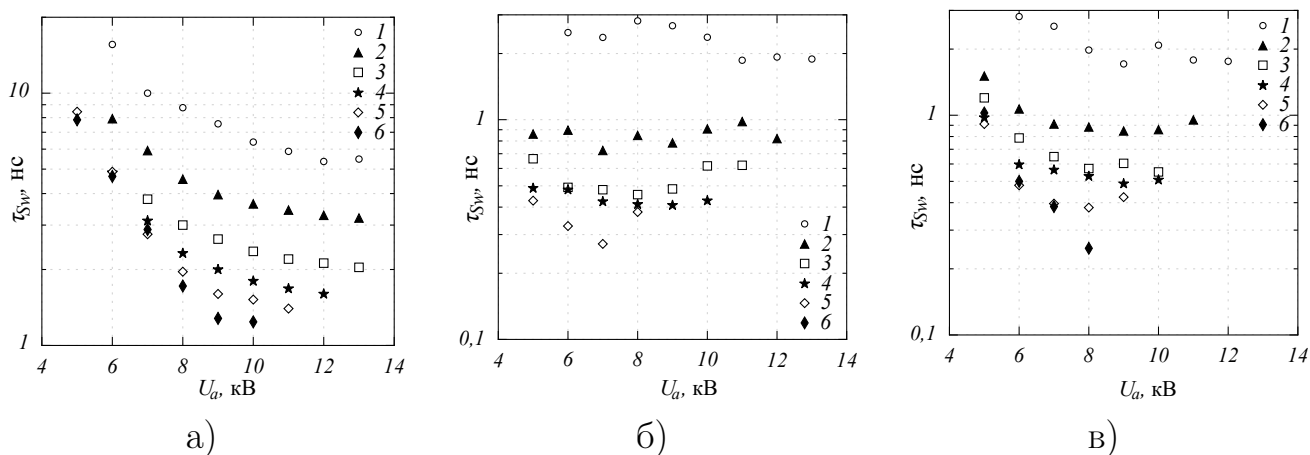


Рисунок 3.26 — Зависимость времени пробоя τ_{Sw} от амплитуды приложенного к ячейке напряжения U_a при $p_{He} = 10(1), 15(2), 20(3), 25(4), 30(5), 35(6)$ Торр; для ячеек с катодами из титана (а), карбида кремния (б) и БрАМг (в).

При давлении $p_{He} \geq 30$ Торр и высоком напряжении зарядная цепь уже не обеспечивала достаточную скорость подъёма напряжения и разряд развивался раньше, чем напряжение достигало U_a , что тоже затягивало τ_{Sw} .

В целом же, как и в предыдущем эксперименте, ячейка с титановыми катодами демонстрировала самое большое $\tau_{sw} > 1$ нс, тогда как ячейки с высоким γ_e позволили получить время коммутации на уровне $\tau_{sw} < 0,3$ нс.

Результаты этого эксперимента позволили расширить задачу моделирования, описанную в Параграфе 3.1.5. Математическое моделирование так же было проведено в работе [154] по указанной выше методике. Отличие от предыдущего случая заключалось в том, что в этом случае исследовался именно процесс коммутации, причём с различным коэффициентом γ_e у катодов. Результаты этого моделирования для условий $U_a = 10$ кВ, $p_{He} = 25$ Торр, совмещённые для наглядности с Рисунком 3.25 показаны на Рисунке 3.27. Хорошо видно, что расчётные и экспериментальные кривые для карбида кремния 2, 2' и титана 3, 3' хорошо согласуются. Для бронзы расчётная кривая 1' значительно круче экспериментальной 1, поскольку для расчёта брался γ_e активированного сплава, а в эксперименте степень активации была неизвестна. Развитие колебаний на кривой 3' вероятно связано с упрощённой моделью цепи, взятой для моделирования [154], уточнение и настройка параметров которой требует дальнейшего совершенствования.

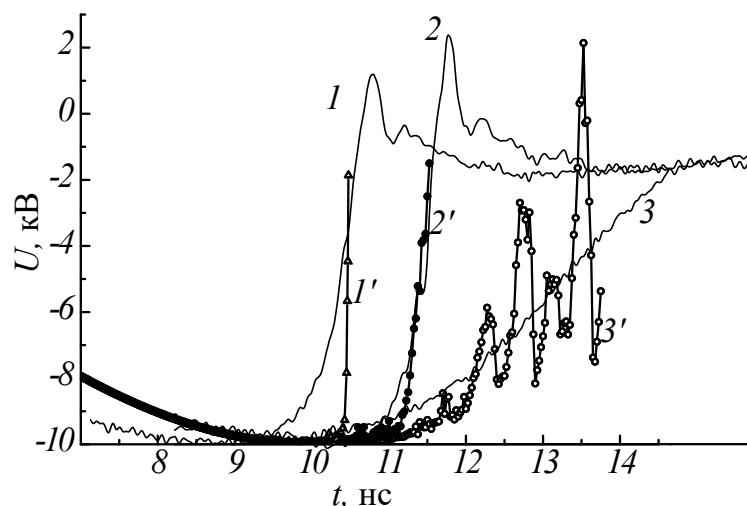


Рисунок 3.27 — Фронт коммутации (1 — 3) и результаты математического моделирования (1' — 3') для ячеек с катодами из: 1, 1'—БрАМг, 2, 2'—карбида кремния, 3, 3'—титана. $U_a = 10$ кВ, $p_{He} = 25$ Торр.

Основным результатом данного физического и математического экспериментов можно считать подтверждение роли ВЭЭЭ в процессе субнаносекундной коммутации тока. Таким образом, поскольку процесс коммутации характерен тем, что на УЗ быстро падает напряжение, когда под действием фотоэмиссии

разряжается собственная ёмкость ключа C_S , первоначально ускоренные электроны достигают встречного катода, потенциал которого ниже первоначально-го, и, даже с учётом потерь в среде, электроны имеют достаточно энергии, чтобы вызвать ВЭЭЭ. Этот процесс идёт одновременно в обоих УЗ. В результате плотность электронов ещё более резко возрастает, обеспечивая субнаносекундное время разрядки собственной ёмкости C_S , и обеспечивая достаточную проводимость плазмы, чтобы дальнейшая передача мощности через неё оставалась эффективной. В целом видно, что катоды с $\gamma_e \sim 2,5$ обеспечивают скорость нарастания тока разряда C_S на порядок больший, чем титановые катоды.

Для решения проблемы недостаточной скорости зарядной цепи в неё была включена ячейка Sw_{93} , описанная в Параграфе 3.2.2 в качестве ещё одной ступени компрессии. Поскольку ячейка с катодами из карбида кремния продемонстрировала минимальное τ_{Sw} (Рисунок 3.28), дальнейшие исследования проводились только с ней. Максимально достигнуто давление в этом эксперименте составило $p_{He} = 120$ Торр.

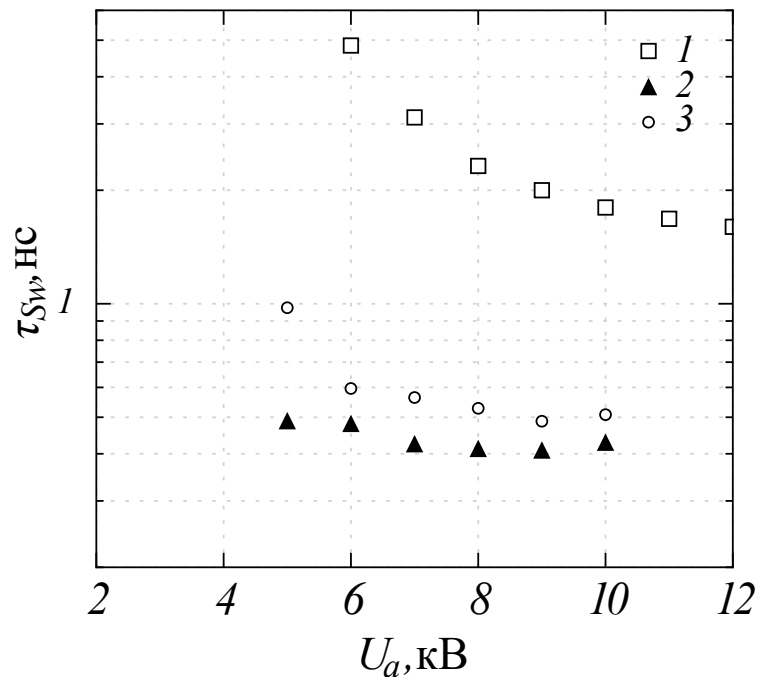


Рисунок 3.28 — Зависимость времени пробоя τ_{Sw} от амплитуды приложенного к ячейке напряжения U_a при $p_{He} = 25$ Торр; для ячеек с катодами из титана (1), карбида кремния (2) и БрАМГ (3).

Двухступенчатая схема сжатия с использованием двух ячеек на основе ОРВЭП показана на Рисунке 3.29. Исследования проводились в режиме регулярных импульсов с частотой до $f = 1$ кГц и естественным охлаждением исследу-

двух ячеек. Схема содержит первичный коммутатор Sw_1 — триод ГМИ-42Б, формирующую цепь и две последовательно включённые экспериментальные ячейки Sw_2 и Sw_3 .

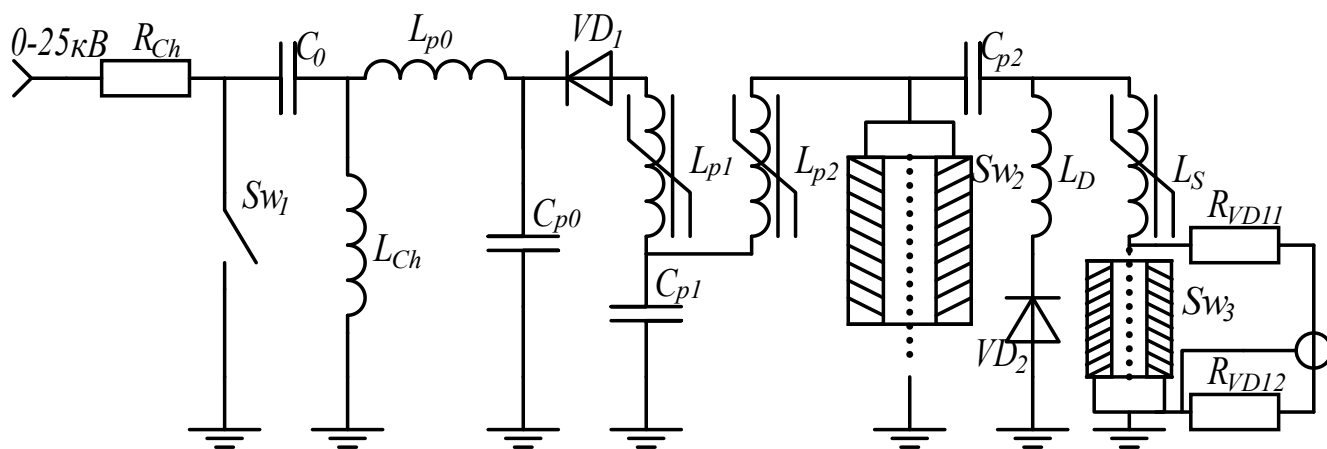


Рисунок 3.29 — Схема двухступенчатого компрессора

Первичный импульс напряжением до $U_{a0} = 25$ кВ и длительностью $\tau_0 = 200$ нс формировался при частичном разряде рабочей ёмкости $C_0 = 4,7$ нФ через индуктивность $L_{p0} = 12\text{--}40$ мкГн, заряжая ёмкость $C_{p0} = 100\text{--}300$ пФ. Эта цепочка необходима для того, чтобы изолировать лампу от всей остальной цепи. Время подъёма напряжения на ёмкости C_{p0} составляло $\tau_1 = 200$ нс, поэтому для достижения времени подъёма напряжения на Sw_2 порядка $\tau_d = 35\text{--}40$ нс была применена цепь $VD_1\text{--}L_{p1}\text{--}L_{p2}$. Поскольку для устройства на основе ОРВЭП полярность приложения напряжения относительно его электродов имеет принципиальное значение, на одну из ступеней должен подаваться положительный импульс, прикладываемый к анодной сетке при заземлённых катодах. Поэтому в данной схеме Sw_2 при подаче на катоды отрицательного импульса напряжения формировал положительный импульс, который прикладывался к анодной сетке Sw_3 . МК $L_{p1,p2}$ выполнены на кольцах из феррита марки N87 производства Ерсос. Диоды VD_1 —сборка из ультрабыстрых диодов SF38. Ёмкость $C_{p2} \approx 60$ пФ изготовлена из нескольких слоёв медной фольги, изолированных лавсановой плёнкой. Индуктивность L_S использовалась для формирования такого времени зарядки собственной ёмкости Sw_3 , при котором пробой происходил в момент окончания заряда, а ток подпитки через неё был минимален. Поэтому L_S подбиралась каждый раз при изменении давления в Sw_3 . Во время коммутации Sw_3 эта индуктивность являлась для него нагрузкой.

Индуктивность L_D —собственная индуктивность сборки диодов C4D02120A производства фирмы Cree, назначение которой—уменьшение предымпульса, возникающего в процессе заряда C_{p2} и собственной ёмкости C_S ячейки Sw_3 . Выбор карбидокремниевых диодов C4D02120A связан с тем, что в настоящий момент они обеспечивают минимально возможное время обратного восстановления, $T_{rr} = 1\text{—}2$ нс, при обратном токе в несколько ампер.

Датчик напряжения $R_{VD11}\text{—}R_{VD12} = 1,5$ кОм выполнен из резистора ТВО-0,125. Он установлен непосредственно в разъём кабеля RG-402 между выводом сетки и одним из катодов и обеспечивает полосу пропускания регистрирующей цепи $\sim 1,5$ ГГц. Второе плечо R_{VD12} делителя напряжения—50-омный вход СВЧ-аттенюатора осциллографа Tektronix DPO 70804C с собственной полосой пропускания 8 ГГц.

Максимальное рабочее напряжение на исследуемой ячейке, достигнутое в данной работе, составляло $U_a = 18$ кВ, при этом на первой ступени Sw_{93} было $U_{a1} = 20$ кВ. Давление гелия в ячейке Sw_{93} было в пределах $p_{He} = 3\text{—}10$ Торр, что соответствует $\tau_d = 30\text{—}50$ нс и $\tau_{Sw} = 1\text{—}2$ нс при работе на активную нагрузку R_L . В рабочей ячейке давление составляло $p_{He} = 50\text{—}120$ Тор, что соответствует $\tau_d = 3\text{—}8$ нс. Индуктивность L_S корректировалась каждый раз таким образом, чтобы пробой происходил в вершине зарядного импульса.

Минимальное время коммутации в описанных условиях составило $\tau_{Sw} < 100$ пс, достигнув насыщения при ≥ 90 Торр. На Рисунке 3.30 показаны характерные осциллограммы коммутации при $p_{He} = 90$ Торр. На Рисунке 3.30 а показан весь импульс, а на Рисунке 3.30 б фаза непосредственно коммутации в растянутом масштабе по оси абсцисс. Значительные выбросы на фронте коммутации связаны с ограниченной полосой пропускания осциллографа (8 ГГц) и в целом измерительного тракта, поэтому дана только оценка минимального τ_{Sw} .

Характерной особенностью работы ячейки было то, что колебания, которые при низком давлении имели постоянный характер, то есть практически не изменялись ни от импульса к импульсу, ни во времени, в данном случае были стохастическими (осциллограммы 1 и 2). Поэтому не удалось строго снять зависимость $\tau_{Sw}(U_a, p_{He})$. По-видимому, это связано с проявлением краевых эффектов из-за малого размера ячейки. Тем не менее, поскольку частота этих колебаний не зависела от условий эксперимента, можно с уверенностью предпо-

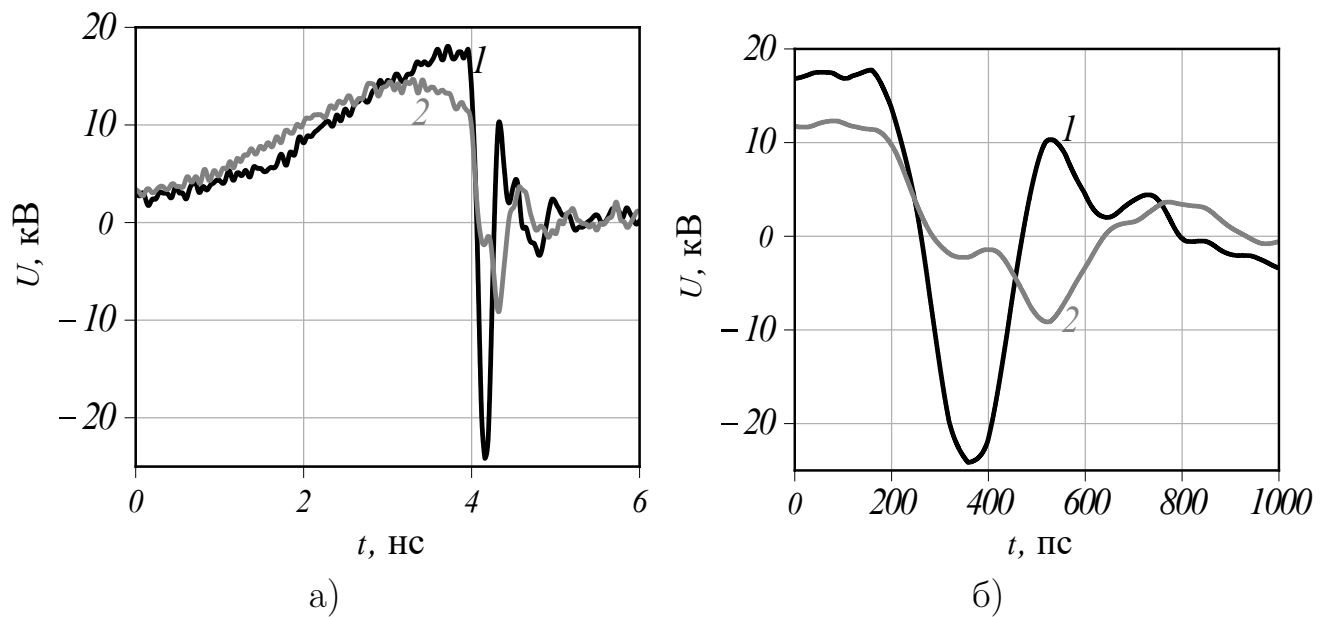


Рисунок 3.30 — Осциллограммы напряжения на катоде второй ступени (сигнал делителя $RVD_{11} - RVD_{12}$) при работе на индуктивную нагрузку, $p_{He} = 90$ Торр: 1—минимальное время коммутации (сброс напряжения на собственной ёмкости ячейки), 2—развитие СВЧ-колебаний на фронте коммутации при тех же условиях. (а) импульс целиком, (б) фаза коммутации.

ложить, что это собственная частота внутреннего разрядного контура ячейки, а значит их период определяется из соотношения:

$$T = 2\pi\sqrt{L_S C_S}, \quad (3.16)$$

где L_S и C_S —конструктивные индуктивность и ёмкость ячейки. Видно, что при отсутствии колебаний на фронте (осциллограмма 1), разряд собственной ёмкости C_S происходит за время примерно равное периоду колебаний (осциллограмма 2). Это позволяет предположить, что насыщение в итоге связано не с ограничением, вносимым природой ОРВЭП, а с паразитными характеристиками разрядной ячейки. Другими словами, удалось достичь технического предела, когда τ_{sw} определяется не свойствами ОРВЭП, а свойствами разрядной ячейки.

Таким образом, удалось продемонстрировать появление дополнительного механизма эмиссии электронов во время быстрой фазы коммутации, который ранее не наблюдался при изучении генерации ЭП ни в классическом ОР ни в ОРВЭП. Этот механизм определяется коэффициентом ВЭЭЭ γ_e и позволяет в несколько раз ускорить эмиссию электронов во время коммутации. Это не

только сокращает в разы τ_{Sw} , но и повышает эффективность коммутации в условиях малоомных нагрузок, когда характерное собственное время контура коммутации приближается к τ_{Sw} . Кроме того, положительной стороной данного механизма является то, что он, как и фотоэмиссия, достаточно слабо влияет на срок службы катодов, в отличие от эмиссии под действием бомбардировки катода тяжёлыми частицами—быстрыми атомами и ионами, ускоренным в поле УЗ.

Частным случаем практического применения данного механизма можно считать возможность использования устройства на основе ОРВЭП в цепи формирования импульсов в последнем описанном эксперименте, поскольку ячейка в данном случае выступала в качестве ёмкостной нагрузки, а значит эффективная работа импульсного компрессора определялась его способностью "мгновенно" отдавать в цепь большую амплитуду тока, чему, как видно из результатов приведённых в данном параграфе, в значительной мере способствует относительно высокий γ_e катодов устройства в цепи формирования импульса.

3.3 Обобщающий эксперимент

В описанных экспериментах рассматривалось влияние отдельных элементов конструкции ячейки на основе ОРВЭП на её коммутационные характеристики в зависимости от давления, напряжения и состава газовой смеси. В данном Разделе будет рассмотрено формирование пробоя и определены предельные достижимые времена коммутации на основе накопленного опыта. Особенностью данной работы было то, что развитие разряда было прослежено с порога его зажигания при минимальном напряжении и до предела τ_{Sw} , определяемого реактивными характеристиками кюветы.

Для этого эксперимента применялась схема, показанная на Рисунке 3.10. Импульс напряжения формировался тиратроном ТПИЗ—10к/25 (Sw_1), включённым по схеме удвоения Блюмляйна, а его амплитуда достигала 40 кВ. После удвоения амплитуды на ёмкости C_0 , импульс через две ступени магнитной компрессии $L_{p1,p2}$ заряжал пиковую ёмкость ячейки (Sw_2). Исследовалось два режима коммутации: в первом функцию пиковой ёмкости выполняла собственная

ёмкость ячейки C_S (обозначена пунктиром), а во втором использовался специально изготовленный малоиндуктивный конденсатор $C_{p3} = 110\text{--}330$ пФ, заземлённый через ячейку и резистивную нагрузку $R_L = 10\text{--}200$ Ом. Для уменьшения индуктивности контура и улучшения симметричности работы УЗ, ёмкости и нагрузка распределялись между двумя частями ячейки. C_S и C_{p3} заряжались по отдельным цепям, как и в экспериментах с коаксиальной геометрией. ЧСИ составляла 1 кГц, охлаждение было естественное.

Ток через кивотрон измерялся с помощью шунта $R_{sh} = 0,1$ Ом, составленного из распределенных вдоль вывода сетки SMD—резисторов. Напряжение регистрировалось с помощью специально изготовленного резистивно—емкостного RC —делителя напряжения (на схеме не показан). Сигналы подавались на вход осциллографа *Tektronix DPO70804C*, который имел полосу пропускания 8 ГГц и фронт нарастания сигнала не хуже 125 пс. На Рисунке 3.31 показан пример осциллограмм, снятых с помощью RC —делителя при $p_{He} = 11$ Тор, амплитуде напряжения $U_a = 9$ кВ время коммутации по уровню 0,2—0,9 составляет $\tau_{sw} \approx 277$ пс при степени обострения $S = 50$.

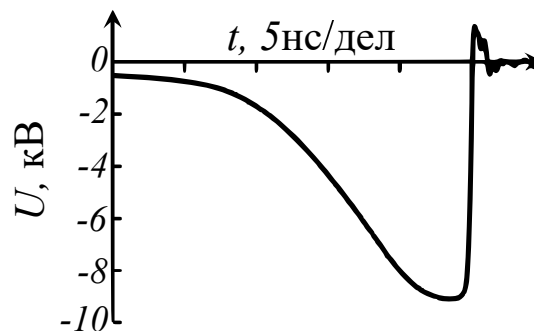


Рисунок 3.31 — Пример регистрации импульса напряжения RC —делителем

На Рисунке 3.32 показана эволюция изменения осциллограмм напряжения на последнем каскаде цепи, представляющем собой разрядный контур, который состоит из накопительного конденсатора C_{p3} , разделённого относительно ячейки на две равные половины для симметрии и уменьшения общей индуктивности контура, сопротивления нагрузки R_L , также разделённой на две равные части и, собственно, самой ячейки, которая имеет собственную конструкционную ёмкость C_S , показанную на Рисунке 3.10 пунктиром относительно каждой половины ячейки. Осциллограммы напряжения U_a и U_S не совпадают поскольку зарядка C_S осуществляется через сопротивление нагрузки. Видно, что зажигание разряда происходит при $U_S \approx 1$ кВ (осциллограмма а). На осциллограмме

тока I_{Sh} присутствуют два характерных максимума, первый из которых соответствует зарядке C_S и на последующих осциллограммах (осциллограммы б—д) меняется только его амплитуда. Второй максимум показывает разряд C_S через ячейку. На первой осциллограмме он вполне гладкий. При дальнейшем увеличении напряжения на ячейке до $U_S \approx 1,2$ кВ на фронте второго максимума тока появляется нерегулярная структура (осциллограмма б), которая при дальнейшем увеличении напряжения становится более заметной (осциллограммы в, г), и переходит в ярко выраженный пик с шириной на полувысоте $\tau_I \approx 20$ нс при амплитуде напряжения на ячейке $U_{S_a} = 1,6$ кВ. (осциллограмма е).

Два максимума наблюдаются также и на осциллограмме U_S . Первый, как и для тока, соответствует зарядке C_S до напряжения пробоя U_{S_a} . Вторым максимумом характеризует падение напряжения на разряде ячейки при протекании через неё разрядного тока, определяемого сопротивлением нагрузки R_L и индуктивностью цепи. Этот пик слабо зависит от напряжения U_{S_a} и амплитуды тока и во всех случаях составляет около 800 В. Интерес представляет то, что между пиками на всех осциллограммах наблюдается провал, увеличивающийся с увеличением U_{S_a} до более чем 90% при $U_{S_a} \approx 1,5 - 1,6$ кВ. При этом величина тока I_{Sh} в этом интервале не испытывает такого глубокого падения, проседая на 40–60% по сравнению с током в пиках.

Дальнейшее увеличение U_{S_a} приводит к увеличению амплитуды и уменьшению длительности до $\tau_I \approx 0,5$ нс пика тока при $U_{S_a} \approx 3,2$ кВ (Рисунок 3.33). Как видно, величина $\tau_I(U_{S_a})$ практически линейна в логарифмическом масштабе и аппроксимируется соотношением $\tau_I \propto U_{S_a}^{-3,8}$. Глубина провала U_S достигает 95 % при $U_{S_a} \approx 2,6$ кВ. Амплитуда второго пика плавно растёт, достигая $\approx 1,5$ кВ при $U_{S_a} = 8$ кВ.

При $U_{S_a} > 1,8$ кВ на осциллограммах I_{Sh} и U_S появляются СВЧ колебания, амплитуда которых растёт вместе с U_{S_a} . При $U_{S_a} \geq 2,4$ кВ они уже препятствуют точному измерению τ_{Sw} при $p_{He} = 4$ Торр. На Рисунке 3.34 а показана эволюция развития этих колебаний при увеличении напряжения U_{S_a} при давлении гелия $p_{He} = 7$ Торр. Осцилляции становятся заметными при напряжении $U_{S_a} = 8$ кВ, а при $U_{S_a} = 15$ кВ их размах практически достигает U_{S_a} . Одновременно с этим при визуальном наблюдении плавно возрастает яркость свечения гелия в разряде. Если продолжить увеличение давления, колебания начинают возникать при все большем напряжении, а их амплитуда относительно U_{S_a} со-

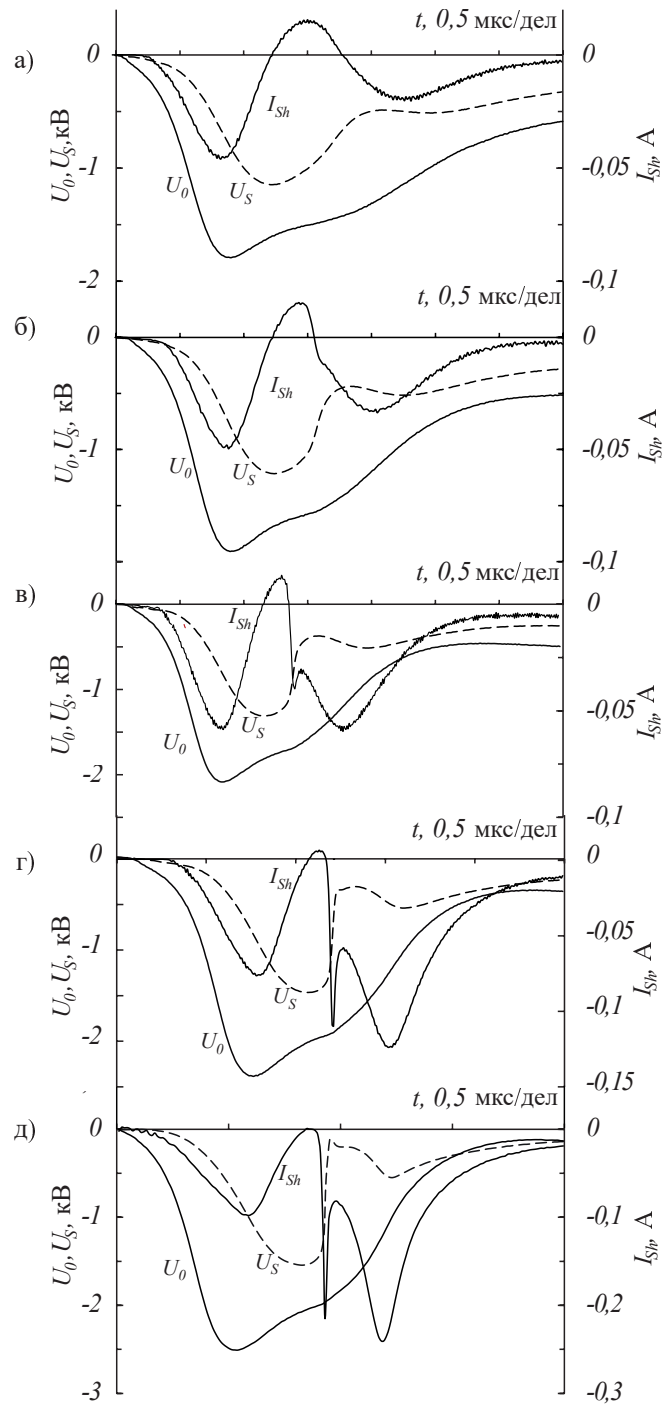


Рисунок 3.32 — Эволюция осциллограмм импульсов напряжения U_a на C_{p3} , U_S на катодах ячейки и тока I_{Sh} через резистор R_{Sh} при увеличении напряжения питания (от а до д). $p_{He} = 4$ Торра.

кращается. При $p_{He} = 16$ Торр регистрируется только одно незначительное колебание, а при $p_{He} = 20$ Торр они и вовсе не возникают (Рисунок 3.34 б).

Период колебаний составляет около 230 пс и не зависит от давления и напряжения. При $p_{He} > 20$ Торр, когда колебаний не возникает, τ_{Sw} , определяемое, как сброс напряжения на ячейке по уровням $0,2-0,9 U_{Sa}$ достигает значения $\tau_{Sw} \approx 80$ пс (кривая 3 на Рисунке 3.34 б) и перестаёт зависеть от

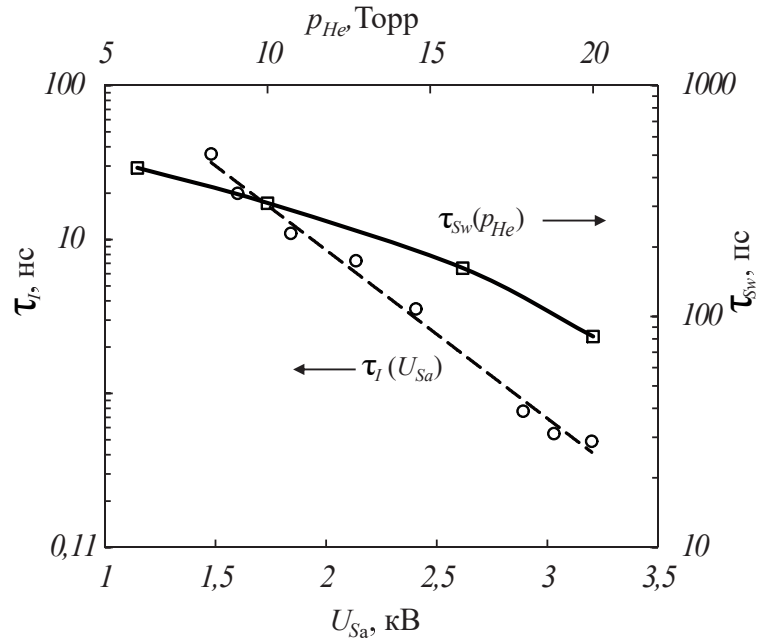


Рисунок 3.33 — Зависимость ширины полувысоты пика тока $\tau_I(U_{S_a})$ при $p_{He} = 4$ Торра и $\tau_{Sw}(p_{He})$ при $U_{S_a} = 20$ кВ.

напряжения. При этом $\tau_d = 4$ нс, то есть $S \approx 50$. Эволюция $\tau_{Sw}(p_{He})$ показана на Рисунке 3.33. При сопротивлении нагрузки $R_L > 10$ Ом τ_{Sw} практически не зависит от неё, при меньшем сопротивлении время коммутации плавно увеличивается до $\tau_{Sw} \approx 100$ пс при амплитуде тока $I_{Sh} \approx 1,5$ кА.

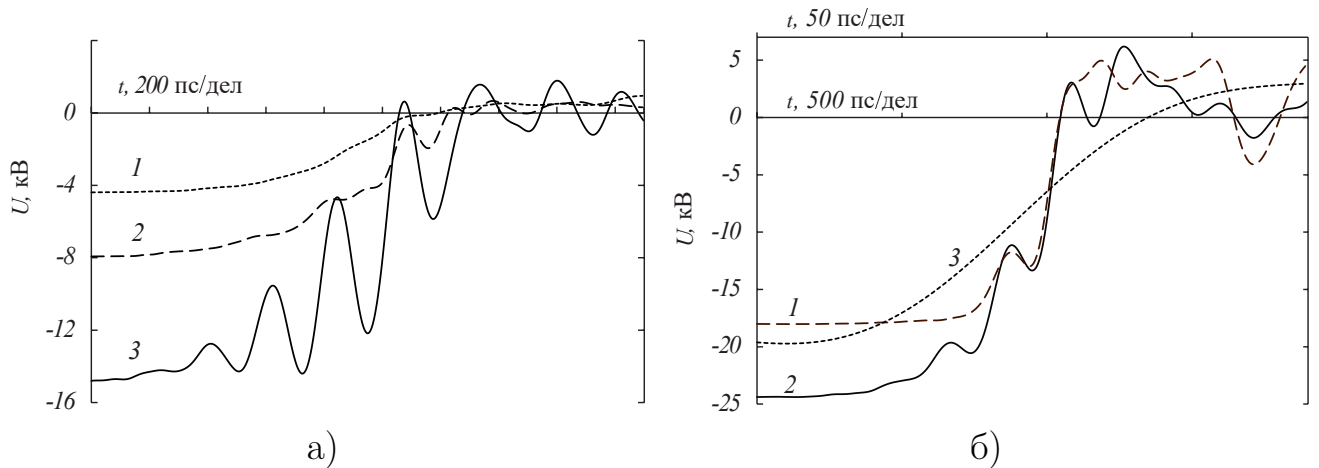


Рисунок 3.34 — Осциллограммы U_S : а — $U_{S_a} = 4,4(1), 8(2), 14,8(3)$ кВ, $p_{He} = 7$ Торр; б — $p_{He} = 11(1), 16(2), 20(3)$ Торр. Для кривых 1, 2: 500 пс/дел, 3: 50 пс/дел.

Насыщение $\tau_{Sw} \approx 80$ пс соответствует характерному времени колебаний. Учитывая независимость их периода от экспериментальных условий, вполне можно сделать вывод о том, что и он, и насыщение τ_{Sw} определяются конструктивными параметрами кюветы, то есть ее собственной ёмкостью и индуктив-

ностью разрядного контура для этой ёмкости. Следует отметить, что в данном эксперименте колебания имели устойчивый и постоянный характер, в отличие от эксперимента, описанного в Параграфе 3.2.3. По-видимому, это связано с тем, что данная кювета имеет существенно большую площадь и протяжённость катодов, что уменьшает влияние краевых эффектов.

Важным результатом является то, что удалось достичь предела τ_{Sw} , который определяется параметрами собственного разрядного контура ячейки, а не свойствами разряда. Это предполагает возможность дальнейшего сокращения τ_{Sw} при совершенствовании конструкции ячеек.

Рассмотрим более подробно Рисунок 3.34. Переходная характеристика промодулирована СВЧ-колебаниями с частотой $\sim 4,4$ ГГц. Ее независимость от условий эксперимента свидетельствует в пользу того, что она соответствует классической картине возникновения колебаний в контуре, образованных собственной ёмкостью и индуктивностью ячейки после зажигания разряда в последней. Период колебаний определяется из выражения

$$T = 2\pi\sqrt{(L_S C_S)^{-1} - \beta^2}, \quad (3.17)$$

где β —декремент затухания, зависящий от скорости стекания зарядов на землю и скорости потери энергии пучком. С ростом давления последняя увеличивается, и при $p_{He} > 20$ Торр колебания подавляются. При этом давлении потери энергии быстрыми электронами становятся меньше чем $\Delta W = e\Delta U$ (e —заряд электрона, ΔU —падение разности потенциалов между электродами за время пролёта электроном ускорительного зазора). Поэтому электроны достигают катода, вызывая вторичную электрон-электронную эмиссию с соответствующим коэффициентом $\sigma_e \approx 2,5$ для SiSiC [193], окончательно замыкая цепь и тем самым подавляя колебания. Для этого сценария время коммутации по уровню 0,1–0,9 равно $\tau_{Sw_{min}} \approx 2,2\sqrt{L_S C_S} = 0,35T \approx 80$ пс, как на Рисунке 3.34 б, кривая 3.

Из выражения 3.17 следует, что $L_S \approx 2,22 \cdot 10^{-11}$ Гн. Ёмкость C_S образована главным образом (~ 92 %) катодами и сеткой по площади перекрытия через изолирующие пластины из Al_2O_3 . Заменяя Al_2O_3 на изолятор с меньшей величиной диэлектрической проницаемости и уменьшая площадь контакта катода с изолятором, можно уменьшить C_S до ~ 10 пФ. Принимая во внимание Рисунок 3.33 и результаты из Параграфа 3.2.1, можно ожидать, что при даль-

нейшем увеличении p_{He} и совершенствовании конструкции можно достигнуть времени коммутации $\tau_{Sw_{min}} \approx 34$ пс.

3.4 Доплеровский сдвиг резонансного излучения

Ключевым моментом в модели ОРВЭП является наличие быстрых атомов, возникающих в результате обмена зарядами с ионами и излучающих резонансные ВУФ-фотоны, сдвинутые по частоте в следствие эффекта Доплера, которые без поглощения достигают поверхности катода, вызывая эмиссию электронов. Регистрация ВУФ-излучения (для гелия резонансная линия $\lambda = 57,6$ нм) представляет собой достаточно сложную задачу. Однако тот же механизм возбуждения характерен для некоторых других резонансных состояний, например для перехода $3^1P_1 - 2^1S_0$ с $\lambda = 501,57$ нм, который легко наблюдать.

На установке, описанной в предыдущем Параграфе были установлены ячейки, позволяющие выводить излучение сквозь катод. Первая имела $D_c = 11$ мм $h = 3$ мм, $\delta = 1$ мм и $\mu = 0,7$. При этом катод был выполнен из такой же литографической молибденовой сетки, как и анод. На эту ячейку подавалось напряжение до $U_a = 5$ кВ с длительностью до 0,5 мкс либо постоянное напряжение, что позволяло наблюдать разряд в непрерывном режиме. Вторая ячейка имела $D_c = 28$ мм $h = 3$ мм, $\delta = 1$ мм и $\mu = 0,92$. Её катод изготавливался из карбида кремния и имел щель толщиной 0,1 мм. В данном случае импульсы имели $U_a = 20$ кВ и длительность ≈ 40 нс. Излучение измерялось с помощью монохроматора с разрешением 0,4 Å, регистрировалось с помощью ФЭУ-106, подключённому к осциллографу с полосой пропускания 200 МГц.

На Рисунке 3.35 показано относительное распределение излучения для линии $\lambda = 501,57$ нм (переход $3^1P_1 - 2^1S_0$). Этот переход отлично возбуждается быстрыми атомами. При этом с одинаковой вероятностью возбуждаются как быстрые атомы, так и атомы с тепловой скоростью [183]. При этом, очевидно, что излучение быстрого атома будет смещено из-за эффекта Доплера. Из графика 1 на Рисунке 3.35 видно, что при слабой приведённой напряжённости поля $E/N \approx 3,3 \cdot 10^{-15}$ В·см² линия не имеет дальних крыльев, а ее полуширина $\Delta\lambda \approx 0,42$ Å определяется разрешением монохроматора. При напряжённости

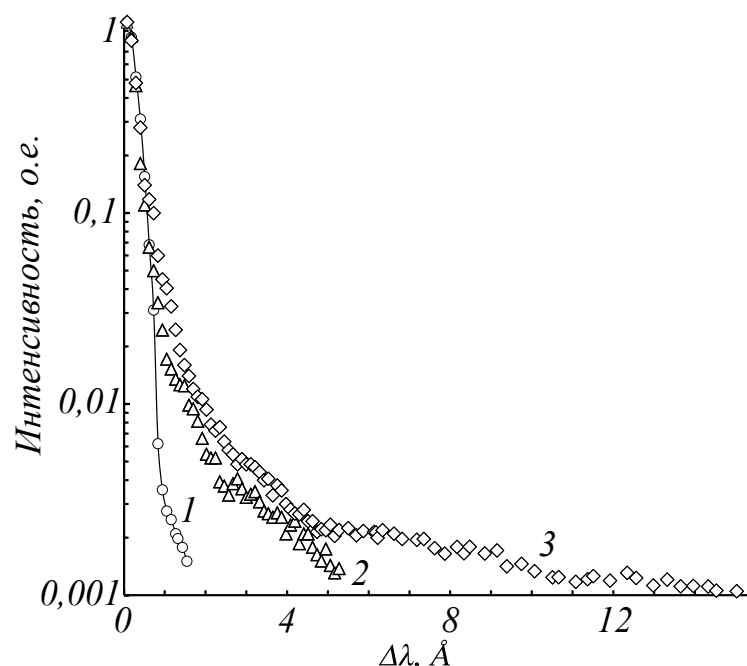


Рисунок 3.35 — Относительное распределение излучения для линии $\lambda = 501,57$ нм атомов гелия сетчатого катода (1, 2) и катода со щелью (3):
 $E/N \approx 3,3 \cdot 10^{-15}$ (1); 10^{-13} (2); $5,1 \cdot 10^{-13}$ (3) В·см²

$E/N \approx 10^{-13}$ В·см² линия уже ассиметрична и у неё появляются дальние крылья. При увеличении напряжения линия ещё сильнее уширяется и при 20 кВ её полуширина достигает $\Delta\lambda \approx 15$ Å, что соответствует энергии частиц 20 кэВ.

Таким образом, косвенно показано, что предложенный механизм возникновения резонансных ВУФ-фотонов, смещённых по частоте вследствие эффекта Доплера, вызывающих фотоэмиссию с катода вполне реализуется в условиях, характерных для ОРВЭП.

3.5 Выводы к главе 3

1. В Главе представлены результаты экспериментального исследования большого набора экспериментальных ячеек на основе ОРВЭП, различающихся геометрическими характеристиками, материалом и конструкцией узлов.

2. Показано, что устройства на основе данного типа разряда могут эффективно ($\eta > 90$ %) коммутировать энергию с импульсной мощностью в сотни МВт при скорости перехода в высокопроводящее состояние $\tau_{sw} < 100$ пс при степени компрессии $S \sim 50$.

3. Экспериментально продемонстрировано влияние свойств каждого узла конструкции: стеки, катодов, дрейфового пространства — на общие коммутационные характеристики устройства.

4. Продемонстрирована работоспособность ОРВЭП при давлениях рабочего газа вплоть до 120 Торр.

5. Экспериментально определено влияние и условия возникновения различных механизмов, приводящих к сверхбыстрой и высокоэффективной коммутации энергии при работе на различные типы нагрузок.

6. Выделены и описаны механизмы фотоэмиссии под действием доплеровски сдвинутого резонансного излучения быстрых атомов и механизм вторичной электрон-электронной эмиссии. Сделана оценка их влияния на процесс коммутации. Определены экспериментальные условия, при которых наряду с фотоэмиссией и ВЭЭЭ существенное влияние на процесс коммутации оказывает эмиссия под действием бомбардировки катода тяжёлыми частицами.

7. На основе полученных экспериментальных данных развита оценочная качественная модель быстрой коммутации в ОРВЭП, которая хорошо согласуется с результатами численного моделирования развития пробоя в ОРВЭП с учётом механизмов и процессов, обнаруженных экспериментально.

8. Показано, что в условиях, характерных для ОРВЭП происходит доплеровское уширение резонансной линии атомов рабочего газа, благодаря чему оно может достигать поверхности катода практически мгновенно без многократного перепоглощения.

Глава 4. Исследование возможности практического применения коммутаторов на основе открытого разряда с генерацией встречных электронных пучков

Целью данной работы является разработка коммутационного устройства, на основе которого можно строить генераторы возбуждения лазеров на самоограниченных переходах атомов. В этой Главе будет описан эксперимент по применению разработанного коммутатора для накачки лазера на парах меди импульсами с фронтом нарастания порядка 1,5 нс. Кроме того, важным для практического применения данного устройства является возможность долговременной работы в режиме регулярных импульсов при большой импульсной и средней мощности. В приведённых выше экспериментах использовался режим низкой мощности либо цуговый режим, более удобный для изолированного исследования отдельных параметров. Поэтому в данной главе будут описаны эксперименты по проверке работоспособности устройств на основе ОРВЭП в режиме регулярных импульсов.

Основные результаты изложены в работах [194—196].

4.1 Влияние длительности переднего фронта импульса накачки на частотные характеристики лазера на парах меди

Основной целью создания коммутационного устройства на основе ОРВЭП являлась оптимизация накачки газоразрядных лазеров на самоограниченных переходах атомов с точки зрения требований такой активной среды, а именно возможность значительного укорочения фронта импульса напряжения для преодоления негативного влияния начальной концентрации электронов n_{e0} на генерационные характеристики лазера при повышении ЧСИ. В Главе 1 рассмотрены основные достигнутые на данный момент результаты по возбуждению таких лазеров с использованием практически всех типов высоковольтных импульсных коммутаторов. Тем не менее экспериментально изучить предположение о зависимости степени влияния n_{e0} на частотно-энергетические характеристики таких лазеров при крайне коротком фронте импульса возбуждения всё

приведённое разнообразие техники не позволяло. Таким образом, экспериментальная проверка применимости коммутатора на основе ОРВЭП для накачки ЛПМ продольным разрядом является важным этапом исследования, как самого коммутационного устройства, так и физики ЛПМ. Тем не менее, в рамках данной работы основное внимание будет уделено именно свойствам коммутатора при работе с ГРТ ЛПМ в качестве нагрузки.

4.1.1 Описание экспериментальной установки

Первый такой эксперимент был проведён с ячейкой с ДП, описанной в параграфе 3.1.2. В этой работе он был использован в цепи накачки ЛПМ. Было проведено сравнение между стандартной схемой на основе тиратрона ТГИ1-100/25 и схемой, в которую добавлено обострительное устройство на основе ОРВЭП.

В экспериментах использовалась газоразрядная трубка (ГРТ) длиной $l_t = 48$ см с диаметром разрядного канала $d_t = 2$ см, изготовленная в ФГУП "НПП «Исток»-по технологии, описанной в [32]. Техническим усовершенствованием ГРТ является наличие нагревательной спирали из сплава $W - Re$ [197]. Спираль наматывалась непосредственно на внутреннюю разрядную алундовую трубку и была соединена с электродами ГРТ. Конструктивные особенности ГРТ позволяли работать при температурах вплоть до $T = 1420$ °С (температура измерялась пирометром). При большей температуре возможно самопроизвольное зажигание дугового разряда от питающего нагревательную спираль напряжения, превышающего $U_{heat} = 100$ В. Спираль одновременно являлась рабочей индуктивностью, шунтирующей разрядный промежуток ($L_{sh} \approx 40$ мкГн). Собственная расчётная индуктивность ГРТ с коаксиальным обратным токопроводом составляла $L_t \approx 1,6 \times 10^{-7}$ Гн.

На Рисунке 4.1 а показана экспериментальная схема без обострителя. Она состоит из тиратрона ТГИ1-1000/25 Sw_2 , накопительная ёмкость которого $C_0 \approx 15d_t^2/l_t \approx 1,5$ нФ [31] заряжалась генератором импульсов, состоящим из БТИЗ IRG4PH50UD (Sw_1) и импульсного трансформатора Tr . В качестве рабочей ёмкости C_p использовались два варианта: $C_p = C_0$ и $C_p = 0,5C_0$. Ге-

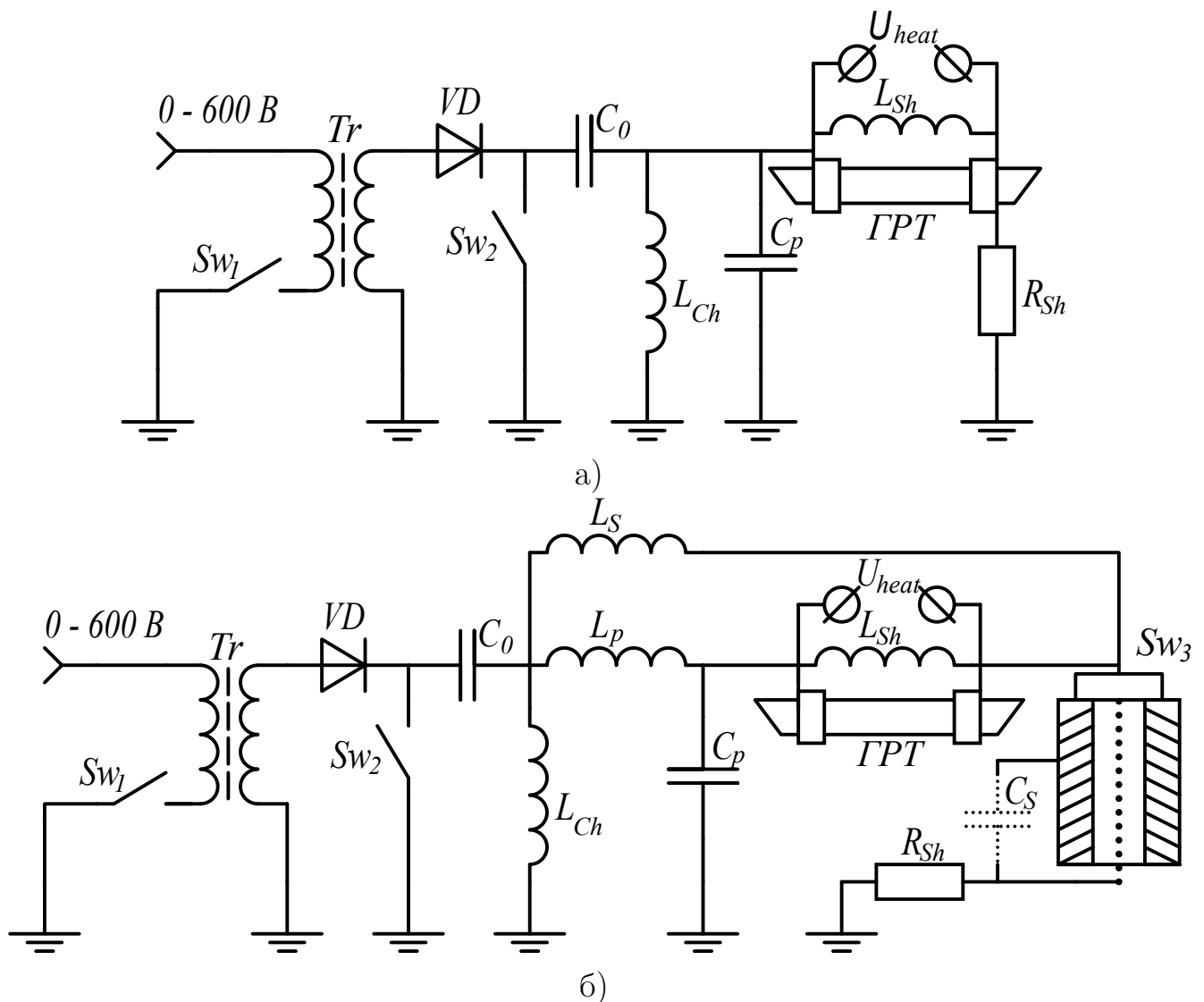


Рисунок 4.1 — Схема эксперимента с накачкой ЛПМ

нерациональных характеристики ЛПМ с этой схемой накачки были использованы в качестве эталона для сравнения его характеристиками при накачке модернизированной схемой, показанной на Рисунок 4.1 б. В данном случае в цепь разряда ЛПМ был добавлен Sw_3 —обостритель на основе ОРВЭП, описанный в параграфе 2.2.2. Таким образом, напряжение равномерно поднималось на обоих концах ГРТ во время зарядки C_p , а после срабатывания Sw_3 подключенный к нему электрод за короткое $\tau_{Sw} \sim 1$ нс оказывался близким к нулевому потенциалу, формируя тем самым импульс накачки с коротким фронтом. Поскольку Sw_3 имел собственную ёмкость $C_S = 2 \times 50$ пФ, была введена индуктивность L_S , как в параграфе 2.2.1. Это позволило во время зарядки C_p поддерживать нулевую разность потенциалов на электродах ГРТ. Аналогично 2.2.1 осуществлялась и регистрация импульсов на ГРТ. Мощность излучения измерялась с

помощью интегрального измерителя мощности ИМО-2, а импульсы генерации ЛПМ—фотокатодом ФК-32.

Эксперимент проводился в режиме питания ГРТ пакетами импульсов длительностью до $\Delta T = 2$ мс и с ЧСИ внутри пакета до $f = 16$ кГц. Такой режим вкуче со встроенным нагревателем ГРТ позволял без осуществления дополнительных мероприятий по стабилизации температуры АЭ проводить изменять ЧСИ внутри пакета во всем диапазоне f . Поскольку питание нагревательной спирали U_{heat} производилось от электросети через развязывающий трансформатор, то для того, чтобы избежать загорания дуги в ГРТ, пакеты импульсов были синхронизованы с нулём сетевого напряжения. Частота следования пакетов составляла 50 Гц. Таким образом, была реализована одна из возможных схем включения коммутаторов-обострителей на основе ОРВЭП в генераторе импульсов возбуждения ЛПМ.

4.1.2 Экспериментальные данные

Эксперименты проводились в режиме цуга импульсов. Это позволило исключить необходимость каждый раз при изменении параметров схемы, например, номинала рабочих ёмкостей, обеспечивать температурный режим АЭ. С другой стороны, частотный режим работы ЛПМ подразумевает накопление некоторого предимпульсного состояния среды внутри АЭ, которое и определяет его рабочие и генерационные характеристики. Из Рисунка 4.2 видно, что генерация в цуге, начиная с третьего импульса, и до конца цуга сохраняет постоянную амплитуду при напряжении на C_0 $U_a < 14$ кВ, а при повышенном напряжении $U_a > 16$ кВ выравнивание происходит уже со второго импульса.

Осциллограммы импульсов напряжения на ГРТ U_t , тока через неё I_t и генерации P_{las} приведены на Рисунке 4.3 а, б, а основные характеристики генерации для $T = 1420$ °С — на Рисунке 4.4 (давление неона $p_{Ne} \sim 40$ Торр). Видно хорошее согласование генератора накачки с ГРТ при $C_0 = C_p = 1,5$ нФ (Рисунок 4.3 а, б). Это выражается в том, что пик импульса генерации практически совпадает с пиком импульса тока, а амплитуда отражённого импульса напряжения не превышает 10 % от амплитуды основного импульса. Поэтому,

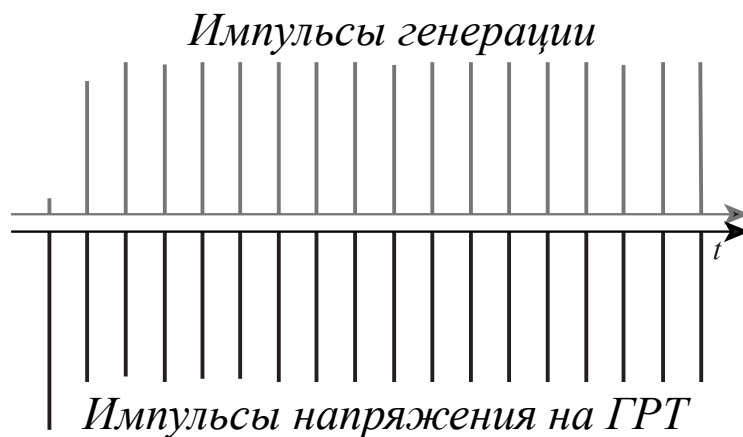


Рисунок 4.2 — Типичная картина развития лазерной генерации при питании разряда цугом импульсов ($U_a < 14$ кВ)

несмотря на далеко не оптимальную температуру ГРТ (1420 °С по сравнению с 1550 – 1600 °С в [32]), эффективность генерации η относительно энергии, запасаемой в C_0 , достигает $0,66$ %.

При $C_0 = 2C_p$ согласование значительно хуже (Рисунок 4.3 в). Ухудшение качества согласования приводит к уменьшению средней, пересчитанной для режима регулярных импульсов (P_{av}) и импульсной (P_{las}) мощностей генерации по сравнению со случаем $C_0 = C_p$ (кривые 1 и 2 на Рисунке 4.4). Тем не менее и для случая $C_0 = C_p$ реализуются экстремальные зависимости от частоты f энергии W (кривая 3) и эффективности генерации η (кривая 4). Максимумы этих величин находятся в диапазоне частот следования импульсов $f = 3 - 6$ кГц, где они почти неизменны. При $f < 3$ кГц уменьшение W и η объясняется значительной задержкой начала пробоя ГРТ из-за уменьшения n_{e0} с уменьшением f . В результате часть энергии, передаваемой в ёмкость C_p , теряется в нагревательной спирали, что и приводит к уменьшению W и η . При $f > 6$ кГц наблюдается типичная для ЛПМ картина уменьшения W и η с ростом частоты f , объясняемая усилением влияния n_{e0} на характеристики генерации. При $f > 14$ кГц происходит уменьшение и средней мощности генерации P_{av} .

На Рисунке 4.5 показана типичная осциллограмма начальной фазы импульса накачки при использовании обострителя на основе ОРВЭП Sw_3 в схеме возбуждения, как показано на рисунке 4.1 б. Пунктиром показан расчётный ток разряда в ГРТ. Видно, что напряжение на трубке U_t достигает своего амплитудного значения за $\tau_f \approx 1,5$ нс, в течении которых осуществляется зарядка собственной ёмкости АЭ через его собственную индуктивность и индуктивность

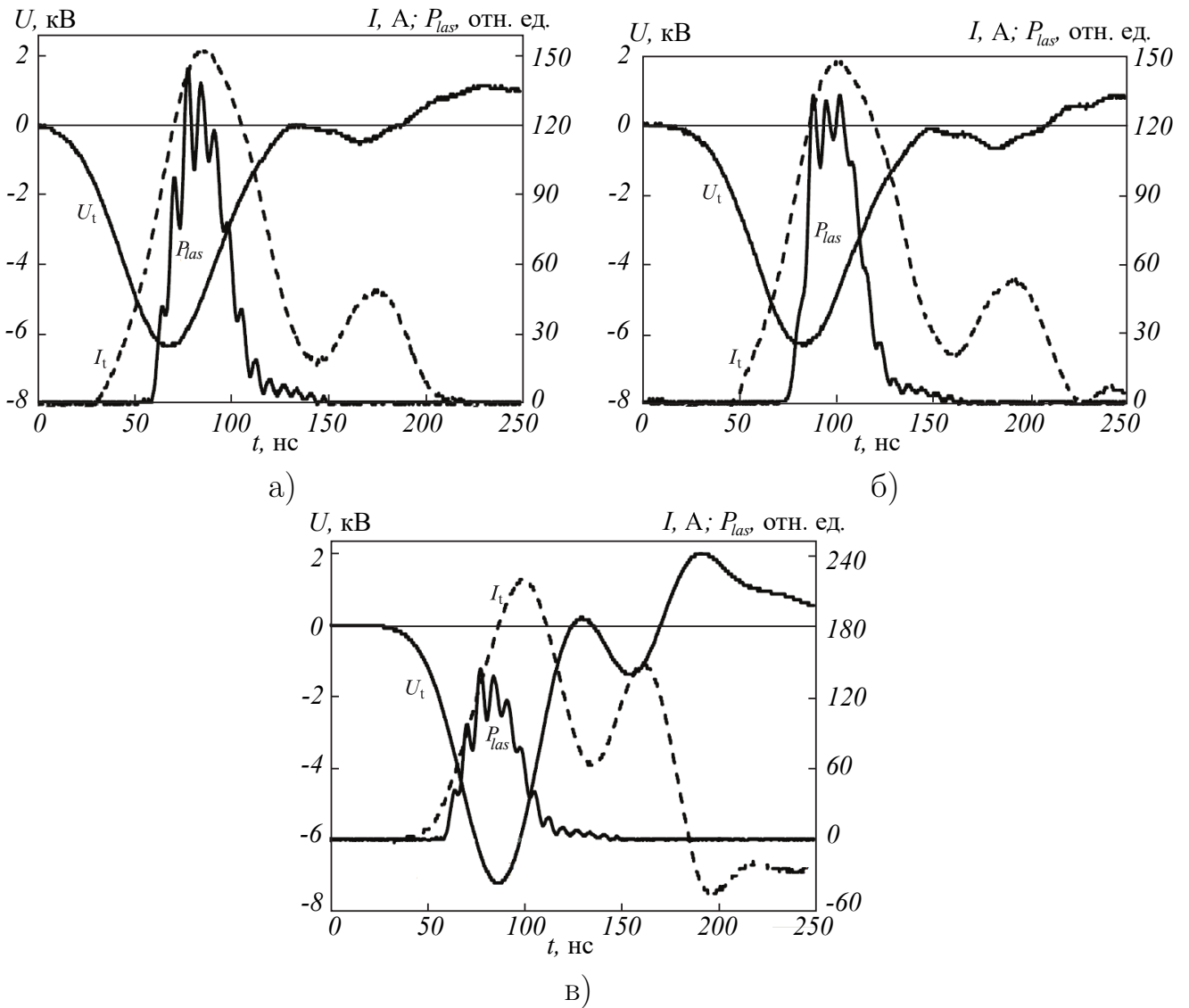


Рисунок 4.3 — Осциллограммы импульсов напряжения U_t и тока I_t , а также второго (а) и пятого (б, в) импульсов в цуге импульсов генерации (P_{las}) для схемы на Рисунке 4.1 а при $T = 1420$ °C, $p_{Ne} \sim 40$ Торр, $C_0 = C_p = 1,5$ нФ (а, б) и $C_0 = 2C_p = 1,5$ нФ (в).

монтажа. Этот процесс на осциллограмме тока обострителя I_{Sw3} выглядит, как выброс в начале импульса.

На Рисунке 4.6 приведены частотно-энергетические характеристики лазерной генерации для такой схемы (кривые 1, 2). Видно, что энергия импульса излучения W не имеет зависимости от частоты f во всем диапазоне до $f = 16$ кГц, ограниченном использованным источником питания. При этом средняя мощность излучения P_{av} монотонно и линейно растёт с увеличением частоты. Для наглядности кривые 3 и 4 демонстрируют поведение этих же характеристик

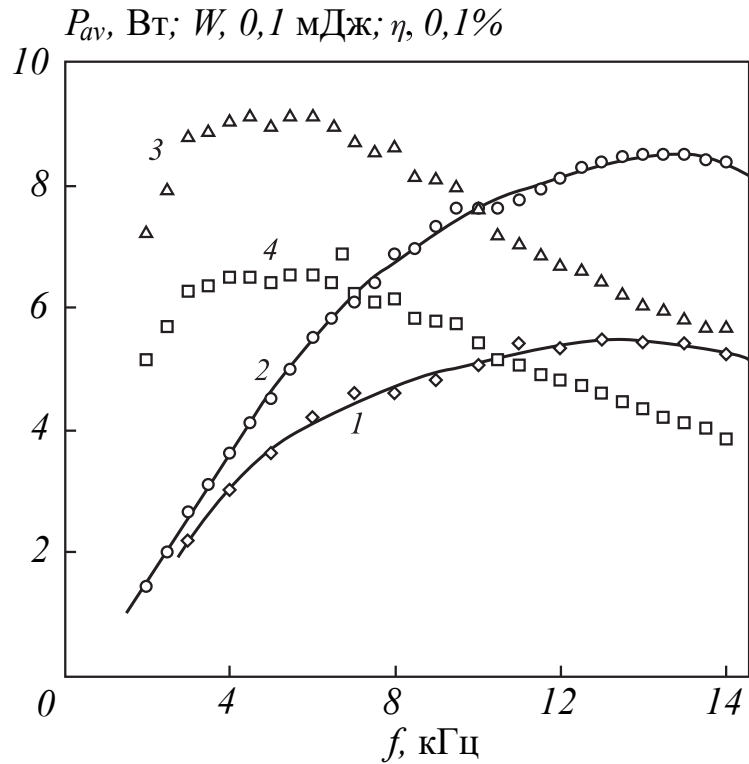


Рисунок 4.4 — Частотно-энергетические характеристики лазерной генерации для схемы на Рисунке 4.1 а: средняя мощность $P_{av}(1,2)$, энергия импульса $W(3)$ и эффективность $\eta(4)$; $C_0 = 2C_p(1)$ и $C_0 = C_p(2 - 4)$.

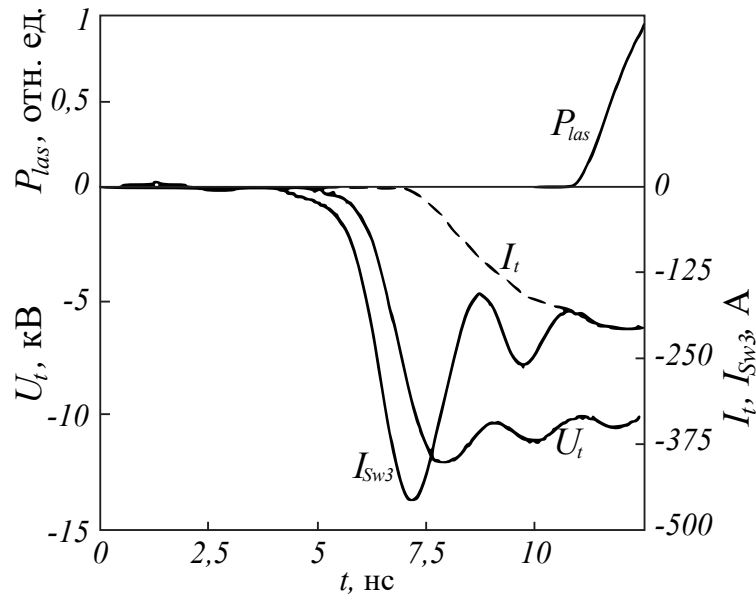


Рисунок 4.5 — Осциллограммы импульсов напряжения U_t , токов I_t и I_{Sw3} , а также генерации (P_{las}) для схемы на Рисунке 4.1 б.

без использования обострителя при наиболее оптимальных прочих параметрах схемы.

Таким образом, можно сделать выводы о том, что эффективное применение устройств на основе ОРВЭП в цепи возбуждения АЭ ЛПМ возможно

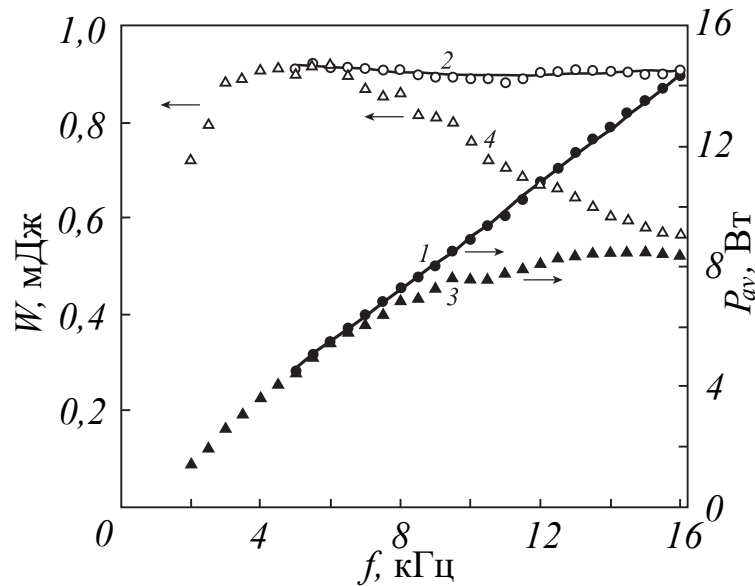


Рисунок 4.6 — Частотно-энергетические характеристики лазерной генерации при использовании схемы возбуждения с обострителем на основе ОРВЭП в цепи питания (Рисунок 4.1 б) (1,2) и традиционной схемы возбуждения (Рисунок 4.1 а) (3, 4). Для обеих схем возбуждения $C_0 = C_p$.

и позволяет получить длительность фронта напряжения на электродах ГРТ на уровне $\tau_f \approx 1,5$ нс при ЧСИ по крайней мере до $f = 16$ кГц. При этом согласно работе [13] подавляется негативное влияние n_{e0} на частотно-энергетические характеристики лазера. Это делает возможным на таких АЭ увеличение погонных мощностей простым увеличением ЧСИ.

4.2 Исследование возможности длительной работы коммутаторов на основе открытого разряда с генерацией встречных электронных пучков при повышенных частотах в режиме регулярных импульсов

Во всех приведённых в данной работе экспериментах использовались режимы с низкой средней мощностью коммутации ($f < 1$ кГц, сдвоенные импульсы и пакеты от 4 до 10 импульсов). Это делалось для того, чтобы избежать вытеснения рабочего газа из-за его нагрева. Такое решение было правомерным, поскольку в режиме пакета импульсов было видно, что их форма стабилизируется уже начиная со второго импульса. По этой причине ранее приводились только оценки способности коммутаторов на основе ОРВЭП работать с реаль-

ной нагрузкой в режиме регулярных импульсов при повышенных ЧСИ. Данный Раздел будет посвящён исследованию работы устройств на основе ОРВЭП в режиме регулярных импульсов при повышенных частотах и различных применениях.

4.2.1 Генератор мощных встречных электронных пучков с частотой следования импульсов до 5 кГц

В Разделе 2.2 описана ячейка генератора ЭП, в которой удалось достичь $I = 26$ кА. Аналогичная ячейка была изготовлена для исследования лазера на парах таллия с накачкой электронным пучком. Одним из требований была работа в режиме регулярных импульсов при ЧСИ до 5 кГц, поэтому была проведён эксперимент по исследованию работы ячейки в данных условиях. Длина катода кюветы из $SiSiC$ $l_c = 50$ см, внутренний диаметр $D_{in} = 50$ мм, ускорительный зазор $h = 1,5$ мм. Обострительная ёмкость $C_p = 12$ нФ была смонтирована непосредственно на газоразрядной трубке таким образом, чтобы максимально снизить собственную индуктивность генератора электронного пучка. Заряд ёмкости осуществлялся от тиратрона с холодным катодом ТПИ1-10к/50 через систему коаксиальных кабелей. Максимальный ток тиратрона при этом достигал 2,5 кА при напряжении на аноде $U_0 = 10$ кВ. При этом ток пучка был равен $I_{Sh} = 7$ кА при длительности на полувысоте $\tau_{hw} = 23 - 25$ нс. Эксперименты проводились с неоном при давлении $p_{Ne} < 15$ Торр, а также при добавлении водорода с парциальным давлением $p_{H_2} < 1$ Торр. Типичные осциллограммы, приведены на Рисунке 4.7. Следует отметить, что, как и в других экспериментах, ЧСИ влияла только на время задержки развития пробоя τ_d . В то же время характеристики ЭП, генерируемого в данном эксперименте в диапазоне $f = 1 - 5$ кГц оставались постоянными.

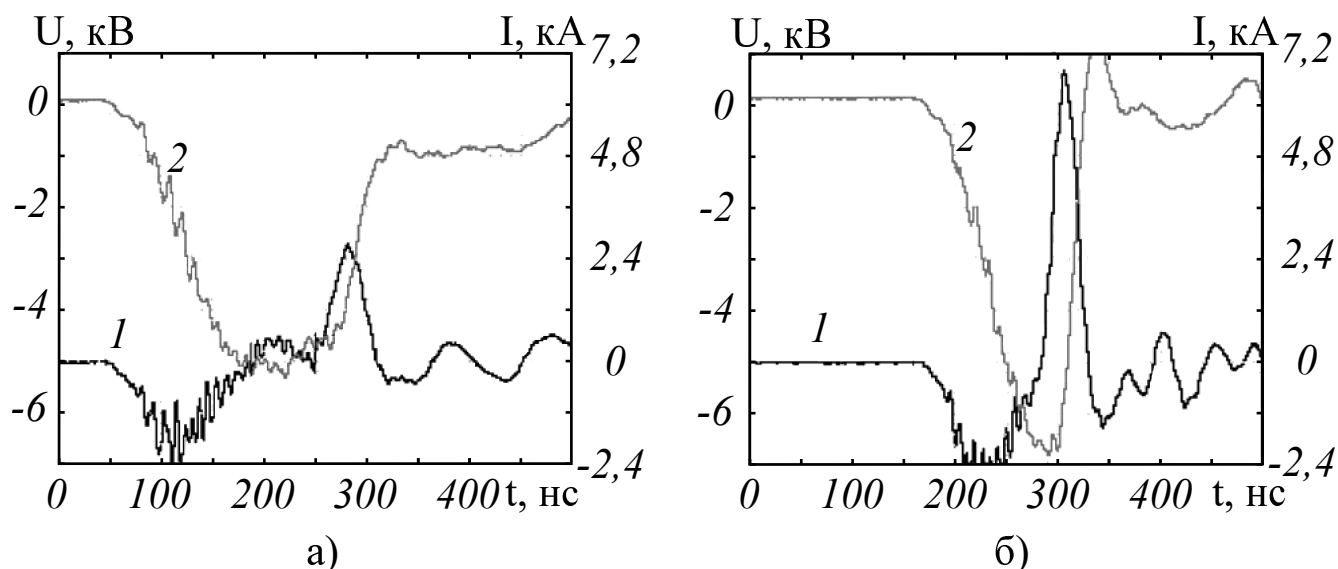


Рисунок 4.7 — Осциллограммы тока (1) и напряжения (2) при давлении рабочего газа $p_{Ne} = 4$ (а), $p_{Ne} = 6$ (б) Торр.

4.2.2 Двухступенчатый субнаносекундный обостритель напряжения с частотой следования импульсов до 12 кГц

В проведённых экспериментах в качестве обострителя первой ступени использовалась ячейка Sw_1 , которая содержала два катода из реакционно-спечённого карбида кремния с объёмным сопротивлением $\rho = 0,5$ Ом·см и две молибденовые анодные сетки прозрачностью $\mu = 0,92$ и шагом $\delta = 1$ мм с расстоянием между ними $H = 9$ мм. Размер открытой части сетки $1,8 \times 6$ см, общая площадь катодов $S_A = 21,6$ см². Для достижения рабочего напряжения $U_a = 35$ кВ с более длинными импульсами питания была усилена изоляция: четыре пластины Al_2O_3 толщиной 1 мм, расположенные со смещением, чтобы увеличить длину поверхности и предотвратить поверхностный пробой. Охлаждение ячейки осуществляется с помощью двух радиаторов, укреплённых на катоде.

Ячейка Sw_2 имела аналогичное устройство с той разницей, что в ней использована только одна сетка и три пластин изолятора. Это позволило уменьшить собственную индуктивность ячейки и ее быстродействие за счёт отсутствия дрейфового пространства между сетками и вдвое большей прозрачности сетки относительно Sw_1 .

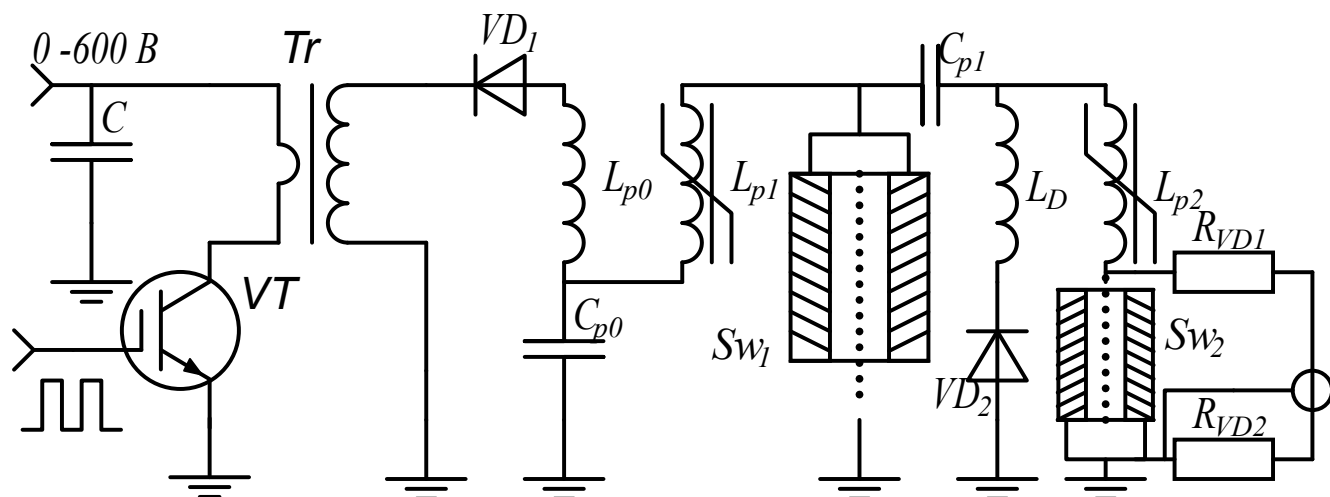


Рисунок 4.8 — Схема двухступенчатого компрессора

Двухступенчатая схема сжатия с использованием двух коммутаторов на основе ОРВЭП показана на Рисунке 4.8. Исследования проводились в режиме регулярных импульсов с частотой до $f = 12$ кГц и с принудительным воздушным охлаждением исследуемых ячеек. Схема содержит первичный генератор, состоящий из транзисторного модулятора VT и повышающего трансформатора Tr , согласующего дросселя L_{p1} и двух последовательно включённых ячеек Sw_1 и Sw_2 .

Первичный импульс с напряжением до $U_a = 25$ кВ с длительностью фронта $\tau_f = 200$ нс формировался при заряде рабочей ёмкости $C_2 = 0,33$ нФ через индуктивность рассеяния вторичной обмотки трансформатора Tr_1 . Цепь магнитной компрессии L_1 была необходима для того, чтобы отвязать транзисторный генератор от всей остальной цепи и зарядить ёмкость C_4 и собственную ёмкость Sw_1 за время не более $\tau_d = 40$ нс. Поскольку для разрядной структуры на основе ОРВЭП является принципиальной полярность приложения напряжения относительно её электродов, один из коммутаторов должен питаться положительным импульсом, приложенным к сетке при заземлённых катодах. Поэтому Sw_1 в данной схеме при подаче на катоды отрицательного импульса напряжения формирует положительный импульс, который прикладывается к анодной сетке Sw_2 . Диоды $VD_{1,2}$ представляли собой малоиндуктивную сборку из карбидокремниевых диодов $C4D02120A$ с практически нулевым временем обратного восстановления. Ёмкость $C_3 \approx 200$ пФ была изготовлена из нескольких слоёв медной фольги, изолированных корундовой керамикой. Индуктивность L_3 использовалась для формирования времени зарядки C_3 и собственной ёмкости Sw_2 таким образом, чтобы пробой происходил точно в момент оконча-

ния заряда, а ток подпитки через неё был минимален. Поэтому она подбиралась каждый раз при изменении давления в Sw_2 . L_6 — собственная индуктивность сборки диодов VD_2 . Эта сборка была применена с целью уменьшения предимпульса, возникающего в процессе заряда C_4 и собственной ёмкости Sw_1 . Датчик напряжения $R_1 = 1,5$ кОм был сделан из резистора ТВО-0,125 и устанавливался непосредственно между выводом сетки и одним из катодов и обеспечивал полосу пропускания регистрирующей цепи $\sim 1,5$ ГГц [18]. Вторым плечом R_6 делителя напряжения был 50-Омный вход СВЧ аттенюатора осциллографа Tektronix DPO 70804C с собственной полосой пропускания 8 ГГц. Омический шунт R_{Sh} был изготовлен из 80 SMD-резисторов номиналом 10 Ом и типоразмером 2512. Резисторы были равномерно распределены по всей длине одного из катодов, а сигнал снимался в центре этой сборки. Достоверность показаний шунта проверялась равномерностью его характеристик при изменении длительности импульса тока разрядки C_3 через Sw_2 от 5 до 0,8 нс и совпадением с расчётными данными.

Оказалось, что при тестовой нагрузке 50 Ом вместо второй ступени фронт и амплитуда генерируемых Sw_1 импульсов сохраняются постоянными до $f \sim 3 - 4$ кГц в зависимости от рабочего напряжения. Затем наступает быстрый рост длительности фронта импульса и падение амплитуды напряжения на нагрузке. Это падение обусловлено тем, что время коммутации становится сравнимым с характерным временем разряда рабочей ёмкости через нагрузку $\tau = RC \approx 7,5$ нс. Из результатов измерений времени коммутации при разных (Рисунок 4.9) было высказано предположение, что удлинение фронта обусловлено разогревом рабочего газа с соответствующим падением его концентрации в ячейке. С целью достижения требуемой рабочей частоты $f \sim 10$ кГц при $f > 3$ кГц в ячейке повышалось давление гелия с тем, чтобы компенсировать падение концентрации атомов гелия из-за повышения температуры. Для сохранения параметров, генерируемых импульсов (фронт и амплитуда напряжения) при $f > 3$ кГц давление повышалось с 4,5 Торр при $f = 3$ кГц до 6,8 Торр при $f = 11$ кГц.

Такой режим не удобен для исследований, особенно если ячейка работает в отпаянном режиме. Для преодоления этих затруднений были исследованы коммутационные свойства ячейки при заполнении её смесью гелия и водорода. Оптимальным для выполнения наших задач оказалось смесь с давлением ге-

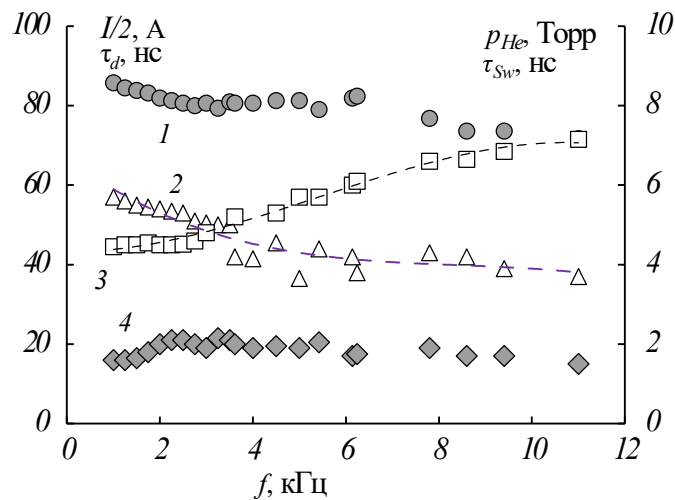


Рисунок 4.9 — Зависимости тока (1), времени задержки развития разряда (2), давления гелия (3) и времени коммутации (4) от частоты следования импульсов. $U_a = 15$ кВ

лия $p_{He} = 5,5$ Торр и водорода $p_{H_2} = 0,1$ Торр. С помощью этого генератора осуществлялось питание ячейки Sw_2 . На Рисунке 4.10, в качестве примера, показаны осциллограммы напряжения на катодах Sw_2 и тока через $R_L = 20$ Ом (16 объёмных керамических резисторов KOA SPEER HPC1 330 с низкой индуктивностью). Накопитель C_3 представляет из себя две плоских линии длиной 27 и шириной 70 мм, выполненных из медной фольги толщиной 50 мкм. Линии объединены общим центральным электродом. Изолятор выполнен из керамики Al_2O_3 толщиной 2 мм с диэлектрической проницаемостью $\epsilon = 5,3 \pm 0,2$. Вся конструкция соединена клеем К-400. Расчётное волновое сопротивление каждой линии составляет $\rho = 5$ Ом. Накопитель подключён по схеме Блюмляйна таким образом, что один потенциальный конец линии соединён с анодом Sw_2 , и в эту точку подаётся импульс питания, центральный электрод подключён к "земле" и с ним же через шунт соединён катод Sw_2 . Второй потенциальный электрод соединён с первым при помощи нагрузки с номиналом 20 Ом. Задержка развития разряда в Sw_2 составляла $\tau_d = 5$ нс, фронт коммутируемого импульса при напряжении $U_a = 25$ кВ при $f = 10$ кГц для разных вариантов заполнения ячейки рабочими смесями составлял $\tau_{Sw} = 150 - 200$ пс.

Таким образом, экспериментально продемонстрирована возможность работы двухступенчатого компрессора, состоящего из устройств на основе ОРВЭП в режиме регулярных импульсов с суммарной компрессией фронта импульса $S > 200$ при частоте следования импульсов до $f = 12$ кГц и напряжении

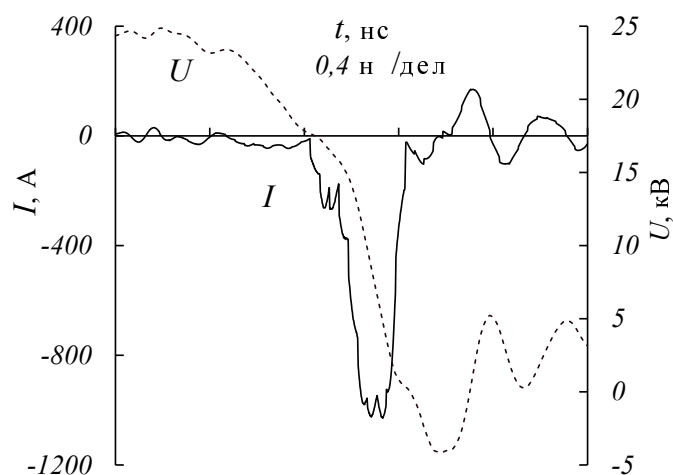


Рисунок 4.10 — Осциллограммы напряжения и тока на второй ступени при $p_{He} = 20$ Торр, $p_2 = 0,3$ Торр

до $U_a = 25$ кВ. Суммарная наработка составила более 100 часов для каждой ступени. Признаков деградации катодов и сеток не выявлено.

4.3 Выводы к Главе 4.

1. В Главе экспериментально продемонстрирована возможность использования устройств на основе ОРВЭП для возбуждения газовых лазеров продольным разрядом. Длительность фронта напряжения на электродах ГРТ составила $\tau_f \sim 1,5$ нс. При этом генерационные характеристики ЛПИМ не ухудшались до $f = 16$ кГц. Это позволяет сделать вывод о том, данный тип коммутационного устройства существенно улучшает процесс накачки активной среды по сравнению с традиционными коммутаторами.

2. Экспериментально продемонстрирована возможность работы устройств такого типа в режиме регулярных импульсов с различным типом нагрузок и в двухступенчатой схеме. При этом сохраняется степень компрессии и коммутационные характеристики при компенсации концентрации рабочего газа с нагревом ячейки.

3. Продемонстрирована работоспособность устройств на основе ОРВЭП до $f = 12$ кГц при $\tau_{sw} < 200$ пс и общей компрессии фронта импульса на двух ступенях $S > 200$.

Заключение

Основные результаты работы заключаются в следующем.

1. Обнаружено увеличение скорости нарастания тока открытого разряда при реализации в нём встречно распространяющихся электронных пучков. Определены механизмы, отвечающие за это увеличение по сравнению с классическим открытым разрядом: лучший перехват ВУФ подсветки катодом и осцилляции электронов пучка между встречными ускорительными зазорами.
2. Разработаны различные конструкции, реализующие ОРВЭП: коаксиальная, планарная с дрейфовым пространством, планарная без дрейфового пространства. Обнаружено значительное влияние конструкции ячейки на ее коммутационные характеристики.
3. Обнаружен механизм эмиссии в режиме коммутации: вторичная электрон-электронная эмиссия. При коэффициенте вторичной электрон-электронной эмиссии >1 этот механизм становится доминирующим и повышает скорость нарастания плотности тока пучка и коммутации в несколько раз по сравнению с фотоэлектронной эмиссией.
4. Впервые экспериментально показано, что при применении коммутатора на основе открытого разряда с генерацией встречных электронных пучков в цепи возбуждения лазера на парах меди длительность фронта импульса накачки составляет $\sim 1,5$ нс, что позволяет обеспечить сохранение энергии импульса излучения до частоты, по крайней мере, 16 кГц, тогда как без данного звена эта энергия начинает уменьшаться уже при 6–8 кГц.
5. Разработан генератор встречных электронных пучков с импульсным током 26 кА, импульсной мощностью 250 МВт и эффективностью генерации электронного пучка > 90 % при напряжении 12 кВ.
6. В режиме коммутации на активной нагрузке достигнуты: импульсная мощность 500 МВт, скорость нарастания тока $3,7 \cdot 10^{13}$ А/с, плотность тока эмиссии катода > 1 кА/см², эффективность коммутации 98 % в первые 5 нс при общей эффективности не хуже 90 % при работе на активную нагрузку.

7. Показана возможность работы с любым типом нагрузок, что позволило разработать двухступенчатый компрессор импульсов на основе открытого разряда со встречными электронными пучками с общей компрессией фронта импульса $S > 500$ при времени коммутации на второй ступени < 100 пс.
8. Показана возможность функционирования открытого разряда в диапазонах отдельно достижимых параметров: напряжение от 1,5 до 100 кВ, давление гелия от 2 до 120 Торр, частота следования от одиночных импульсов до 100 кГц в пакетном режиме и до 12 кГц в регулярном, джиттер при частоте $f > 1$ кГц менее 200 пс.

Благодарности

Автор выражает искреннюю благодарность д.ф.-м.н. Петру Артёмовичу Бохану, под руководством которого была выполнена работа. Автор выражает признательность заведующему лабораторией газовых лазеров ИФП СО РАН Дмитрию Эдуардовичу Закревскому за поддержку, плодотворные дискуссии и терпение, а также Максиму Александровичу Лаврухину за совместную работу и активное участие в проведении и обработке экспериментов.

Список литературы

1. *Солдатов А., Соломонов В.* Газоразрядные лазеры на самоограниченных переходах в парах металлов. — Новосибирск: Наука, 1985. — С. 151.
2. Лазеры на самоограниченных переходах атомов металлов 2. Т. 1 / В. Батенин [и др.] ; под ред. В. Батенин. — Москва : ФИЗМАТЛИТ, 2009.
3. *Смирнов М. З., Пушкарева А. Е., Сргутская Е. В.* Сравнительный анализ воздействия излучения лазерного и лампового источников на вены // Научно-технический вестник информационных технологий, механики и оптики. — 2003. — № 9. — С. 37–40.
4. *Новодерёжкин В. В., Кремкова Е. В.* Эффективность лечения первичной открытоугольной глаукомы лазером на парах меди // РМЖ. Клиническая офтальмология. — 2012. — № 4. — С. 139–141.
5. *Рабаданова М. Г., Кремкова Е. В., Новодерёжкин В. В.* Новые возможности лазерной хирургии // Офтальмология: итоги и перспективы. — М: Российский университет дружбы народов, 2015. — С. 129–131.
6. Состояние и перспективы развития автоматизированных лазерных технологических установок типа "Каравелла" для прецизионной микрообработки материалов изделий СВЧ-техники на ФГУП "НПП "Исток" / А. Н. Королев [и др.] // Электронная техника. Серия 1: СВЧ-техника. — 2009. — № 2. — С. 45–52.
7. *Бакиев А. М., Валиев С. Х., Кряжев Н. В.* Лазерный проекционный микроскоп с темным полем // Квантовая электроника. — 1990. — Т. 17, № 7. — С. 949–950.
8. *Лактюшкин Г. В., Привалов В. Е., Шеманин В. Г.* Расчет оптимальных параметров лидара с лазером на парах меди при дистанционном зондировании H₂ // Письма в ЖТФ. — 1998. — Т. 24, № 4. — С. 32–35.
9. Многоволновые лазеры на парах металлов для лидаров / А. Н. Солдатов, П. В. Брославский, А. С. Шумейко [и др.] // ИННОВАТИКА-2018. — Национальный исследовательский Томский государственный университет, 2018. — С. 28–30.

10. *Fowles G. R., Silfvast W. T.* High-gain laser transition in lead vapor // Applied Physics Letters. — 1965. — Т. 6, № 12. — С. 236—237.
11. *Петраши Г. Г.* Импульсные газоразрядные лазеры // Успехи физических наук. — 1971. — Т. 105, № 12. — С. 645—676.
12. *Бохан П. А.* О механизме ограничения оптимальной частоты следования импульсов генерации в лазерах на самоограниченных переходах паров металлов // Квантовая электроника. — 1985. — Т. 12, № 5. — С. 945—952.
13. *Бохан П. А., Закревский Д. Э.* Влияние согласования генератора накачки с лазерной трубкой и условий накачки на релаксацию метастабильных состояний и частотно-энергетические характеристики лазера на парах меди // Квантовая электроника. — 2002.
14. Пробой в гелии в высоковольтном открытом разряде с субнаносекундным фронтом нарастания тока / И. Швейгерт [и др.] // Физика плазмы. — 2016. — Т. 42, № 7. — С. 658—670.
15. *Борович Б. Л., Юрченко Н. И.* Анализ кинетики возбуждения и релаксации в лазере на парах меди с продольным разрядом // Квантовая электроника. — 1984. — Т. 11, № 10. — С. 2081—2095.
16. *Бохан П. А., Колбычев Г. В.* Генерация интенсивных пучков убегающих электронов // Письма в ЖТФ. — 1980. — Т. 6, № 7. — С. 418—421.
17. Газоразрядное устройство для формирования импульсов тока и напряжения на нагрузке : SU1655686A1 / П. А. Бохан. — Заявл. 16.01.1989.
18. *Бохан П. А.* Механизм формирования и генерация интенсивных электронных пучков в открытом разряде. // Журнал технической физики. — 1991. — Т. 61, № 6. — С. 61.
117. *Сорокин А. Р., Бохан П. А.* Наносекундный семидесятикэвный пучок электронов в открытом разряде // Письма в ЖТФ. — 1994. — Т. 20, № 17. — С. 86.
115. *Бохан П. А., Сорокин А. Р.* Открытый разряд, генерирующий электронный пучок: механизм, свойства и использование для накачки лазеров среднего давления // ЖТФ. — 1985. — Т. 55, № 1. — С. 88.

137. *Бохан А. П., Бохан П. А., Закревски Д. Э.* Эмиссия электронов в условиях легирования поверхности катода быстрыми частицами рабочего газа // Журнал технической физики. — 2005. — Т. 75, № 9. — С. 126—128.
19. *Звелто О.* Принципы лазеров: перевод с английского. — 3-е переработанное и дополненное. — М: Мир, 1990. — С. 560.
20. *Исаев А., Казарян М., Петраш Г.* Эффективный импульсный лазер на парах меди с высокой средней мощностью генерации // Письма в ЖЭТФ. — 1972. — Т. 16, № 1. — С. 40—42.
21. Лазеры на самоограниченных переходах атомов металлов-2. Т. 2 / В. Батенин [и др.] ; под ред. В. Батенин. — Москва : Физматлит, 2011.
22. *Little C. E., Sabotinov N. V.* Pulsed Metal Vapour Lasers / под ред. С. Е. Little, N. V. Sabotinov. — Kluwer Academic Publishers, 1996.
23. 6С3 - Efficient pulsed gas discharge lasers / W. Walter [и др.] // IEEE Journal of Quantum Electronics. — 1966. — Т. 2, № 9. — С. 474—479.
24. Лазер на парах меди с частотой повторения импульсов излучения 100 кГц / М. Алаев [и др.] // Квантовая электроника. — 1976. — Т. 3, № 5. — С. 1134—1136.
25. *Blau P.* Spatial and temporal evolution of the electric field in a longitudinally electric-discharge-pumped gas laser: Application to a large-bore copper vapor laser // Journal of Applied Physics. — 1995. — Т. 77, № 6. — С. 2273—2278.
26. *Бохан П., Соломонов В.* О механизме генерации ОКГ на парах меди // Квантовая электроника. — 1973. — 6(18). — С. 53—57.
27. *Бохан П., Николаев В., Соломонов В.* Отпаянный лазер на парах меди // Квантовая электроника. — 1975. — Т. 2, № 1. — С. 159—162.
28. *Carman R. J., Brown D. J. W., Piper J. A.* A self-consistent model for the discharge kinetics in a high-repetition-rate copper-vapor laser // IEEE Journal of Quantum Electronics. — 1994. — Т. 30, № 8. — С. 1876—1895.
29. *Carman R. J.* Modelling of the kinetics and parametric behaviour of a copper vapour laser: Output power limitation issues // Journal of Applied Physics. — 1997. — Т. 82, № 1. — С. 71—83.

30. *Солдатов А., Федоров В., Юдин Н.* Эффективность лазера на парах меди с частичным разрядом накопительной емкости // Квантовая электроника. — 1994. — Т. 21, № 8. — С. 733—734.
31. *Бохан П., Герасимов В.* Оптимизация условий возбуждения в лазере на парах меди // Квантовая электроника. — 1979. — Т. 6, № 3. — С. 451—455.
32. *Григорьянц А. Г., Казарян М. А., Лябин Н. А.* Лазеры на парах меди: конструкция, характеристики и применения. — М.: Физматлит, 2005. — С. 312.
33. Промышленный лазер на базе отпаянных активных элементов серии KULON на парах меди (LT-10 Cu), золота (LT-1,5 Au), смеси паров золота и меди (LT-Au-Cu / И. С. Колоколов [и др.] // Прикладная физика. — 2003. — № 3. — С. 84—89.
34. Metal Hybrid Lasers / С. Е. Little [и др.] // Little С.Е., Jones D.R., Fairlie S.A., Whyte С.G. (1996) Metal Hybrid Lasers. In: Little С.Е., Sabotinov N.V. (eds) Pulsed Metal Vapour Lasers. NATO ASI Series (Series 1: Disarmament Technologies), vol 5. Springer, Dordrecht. — 1996.
35. *Miller J., Kan T.* Metastable decay rates in a Cu-metal-vapor laser // Journal of Applied Physics. — 1979. — Т. 50, № 6. — С. 3849—3851.
36. *Литвиненко А. Я., Кравченко В. И., Егоров А. Н.* Измерение времен жизни нижних рабочих уровней лазера на парах меди // Квантовая электроника. — 1983. — Т. 10, № 6. — С. 1212—1217.
37. Лазер на парах стронция с частотой следования импульсов генерации до 1 МГц / А. Солдатов [и др.] // Квантовая электроника. — 2012. — Т. 42, № 1. — С. 31—33.
38. CuBr-лазер с частотой повторения импульсов до 300 кГц / Г. Евтушенко [и др.] // Квантовая электроника. — 1999. — Т. 28, № 3. — С. 220—222.
39. Лазер на парах бромида меди с частотой следования импульсов до 700 кГц / В. Нехорошев [и др.] // Квантовая электроника. — 2012. — Т. 42, № 10. — С. 877—879.

40. *Little C. E., Sabotinov N. V.* Pulsed Metal Vapour Lasers / под ред. C. E. Little, N. V. Sabotinov. — P.O. Box 17, 3300 AA Dordrecht, The Netherlands. : Published by Kluwer Academic Publishers, 1996. — (NATO Advanced Science Institutes Series).
41. *Marshall G. D., Coutts D. W.* Repetition rate scaling up to 100 kHz of a small-scale (50 W) kinetically enhanced copper vapor laser // IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics. — 2000. — Т. 6, № 4. — С. 623—628.
42. *Бохан П., Сулантаев В., Соломонов В.* О механизме ограничения частоты следования импульсов генерации в лазере на парах меди // Квантовая электроника. — 1980. — Т. 7, № 6. — С. 1264—1269.
43. *Nakhe S., Rajanikanth B., Bhatnagar R.* Energy deposition studies in a copper vapour laser under different pulse excitation schemes // Measurement Science and Technology. — 2003. — Т. 14, № 5. — С. 607.
44. *Яковленко С.* Критическая плотность электронов при ограничении частоты следования импульсов в лазере на парах меди // Квантовая электроника. — 2000. — Т. 30, № 6. — С. 501—505.
45. *Vetter A., Nerheim N.* Effect of dissociation pulse circuit inductance on the CuCl laser // IEEE Journal of Quantum Electronics. — 1978. — Т. 14, № 2. — С. 73—74.
46. *Земсков К. И., Исаев А. А., Петраш Г. Г.* Развитие разряда в импульсных лазерах на парах металлов // Квантовая электроника. — 1999. — Т. 27, № 2. — С. 183—188.
47. *Blau P.* Analysis of the impedance of a coaxial, large-bore copper-vapor laser // IEEE Journal of Quantum Electronics. — 1994. — Март. — Т. 30, № 3. — С. 763—769.
48. *Исаев А. А., Кнайпп Х., Ренч М.* О роли частоты следования импульсов в лазере на парах меди // Квантовая электроника. — 1983. — Т. 10, № 6. — С. 1183—1190.
49. Временной ход концентрации электронов в лазере на парах меди. / В. М. Батенин [и др.] // Квантовая электроника. — 1977. — Т. 4, № 7. — С. 1572—1575.

50. О механизме генерации лазера на парах меди / П. А. Бохан [и др.] // Квантовая электроника. — 1978. — Т. 5, № 10. — С. 2162—2173.
51. *D.R.Jones, S.N.Halliwell, C.E.Little*. Influence of remanent electron density on the performance of copper HyBRID lasers // Optics Communications. — 1994. — Т. 111, № 3/4. — С. 394—402.
52. Amplification of short (4 ns) copper vapor laser pulses / B. Singh [и др.] // Optics communications. — 1991. — Т. 81, № 1, 2. — С. 17—19.
53. Влияние индуктивности разрядного контура на энергетические характеристики CuBr-лазера. / Ф. Губарев [и др.] // Оптика атмосферы и океана. — 2013. — Т. 26, № 7. — С. 604—609.
54. Особенности накачки лазера на парах меди и бромида меди / Г. Е. И. Костыря [и др.] // Квантовая электроника. — 2001. — Т. 31, № 8. — С. 704—708.
55. *Исаев А. А., Леммерман Г. Ю.* Исследование импульсного лазера на парах меди при повышенных мощностях // Квантовая электроника. — 1977. — Т. 4, № 7. — С. 1413—1417.
56. *Суханов В., Татур В.* Эксплуатационные характеристики CuBr-лазера с транзисторным коммутатором // Известия Томского политехнического университета. — 2008. — Т. 312, № 2. — С. 108—110.
57. *Малашин М., Мошкунев С., Хомич В.* Генератор накачки лазера на парах меди на основе высоковольтного твердотельного коммутатора // Прикладная физика. — 2010. — № 5. — С. 102—107.
58. Magnetic pulse compression for a copper vapour laser / M. Nehmadi [и др.] // Journal of Physics D: Applied Physics. — 1989. — Т. 22, № 1. — С. 29—34.
59. Copper bromide laser of 120-W average output power / D. N. Astadjov [и др.] // IEEE Journal of Quantum Electronics. — 1997. — Май. — Т. 33, № 5. — С. 705—709.
60. *Ghodke D. V., Muralikrishnan K., Singh B.* New multiplexed all solid state pulser for high power wide aperture kinetically enhanced copper vapor laser // Review of Scientific Instruments. — 2013. — Т. 84, № 11. — С. 113102.

61. Лазер на парах меди с индуктивным накопителем энергии и полупроводниковым прерывателем тока / И. Костыря [и др.] // Квантовая электроника. — 2001. — Т. 31, № 10. — С. 864—866.
62. Architecture of petawatt-class z-pinch accelerators / W. A. Stygar [и др.] // Physical Review Special Topics-Accelerators and Beams. — 2007. — Т. 10, № 3. — С. 030401.
63. *Алексеев С.* Электровакуумные приборы.: Учебное пособие / под ред. Я. Л. С. — Ульяновск : УлГТУ, 2003.
64. *Фогельсон Т. Б., Бреусова Л. Н., Вагин Л. Н.* Импульсные водородные тиратроны / под ред. Т. Борисова. — Москва : Советское радио, 1974. — 212 с.
65. *Technologies E.* Hydrogen Thyratrons Preamble Issue. — Waterhouse Lane, Chelmsford, Essex CM1 2QU, UK, 2002. — URL: www.e2vtechnologies.com.
66. *Исаев А., Леммерман Г.* Схема питания импульсных лазеров на парах металлов // Т. 181. — М: Наука, 1987. — Гл. Лазеры на парах металлов и их галогенидов. С. 164—179.
67. *Бохан П. А., Закревский Д. Э., Лаврухин М. А.* Исследование газоразрядного лазера на самоограниченном переходе таллия // Квантовая электроника. — 2009. — Т. 39, № 10. — С. 911—916.
68. Исследование лазера на парах меди с большим ресурсом и улучшенными параметрами импульса возбуждения / В. В. Зубов [и др.] // Квантовая электроника. — 1983. — Т. 10, № 9. — С. 1908—1910.
69. High average power magnetic modulator for metal vapor lasers : 5, 315, 611 / D. G. Ball [и др.]. — Заявл. 1994.
70. High average power magnetic modulator for copper lasers / E. G. Cook [и др.] // Eighth IEEE International Conference on Pulsed Power. — 1991. — С. 537—542.
71. *Jiles D. C.* Frequency dependence of hysteresis curves in conducting magnetic materials // Journal of Applied Physics. — 1994. — Т. 76, № 10. — С. 5849—5855.

72. *Корнев С., Енчевич И., Михов М.* Генератор импульсного напряжения для питания электронной пушки // Препринт объединенного института ядерных исследований. Дубна. — 1985.
73. Мощные таситроны и некоторые их характеристики в наносекундном диапазоне / В. Ддворников [и др.] // Приборы и техника эксперимента. — 1972. — С. 108.
74. Индуктивные накопители энергии, использующие газоразрядные приборы с полным управлением, и их применение. / В. Бочков [и др.] // Оптика атмосферы и океана. — 1996. — Т. 9, № 2. — С. 231—237.
75. *Guenther A. H., Martin T., Kristiansen M.* Opening switches. Т. 1. — Springer Science & Business Media, 2012.
76. *Mechtersheimer G., Kohler R., Meyer R.* High repetition rate, fast current rise, pseudo-spark switch // Journal of Physics E: Scientific Instruments. — 1986. — Т. 19, № 6. — С. 466.
77. Sealed-off pseudospark switches for pulsed power applications (current status and prospects) / V. D. Bochkov [и др.] // IEEE transactions on plasma science. — 2001. — Т. 29, № 5. — С. 802—808.
78. *Бочков В., Королев Ю.* Импульсные газоразрядные коммутирующие приборы // Энциклопедия низкотемпературной плазмы. Вводный том. Кн. 4 / под ред. П. редакцией академика В.Е. Фортова. — М.: Наука, 2000. — С. 446—459.
79. Применение тиратронов С ненакаливаемым катодом для формирования серии высоковольтных сильноточных импульсов / А. Акимов [и др.] // Вестник Новосибирского государственного университета. Серия: Физика. — 2008. — Т. 3, № 4. — С. 68—73.
80. *Bokhan P. A., Zakrevsky D. E.* Investigation of a He-Eu⁺ laser excited by short pumping pulses // Journal of Russian Laser Research. — 1995. — Т. 16, № 2. — С. 138—144.
81. Физикохимические процессы при селекции атомов и молекул / А. Мошкун [и др.] // Доклады 5-й Всероссийской (международной) научной конференции. — М.: ЦНИИАтоминформ, 2000. — С. 102.

82. *Cook E.* Review of solid-state modulators // arXiv preprint physics/0008189. — 2000.
83. *Nakhe S., Rajanikanth B., Bhatnagar R.* Energy deposition studies in a copper vapour laser under different pulse excitation schemes // Measurement Science and Technology. — 2003. — Т. 14, № 5. — С. 607.
84. *Gerster C.* Fast high-power/high-voltage switch using series-connected IGBTs with active gate-controlled voltage-balancing // Applied Power Electronics Conference and Exposition, 1994. APEC'94. Conference Proceedings 1994., Ninth Annual. — IEEE. 1994. — С. 469—472.
85. *Иванов Е., Мошкунев С. И., Хомич В.* Генератор высоковольтных наносекундных импульсов на основе составного твердотельного коммутатора // Прикладная физика. — 2006. — № 2. — С. 122—125.
86. *Welleman A; Fleischmann W.* High power semiconductor devices and solid state switches for pulsed discharge applications // ICHSF2006, Dortmund, Germany. — 2006.
87. *Baek J. W., Yoo D. W., Kim H. G.* High-voltage switch using series-connected IGBTs with simple auxiliary circuit // IEEE Transactions on Industry Applications. — 2001. — Т. 37, № 6. — С. 1832—1839.
88. High-power Switch with SI-thyristor for the Power Supply of Very High Repetition Rate Pulsed Quadrupole Magnet / Т. Mimashi [и др.] // Conf. Proc. — 2008. — Т. C0806233. — TUPD010.
89. *Glidden S. C., Sanders H. D.* Solid state Marx generator // Power Modulator Symposium, 2006. Conference Record of the 2006 Twenty-Seventh International. — IEEE. 2006. — С. 314—317.
90. *Behlke.* Fast high voltage transistor switches. — URL: <http://www.behlke.com/pdf/general.pdf>.
91. *Jiang W.* Solid-state LTD module using power MOSFETs // IEEE transactions on plasma science. — 2010. — Т. 38, № 10. — С. 2730—2733.
92. *Тригуб М. В., Торгаев С. Н., Фёдоров В. Ф.* Полупроводниковые источники накачки CuBr-лазеров // Известия Томского политехнического университета. Инжиниринг георесурсов. — 2010. — Т. 317, № 4. — С. 164—168.

93. Semiconductor high-power mosfet device : US4974059 / D. M. Kinzer. — Заявл. 27.11.1990.
94. *Семенов Б.* Силовая электроника для любителей и профессионалов. — 2001.
95. *Jiang W., Tokuchi A.* Repetitive linear transformer driver using power MOSFETs // IEEE Transactions on Plasma Science. — 2012. — Т. 40, № 10. — С. 2625—2628.
96. *Стародубцев Ю. Н., Белозеров В. Я.* Магнитные свойства аморфных и нанокристаллических сплавов. — Екатеринбург: Уральский университет, 2002. — С. 384.
97. *Вдовин С. С.* Проектирование импульсных трансформаторов. — Энергоатомиздат, 1991.
98. Analysis of pulsed discharge characteristics of solid-state switch (IGBT) based 16 kHz repetition rate, 100 W average power copper–HBr lasers / R. Biswal [и др.] // Journal of Russian Laser Research. — 2012. — Т. 33, № 4. — С. 319—335.
99. *Тучкевич В. М., Грехов И. В.* Новые принципы коммутации больших мощностей полупроводниковыми приборами. — Наука. Ленингр. отд-ние, 1988.
100. *Белкин В., Шульженко Г.* Формирователи мощных наносекундных и пикосекундных импульсов на полупроводниковой элементной базе // Препр./Ин-т ядер. физики СО АН СССР. — 1991. — Т. 91. — С. 51.
101. *Пономарев А., Рукин С., Цыранов С.* Исследование процесса распределения напряжения по структурам в мощном полупроводниковом прерывателе тока // Письма в ЖТФ. — 2001. — Т. 27, № 20.
102. *Grekhov I. V., Mesyats G. A.* Physical basis for high-power semiconductor nanosecond opening switches // IEEE Transactions on Plasma Science. — 2000. — Т. 28, № 5. — С. 1540—1544.
103. Формирование киловольтных наносекундных перепадов напряжения дрейфовыми диодами с резким восстановлением / И. Грехов [и др.] // ПТЭ. — 1984. — № 5. — С. 103.

104. *Кюрегян А. С.* Теория дрейфовых диодов с резким восстановлением // Журнал технической физики. — 2004. — Т. 74, № 6. — С. 57—64.
105. *Ломаев М. И., Тарасенко В. Ф.* N₂-лазер с накачкой от генератора с индуктивным накопителем энергии и полупроводниковым прерывателем тока // Квантовая электроника. — 1995. — Т. 22, № 5. — С. 441—442.
106. High efficiency nanosecond generator based on semiconductor opening switch / S. K. Lyubutin [и др.] // IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation. — 2011. — Т. 18, № 4. — С. 1221—1227.
107. *Melville W.* The use of saturable reactors as discharge devices for pulse generators // Proceedings of the IEE-Part III: Radio and Communication Engineering. — 1951. — Т. 98, № 53. — С. 185—206.
108. *Barrett D.* Core reset considerations in magnetic pulse compression networks // Pulsed Power Conference, 1995. Digest of Technical Papers., Tenth IEEE International. T. 2. — IEEE. 1995. — С. 1160—1165.
109. A design approach for systems based on magnetic pulse compression / D. D. P. Kumar [и др.] // Review of Scientific Instruments. — 2008. — Т. 79, № 4. — С. 045104.
110. *Birx D., Reginato L., Schmidt J.* Investigation into the repetition-rate limitations of magnetic switches : тех. отч. / Lawrence Livermore National Lab. — 1982. — С. 15.
111. Basic principles governing the design of magnetic switches : тех. отч. / D. L. Birx [и др.] ; California Univ. — 1980. — С. 26.
112. *Baker H. J., Ellsmore P. A., Sille E. C.* An efficient laser pulser using ferrite magnetic switches // Journal of Physics E: Scientific Instruments. — 1988. — Т. 21, № 2. — С. 218.
113. Magnetic pulse compression for a copper vapour laser / M. Nehmadi [и др.] // Journal of Physics D: Applied Physics. — 1989. — Т. 22, № 1. — С. 29.
114. *Бохан П. А., Закревский Д. Э.* Накачка рекомбинационного лазера на ионе стронция в схеме со срезающим тиратроном // Квантовая электроника. — 1991. — Т. 18, № 8. — С. 926—928.

116. *Бохан П. А., Сорокин А. Р.* Генерация интенсивных электронных пучков убегающих электронов в кюветах большого диаметра и при высоком ускорительном напряжении // Журнал технической физики. — 1991. — Т. 61, № 7. — С. 187.
118. *Dreiser H.* Running electrons and ions in fully ionized plasma // Phys. Rev. — 1959. — Т. 115. — С. 238.
119. *Бабич Л. П., Лойко Т. В., Цукерман В. А.* Высоковольтный наносекундный разряд в плотных газах при больших перенапряжениях, развивающийся в режиме убегания электронов // Успехи физических наук. — 1990. — Т. 160, № 7. — С. 49—82.
120. Генерация пучка "убегающих" электронов в открытом разряде для накачки газовых сред / С. В. Арланцев [и др.] // Квантовая электроника. — 1994. — Т. 21, № 9. — С. 824—826.
121. *Бельская Е. В., Бохан П. А., Закревский Д. Э.* Исследование гелиевого лазера, возбуждаемого импульсным электронным пучком, генерируемым в открытом разряде // Квантовая электроника. — 2008. — Т. 38, № 9. — С. 823—828.
122. Газовый лазер с электронным пучком : Патент Российской Федерации № 2380805 от 10.11.2008 / Е. В. Бельская, П. А. Бохан, Д. Э. Закревский.
123. *Хомич В. Ю., Ямщиков В. А.* Развитие методов получения пучков убегающих электронов для накачки газовых лазеров, генерирующих УФ-излучение // Прикладная физика. — 2010. — № 6. — С. 77—88.
124. *Бохан П. А., Сорокин А. Р.* Сравнительное исследование частотно-энергетических характеристик лазеров на Ca^+ , Eu , Sr^+ при газоразрядном и электронно-пучковом возбуждении // Квантовая электроника. — 1990. — Т. 17, № 11. — С. 1426—1427.
125. *Колбычев Г. В.* Генерация пучков убегающих электронов и накачка ими лазеров на парах металлов // Оптика атмосф. и океана. — 1993. — Т. 6, № 6. — С. 635.

126. *Бохан П. А., Закревский Д. Э.* Исследование механизма высокоэффективной генерации электронных пучков в пикселе плазменного дисплея на основе открытого разряда // *Физика плазмы.* — 2006. — Т. 32, № 9. — С. 853—863.
127. *Муратов Е. А., Рахимов А. Т., Суетин Н. В.* Широкоапертурный катодлюминесцентный источник света на основе открытого разряда // *Журнал технической физики.* — 2004. — Т. 74, № 5. — С. 120—124.
128. Газоразрядный коммутатор : Патент Российской Федерации № 2497224 от 27.10.2013 / П. А. Бохан [и др.].
129. Generation of Runaway Electron Beams and X-Rays in High Pressure Gases, Volume 1: Techniques and Measurements / P. A. Bokhan [и др.] // / под ред. T. V. F. — Nova Science Publishers, Inc., 2016. — Гл. Switches based on the open discharge with counter-propagating electron beams. С. 221—264.
130. *Bokhan P. A., Zakrevsky D. E., Gugin P. P.* Generation of high-current electron beam in a wide-aperture open discharge // *Physics of Plasmas.* — 2011. — Т. 18, № 10. — С. 103112.
131. Коммутация высоковольтных импульсов с субнаносекундным фронтом нарастания с обострителем на основе открытого разряда / П. А. Бохан [и др.] // *Письма в Журнал технической физики.* — 2012. — Т. 38, № 8. — С. 63.
132. Generation of high-voltage pulses with subnanosecond front rise times in open discharge / P. A. Bokhan [и др.] // *Physics of Plasmas.* — 2013. — Т. 20, № 3. — С. 033507.
133. Генерация высоковольтных импульсов с субнаносекундным фронтом нарастания в "открытом разряде". I. Конструкции и результаты экспериментальных исследований коммутационных характеристик / П. А. Бохан [и др.] // *Журнал технической физики.* — 2015. — Т. 85, № 10. — С. 50—57.
134. Генерация высоковольтных импульсов с субнаносекундным фронтом нарастания в "открытом разряде". II Механизм коммутации / П. А. Бохан [и др.] // *Журнал технической физики.* — 2015. — Т. 85, № 10. — С. 58—63.

135. *Шваб А.* Измерения на высоком напряжении: измерительные приборы и способы измерения. — 2-е изд., перераб. и доп. Перевод с немецкого И.П. Кужекина. — М.: Энергоатомиздат, 1983. — С. 264.
136. *Schon K.* High impulse voltage and current measurement techniques. — Springer, 2013. — С. 264.
138. *Vokhan P. A., Zakrevsky D. E.* Electron-beam generation in a wide-aperture open gas discharge: a comparative study for different inert gases // Applied Physics Letters. — 2010. — Т. 97, № 9. — С. 091502.
139. *Бохан П., Закревский Д.* Активированная адсорбцией резонансная фотоэмиссия // Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. — 2012. — Т. 96, № 2. — С. 139—144.
140. *Бохан А. П., Бохан П. А., Закревский Д. Э.* Условия и механизм получения высокоэффективной генерации электронных пучков в широкоапертурных источниках света на основе открытого разряда // Физика плазмы. — 2006. — Т. 32, № 7. — С. 599—612.
141. *La Verne J. A., Mozumder A.* Range and range straggling of low-energy electrons in the rare gases // The Journal of Physical Chemistry. — 1985. — Т. 89, № 20. — С. 4219—4225.
142. *Колбычев Г. В., Пташик И. В.* Режимы горения разряда в газах среднего давления с убегающими электронами // Письма в журнал технической физики. — 1985. — Т. 11, № 18. — С. 1106—1110.
143. *Колбычев Г. В., Колбычева П. Д., Пташик И. В.* Исследование объемного разряда с убегающими электронами при граничных напряжениях // Журнал технической физики. — 1996. — Т. 66, № 2. — С. 59—67.
144. *Клименко К. А., Королев Ю. Д.* Импульсный объемный разряд в коротких межэлектродных промежутках как источник ускоренных электронов // ЖТФ. — 1990. — Т. 60, № 9. — С. 138—142.
145. *Belskaya E. V., Vokhan P. A., Zakrevsky D. E.* Highly efficient electron beam generation in a wide-aperture discharge in helium // Applied Physics Letters. — 2008. — Т. 93, № 9. — С. 091503.

146. *Бохан П. А., Закревский Д. Э.* Механизм аномально высокой эффективности генерации электронного пучка в открытом разряде // Письма в ЖТФ. — 2002. — Т. 28, № 11. — С. 21.
147. *Бохан П. А., Закревский Д. Э.* Особенности широкоапертурного разряда в полом катоде в гелии // Письма в Журнал технической физики. — 2010. — Т. 36, № 14. — С. 26—33.
148. On the propagation of high-current beams of relativistic electrons in gases / M. L. Andrews [и др.] // Applied Physics Letters. — 1970. — Т. 16, № 3. — С. 98—100.
149. *Babich L. P.* High-Energy Phenomena in Electric Discharges in Dense Gases: Theory // Experiment, and Natural Phenomena, ISTC Science and Technology Series. — 2003. — Т. 2.
150. *Green A. E. S., Peterson L. R.* Energy loss functions for electrons and protons in planetary gases // Journal of Geophysical Research. — 1968. — Т. 73, № 1. — С. 233—241.
151. Longitudinal electron diffusion coefficients in gases: Noble gases / J. L. Pack [и др.] // Journal of applied physics. — 1992. — Т. 71, № 11. — С. 5363—5371.
152. Mechanism of formation of subnanosecond current front in high-voltage pulse open discharge / I. V. Schweigert [и др.] // Physical Review E. — 2014. — Т. 90, № 5. — С. 051101.
153. Breakdown development in helium in high voltage open discharge with subnanosecond current front / I. V. Schweigert [и др.] // Plasma Sources Science and Technology. — 2015. — Т. 24, № 4. — С. 044005.
154. Breakdown in helium in high-voltage open discharge with subnanosecond current front rise / I. V. Schweigert [и др.] // Plasma Physics Reports. — 2016. — Т. 42, № 7. — С. 666—677.
155. *Alexandrov A. L., Schweigert I. V.* Simulation of the Plasma Afterglow in the Discharge Gap of a Subnanosecond Switch Based on an Open Discharge in Helium // Plasma Physics Reports. — 2018. — Т. 44, № 5. — С. 477—483.
156. Плазменный коммутатор : Патент Российской федерации № 2528015 от 10.09.2014 / П. А. Бохан [и др.].

157. Коммутация импульсов мощностью 500 MW с субнаносекундным фронтом нарастания на основе открытого разряда / П. А. Бохан [и др.] // Письма в Журнал технической физики. — 2013. — Т. 39, № 17. — С. 44—52.
158. Study of the switching rate of gas-discharge devices based on the open discharge with counter-propagating electron beams / P. A. Bokhan [и др.] // Physics of Plasmas. — 2015. — Т. 22, № 6. — С. 063513.
159. Сверхвысокочастотные колебания и минимальное время коммутации кивотрона / П. А. Бохан [и др.] // Известия высших учебных заведений. Физика. — 2015. — Т. 58, № 9—3. — С. 70—74.
160. Исследование частотных и коммутационных характеристик планарных обострителей на основе открытого разряда со встречными электронными пучками / П. А. Бохан [и др.] // Известия высших учебных заведений. Физика. — 2015. — Т. 58, № 9—2. — С. 75—78.
161. Развитие разряда и минимальное время коммутации в кивотроне / П. А. Бохан [и др.] // Письма в Журнал технической физики. — 2016. — Т. 42, № 7. — С. 73—80.
162. Влияние давления рабочего газа на скорость коммутации кивотрона / П. А. Бохан [и др.] // Письма в Журнал технической физики. — 2016. — Т. 42, № 9. — С. 16—24.
163. On the mechanism of the picosecond switching phenomenon in devices based on the open discharge with counter-propagating electron beams / P. A. Bokhan [и др.] // Journal of Physics D: Applied Physics. — 2016. — Т. 49, № 24. — С. 245202.
164. Коммутация 100 кВ импульсов в планарном "открытом" разряде с генерацией встречных электронных пучков. / П. А. Бохан [и др.] // Письма в Журнал технической физики. — 2017. — Т. 43, № 20. — С. 37—45.
165. Picosecond Breakdown in High-Voltage Open Pulse Discharge With Enhanced Secondary Electron Emission / I. V. Schweigert [и др.] // IEEE Transactions on Plasma Science. — 2017. — Т. 45, № 12. — С. 3202—3208.

166. Subnanosecond breakdown development in high-voltage pulse discharge: Effect of secondary electron emission / A. L. Alexandrov [и др.] // AIP Conference Proceedings. Т. 1893. — 2017. — С. 030041.
167. Генерирование высоковольтных импульсов с пикосекундным фронтом при каскадном включении кивотронов / П. А. Бохан [и др.] // Приборы и техника эксперимента. — 2018. — № 4. — С. 31—35.
168. Limit characteristics of switches based on planar open discharge / P. A. Bokhan [и др.] // Journal of Physics D: Applied Physics. — 2018. — Т. 51, № 40. — С. 404002.
169. Investigation of the characteristics and mechanism of subnanosecond switching of a new type of plasma switches. I. Devices with counter-propagating electron beams - kivotrons. / P. A. Bokhan [и др.] // Plasma Sources Science and Technology. — 2020. — Т. 29, № 8. — С. 084002.
170. *Felsenthal P., Proud J. M.* Nanosecond-pulse breakdown in gases // Physical Review. — 1965. — Т. 139, 6A. — A1796.
171. *Месяц Г. А.* Импульсная энергетика и электроника. — Федеральное государственное унитарное предприятие Академический научно-издательский, производственно-полиграфический и книгораспространительский центр Наука, 2004. — С. 700.
172. *Phelps A. V.* Role of molecular ions, metastable molecules, and resonance radiation in the breakdown of rare gases // Physical Review. — 1960. — Т. 117, № 3. — С. 619—632.
173. *Бохан А. П., Бохан П. А.* Физические процессы в открытом разряде // Оптика атмосферы и океана. — 2002. — Т. 15, № 3. — С. 216—227.
174. *Сыцько Ю. И., Яковленко С. И.* Кинетика ионизации и возбуждения газа жестким источником // Физика плазмы. — 1976. — Т. 2, № 1. — С. 63—71.
175. Influence of Molecular Gases on the Lasing on the Self-Terminating $He(2^1P_1^0 - 2^1S_0)$ Transition / E. V. Belskaya [и др.] // IEEE Journal of Quantum Electronics. — 2011. — Т. 47, № 6. — С. 795—802.
176. *Бохан П., Закревский Д.* Состояние поверхности и эмиссия электронов с холодных катодов в вакууме и в тлеющем разряде в благородных газах // Журнал технической физики. — 2007. — Т. 77, № 1. — С. 109—116.

177. *Bokhan P. A., Zakrevsky D. E.* Noble-gas resonant radiation effects on electron emission in plasma devices // *Physical Review E*. — 2013. — Т. 88, № 1. — С. 013105.
178. *Bokhan A. P., Bokhan P. A., Zakrevsky D. E.* Peculiarities of electron emission from the cathode in an abnormal glow discharge // *Applied Physics Letters*. — 2005. — Т. 86, № 15. — С. 151503.
179. *Lauer E. J., Yu S. S., Cox D. M.* Onset of self-breakdown in a low-pressure spark gap // *Physical Review A*. — 1981. — Т. 23, № 5. — С. 2250—2259.
180. *Райзер Ю. П.* Физика газового разряда. — 3-е изд. — Долгопрудный: Издательский дом "Интеллект", 2009. — С. 736.
181. *Helm H.* The cross section for symmetric charge exchange of He⁺ in He at energies between 0.3 and 8 eV // *Journal of Physics B: Atomic and Molecular Physics*. — 1977. — Т. 10, № 18. — С. 3683—3697.
182. Resonant charge transfer in He⁺-He collisions studied with the merging-beams technique / R. Rundel [и др.] // *Physical Review A*. — 1979. — Т. 19, № 1. — С. 33.
183. *Kempton V., F. Veith, Zehnle L.* Excitation processes in low-energy collisions between ground state helium atoms // *Journal of Physics B: Atomic and Molecular Physics*. — 1975. — Т. 8, № 7. — С. 1041.
184. Study of the optical emission in collisions between rare-gas atoms: spectra of the emitted radiation / V. Kempton [и др.] // *Journal of Physics B: Atomic and Molecular Physics*. — 1976. — Т. 9, № 17. — С. 3081.
185. *Wilson W., Haggmark L., Biersack J.* Calculations of nuclear stopping, ranges, and straggling in the low-energy region // *Physical Review B*. — 1977. — Т. 15, № 5. — С. 2458.
186. *Фриш С. Э.* Оптические спектры атомов. — М.: Государственное издательство физ-мат литературы, 1963. — С. 640.
187. *Вайнштейн Л. А., Собельман И. И., Юков Е. А.* Возбуждение атомов и уширение спектральных линий. — М.: Наука, 1979. — С. 318.
188. *Cvetanović N., Obradović B. M., Kuraica M. M.* Influence of cathode material on generation of energetic hydrogen atoms in a glow discharge // *Journal of Applied Physics*. — 2011. — Т. 110, № 7. — С. 073306.

189. *Мак-Даниэль И.* Процессы столкновений в ионизированных газах. — М.: Мир, 1967. — С. 832.
190. *Jones F., Morgan C., Davies D.* Photoelectric emission in low pressure helium discharges // *Proceedings of the Physical Society.* — 1965. — Т. 85, № 2. — С. 351.
191. *Jones F. L., Morgan C. G., Davies D. K.* Photoelectric emission in low pressure helium discharges // *Proceedings of the Physical Society.* — 1965. — Т. 85, № 2. — С. 351.
192. *Бронштейн И. М., Фрайман Б. С.* Вторичная электронная эмиссия. — М.: Наука, 1969. — С. 407.
193. *Viel-Inguimbert V.* Secondary electron emission of ceramics used in the channel of SPT // 28th International Electric Propulsion Conference, Toulouse, France. — 2003. — С. 1—7.
194. Влияние уменьшения длительности фронта импульса напряжения на частоту следования импульсов генерации лазера на парах меди / П. А. Бохан [и др.] // *Квантовая электроника.* — 2013. — Т. 43, № 8. — С. 715—719.
195. *Гугин П. П.* Применение тиратрона тпи1-10к/50 в частотном режиме для накачки газовых лазеров // *Приборы и техника эксперимента.* — 2013. — № 3. — С. 85—89.
196. Двухступенчатый субнаносекундный плазменный коммутатор / П. А. Бохан [и др.] // 14th International Scientific-Technical Conference APEIE. Т. 2. — 2018. — С. 103—107.
197. Импульсный лазер на парах химических элементов : 755136 / П. А. Бохан, В. А. Герасимов. — Заявл. 09.01.1979.