

На правах рукописи

ВЕСЕЛОВ Алексей Павлович

**ПРОБОЙ ГАЗА В СФОКУСИРОВАННЫХ ПУЧКАХ
ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН
СУБМИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА**

1.3.9 – физика плазмы

А в т о р е ф е р а т

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Нижний Новгород – 2024

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном научном учреждении «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики им. А.В. Гапонова-Грехова Российской академии наук»

Научный руководитель: **Сидоров Александр Васильевич**, кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник, федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики им. А.В. Гапонова-Грехова Российской академии наук (г. Нижний Новгород)

Официальные оппоненты: **Лебедев Юрий Анатольевич**, доктор физико-математических наук, заведующий лаборатории плазмохимии и физикохимии импульсных процессов, федеральное государственное бюджетное учреждение науки Ордена Трудового Красного Знамени Институт нефтехимического синтеза им. А. В. Топчиева Российской академии наук (г. Москва)

Савкин Константин Петрович, кандидат технических наук, старший научный сотрудник лаборатории плазменных источников, Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт сильноточной электроники Сибирского отделения Российской академии наук (г. Томск)

Ведущая организация: Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук (г. Москва)

Защита диссертации состоится 10 июня 2024 г. в 15:00 на заседании диссертационного совета 24.1.238.01 при Институте прикладной физики РАН (603950, г. Нижний Новгород, ул. Ульянова, 46).

С диссертацией можно ознакомиться в научной библиотеке и на сайте [irfran.ru](http://rfpan.ru) ФБГНУ «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики им. А.В. Гапонова-Грехова Российской академии наук».

Автореферат разослан 25 апреля 2024 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета
доктор физико-математических наук



Э. Б. Абубакиров

Общая характеристика работы

Актуальность темы исследования

По рекомендации международного телекоммуникационного сообщества, в качестве терагерцового диапазона принято считать часть спектра электромагнитных волн, лежащих от 300 ГГц до 3 ТГц, что соответствует длинам волн от 1 мм до 0,1 мм. Однако границы данного диапазона часто расширяют от 100 ГГц до 10 ТГц. Следовательно, терагерцовый диапазон занимает промежуточное положение между ИК- и радиочастотными диапазонами, которые в настоящее время достаточно хорошо освоены, как в плане создания источников излучения в этих диапазонах, так и в плане их использования. В то же время этот диапазон обладает рядом специфических особенностей, делающих его весьма привлекательным для широкого круга фундаментальных и прикладных исследований в области физики, химии, биологии, медицины и техники [1–5], в том числе данное излучение может быть применимо в системах связи, спектроскопии, визуализации сверхбыстрых процессов, в медицинской диагностике, химическом и биологическом контроле, а также контроле безопасности [6]. Терагерцовое излучение является перспективным для разработки высокоразрешающих методов диагностики, основанных на электронном парамагнитном резонансе и ядерно-магнитном резонансе [7, 8]. Мощное терагерцовое излучение можно использовать для создания плотной плазмы и управления ее параметрами, что применяется в ядерной и термоядерной энергетике, а также может быть применено для создания точечных плазменных источников ультрафиолетового излучения [9, 10]. В XXI веке исследования в терагерцовом диапазоне являются одним из наиболее перспективных направлений междисциплинарных исследований [4]. В этой связи предлагаемая в данной работе тема исследования представляется весьма актуальной.

В то же время, несмотря на очевидные преимущества электромагнитных колебаний терагерцового диапазона частот в целом ряде применений, разработчики приборов указанного диапазона сталкиваются с серьезными трудностями, обусловленными малой эффективностью как квантовых, так и классических генераторов, работающих в терагерцовом диапазоне частот [11]. Тем не менее, как указано в монографии [4], после первой демонстрации техники импульсной терагерцовой спектроскопии в конце 80-х годов XX века наблюдался значительный прогресс, обусловленный появлением интенсивных коммерчески доступных источников и детекторов терагерцового излучения, обеспечивающих новые возможности для более глубокого понимания фундаментальных основ применения терагерцового излучения.

Однако, если говорить о применении данного излучения для создания и поддержания плотной плазмы, или даже скорее о физике газового разряда, поддерживаемого излучением электромагнитных волн терагерцового диапазона частот, то в данной области определенный прогресс наблюдался только во втором десятилетии XXI века, что связано с существенным прогрессом в создании мощных источников терагерцового излучения киловаттных уровней мощностей – гиротронов и лазеров на свободных электронах [12]. В то же время в соседних областях спектра взаимодействие электромагнитных волн с плазмой изучается с середины XX века [13, 14].

И хотя при исследовании разрядов в ИК- и СВЧ-диапазонах было обнаружено некоторое сходство в протекающих в них процессах (строго говоря, поначалу казавшееся неочевидным [14]), полного подобия процессов, протекающих в разрядах в волновых полях (в том числе в ТГц-диапазоне по сравнению с СВЧ и ИК), добиться невозможно. Для этого есть следующие соображения.

Основываясь на рассмотрении разряда на основе кинетического уравнения можно показать, что, в отличие от разряда в постоянных полях, функция распределения электронов определяется не одним (E/N) , а двумя параметрами, которые произвольно можно выбрать из набора E/N , ω/N и E/ω . В литературе, как правило, используются E/N и ω/N , где введены обозначения: E – среднеквадратичное значение напряженности электрического поля греющего излучения, ω – циклическая частота греющего излучения, N – концентрация нейтралов газа. Для того чтобы сохранить подобие всех трёх соотношений, необходимо соблюсти пропорциональность $N \sim \omega \sim E$. Достижимая концентрация электронов n_e в плазме разряда также может быть оценена из нестационарного кинетического уравнения $\frac{\partial n_e}{\partial t} = k_i \left(\frac{E}{N}\right) N n_e - \frac{n_e D_e}{\Lambda^2}$, где k_i – константа ионизации, D_e – коэффициент диффузии, Λ – характерный масштаб неоднородности среды, что приводит к $\Lambda \sim 1/\omega$ и $N \sim n_e \sim \omega$. В то же время критическая концентрация электронов в плазме $n_{crit} = \frac{m_e(\omega^2 + v_{th}^2)}{4\pi e^2}$ растёт пропорционально квадрату частоты поля. Таким образом, даже если и удастся добиться подобия средней энергии электронов и скорости кинетических процессов, электродинамического подобия наблюдаться не будет, так как диэлектрическая проницаемость ϵ плазмы при этом будет различаться, так как $1 - \epsilon = \frac{\omega}{\omega + iv} * \frac{n_e}{n_{crit}} \sim \frac{1}{\omega}$. То есть при соблюдении подобия разрядов с точки зрения кинетических и газодинамических процессов нарушается электродинамическое подобие разрядов, что проявляется в повышении отражательной способности плазмы и уменьшении глубины проникновения поля с ростом частоты излучения.

Если в качестве двух параметров подобия выбрать параметры газодинамики, при которых $n_0 \sim \omega \sim \frac{1}{\Lambda}$, и подобие удельного энерговклада

$q = \sigma E^2 \sim \frac{n_e v_m}{\omega^2 + v_m^2} E^2$, следствием которого является $E^2 \sim \omega$, и электродинамики $n_e \sim \omega^2$, то в этом случае параметр неравновесности разряда, который определяется как $\frac{E^2}{\omega^2 + v_m^2} \sim \frac{1}{\omega}$, начинает зависеть от частоты греющего излучения, что смещает функцию распределения электронов по энергии в область бóльших энергий. Иными словами, в газовом разряде в переменных полях невозможно одновременно обеспечить подобие процессов электродинамики, газодинамики и кинетики. Таким образом, между оптическим, терагерцовым и СВЧ-разрядом не может быть полного подобия, что лишний раз подчёркивает важность и самостоятельное значение исследований, результаты которых приведены в данной работе.

Достаточно полной теоретической модели высокочастотного разряда, учитывающей все вышеперечисленные факторы, в настоящее время не существует. Создание таковой позволило бы обобщить результаты по пробою во всех частотных диапазонах, устранив границы между частотными диапазонами. Данный факт был отмечен еще в опытах с СВЧ-разрядом [15]. Наиболее подробные исследования СВЧ-разряда проводились на частотах 10 ГГц, 37 ГГц, 85 ГГц и 110 ГГц. При этом динамика разряда на каждой из этих частот существенно различалась, что связано с различиями в плотности генерируемой плазмы, соотношением характерных пространственных размеров неустойчивостей и т. д. Поэтому представляется логичным предположить, что разряд в терагерцовом диапазоне будет иметь свою специфику и сильно отличаться от уже изученного СВЧ-разряда. Например, соотношение между длиной волны и пространственным масштабом неустойчивости также зависит от набора параметров и может существенным образом изменяться при переходе от одного частотного диапазона к другому [16]. При смене частот греющего излучения могут смениться не только масштабы, но и инкременты неустойчивостей, что также может изменить динамику развития ТГц-разряда [17].

Отдельный интерес вызывает вопрос о скачках фронта ионизации с образованием пластов плазмы, расположенных перпендикулярно направлению распространения излучения [15]. Данная особенность распространения разряда наблюдается лишь при СВЧ-разряде высокого давления с излучением большой мощности. Экспериментально было подтверждено, что расстояние между пластами плазмы связано с длиной волны и оказывается много больше характерного масштаба неоднородности концентрации плазмы. В терагерцовом диапазоне два этих параметра оказываются одного порядка, и ответить на вопросы о характере распространении фронта может только эксперимент.

Еще более существенной представляется разница между пробоем газа сфокусированным излучением терагерцового диапазона частот и лазерной искрой. В основном это связано с тем, что плотность плазмы в искре на

несколько порядков превышает ожидаемую плотность плазмы в разряде, поддерживаемом терагерцовым излучением, и это коренным образом меняет динамику взаимодействия плазмы с газом, т. е. скорость его нагрева. Кроме того, длина волны лазерного излучения значительно меньше размера образуемой плазмы, что упрощает рассмотрение разряда с точки зрения электродинамических процессов. В то же время для ТГц-излучения длина волны сравнима с размерами неоднородностей плазмы, что существенным образом влияет на динамику разряда.

Таким образом, можно сделать вывод, что разряд в терагерцовом диапазоне частот является новым, весьма специфическим объектом физики газового разряда, и его изучение представляет большой интерес с точки зрения фундаментальной науки.

Эксперименты по пробую газов сфокусированным электромагнитным излучением СВЧ- и оптического диапазонов (с учетом приведенных выше оговорок) продемонстрировали схожие так называемые «кривые пробоя», а именно зависимость напряженности электрического поля пробоя (точнее сказать, его среднеквадратичное значение) от давления газа. Эти кривые имеют V-образную форму, при этом минимальная напряженность поля соответствует давлению, при котором частота столкновений электронов с нейтральными частицами становится того же порядка, что и частота греющего излучения. При этом для левой ветви кривой пробоя, там, где столкновения редки и выполняется соотношение $v_m \ll \omega$, соблюдается закон подобия $E \sim \omega/p$, где p – значение давления газа. Для правой ветки, где выполняется условие $v_m \gg \omega$, наблюдается линейная зависимость поля пробоя от давления $E \sim p$.

Ввиду сказанного трудно ожидать чего-либо иного от терагерцового диапазона, лежащего между микроволновым и оптическим диапазонами. Все возможные различия между ТГц-разрядом и разрядом в соседних микроволновых/оптических областях становятся существенными при достаточно высокой плотности плазмы. На начальной стадии самоподдерживающегося пробоя концентрация электронов еще достаточно мала, и с данной точки зрения разряды на начальном этапе развития электронной лавины будут схожи.

Степень разработанности темы исследования

Схожими экспериментами по пробую в ТГц-диапазоне являются эксперименты по пробую газа излучением ИК- и СВЧ-диапазона частот. Лазерная искра, поддерживаемая излучением ИК-диапазона, была получена одновременно с изобретением мощного CO₂ лазера, длина волны излучения которого составляет 10,4 мкм, что соответствует частоте излучения около 30 ТГц [18]. Мощные ИК-импульсы могли вызвать разряд и образование плазмы в газах, которые обычно прозрачны на этих длинах волн. Благодаря этому газы превращаются в непрозрачную высокопроводящую плазму за

время порядка наносекунд. Если энергия излучения в фокусе превышает пороговое значение для пробоя, газ становится сильно ионизированным, и образуемая излучением плазма практически поглощает пучок. Отличительной особенностью является то, что плазма лазерной искры развивает ударную волну и нагревает газ до высоких температур. После пробоя плазма становится непрозрачной, и происходит резкое отключение проходящего лазерного излучения [19].

В настоящее время ведутся активные работы по спектроскопии плазмы ИК-разряда, что позволяет уточнить процессы, кинетика которых влияет на динамику разряда, а также конечные температуры и концентрации электронов, достигаемых в плазме [20].

По другую сторону ТГц-диапазона, на верхней границе СВЧ-диапазона, также ведутся эксперименты по взаимодействию мощного электромагнитного излучения с веществом. Этому способствует рост мощности создаваемых генераторов – гиротронов, один из которых был разработан в МИТ США. Американские учёные ведут работы по исследованию пробоя инициированным гиротроном с частотой излучения 110 ГГц. В ней приведены результаты измерений пробоя газов под действием излучения мегаваттного уровня в диапазоне давлений 5–760 торр. Было показано, что данные о пороге пробоя следуют кривой зависимости E от p наподобие кривой Пашена. К тому же форма плазменного образования меняется от диффузного однородного разряда при низком давлении до периодического массива нитей, разнесённых на четверть длины волны при высоком давлении. Переход от одной структуры к другой совпадает с тем, как разряд переходит между режимами низкого давления, определяемого диффузией, и высокого давления – режима, где становятся существенны столкновения электронов с нейтралом.

Схожие работы проводятся японской группой. Мощным источником ТГц-излучения в их экспериментах служит гиротрон с частотой исходящего излучения 303 ГГц и мощностью свыше 320 кВт [21]. В данной работе с помощью сверхбыстрых камер регистрировалось распространение плазмы разряда как в сторону падающего излучения, так и в противоположную сторону – в сторону дофокусирующего параболического зеркала. Причём скорости переднего и заднего фронтов значительно отличались. Фронт, бегущий навстречу излучению, имел скорости порядка $4 \cdot 10^7$ см/с, в то время как фронт, бегущий назад, обладал сравнительно малой скоростью порядка $3 \cdot 10^5$ см/с.

После зажигания плазмы разряда наблюдался рост филамент в плоскости $E-k$ – тонких нитевидных образований, причём диаметр каждой нити оказывался на уровне (0,2 – 0,8) λ . По мере распространения плазмы навстречу излучению наблюдалось образование новых плазменных образований, отстоящих на расстоянии порядка $\lambda/4$. В качестве механизма, которым объяснялась данная решётчатая структура разряда, было

предложено рассмотреть рассеяние падающего излучения на стационарной периодической структуре филамент [22].

Столь быстрое распространение фронта плазмы было предложено использовать для космических исследований. Докритический разряд миллиметрового диапазона индуцируется внутри сопла ракеты при облучении летящей ракеты интенсивным лучом с земли. Воздух нагревается за счет того, что энергия пучка передается воздуху через разряд, который обеспечивает тягу. Предыдущее исследование показало, что более высокие характеристики тяги достигаются при низкой скорости распространения, поскольку низкая скорость вызывает большое поглощение энергии в сопле микроволновой ракеты [23].

Исторически впервые пробой газа электромагнитным излучением именно терагерцового диапазона частот был осуществлен излучением D_2O лазера ($\lambda = 385$ мкм) при исследовании пробоя атмосферного давления воздуха в сфокусированном пучке электромагнитного излучения [24]. Для возникновения пробоя десятисантиметровый пучок излучения был сфокусирован зеркалом с фокусным расстоянием 38 см. При достижении мощности 1 МВт/см^2 в импульсе длительностью 75 нс в области фокуса наблюдался пробой с образованием плазмы. К сожалению, детальное изучение зависимости порогового поля пробоя от давления не проводилось, пробой был лишь свидетельством наличия высокой мощности. Тем не менее существование закона подобия $E^2 \sim \omega^2 + v_m^2$ для поля пробоя E при переходе от СВЧ к оптическому диапазону было продемонстрировано впервые (на примере воздуха атмосферного давления).

Большая часть работ по изучению СВЧ-разряда была выполнена в ИПФ РАН. Работы были инициированы изобретением и созданием мощных гиротронов. Многочисленные исследования по изучению параметров, порогов возникновения и неустойчивостей СВЧ-разряда легли в основу сборников трудов и монографий. Однако в силу новизны и несовершенства гиротронов все работы были проведены с использованием частот меньше 85 ГГц.

Цели и задачи диссертационной работы

1. Исследование пороговых значений пробойного поля в пучках электромагнитных волн терагерцового диапазона частот.
2. Описание процессов, определяющих развитие разряда под действием греющего ТГц-излучения.
3. Исследование распространения разрядов в сфокусированных пучках ТГц-диапазона частот.
4. Описание механизмов распространения разрядов в пучках электромагнитных волн терагерцового диапазона частот.

Научная новизна работы

Ранее, в связи с малой мощностью имеющихся источников ТГц-диапазона частот, работ по пробое газом таким излучением попросту не проводилось, в то время как плазма, получаемая в СВЧ-разрядах и лазерных искрах, активно изучалась. Данное исследование стало одним из первых, а полученные результаты покрывают весь ТГц-частотный диапазон.

Передовые источники ТГц-излучения, в частности Новосибирский ЛСЭ, позволили работать в специфическом для газового разряда режиме, а именно был реализован пробой ТГц-излучением частотой 2,3 ТГц и длительностями 100 пс. Характерные величины полей при этом достигают значений порядка 1 МВ/см. Показано, что пробой инертных газов высокого давления мегаваттным терагерцовым излучением пикосекундной длительности происходит путём быстрого эффективного нагрева электронов до энергии, соответствующей превышению сечения ионизации над сечением возбуждения.

В работе также показано, что в случае умеренных полей, которые достигаются в пучках ТГц-излучения гиротронов и имеют характерные напряжённости полей порядка 10^4 В/см, электроны имеют гораздо меньшие энергии, порядка 0,1–0,01 эВ. При этом неупругие потери энергии электрона на возбуждение нейтралов становятся существенными. Данное теоретическое предположение было подтверждено серией экспериментов по пробое на гиротронах с частотой 0,25 и 0,67 ТГц.

Также в данной работе были впервые проведены эксперименты по измерению скорости распространения в пучках волн с частотой 0,25 ТГц и 0,67 ТГц как для инертных, так и для молекулярных газов. В случае инертных газов характерные скорости оказались порядка 10^5 – 10^7 см/с, в то время как в молекулярных газах скорость оказалась порядка 10^4 см/с.

Скорость распространения была измерена для широкого диапазона давлений существования разряда. Продемонстрировано, что скорость распространения спадает с ростом давления, а также что скорость распространения ТГц-разряда зависит от молярной массы газа. Скорость распространения тем больше, чем легче газ.

В случае пробоя инертных газов было обнаружено, что скорость распространения фронта меняется по мере прохождения разряда по пучку. Продемонстрировано, что резкая смена скорости распространения может быть объяснена выходом фронта разряда из области надпробойных в область допробойных полей и, как следствие, сменой механизма распространения. В области надпробойных полей распространение ТГц-разряда объясняется волной диффузии, что было подтверждено сравнением теоретического расчёта и экспериментальных данных. В области допробойных полей распространение происходит из-за упрощения выполнения разрядных условий вследствие поглощения УФ-излучения плазмы разряда.

Практическая значимость исследования

При предельной фокусировке ТГц-пучка удалось достичь размеров плазмы порядка 1 мм, что является недостижимо малым размером в случае СВЧ-пробоя. Подобные размеры разрядной области могут быть получены при оптическом пробое, однако конечные концентрации электронов, достигаемые в разряде, являются существенно меньшими, нежели критическая концентрация плазмы для соответствующей частоты излучения.

Наличие столь высокой концентрации является неоспоримым преимуществом ТГц-разряда перед всеми остальными, когда речь заходит о применении газовых разрядов в плазмохимических установках. Основным элементом таких установок является реактор, в котором при помощи внешних генераторов поддерживается плазма. Протекая через неё, газ нагревается, а наличие высокоэнергетичных электронов существенным образом смещает химическое равновесие. К примеру, диссоциации электронным ударом подвержена молекула CO_2 , что ведёт к образованию радикалов CO и O , что может быть использовано в такой перспективной отрасли как утилизация углекислого газа. Скорости реакций с участием электронов растут пропорционально их концентрации и температуре.

В то же время именно для ТГц-излучения характерны как большие плотности потоков мощности излучения, так и равенство геометрических размеров разряда с длиной волны излучения, что может способствовать проявлению эффектов геометрического резонанса. Вместе с тем в плазме ТГц-разряда достигается высокая концентрация плазмы, на уровне критической. Все вышеперечисленные факторы ведут к тому, что в ТГц-диапазоне частот могут реализовываться разряды с высокой степенью неравновесности, применение которых может значительно увеличить КПД плазмохимических установок, так как энергия будет вкладываться лишь в электроны, пока окружающий газ будет оставаться «холодным».

Также в работах было показано, что в СВЧ-разрядах могут наблюдаться линии излучения, лежащие в области экстремального ультрафиолета, что связано с наличием электронов, обладающих сравнительно большими энергиями. На данный момент в качестве точечного источника ВУФ-излучения в передовых литографах используются капли олова, распыляемые мощным излучением ИК-лазера. Одним из недостатков данного источника является высокая скорость загрязнения зеркал распылённым металлом. Логичным кажется переход от твердотельных мишеней к газовым, что исключит загрязнение вакуумной камеры. В качестве возможных газов для мишени может быть выбран ксенон, в разряде которого имеются эмиссионные линии с длиной волны 11,2 нм. Помимо самого факта наличия линий в данной области, были рассчитаны и созданы многослойные рентгеновские зеркала, позволяющие перенести

излучение до облучаемой кремниевой подложки. Однако переход к газовой мишени влечёт за собой и смену источника греющего излучения, так как в случае лазерной искры оптимальным для разряда считается концентрация нейтралов вещества порядка 10^{23} см^{-3} , в то время как в газовой струе такая концентрация нейтральных частиц недостижима.

Для осуществления газового пробоя принято использовать СВЧ-генераторы, однако минимум пробойной кривой по давлению, в случае частот порядка единиц ГГц, лежит в области нескольких торр. Плотность плазмы, и как следствие излучательная способность плазмы, оказываются недостаточной для применения его в промышленных литографических установках. Более того, из-за наличия дифракционного предела, предельный диаметр фокусировки СВЧ-пучков составляет несколько сантиметров, что или приводит к формированию плазменных образований, сравнимых с пучком размеров, или приводит к неэффективному энергозатрату в плазму меньших пространственных масштабов.

Из всего вышеперечисленного кажется перспективным применение неравновесных ТГц-разрядов в качестве точечного источника ВУФ-излучения. Так как по сравнению с СВЧ-разрядами ТГц-излучение имеет существенно меньшую длину волны, это позволяет добиться его фокусировки в размер меньше миллиметра. Также функция распределения электронов (ФРЭ) ТГц-разряда обладает большим количеством высокоэнергетичных электронов, что одновременно с высокой их концентрацией ведёт к увеличению эмиссионной способности плазмы в ЭУФ-области спектра.

Однако точечность такого источника нарушается из-за тенденции разряда к распространению. Поэтому результаты данной работы по исследованию распространения разрядов легли в основу работ по созданию точечного источника ВУФ-излучения для фотолитографии. В них предполагается использование газодинамической мишени, в которой реализуется резкий перепад давлений газа. Это ведёт к тому, что разрядные условия будут соблюдены лишь в малой области, что приведёт к сдерживанию распространения разряда и стягиванию его в точку. Переход к гиротронным ТГц-источникам в качестве источника греющего излучения в подобных установках позволит удешевить их создание, а также перейти к их производству, полностью основанному на российской элементной базе.

Положения, выносимые на защиту

1. Пробой инертных газов высокого давления мегаваттным терагерцовым излучением пикосекундной длительности происходит в результате быстрого эффективного нагрева электронов до энергии, соответствующей превышению сечения ионизации над сечением возбуждения.

2. Распространение инициированного разряда высокого давления в инертных газах, возникающего в квазиоптических пучках электромагнитных волн терагерцового диапазона частот в полях сверхпробойной интенсивности (свыше $0,3 \text{ МВт/см}^2$), определяется ионизационно-диффузионным механизмом и происходит со скоростями существенно выше скорости звука в холодном газе.
3. Распространение инициированного разряда высокого давления в инертных газах, возникающего в квазиоптических пучках электромагнитного излучения волн терагерцового диапазона частот допробойных интенсивностей, обеспечивается ультрафиолетовым излучением разряда и происходит со скоростями существенно выше скорости звука в холодном газе.
4. В газовом разряде, поддерживаемом электромагнитным излучением терагерцового диапазона частот малой интенсивности, ионизация носит преимущественно термический характер, а распространение фронта ионизации такого равновесного разряда осуществляется с помощью теплопроводностного механизма со скоростями существенно меньше скорости звука в холодном газе.

Степень достоверности и апробация результатов

По теме диссертации опубликовано 24 работы, из которых 7 статей [А1–А7] по теме диссертации в журналах, рекомендованных ВАК, 5 публикаций в рецензируемых журналах, 12 публикаций в сборниках трудов конференций.

Личное участие автора в получении опубликованных результатов

Все результаты, включенные в диссертационную работу и вошедшие в работы, получены лично автором либо при его непосредственном участии. Постановка задач, обсуждение и интерпретация результатов проводились совместно с научным руководителем и соавторами. Проектирование и создание установок, описанных в главах 1 и 2 диссертации, происходило с участием коллег по лаборатории. Измерения пробойных полей на установке, сконструированной на Новосибирском ЛСЭ, были проведены при помощи сотрудников ИЯФ СО РАН лаборатории 8-1, в частности В. В. Кубарева. Эксперименты по изучению свойств разряда на установках с гиротронами в качестве источников греющего излучения были выполнены при помощи сотрудников лабораторий 155 и 112 ИПФ РАН, а именно А. П. Фокина, А. А. Ананичева, М. Ю. Глявина и Ю. К. Калынова.

Структура и объём диссертации

Диссертация состоит из введения, двух глав, заключения и списка цитируемой литературы. Общий объём работы – 137 страниц, включая 90 рисунков, 3 таблицы и список литературы, состоящий из 91 наименования.

Результаты работы

- 1) Впервые были проведены эксперименты по пробое газом излучением частотами 0,25 ТГц, 0,263 ТГц, 0,67 ТГц, 1 ТГц и 2,3 ТГц в широком диапазоне давлений.
- 2) Показано, что в случае пробоя инертных газов ТГц-излучением больших мощностей потерями энергии электрона на возбуждение нейтралов можно пренебречь из-за больших величин осцилляторных энергий и, как следствие, быстрым темпом набора энергий. Данное предположение было подтверждено хорошим совпадением пробойных полей как теоретических, так и экспериментально полученных данных в эксперименте по пробое излучением частотой 2,3 ТГц и длительностью импульса 100 пс. Характерные поля при этом достигают величин порядка 1 МВ/см.
- 3) Было показано, что при пробое тяжёлых инертных газов при умеренных мощностях излучения необходимо учитывать неупругие потери энергии электрона на возбуждение нейтралов. Характерные напряжённости пробойных полей в этом случае достигают величин 10–60 кВ/см.
- 4) Путём сравнения расчётных и экспериментально полученных пробойных кривых продемонстрировано, что в случае предельной фокусировки излучения частотой 1 ТГц импульс греющего излучения можно считать коротким при его длительностях меньше 1 мкс.
- 5) Были проведены эксперименты по измерению скорости распространения разряда в пучках волн с частотой 0,25 ТГц и 0,67 ТГц.
- 6) Продемонстрировано, что при давлениях свыше 100 торр скорость распространения разряда в инертных газах в пучках волн с частотой 0,25 ТГц и 0,67 ТГц спадает с ростом давления.
- 7) Скорость распространения ТГц-разряда зависит от молярной массы газа. Скорость распространения тем больше, чем легче газ.
- 8) Резкая смена скорости распространения может быть объяснена выходом фронта разряда из области надпробойных в область допробойных полей и, как следствие, сменой механизма распространения.
- 9) В области надпробойных полей распространение ТГц-разряда объясняется волной диффузии, что было подтверждено сравнением теоретического расчёта и экспериментальных данных.
- 10) В области допробойных полей распространение происходит из-за упрощения выполнения разрядных условий вследствие поглощения УФ-излучения, исходящего из-за фронта плазмы разряда.

КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ ДИССЕРТАЦИИ

Во **введении** обоснована актуальность темы, определены цели диссертационной работы, отмечена научная новизна и практическая значимость проведенных исследований. Также сформулированы цели и задачи исследования и положения, выносимые на защиту.

В **первой** главе приводятся результаты исследования, посвящённого пробою газа сфокусированным излучением ТГц-диапазона частот. В ней собраны как теоретические описания процессов, определяющих развитие разряда, так и экспериментально полученные данные.

В **п. 1.1** проводится описание экспериментальных установок, сконструированных на базе ИПФ РАН с гиротронами в качестве источников греющего излучения, и установки, сконструированной в ИЯФ СО РАН, использующей ЛСЭ как источник мощного ТГц-излучения.

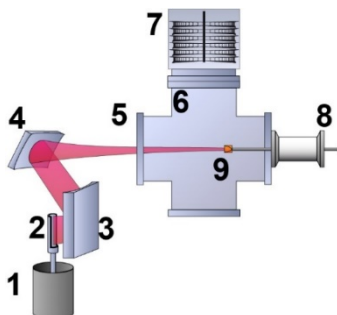


Рис. 1. Принципиальная схема установки: 1) гиротрон, 2) вилсоновский преобразователь, 3) первое зеркало квазиоптического тракта, 4) второе длиннофокусное зеркало квазиоптического тракта, 5) входное окно ТГц-излучения, 6) вакуумная камера, 7) турбомолекулярный насос, 8) трубка газового напуска, 9) фокус второго зеркала квазиоптического тракта (место установки дофокусирующего параболического зеркала)

Так как все установки имели схожее строение, будет приведена конструкция одной из них, имеющая в своём составе гиротрон с частотой излучения 0,67 ТГц (рис. 1). В связи с высокой частотой излучения, что подразумевает наличие больших магнитных полей в области резонатора гиротрона, он способен работать лишь в импульсном режиме с частотой повторения импульсов 1 раз в 2 минуты. Квазиоптический тракт, переносящий излучение и фокусирующий его в вакуумную камеру, состоит из квазиоптического преобразователя («козырька») и двух зеркал. Установка была сконструирована таким образом, чтобы область перетяжки ТГц-пучка оказалась ровно в центре вакуумной камеры, которая могла быть наполнена различными газами. Предельный диаметр перетяжки пучка составил 3λ . При достаточной мощности греющего излучения и оптимальном давлении в камере в области перетяжки пучка возникал

разряд. В эксперименте мощность излучения на проход составила 60 кВт, из чего следовало, что в перетяжке достигаются напряжённости полей порядка 32 кВ/см. Камера была сконструирована таким образом, чтобы имелась возможность производить оптические диагностики плазмы сквозь боковой фланец с установленным кварцевым стеклом.

Остальные установки имели следующие характеристики: Новосибирский ЛСЭ имел частоту излучения 2,3 ТГц, мощность 1 МВт в импульсе длительностью 75 пс с частотой повторений 5,6 МГц, напряжённость электрического поля в перетяжке 1 МВ/см; гиротрон с частотой 0,25 ТГц имел мощность излучения 250 кВт в импульсе длительностью 20 мкс, максимальная напряжённость поля в перетяжке составляла 30 кВ/см; гиротрон с частотой излучения 1 ТГц и мощностью 1,2 кВт в импульсе длительностью 8 мкс, что соответствует напряжённости поля 10 кВ/см; гиротрон с частотой излучения 0,263 ТГц способен работать в непрерывном режиме с мощностью излучения 1 кВт, что соответствует напряжённости электрического поля в перетяжке пучка равному 2кВ/см.

В п. 1.2 представлены экспериментальные результаты по пробою различных газов излучением терагерцового диапазона частот. Для измерения пробойной кривой необходимо было варьировать как мощность излучения, так и фоновое давление газа внутри вакуумной камеры. Для гиротрона с частотой 0,67 ТГц возможности изменять мощность излучения не было, поэтому были измерены лишь границы существования разряда при фиксированной мощности. Для остальных же источников пробойная кривая была измерена в широком диапазоне существования разряда. Как и в соседних частотных диапазонах, данные кривые имеют V-образную форму с минимумом области давлений p_{min} , для которых выполнено условие $v_m(p_{min}) \approx \omega$, где v_m – транспортная частота столкновения электронов с нейтралами, ω – циклотронная частота греющего излучения.

В п. 1.3 проводится теоретическое описание газового пробоя. В частности, в п. 1.3.1 проведено описание основных кинетических процессов, протекающих на начальной стадии развития разряда. Один из них – нагрев электрона на столкновениях. В работе показано, что для полей ТГц-частот можно положить, что за время между столкновениями электрон набирает энергию, равную $\Delta U = \langle -\frac{eEV}{v_m} \rangle = \frac{E^2 e^2}{m(v_m^2 + \omega^2)}$, где e – заряд электрона, m – масса электрона, E – электрическое поле волны. Таким образом, можно ввести некое эффективное электрическое поле $E_e^2 = E^2 \frac{v_m^2}{v_m^2 + \omega^2}$, в котором электрон бы ускорялся с теми же темпами, что и в переменном.

В п.1.3.2 описывается общая теория нахождения пробойной кривой. Показано, что в случае уравнения на функцию распределения электронов плазмы в осциллирующем поле и в случае квантового уравнения на функцию распределения можно выделить члены, отвечающие темпу набора

энергии электронами $\frac{d\varepsilon}{dt} \sim E^2 \frac{v_m^2}{v_m^2 + \omega^2}$, что также подтверждает концепцию эффективного электрического поля.

Однако для более точного расчёта кривой для конкретного газа приходится учитывать вышеописанные особенности газов и отталкиваться от нестационарного критерия пробоя Таундсенда $v_i - v_d = 1/\tau_{pulse} \ln(n/n_0)$, где v_i – эффективная частота ионизации, v_d – частота диффузии, τ_{pulse} – длительность импульса излучения, n_0 – начальная концентрация электронов, n – конечная концентрация электронов в плазме разряда.

В п. 1.3.3 обсуждается пробой в сильных электромагнитных полях импульсами длительностью порядка 100 пс, реализуемый на Новосибирском ЛСЭ. Характерные величины полей, необходимые для пробоя, оказываются порядка 1 МВ/см. При этом осцилляторные энергии электрона, которые он набирает между столкновениями, оказываются на уровне 1–2 эВ. Электрон быстро набирает энергию в поле волны и может за малое число столкновений проскочить участок энергий от энергии возбуждения до энергии ионизации, так и не возбудив нейтрал. Однако в данном случае вовсе не обязательно, что при достижении электроном энергии ионизации при столкновении произойдёт акт ионизации. В работе было показано, что эффективная энергия, до которой происходит нагрев электрона, соответствует энергии, при которой вероятность ионизации оказывается выше вероятности возбуждения. В случае аргона данная энергия оказывается равной 34 эВ.

При пробое столь короткими импульсами стоит учесть тот факт, что электронная лавина может не успеть развиваться за время импульса, причём данный механизм может стать превалирующим над всеми остальными механизмами потерь, и ими можно пренебречь. Нестационарный критерий Таундсенда в данном случае запишется как $v_i = \frac{1}{\tau_{pulse}} \ln\left(\frac{n_i}{n_0}\right)$. Сравнение экспериментально полученных данных и теоретического расчёта подтвердили данное предположение (рис. 2).

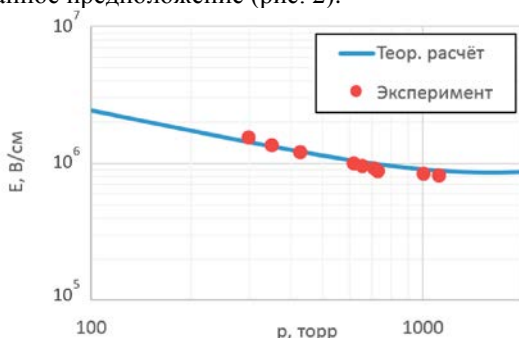


Рис. 2. Зависимость поля пробоя от фонового давления газа аргона в случае пробоя излучением частотой 2,3 ТГц длительностью импульса 100 пс. Сплошная кривая – теоретический расчёт, точки – экспериментальные данные

В п. 1.3.4 описывается пробой в умеренных полях излучением больших длительностей в инертных газах. Данные виды разряда были реализованы на установках с гиротронами, работающих на частотах 0,25 ТГц и 0,67 ТГц. Характерные напряжённости полей в перетяжке пучка имеют величины порядка 10-60 кВ/см. При этом разряд может происходить в свободной области пространства без каких-либо инициаторов. Для описания пробоа импульсами длительностями порядка десятков микросекунд можно использовать стационарный критерий пробоа Таундсенда $v_i - v_d = 0$. Характерные величины осцилляторных энергий электрона составляют порядка 0,1 эВ, электрон проходит зазор от энергии возбуждения до энергии ионизации за большое количество столкновений, где с большой вероятностью испытает неупругое столкновение. В данном случае расчёт пробойного поля заметно усложняется, и необходимо находить стационарную функцию распределения с учётом возбуждений.

Полученные в результате расчёта пробойные кривые дали хорошее совпадение с экспериментальными данными не только по величине пробойных полей, но и по положению минимума кривых.

В п. 1.3.5 обсуждается пробой ТГц-излучением малой мощности. Мощность постоянных источников ТГц-излучения сравнительно мала, и на практике может сложиться ситуация, когда мощности излучения попросту не хватит для самостоятельного пробоа газов. Для инициации разряда существует несколько способов упрощения пробоа: специфические смеси газов, создание предплазмы, локальное усиление электрического поля.

Наличие металлической пластины в области перетяжки пучка создаёт структуру стоячей волны вблизи поверхности металла, таким образом наблюдается локальное увеличение электрического поля, при прочих неизменных параметрах. Наличие вспомогательного искрового разряда, который поджигался вблизи перетяжки пучка, также существенно снижало порог пробоа. Данный факт объясняется тем, что искра создаёт в окрестности разряда предплазму с концентрацией электронов порядка 10^9 см^{-3} . Тем самым электронная лавина ТГц-разряда развивается уже не в свободном пространстве, а в окружении плазмы. Этой фоновой концентрации оказывается достаточно, чтобы механизм диффузии сменился на амбиполярный. В случае газа He с малой добавкой Ar порог пробоа существенно снижается из-за наличия эффекта Пеннинга (рис. 3).

К достоинствам данной теории стоит отнести то, что совпали не только величины пробойных полей, но и формы кривых, а именно, поведение экспериментальных точек в экспериментах по пробою с предплазмой хорошо описывает поведение кривой, отвечающей амбиполярному типу диффузии. Далее это было также подтверждено экспериментом по пробою импульсным гиротроном с частотой излучения 1 ТГц. Теоретически было показано, что при длительности импульса более 1 мкс импульс ТГц-излучения можно считать длительным.

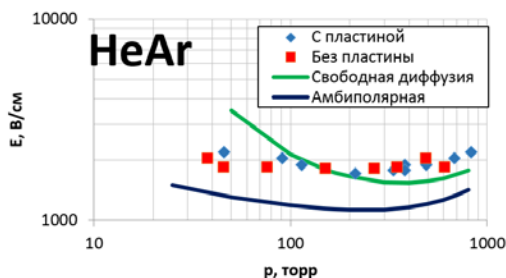


Рис. 3. График зависимости пробойного поля смеси HeAr от давления на частоте греющего излучения 0.263 ТГц и вспомогательным искровым разрядом. Сплошные кривые – теоретический расчёт. Красные и синие точки – экспериментальные данные по пробою с установленной медной пластинкой в фокусе зеркала и без неё

В п. 1.3.6 обсуждается пробой в молекулярных газах. Показано, что для описания разряда в кислороде и азоте необходимо учитывать как возбуждение молекулярных колебаний, так и реакции с образованием и диссоциацией отрицательных ионов. Основные результаты **первой главы** опубликованы в работах [A1–A4].

Во **второй главе** рассматриваются процессы поддержания низкотемпературной плазмы и эффекты распространения разрядов, то есть те процессы, в которых происходит превращение в плазму новых масс газа, находящихся во внешнем осциллирующем электромагнитном поле.

В п. 2.1 описываются экспериментальные стенды, использованные для исследования распространения разряда в пучках волн ТГц-частот. В частности, описываются методики измерения скорости распространения как с помощью камеры фотоэлектронной развёртки (ФЭР) и камеры с малой выдержкой кадра Nanogate24 (рис. 4). В обоих случаях камеры были расположены поперёк распространения разряда.

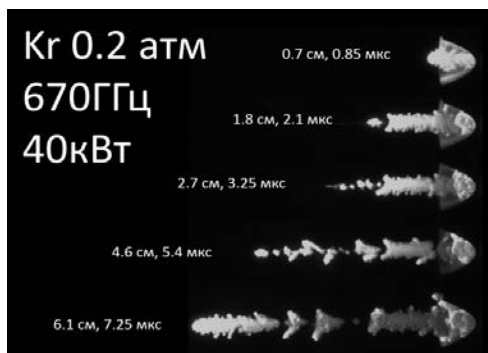


Рис. 4. Набор изображений, полученных с камеры Nanogate24 для различных времён задержки кадра относительно начала импульса гиротрона. Длительность выдержки кадра составляла 20 нс

Камера ФЭР работает по принципу шелевой фотографии с временной развёрткой. Момент запуска ФЭР синхронизировался с моментом запуска гиротрона. По наклону ФЭРграмм можно было судить о мгновенной скорости разряда. При измерении скорости с помощью камеры малой выдержки (Nanogate24), минимальное время кадра которой составило всего 20 нс, делался ряд фотографий, при которых менялся момент запуска камеры относительно начала разряда, которое контролировалось с помощью фотодетектора, сколлимированного в начало разряда. По набору фотографий можно было судить о локальном значении скорости разряда.

Данные, полученные обоими способами, показали хорошее совпадение. В ходе экспериментов было получено, что скорость распространения в инертных газах составляет порядка 10^5 – 10^7 см/с. Также было показано, что во всех 10^6 газах скорость фронта падала с ростом давления. Также было получено, что скорость фронта тем больше, чем меньше атомная масса газа. Скорость распространения в смеси HeAr 10^7 см/с, в то время как в аргоне скорость на порядок меньше – 10^6 см/с (рис. 5).

В п. 2.2 проведен обзор существующих механизмов распространения в соседних частотных диапазонах. В п. 2.2.1 проводится описание механизмов распространения, характерных для электромагнитных волн оптического диапазона. При больших потоках мощности греющего излучения в них реализуются быстрые распространения фронта, такие как световая детонация. В п. 2.2.2 описываются механизмы распространения, свойственные для СВЧ-диапазона. Среди них основными механизмами являются: волна без потерь, волна с потерями и волна пробоя.

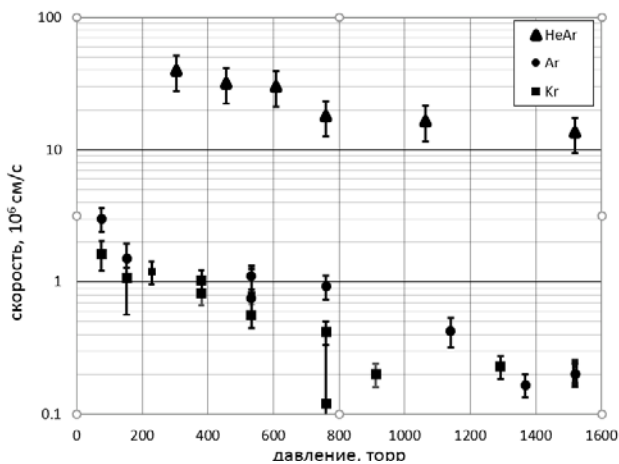


Рис. 5. Сравнение скоростей распространения в HeAr, Ar и Kr в широком диапазоне давлений существования разряда, под действием греющего излучения частотой 670 ГГц и мощностью 40 кВт

В п. 2.2.3 проводится описание механизмов, наблюдаемых в мощных пучках волн частот, близких к ТГц-диапазону. Один из них – ионизационно-диффузионная волна. Описывая прифронтовую область, можно считать амплитуду электрического поля постоянной и равной по величине её эффективному значению E_{eff} . Нестационарное уравнение на концентрацию плазмы в прифронтовой области может быть записано:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = D \frac{\partial^2 n_e}{\partial x^2} + \nu_i n_e - \alpha_2 n_e^2 - \alpha_3 n_e^3 + \dots,$$

где $n_e(x, t)$ – концентрация электронов, D – коэффициент диффузии, α_2 – коэффициент реакции квадратичной по концентрации n_e , α_3 – коэффициент реакции кубической по концентрации n_e . Данное уравнение имеет незатухающее решение, бегущее со скоростью не ниже чем $V = 2\sqrt{\nu_i D}$. Причём скорость зависит лишь от членов линейных по концентрации.

В п. 2.3 производится сравнение экспериментально полученных данных и теоретически рассчитанных скоростей фронта (рис. 6). Было показано, что единственным механизмом, способным объяснить данные эксперимента, является волна диффузии. Данное явление объяснимо тем, что ТГц-излучение имеет длину волны менее миллиметра, поэтому пучность стоячей волны, образующейся вблизи фронта, отстоит от фронта на расстояние менее четверти миллиметра. Данное расстояние является достаточно малым, электроны быстро диффундируют в данную область.

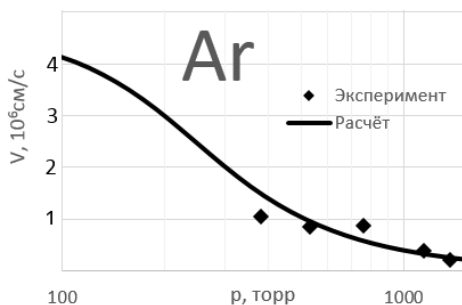


Рис. 6. Зависимость скорости распространения разряда от фонового давления газа аргона, частота 0,67 ТГц

В поддержку данного механизма распространения, а также в подтверждение того, что определяющую роль играет масса газа, выступает и тот факт, что скорость распространения в аргоне оказывается выше, чем в криптоне. Хотя потенциал ионизации в криптоне ниже, и, как следствие, частота ионизации имеет большее значение. В то время как массы данных газов различаются в два раза и коэффициент диффузии в криптоне оказывается меньше. Более того, при пробое в смеси газов HeAr оказалось, что для вычисления скорости распространения коэффициент диффузии

необходимо принять как в газе гелии, а частоту ионизации – как у аргона, так как в такой смеси ионизация происходит в результате эффекта Пеннинга.

Так же в п. 2.3 дана попытка объяснения быстрому распространению разряда в инертных газах в допробойных полях. Было показано, что это может происходить вследствие наличия УФ-излучения из-за фронта плазмы разряда. Оно эффективно поглощается фоновым газом. Из-за этого вокруг разряда наблюдается повышенная концентрация возбуждённых частиц. Таким образом, электронам необходимо существенно меньше энергии для ионизации нейтрала из возбуждённого состояния. Скорость разряда также может быть вычислена как $V = 2\sqrt{v_i D}$, где $v_i = \frac{\varepsilon_i - \varepsilon^*}{\varepsilon_{osc}} \cdot v_m$, ε_i – потенциал ионизации, ε^* – потенциал возбуждения, ε_{osc} – осцилляторная энергия электрона.

В п. 2.4. перечислены результаты главы. Основные результаты **второй главы** опубликованы в работах [A5–A7].

В **заклучении** подводятся итоги проделанной работы, а также перечисляются основные публикации автора по теме диссертации.

Список цитируемой литературы

1. *Tonouchi M.* Cutting-edge terahertz technology // *Nature Photon.* – 2007. Vol. 1. – P.97–105.
2. *Reimann K.* Table-top sources of ultrashort THz pulses // *Rep. Prog. Phys.* – 2007. –Vol. 70. – P. 1597.
3. *Roskos H., Thomson M., Kreß M., Löffler T.*, Broadband THz emission from gas plasmas induced by femtosecond optical pulses: From fundamentals to applications // *Laser & Photonics Reviews.* – 2007. –Vol. 1, № 4. – P. 349–368.
4. *Zhang X.*, Introduction to THz Wave Photonics / *Zhang X., Xu J.* Springer US. – 2010. – 262 p.
5. *Saeedkia, D.* Optoelectronic techniques for the generation and detection of terahertz waves / *D. Saeedkia Handbook of Terahertz Technology for Imaging, Sensing and Communications.* – 2013. – P. 3–27.
6. A Review of Feasible Applications of THz Waves in Medical Diagnostics and Treatments / *Amini T., Jahangiri F., Ameri Z., Hemmatian M.* // *J. Lasers Med Sci.* – 2021.
7. *Rosay M., Blank M., Engelke F.* Instrumentation for solid-state dynamic nuclear polarization with magic angle spinning NMR // *Journal of Magnetic Resonance.* – 2016. – Vol. 264. – P. 88–98.
8. Development of a high-power pulsed subterahertz gyrotron for remote detection of sources of ionizing radiation / *Glyavin, M., Luchinin, A., Manuilov, V. et al.* // *Radiophys Quantum El.* – 2012. – Vol. 54. – P. 600–608.
9. A point-like source of extreme ultraviolet radiation based on a discharge in a non-uniform gas flow, sustained by powerful gyrotron radiation of terahertz

frequency band / Glyavin M., Golubev S., Izotov I. et al. // Appl. Phys. Lett. – 2014. – Vol. 105, № 17. – P. 174101.

10. First experimental tests of powerful 250 GHz gyrotron for future fusion research and collective Thomson scattering diagnostics/ Denisov G., Glyavin M., Fokin A. et al. // Rev Sci Instrum. – 2018. – Vol. 89, № 8. – P. 084702.

11. Григорьев А.Д. Терагерцевая электроника / М.: ФИЗМАТЛИТ, – 2020. – 308 с.

12. Concept design of the megawatt power level gyrotron stabilized by a low-power signal for DEMO project / Gregory Denisov et al. // Nucl. Fusion. – 2022. – Vol. 62. – P. 036020.

13. А. Мак-Доналд. Сверхвысокочастотный пробой в газах (Microwave Breakdown in Gases by A. D. MacDonald): Монография. Перевод с английского М. М. Савченко и А. Г. Франк. Под редакцией М. С. Рабиновича. – М.: Мир, 1969. – 213 с.

14. Райзер Ю. П. Физика газового разряда : научное издание / Ю. П. Райзер. – 3-е изд. перераб. и доп. – Долгопрудный : Издательский Дом «Интеллект», 2009. – 736 с.

15. СВЧ-разряд высокого давления в пучках электромагнитных волн / Голубев С., Грицинин С., Зорин В., Косский И., Семенов В. // Высокочастотный разряд в волновых полях: сборник. – Горький: ИПФ АН СССР, 1988. – С. 136.

16. В. Л. Быков, Л. П. Грачев, И. И. Есаков, Ионизационно-перегревная неустойчивость разрядной плазмы воздуха в СВЧ-поле // Журнал технической физики. – 2007. –Т. 77, вып. 3.

17. СВЧ-разряд высокого давления в пучках электромагнитных волн / Вихарев А., Гильденбург В., Ким А., Литвак А., Семенов В. // Высокочастотный разряд в волновых полях: сборник. – Горький: ИПФ АН СССР, 1988. – С. 41.

18. Maker P. Optical third harmonic generation / Maker P., Terhune R., Savage C. // Proc. 3rd Int. Conf. Quantum Electronics, Paris, 1963. – Vol. 2. – P. 1559–1576.

19. Optical breakdown in gases induced by high-power IR CO₂ laser pulses / Camacho J., Diaz L., Santos M. et al. // Journal of Optics Research. – 2011. – Vol. 13, № 1/2.

20. Yueh F. Encyclopedia of Analytical Chemistry (Laser-induced Breakdown Spectroscopy, Elemental Analysis) / Yueh F, Singh J., Zhang H. ed. R A Meyers. – John Wiley & Sons: Chichester, 2000.

21. Development of 300 GHz Band Gyrotron for Collective Thomson Scattering Diagnostics in the Large Helical Device / Saito T., Yamaguchi Y., Tatsumi Y. et al. // Plasma and Fusion Research. – 2017. – Vol. 12. – P. 1206013.

22. Observation of the Discharge Structure in 303 GHz Millimeter-Wave Air Breakdown / M. Fukunari, T. Yokoyama, S. Tanaka et al. // 43rd International

Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz2018) 9–14 September 2018. – Nagoya. – 2018. – P. 1–2.

23. Numerical analysis of structural change process in millimeter-wave discharge at subcritical intensity // Suzuki S., Hamasaki K., Takahashi M. et al. // *Physics of Plasmas*. – 2022. – Vol. 29, № 9. – P. 093507.

24. A high power, narrow linewidth D2O laser at 384.6 μm / *Woskoboinikow P., Drozdowicz Z., Isobe, K. et al.* // *Physics Letters A*. – 1976. – Vol. 59, № 4. – P. 264–266.

Список основных публикаций автора по теме диссертации

[A1] Sidorov A. Gas discharge powered by the focused beam of the high-intensive electromagnetic waves of the terahertz frequency band / Sidorov A., Golubev S., Razin S., Veselov A., Vodopyanov A., Fokin A., Luchinin A., Glyavin M. // *Journal of Physics D: Applied Physics*. – 2018. – Vol. 51, № 46. – P. 464002.

[A2] Sidorov A. Breakdown of the heavy noble gases in a focused beam of powerful sub-THz gyrotron / Sidorov A., Razin S., Veselov A., Vodopyanov A., Morozkin M., Glyavin M. // *Phys. Plasmas*. – 2019. – Vol. 26, № 8. – P. 083510.

[A3] Сидоров А. Особенности пробоя тяжелых инертных газов в сфокусированном пучке излучения Новосибирского лазера на свободных электронах / Сидоров А., Веселов А., Водопьянов А., Кубарев В., Горбачев Я., Шевченко О. // *Письма в журнал технической физики*. – 2023. – Вып. 3. – С. 19–21.

[A4] Веселов А. Пробой тяжелых инертных газов импульсом электромагнитного излучения гиротрона частотой 1 THz / Веселов А., Сидоров А., Калынов Ю., Водопьянов А. // *Письма в журнал Технической физики*. – 2023. – Вып. 6. – С. 35–38.

[A5] Sidorov A. Dynamics of the gas discharge in noble gases sustained by the powerful radiation of 0.67 THz gyrotron/ Sidorov A., Razin S., Veselov A., Viktorov M., Vodopyanov A., Luchinin A., and Glyavin M. // *Physics of Plasmas*. – 2020. – Vol. 27, № 9. – P. 093509.

[A6] Barmashova T. A. Study of THz Gas Discharge Spatial Dynamic in Argon/ Barmashova T., Sidorov A., Vodopyanov, A., Luchinin A., Murzanev A., Razin S., Stepanov A., Veselov A. // *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*. – 2023. – Vol. 13, № 1. – P. 3–9.

[A7] Sidorov A. Ionization wave in air under the action of powerful radiation of the terahertz frequency range/ Sidorov A. Veselov A., Rakova E., Barmashova T., Vodopyanov A., Ananichev A., Glyavin M. // *St. Petersburg Polytechnic University Journal. Physics and Mathematics*. – 2023. – Vol. 16, № 1.2. – P. 8–20.

БЕСЕЛОВ Алексей Павлович

**ПРОБОЙ ГАЗА В СФОКУСИРОВАННЫХ ПУЧКАХ
ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН
СУБМИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА**

А в т о р е ф е р а т

Подписано к печати 28.03.2024.

Формат $60 \times 90^{1/16}$. Усл. печ. л. 1,5. Тираж 100 экз. Заказ № 18(2024).

Отпечатано в типографии Института прикладной физики РАН,
603950, Нижний Новгород, ул. Ульянова, 46