

Федеральное государственное бюджетное научное учреждение «Федеральный
исследовательский центр Институт прикладной физики им. А.В. Гапонова-Грехова Российской
академии наук»

На правах рукописи

Веселов Алексей Павлович

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

Специальность: 1.3.9. – «Физика плазмы»

Диссертация

на соискание ученой степени

кандидата физико-математических наук

научный руководитель:

к.ф.-м.н. А.В. Сидоров

Нижний Новгород – 2024

Оглавление

Введение	2
Глава 1. Исследование пробоя газов под действием терагерцового излучения	17
1.1 Описание экспериментальных установок.....	17
1.2 Экспериментальные результаты	31
1.3 Теоретическое описание пробоя.....	35
1.3.1 Описание процессов, определяющих пробой.....	35
1.3.2 Расчёт пробойной кривой	47
1.3.3 Пробой ТГц излучением большой мощности	52
1.3.4 Описание пробоя в умеренных полях	55
1.3.5 Пробой ТГц излучением малой мощности.....	59
1.3.6 Пробой в молекулярных газах.....	69
1.4 Результаты главы	72
Глава 2. Исследование распространения разряда в пучках ТГц частот.....	73
2.1 Результаты экспериментов по изучению распространения разрядов.....	75
2.2 Теоретическое описание распространения разрядов.....	88
2.2.1 Распространение разрядов оптического диапазона	88
2.2.2 Распространение разрядов СВЧ диапазона	97
2.2.3 Распространение в пучках волн с частотами близких к ТГц диапазону	104
2.3 Сравнение расчётов и результатов эксперимента	113
2.3.1 Участок «быстрого» распространения	115
2.3.2 Участок «медленного» распространения	121
2.3.3 Распространение ТГц разрядов в молекулярных газах и медленное горение.....	123
2.4 Результаты главы	126
Заключение.....	127
Список основных публикаций автора по теме диссертации	129
Список цитируемой литературы.....	130

Введение

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 радиочастотным диапазоном, 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, 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 ядерном магнитного резонанса [7, 8]. Мощное терагерцовое излучение можно использовать для создания плотной плазмы и управления ее параметрами, что используется 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 одними 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, 13]. В то время как в соседних областях спектра взаимодействие электромагнитных волн с плазмой изучается с середины XX века [14,15].

И хотя при исследовании разрядов в ИК и СВЧ диапазонах было обнаружено некоторое сходство в протекающих в них процессах (строго говоря, поначалу казавшееся неочевидным [15]), 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 распределение 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 напряжённости 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 так же 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 $n_{crit} = \frac{m_e(\omega^2 + \nu_m^2)}{4\pi e^2}$ растёт пропорционально квадрату частоты поля. Тем самым, 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 $1 - \varepsilon = \frac{\omega}{\omega + i\nu} * \frac{n_e}{n_{crit}} \sim \frac{1}{\omega}$. То есть, соблюдая подобие 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 $q = \sigma E^2 \sim \frac{n_e \nu_m}{\omega^2 + \nu_m^2} E^2$, следствием которого является $E^2 \sim \omega$, и электродинамики $n_e \sim \omega^2$. В этом случае параметр неравновесности разряда,

который определяется как $\frac{E^2}{\omega^2 + \nu_m^2} \sim \frac{1}{\omega}$, начинает зависеть от частоты греющего излучения, что смещает функцию распределения электронов по энергии в область больших 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 пробоем во всех частотных диапазонах, устранив границы между частотными диапазонами. Данный факт был отмечен еще в опытах с СВЧ-разрядом [16]. Наиболее подробные исследования СВЧ-разряда проводились на частотах 10 ГГц [17], 37 ГГц [18], 85 ГГц [19] и 110 ГГц [20,21]. 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, так же зависит от набора параметров и может существенным образом изменяться при переходе от одного частотного диапазона к другому [22]. При смене частот греющего излучения могут смениться не только масштабы, но и инкременты неустойчивостей, что так же может изменить динамику развития ТГц разряда [23].

Отдельный интерес вызывает вопрос о скачках фронта ионизации с образованием пластов плазмы, расположенных перпендикулярно направлению распространения излучения [16]. Данная особенность распространения разряда наблюдается лишь при пробое газа при высоком давлении СВЧ 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 распространения 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.

Долгое время исследование газового разряда, создаваемого и поддерживаемого электромагнитным излучением в терагерцовом диапазоне частот, было невозможно из-за отсутствия достаточно мощных источников этого излучения. Единственным исключением является работа [24], в которой представлены результаты по пробой воздуха при атмосферном давлении излучением D₂O-лазера с длиной волны излучения 0.3 мм (1 ТГц). Однако подробное изучение разряда не проводилось. Главной целью эксперимента была демонстрация высокой мощности этого лазера, достаточной для пробоя атмосферного воздуха. Тем не менее, это был первый результат пробоя газа терагерцовым излучением.

Создание мощных источников терагерцового излучения связано с принципиальными физическими ограничениями: традиционные вакуумные электронные устройства (клистроны, лампы обратной или бегущей волны) содержат элементы с размерами, близкими к длине волны. В терагерцовом диапазоне характерные размеры резонаторов должны бы быть субмиллиметрового размера, что при высокой средней мощности приводит к перегреву. А лазеры в указанном диапазоне, как правило, имеют низкую эффективность, это связано с малым временем жизни возбужденных состояний с энергиями порядка одного кванта поступательного движения молекул [25]. Мощность вакуумных электронных источников значительно превышает мощность твердотельных генераторов [26,27] и составляет до 10 мВт с частотой 1ТГц в случае ламп обратной волны [28] и до 100 мВт в случае клистронов с распределенным взаимодействием [29]. Этого уровня мощности недостаточно для нагрева плазмы. Естественным решением этих проблем видится переход к вакуумным электронным устройствам, не имеющим замедляющих систем (т. е. работающим на «быстрых» волнах), а именно к лазерам на свободных электронах (ЛСЭ) и гиротронам [30]. Недавний значительный прогресс в изучении газового разряда, создаваемого и поддерживаемого излучением ТГц диапазона частот, связан в первую очередь, с увеличением мощности излучения гиротронов и ЛСЭ.

Освоение нового частотного диапазона в физике газового разряда начинается с изучения так называемых пробойных полей в различных газах, как атомарных, так и молекулярных. Так

было, в частности, с созданием мощных лазеров видимого и инфракрасного диапазонов [31–34]. Пробой в микроволновом диапазоне подробно изучен как экспериментально, так и теоретически (см. обзор Макдональда [14]). Относительно недавно были измерены поля пробоя в воздухе и аргоне для излучения с частотой 110 ГГц [20]. В то же время сравнение результатов в СВЧ- и ИК-диапазонах (а с некоторыми оговорками и в видимом диапазоне для рубинового лазера) показало большое сходство процессов пробоя в оптическом и СВЧ-диапазонах.

Особенно это проявилось на примере экспериментального факта, что для пороговых полей имеет место закон подобия $E^2 \sim \omega^2$, где E – значение пороговой напряженности электрического поля пробоя, а ω – циклическая частота электромагнитного поля. Причем этот закон подобия выполняется в широком диапазоне оптических частот, и, казалось бы, должен выполняться вплоть до СВЧ. В самом микроволновом диапазоне этот закон подобия справедлив только для низких давлений, когда частота столкновений электронов с нейтральными частицами значительно меньше круговой частоты электромагнитного поля. Это соответствует значениям давления менее 10 торр в случае микроволнового диапазона. В более общем случае этот закон подобия имеет вид $E^2 \sim \omega^2 + \nu_m^2$, где ν_m — частота столкновений электронов с нейтралами. Конечно, этот закон нарушается в середине видимого диапазона и тем более в ультрафиолетовом диапазоне, где существенное влияние оказывают квантовые эффекты [34].

Дело в том, что использование классического подхода к нагреву электрона в поле электромагнитной волны оправдано, когда величина кванта энергии электромагнитного поля $\hbar\omega$ значительно меньше осцилляторной энергии электрона. Для СВЧ-диапазона, а также для излучения CO₂ лазера ($\lambda=10.4$ мкм), это заведомо осуществимо, отсюда и существование такого закона подобия [14], в то время как для излучения неодимового ($\lambda=1064$ нм) и рубинового ($\lambda=693.4$ нм) лазеров это условие невыполнимо. Тем не менее, как было впервые показано в [35], квантовое кинетическое уравнение для электронного спектра может быть сведено к классическому, если энергия кванта значительно меньше характерной энергии электронов в плазме. Квантовое кинетическое уравнение, описывающее изменения функции распределения электронов по энергии, записывается следующим образом:

$$\frac{\partial n(\varepsilon)}{\partial t} = -[v_a(\varepsilon) + v_a(\varepsilon - \hbar\omega)]n(\varepsilon) + v_a(\varepsilon - \hbar\omega) n(\varepsilon - \hbar\omega) + v_b(\varepsilon + \hbar\omega) n(\varepsilon + \hbar\omega) + Q$$

, где $v_{a,b}(\varepsilon)$ – частоты квантовых скачков с поглощением (а) и излучением (b) тормозных квантов $\hbar\omega$, связанные с плотностью потока лазерных фотонов F , концентрацией атомов n_0 и сечениями тормозных процессов $a(\varepsilon), b(\varepsilon)$ соотношениями $v_a(\varepsilon) = Fn_0a(\varepsilon)$, $v_b(\varepsilon) = Fn_0b(\varepsilon)$. В то время как в Q включены все члены, описывающие упругие, неупругие и диффузионные потери электронов. Поэтому для случаев рубинового и неодимового лазеров формально можно

использовать классическую теорию. Следует отметить, что все вышесказанное справедливо для не слишком высоких напряженностей поля (не более чем 10^6 – 10^7 В/см), в противном случае необходимо учитывать многоквантовые эффекты [34], которые могут привести к возникновению других каналов ионизации, что кардинальным образом сказывается на функции распределения электронов по энергиям. Это было продемонстрировано при пробое ксенона коротким (40 пс) но мощным импульсом излучения с длиной волны 532 нм в работе [36], максимальная плотность потока энергии составляла $7,5 * 10^{12}$ Вт/см².

Подводя итог, можно заключить, что эксперименты по пробое 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 $\nu_m \ll \omega$, соблюдается закон подобия $E \sim \omega/p$, где p — значение давления газа. Для правой ветки, где электрон до пробоя испытывает большое количество соударений $\nu_m \gg \omega$, наблюдается линейная зависимость пробойного поля 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, пробой во всех областях на этапе начала развития электронной лавины будут схожи.

Степень разработанности темы исследования

Схожими экспериментам по пробое в ТГц диапазоне являются эксперименты по пробое 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 [37]. Мощные ИК импульсы могли вызвать пробой 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. В атмосферном воздухе, например, пробой под действием лазерного луча характеризуется яркой вспышкой голубовато-белого света в фокусе линзы, сопровождаемой характерным треском. Данный процесс превращения нейтрального газа в горячую плазму обычно разбивают на несколько этапов: инициирование, формирование и развитие плазмы, сопровождающееся генерацией и распространением ударной волны в окружающий газ. Далее следует четвертый и последний этап, гашение. Отличительной особенностью является то, что плазма лазерной искры развивает ударную волну в окружающую среду и нагревает газ до высоких температур. После пробоя плазма становится непрозрачной, и происходит резкое отключение проходящего лазерного излучения [38].

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 [39-41].

Оказалось, что помимо режимов, поддерживающих быстрое распространение плазмы, в лазерных искрах реализуются и сравнительно медленные режимы, которые были названы «световое горение» из-за схожести процессов с обыкновенным медленным горением вещества. Это дало толчок для исследований в направлении применения лазерной плазмы для инициирования и стабилизации горения в сверхзвуковых потоках топливовоздушных смесей. Актуальность данных исследований по поддержанию горения посредством внешнего энергетического воздействия обуславливается большими техническими трудностями реализации привычных методов в высокоскоростных потоках. Применение плазменных источников, способных поддерживать разряд в большом объеме быстроменяющегося газа, существенным образом упрощает поджог топливно-воздушной смеси за счет образования в плазме активных радикалов.

В действительности, при увеличении давления топливно-воздушной смеси до давлений порядка десятка атмосфер, одной из проблем является поджиг горючего вещества, что является решающим фактором при конструировании и создании камеры сгорания летательных аппаратов. Данное давление является оптимальным для лазерного пробоя, однако, для использования их в условиях реального применения, необходимо поддержание и стабилизация разряда как в дозвуковом, так и сверхзвуковых потоках, что также является малоизученным явлением с точки зрения энергетического воздействия [42].

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 иницированным гиротроном с частотой излучения 110 ГГц [20, 21]. 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 и имеющие минимальный пороговый уровень при давлении около 40 торр в воздухе и 80 торр в аргоне. При этом пространственная структура плазмы также меняется с изменением фонового давления газа. В том числе форма её 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 [21].

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. Данный мощный импульсный гиротрон разрабатывается для диагностики коллективного томсоновского рассеяния в установках термоядерного синтеза [43].

Для транспортировки, фокусировки пучка и как следствие поджигания свободно локализованного разряда в воздухе, использовались короткофокусные зеркала. Тем самым в области перетяжки пучка возникает поле достаточное для пробоя. Иницированный в малой области разряд, быстро распространялся, форма разряда, при этом, определялась геометрическими размерами пучка. С помощью сверхбыстрых камер, регистрировалось распространение плазмы разряда как в сторону падающего излучения, так и в противоположную в сторону – в сторону дофокусирующего параболического зеркала. Причём, скорости переднего и заднего фронтов значительно отличались. Фронт, бегущий навстречу излучению, имел скорости порядка $4 * 10^7$ см/с, в то время как фронт, бегущий назад, обладал сравнительно малой скоростью порядка $3 * 10^5$ см/с.

После зажигания плазмы разряда, наблюдался рост филамент в плоскости $E-k$ – тонких нитевидных образований, причём диаметр каждой нити оказывался на уровне $(0.2 - 0.8) \lambda$. 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. Было

показано, что при достаточной концентрации плазмы в филаментах, их можно рассматривать в виде проводящих стержней с диэлектрической проницаемостью равной нулю. Интерференция дифрагированных волн происходит как в поперечном, так и продольном направлениях, пучности стоячей волны равноотстоят друг от друга на расстояние четверти длины волны. В области надпороговых полей филаменты после их образования начинают вытягиваться вдоль волнового вектора k , в то время как в области допороговых полей, нити филамент начинают вытягиваться вдоль E [44,45].

Столь быстрое распространение фронта плазмы было предложено использовать для космических исследований. Основное внимание в статье уделялось концепции микроволновой ракеты как техническому применению разряда миллиметрового диапазона, которое, как ожидается, снизит транспортные расходы в космическое пространство. 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. Скорость распространения плазменного фронта в области надпороговых полей находится на уровне нескольких километров в секунду, что подразумевает под собой наличие малого удельного энерговклада и не годится для создания тяги. Поэтому в СВЧ-ракете планируется использование более медленного разряда в допороговых полях миллиметрового диапазона. Однако механизм распространения разряда миллиметрового диапазона в докритических условиях так и не выяснен. Поэтому конкретные параметры достижения максимальной тяги на ракете СВЧ пока не уточнены [46].

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 [24,47]. 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 меньших 85 ТГц.

Цели и задачи исследования

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 исследования

Ранее, в связи с малой мощностью имеющихся источников ТГц диапазона частот, работ по пробоем газов 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 величин порядка 1 МВ/см. Показано, что пробой инертных газов высокого давления мегаваттным терагерцовым излучением пикосекундной длительности происходит за счёт быстрого эффективного нагрева электронов до энергии, соответствующей превышению сечения ионизации над сечением возбуждения

В работе так же показано, что в случае умеренных полей, которые достигаются в пучках ТГц излучения гиротронов и имеющие 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 пробоем 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 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 значительно меньше 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 из-за 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 за счёт 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 утилизации углекислого газа. Скорости реакций с участием электронов растут пропорционально их концентрации и температуре.

Оптический разряд в большинстве случаев является равновесным. В то время как 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 этим, в плазме ТГц разряда достигаются высокие концентрации 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» [48,49]

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 разряд которого имеются эмиссионные линии с длиной волны 11.2 нм [50,51]. 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 порядка сантиметров, что или приводит к формированию плазменных образований сравнимых с пучком размеров, или приводит к неэффективному энергокладу 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 основанного на российской элементной базе [52].

Положения, выносимые на защиту

1. Пробой инертных газов высокого давления мегаваттным терагерцовым излучением пикосекундной длительности происходит за счёт 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 МВт/см^2), определяется ионизационно-диффузионным механизмом и происходит со скоростями существенно выше скорости звука в холодном газе.
3. Распространения 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 за счёт 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 по теме диссертации в журналах, рекомендованных ВАК, 5 публикаций в рецензируемых журналах, 12 публикаций в сборниках трудов конференций.

Изложенные в диссертации результаты обсуждались на всероссийских и международных конференциях:

1. 41st International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz waves (IRMMW-THz), (25-30 September 2016, Copenhagen, Denmark)
2. 42nd International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz), (27 August – 1 September, 2017, Cancun, Mexico)
3. 10th International Workshop 2017 “Strong Microwaves and Terahertz Waves: Sources and Applications” (17–22 July, 2017, Nizhny Novgorod-Moscow, Russia)
4. Progress In Electromagnetics Research Symposium - Spring (PIERS)(22 - 25 May, 2017, St. Petersburg, Russia)
5. 43rd International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz2018) (9-14 September, 2018, Nagoya, Japan)
6. 45th EPS Conference on Plasma Physics (2-8 July, 2018, Prague, Czech Republic)
7. 46th EPS Conference on Plasma Physics (July 8-12, 2019, Milan, Italy)
8. 44th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz), (1-6 September, 2019, Paris, France)
9. XLVII ZVENIGOROD INTERNATIONAL CONFERENCE ON PLASMA PHYSICS AND CONTROLLED FUSION (16 - 20 March, 2020, Zvenigorod, Russia)
10. Fourth International Conference on Terahertz and Microwave Radiation: Generation, Detection, and Applications, (August 24-26, 2020, Tomsk, Russia)
11. 33rd Joint Russian-German Meeting on ECRH and gyrotron (2-3 November, Nizhny Novgorod, Russia)
12. 5th International Conference "Terahertz and microwave radiation: generation, detection and applications" (TERA-2023)(27 February - 2 March 2023, Moscow, Russia)

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.

Глава 1. Исследование пробоя газов под действием терагерцового излучения

Для исследования разрядов был выбран ряд источников излучения, частоты которых покрывают весь ТГц диапазон. В случае частот близких к нижней границе диапазона, источниками служили мощные гиротроны. В случае чисто терагерцовых частот, источником служил лазер на свободных электронах.

1.1 Описание экспериментальной установки:

1) Установка с гиротроном с частотой излучения 0.263 ТГц

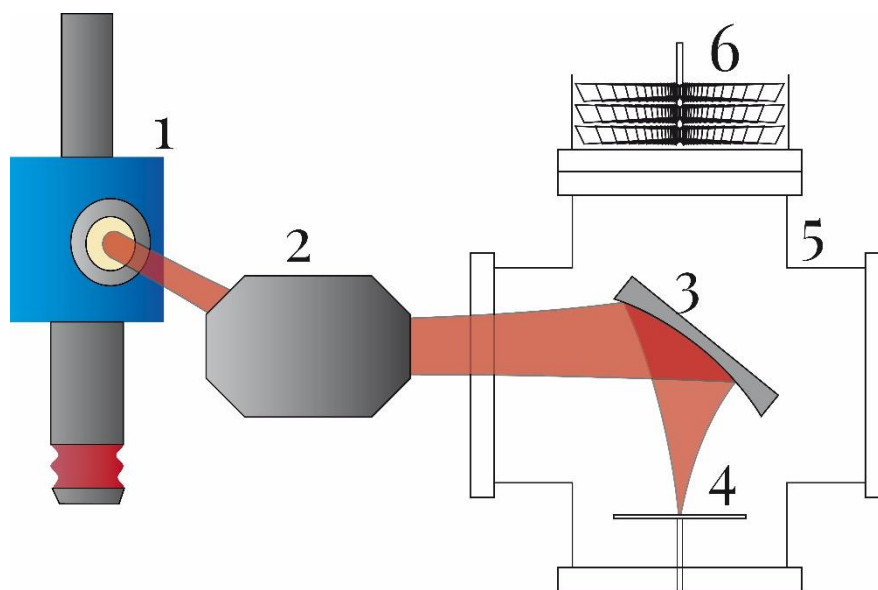


Рисунок 1. Принципиальная схема установки с гиротроном, работающим с частотой излучения 0.263ТГц. 1) Гиротрон 2) Первое поворотное зеркало квазиоптического тракта 3) Второе поворотное и фокусирующее зеркало 4) Область фокуса зеркала 5) Вакуумная камера 6) Турбомолекулярный насос

Гиротрон с частотой излучения 0.263 ТГц имеет непрерывный режим работы. Его резонатор помещён в сверхпроводящие катушки криомагнита (рис. 2) с постоянным рабочим магнитным полем для гиротрона 9.55 Тл и выше. Источник тока для гиротронной пушки так же работает в непрерывном режиме. Максимальная мощность излучения на выходе гиротрона достигает 1 кВт.

Перестройка мощности осуществляется изменением магнитного поля сверхпроводящих соленоидов, при этом частота излучения меняется не сильно, однако это существенным образом

сказывается на условия генерации внутри резонатора гиротрона, что позволяет варьировать мощность излучения от 100 Вт до 1 кВт.



Рисунок 2. Фотография гиротрона, установленного в криомагнит.

Квазиоптический тракт представляет из себя систему из двух зеркал и защитный кожух (рис. 3). Терагерцовое излучение гиротрона через квазиоптический тракт поступает в разрядную камеру. На выходе из гиротрона (237 мм от окна гиротрона) пучок имеет следующие параметры эквивалентного гауссова пучка: радиусы пучка по мощности: $r_x = 14.2$ мм, $r_y = 8.4$ мм; радиусы кривизны фазового фронта: $R_x = 381$ мм, $R_y = 430$ мм; содержание Гаусса: $\eta = 93\%$ (рис. 4).

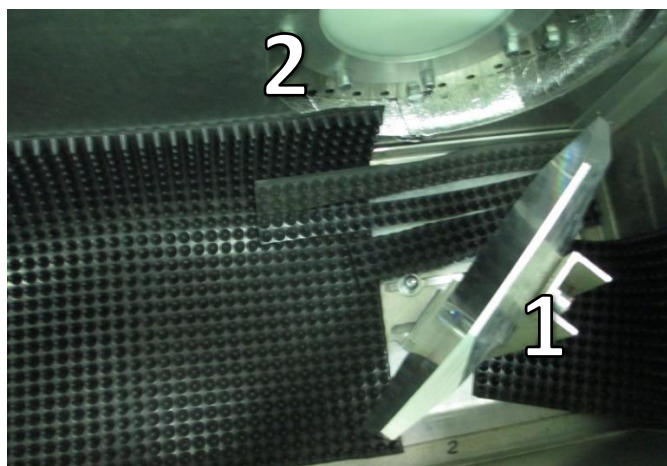


Рисунок 3. Фотография атмосферной части квазиоптического тракта. 1) Первое зеркало
2) Входное окно ТГц излучения в вакуумную камеру.

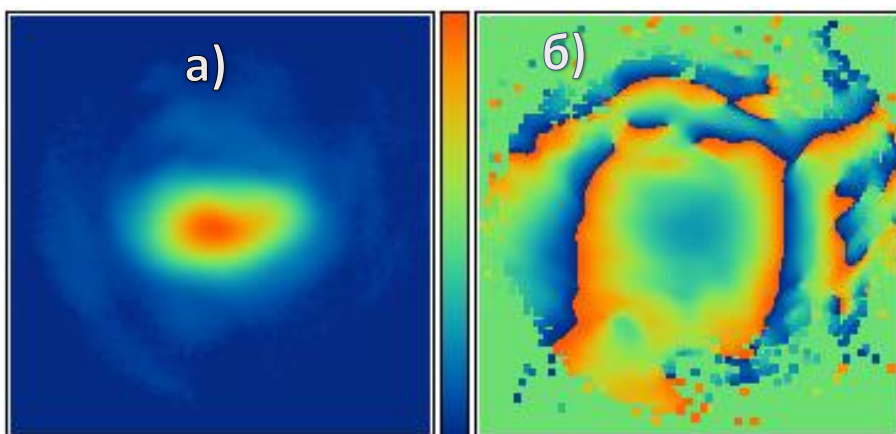


Рисунок 4. Распределение а) амплитуды б) фазы волнового СВЧ пучка гиротрона на расстоянии 237 мм от окна гиротрона. Размер апертуры 100 мм * 100 мм.

Согласно расчётам, на расстоянии 185 мм от второго зеркала гауссов волновой пучок имеет перетяжку диаметром 2 мм. Расчётные параметры зеркал приведены ниже:

размер первого зеркала: $L_x * L_y = 240 \text{ мм} * 170 \text{ мм}$, радиусы кривизны зеркала: $R_x = 2078.3 \text{ мм}$, $R_y = 2568.9 \text{ мм}$; размер второго зеркала: $L_x * L_y = 170 \text{ мм} * 240 \text{ мм}$, радиусы кривизны зеркала: $R_x = 283.6 \text{ мм}$, $R_y = 479.4 \text{ мм}$.

Входное окно в вакуумную камеру было выполнено из полиэтилена низкого давления с толщиной 1 см. Этот материал был выбран из-за того, что он имеет один из самых низких тангенсов угла потерь для ГГц диапазона частот $\approx 2 * 10^{-4}$ (рис. 6) [53]. Однако, температура плавления полиэтилена низкого давления составляет всего 120 °С, и в процессе работы было важно не допустить перегрева и втягивания расплавленного окна внутрь камеры.

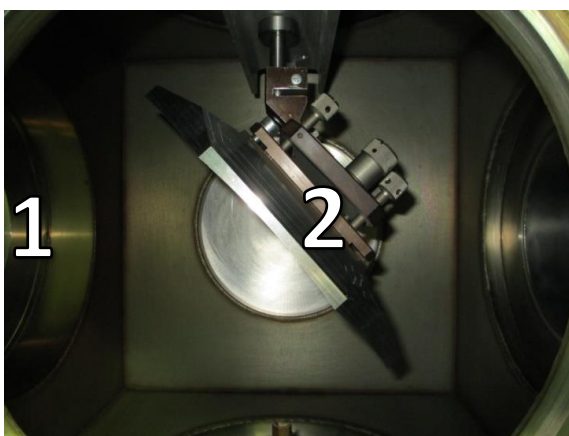


Рисунок 5. Фотография вакуумной камеры изнутри. 1) Входное окно ТГц излучения в вакуумную камеру 2) Второе поворотное зеркало квазиоптического тракта.

Для определения времени нагрева входного окна вакуумной камеры за счёт частичного поглощения пропускаемого электромагнитного излучения, численно была решена задача теплопроводности. Максимальное время непрерывной работы установки при максимальной мощности излучения гиротрона 1 кВт составило 2 минуты. В качестве материала мог быть выбран более тугоплавкий и прочный кварц, однако он имеет больший коэффициент преломления ($n_{SiO_2} = 1.95$), а следовательно и больший коэффициент отражения излучения, что уменьшило бы общий энерговклад в плазму разряда.

Для измерения мощности излучения дошедшей до перетяжки пучка был использован калориметр. ТГц пучок попадал на входное отверстие прибора, внутри которого полностью поглощался, а выделенное тепло шло на подогрев проточной воды. По разности температур вошедшей и вышедшей воды можно было судить о мощности излучения. В случае входного окна, выполненного из полиэтилена, коэффициент прохождения излучения по квазиоптическому тракту вместе с входным окном составил 90%, что хорошо согласуется с теоретическими расчётами.

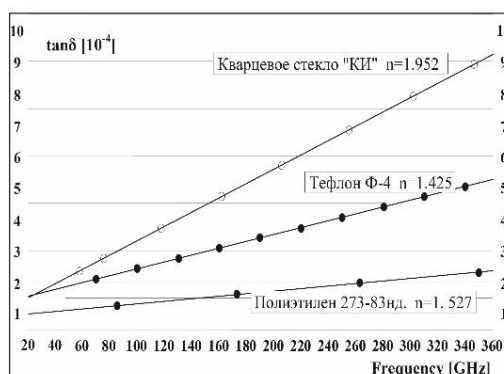


Рисунок 6. График зависимости тангенса угла диэлектрических потерь от частоты излучения

Для оценки напряжённости электрического поля в области перетяжки пучка, в данную область была помещена поглощающая резиновая подкладка с наклеенной на неё термобумагой (рис. 7). После нескольких импульсов (источник мог работать и в импульсном режиме) термобумага темнела из-за нагрева излучением. По полученному пятну можно было судить как о положении, так и о размере перетяжки, которая составила 3.5 мм. Это позволило оценить напряжённость электрического поля как 2 кВ/см.

Некоторые газы (воздух, He, Ar и т.п.) не пробивались в свободном пространстве ни при каком давлении, поэтому в область перетяжки пучка была помещена слабо наклонённая (чтобы избежать отражения излучения строго в обратном направлении) медная пластина. Из-за отражения, вблизи металла образуется структура стоячей волны, позволяющая локально увеличить напряжённость электрического поля в 2 раза.

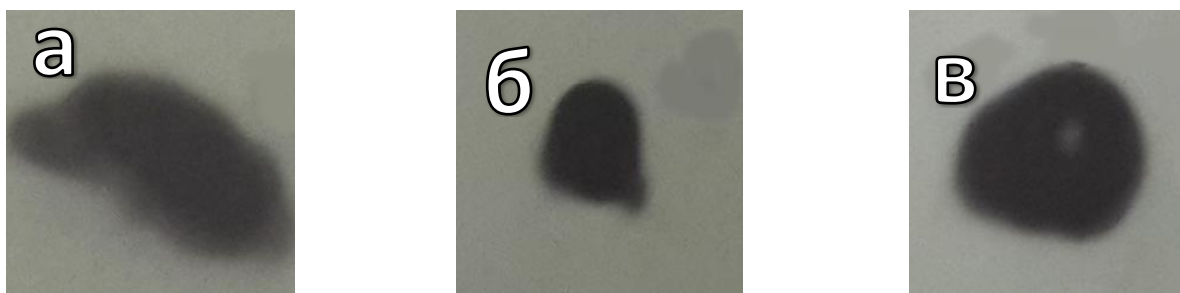


Рисунок 7. Отпечатки реального волнового СВЧ пучка на термочувствительной бумаге на расстояниях от второго зеркала 170 мм (а), 185 мм (б) и 200 мм (в), соответственно. Размер всех фотографий составляет 14 мм * 14 мм.

Для облегчения условий пробоя, вблизи перетяжки пучка (1 см) мог быть помещён заострённый электрод, на который подавался потенциал $U_{bias} \leq 30$ кВ. На электроде возникал искровой разряд, который, как мы полагаем, служил источником первичных электронов или возбуждённых частиц, которым нужна меньшая энергия налетающего электрона для акта ионизации, или изменял механизм диффузии со свободного на амбиполярный. По-видимому, порог пробойного поля уменьшался из-за наличия всех вышеперечисленных условий.

На рисунке 8 представлен характерный разряд в атмосфере аргона. Форма его обусловлена формой гауссова пучка, отражённого от второго поворотного зеркала.

В ходе эксперимента были получены кривые зависимости порогового значения поля пробоя от фонового давления газа, с использованием как предионизатора, так и медной пластины для упрощения пробоя. Регистрация разряда во всех экспериментах производилась как по фотографиям, так и визуально.

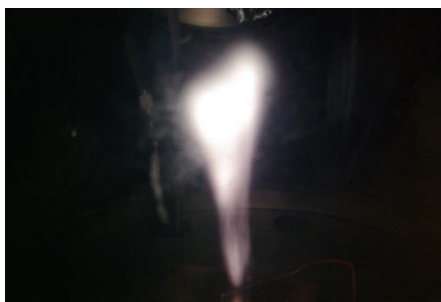


Рисунок 8. Фото разряда в газе аргоне при давлении 450 торр с помещённой в фокус медной пластинкой. Выходная мощность греющего излучения 950 Вт с частотой 0.263 ТГц. Терагерцовое излучение распространяется сверху вниз

2) Установка с гиротроном с частотой излучения 0.67 ТГц

В качестве источника излучения в данном экспериментальном стенде используется импульсный гиротрон, способный генерировать излучение с частотой 0.67 ТГц. В силу малости поперечных размеров пучка имелась возможность использования как окон ввода греющего излучения с малым диаметром, так и вакуумную камеру меньшего объёма.

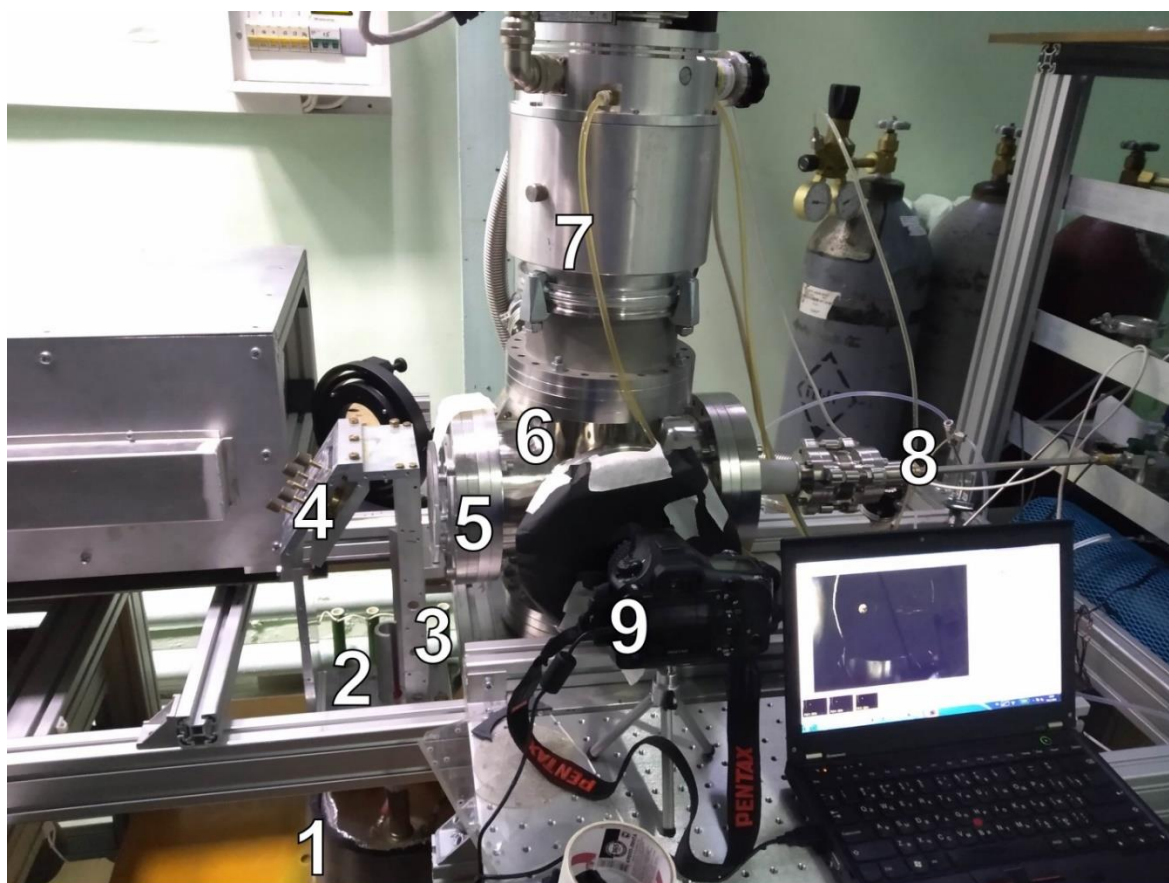


Рисунок 9. Фотография установки. 1) Гиротрон 2) Квазиоптический преобразователь 3) Первое зеркало преобразователя 4) Второе зеркало преобразователя 5) Входное окно СВЧ излучения 6) Вакуумная камера 7) турбомолекулярный насос 8) трубка напуска газа 9) фотоаппарат

В связи с большой величиной магнитного поля, необходимой для генерации излучения частотой 0.67 ТГц, данный гиротрон способен работать только в импульсном режиме с длительностью импульса 20 мкс и частотой повторения импульсов 1 раз в 2 минуты. Данное время необходимо, чтобы «тёплые» медные катушки, помещённые в жидкий азот, успевали остыть между выстрелами. Квазиоптический тракт состоит из квазиоптического преобразователя («козырька») [54] и двух зеркал (рис. 11).

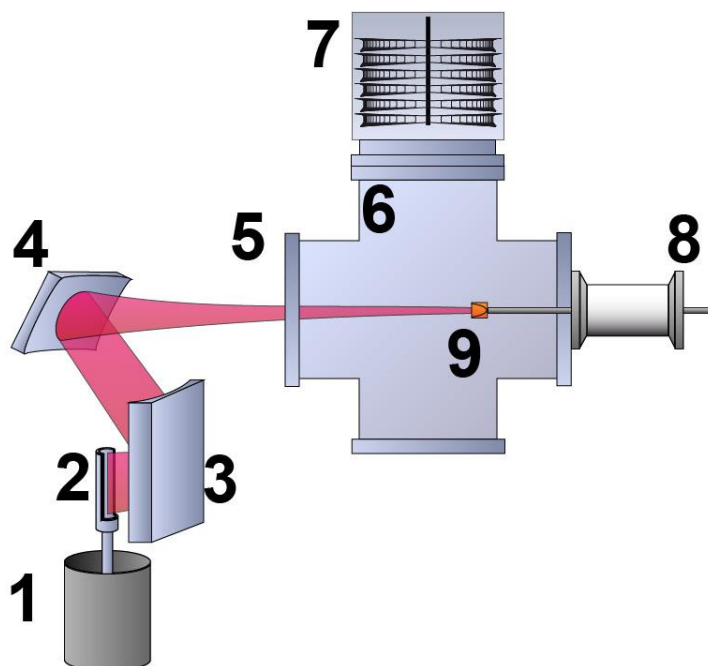


Рисунок 10. Принципиальная схема установки. 1) гиротрон 2) квазиоптический преобразователь 3) первое зеркало квазиоптического тракта 4) второе длиннофокусное зеркало квазиоптического тракта 5) входное окно ТГц излучения 6) вакуумная камера 7) турбомолекулярный насос 8) трубка газового напуска 9) фокус второго зеркала квазиоптического тракта (место установки дофокусирующего параболического зеркала)

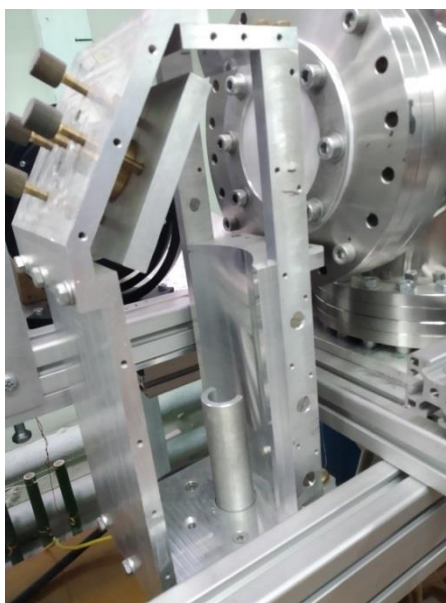


Рисунок 11. Квазиоптический тракт, фокусирующий излучение гиротрона с частотой 0.67 ТГц в камеру.

Для усиления локального значения напряжённости электрического поля в перетяжку пучка могло быть установлено дополнительное (дофокусирующее) параболическое зеркало с формой поверхности:

$$z[\text{мм}] = 0.3(\{x[\text{мм}]\}^2 + \{y[\text{мм}]\}^2)$$

Чтобы оценить напряжённость электрического поля в перетяжке пучка, на выход из гиротрона СВЧ излучения был помещён калориметр. Пиковая мощность выходного излучения гиротрона в импульсе составила 160 кВт. Однако, как оказалось в экспериментах по пробою, эта мощность распределяется по нескольким модам. Для определения доли мощности излучения, которая отвечает основной моде (рис. 12), калориметр с диафрагмой был помещён непосредственно в область фокуса внутри камеры. Средняя мощность излучения, переносимая основной модой, оказалась порядка 40 кВт в импульсе, что соответствует напряжённости электрического поля 32.5 кВ/см при фокусировке до диаметра 3λ .

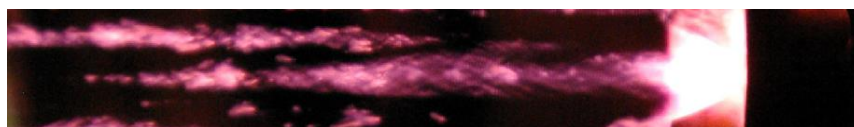


Рисунок 12. Интегральное фото разряда в гелии при давлении 400 торр. Мощность излучения 40 кВт в центральном луче (сфокусирован в центр параболического зеркала), длительность импульса 20 мкс, частота излучения 0.67 ТГц.

3) Установка с гиротроном с частотой излучения 0.25 ТГц

Данный гиротрон имеет схожую частоту с описанным ранее гиротроном на 0.263 ТГц, поэтому для его работы использован тот же криомагнит. Источник питания гиротрона – импульсный, поэтому данный гиротрон способен работать лишь в импульсном режиме. Длительности импульсов могут варьироваться в пределах нескольких десятков микросекунд с частотой их повторений вплоть до 10 Гц. При увеличении длительности импульса свыше 40 мкс общая энергия в нем возрастает за счёт длительности, однако средняя мощность излучения падает.

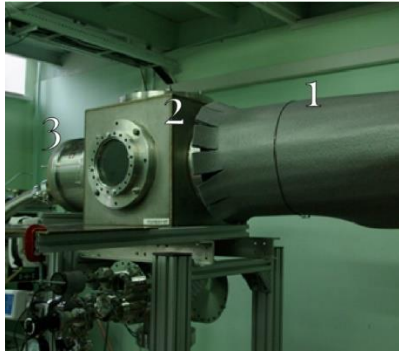


Рисунок 13. Фотография вакуумной камеры. 1) защитный кожух 2) вакуумная камера 3) турбомолекулярный насос

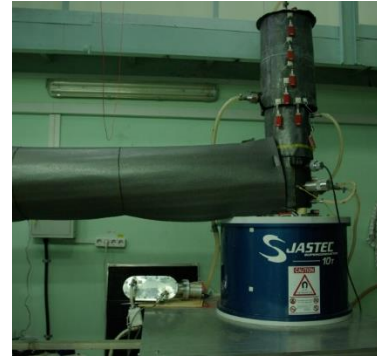


Рисунок 14. Гиротрон с частотой излучения 0.25 ТГц и мощностью излучения 250 кВт в импульсе.

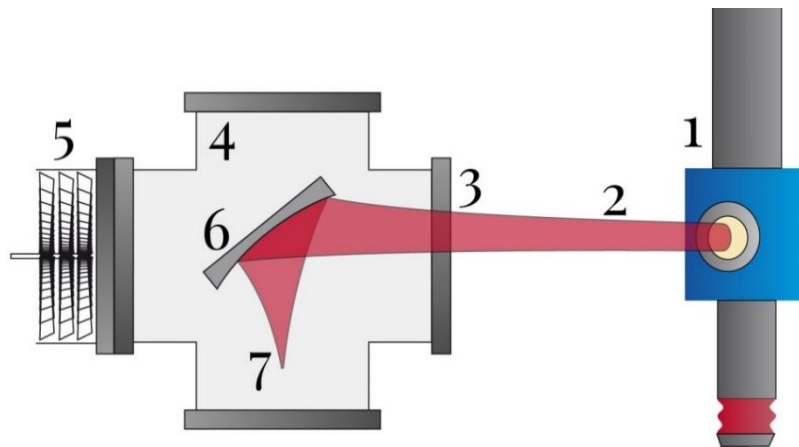


Рисунок 15. Принципиальная схема установки. 1) гиротрон 2) СВЧ излучение 3) входное окно СВЧ излучения в камеру 4) вакуумная камера 5) турбомолекулярный насос 6) Фокусирующее зеркало 7) фокус зеркала (область разряда)

Поскольку пучок электромагнитного излучения на выходе из гиротрона имеет схожую с гауссовым пучком форму, то для фокусировки его в разрядную область использовалось лишь одно зеркало, установленное в вакуумной камере.

С помощью калориметра была измерена мощность излучения как на выходе из гиротрона, так и в области перетяжки пучка. Калориметр представлял из себя медный цилиндр с установленной внутри наклонённой тефлоновой пластиной, омываемой со стороны, обратной падающему излучению, потоком воды. По разности температур входного и выходного потока, а также известного протока жидкости, возможно было определить среднюю мощность электромагнитного излучения за время длительности импульса. Максимально достижимая мощность ТГц излучения на срезе выходного фланца гиротрона оказывалась на уровне 310 кВт.

В случае измерения в области перетяжки пучка, измерялась лишь мощность, прошедшая через квазиоптический тракт и входное полиэтиленовое окно. При максимально возможной выходной мощности излучения гиротрона, она оказалась на уровне 250 кВт.

Поскольку частоты 0.263 ТГц и 0.25 ТГц являются достаточно близкими, то имелась возможность использовать для фокусировки не только специально изготовленные для излучения с частотой 0.25 ТГц зеркала (рис. 16), но и ранее упомянутые зеркала со стенда для 0.263 ТГц.

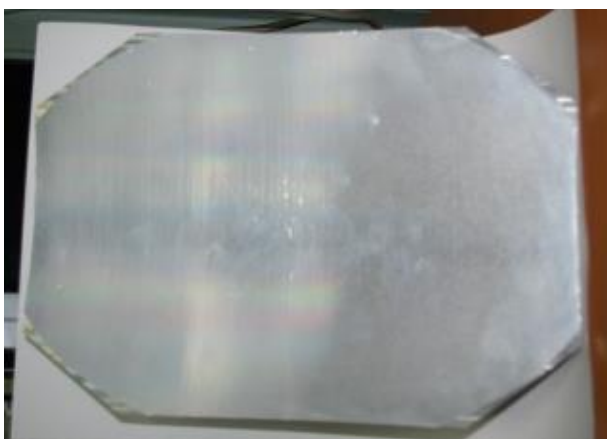


Рисунок 16. Фокусирующее зеркало для гиротрона с греющей частотой излучения 0.25 ТГц. Форма поверхности $z = x^2/2R_x^2 + y^2/2R_y^2$, где $R_x=423$ мм, $R_y=212$ мм.

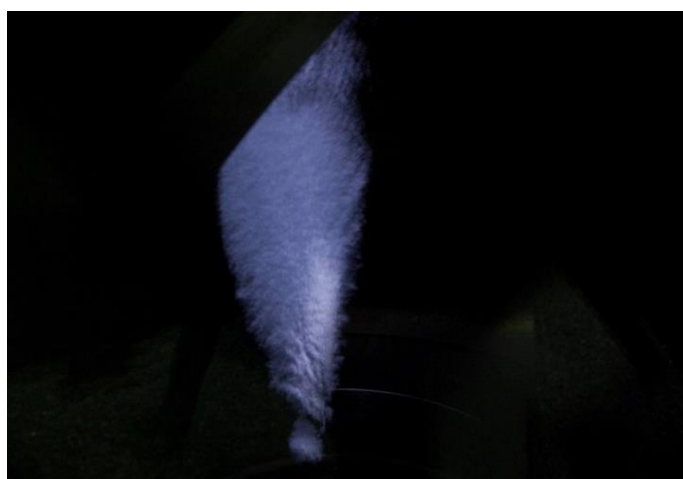


Рисунок 17. Интегральная по времени фотография свободно локализованного разряда в атмосфере аргона, давление газа 760 торр, мощность греющего излучения гиротрона 250 кВт. ТГц излучение распространяется сверху вниз.

Система фокусировки позволила добиться фокусировки СВЧ пучка до диаметра равного 3λ . Отсюда, оценочная напряжённость электрического поля в фокусе зеркала составила 30 кВ/см. Высокая мощность излучения гиротрона позволяла реализовывать свободно-локализованные разряды в холодном газе без предварительной ионизации (рис. 17).

4) Установка на Новосибирском ЛСЭ с частотой излучения 2.3ТГц

Новосибирский ЛСЭ был построен на базе электронного ускорителя-рекуператора (рис. 18). Он служит для генерации узких спектральных линий с плавной непрерывной перестройкой в широком диапазоне длин волн от 5 до 240 микрон, что соответствует диапазону частот от 1.3 ТГц до 60 ТГц. Установка в своём составе имеет три очереди – ондулятора.

Ускорительная система ЛСЭ состоит из нескольких частей. Пучок, генерируемый электронной пушкой с горячим катодом, имеет заряд около 1 нКл, длительность 1.5 нс, максимальной частотой повторения 90 МГц и энергию на выходе 300 кэВ. Затем он группируется, ускоряется до энергии 2 МэВ и инжектируется в основную ускоряющую систему ЛСЭ. Смена частоты излучения происходит за счёт переключения магнитного поля в отклоняющих магнитах, тем самым пучок может быть подан в один из ондуляторов – очередей [55].

Третья очередь ЛСЭ способна генерировать ИК излучение с плавно-перестраиваемой длиной волны в диапазоне от 5 мкм до 20 мкм. Наибольшая мощность излучения составляет 100 Вт и достигается на длине волны 9 мкм при энергии пучка 42 МэВ и токе 3 мА. Вторая очередь работает на длинах волн 37-80 мкм и с наибольшей мощностью излучения 500 Вт на длине волны 36 мкм при энергии пучка 22 МэВ и токе 10 мА. Первая очередь ЛСЭ способна генерировать излучение в диапазоне от 90 мкм до 240 мкм, причём максимальная средняя мощность 360 Вт достигается на длине волны 130 мкм при энергии пучка 12 МэВ, 307 мА и частотой повторения 11.2 МГц. Однако, для работы была использована частота 5.6 МГц. При данном режиме средняя мощность излучения составляет 200 Вт. Данный режим работы с меньшей средней мощностью был выбран в силу того, что при меньшей частоте следования импульсов, напряжённость электрического поля в пучке оказывается выше.



Рисунок 18. фотография главного линейного ускорителя ЛСЭ.

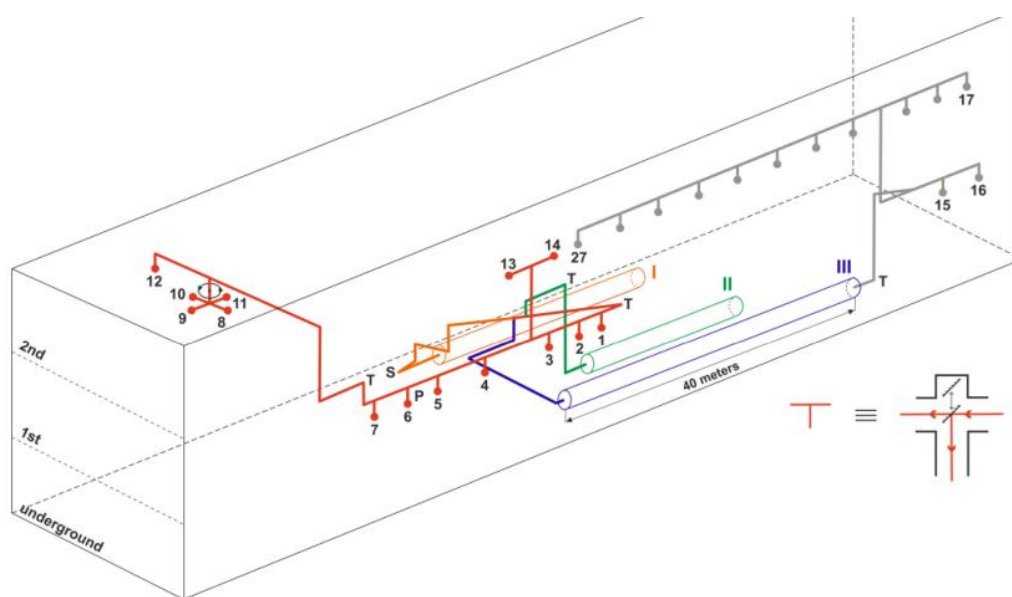


Рисунок 19. Схема Новосибирского лазера на свободных электронах. I, II и III – ондуляторы первой, второй и третьей очереди соответственно. Сплошные линии – тракты переноса ТГц излучения. Каждое место ветвления линии – место отвода ТГц излучения подвижным зеркалом из основной линии переноса. Точки 1 – 14 – места для экспериментальных стендов. Серая линия и точки 15-27 – строящаяся линия переноса.

Мощный терагерцовый лазер на свободных электронах является одной из главных пользовательских установок Сибирского центра синхротронного и терагерцового излучения. Построенный в 2008 году, Новосибирский ЛСЭ по сей день остаётся ЛСЭ с самой большой средней мощностью во всём мире. Схема ЛСЭ представлена на рисунке 19.

Фотография и схема экспериментального стенда по пробою газов представлена на рисунке 20 и 21. Излучение из тракта выводилось за счёт вводного поворотного зеркала, далее падало на входное алмазное окно. Дополнительно окно было прикреплено на медную водоохлаждаемую основу и установлено под углом Брюстера к падающему излучению.

Во время экспериментов излучение первой очереди ЛСЭ с частотой 2.3 ТГц и длиной волны 130мкм фокусировалось системой зеркал (рис. 22) в перетяжку с диаметром 3λ , длительность импульса излучения составляла 120 пс с частотой повторения 5.6 МГц. Исходя из того, что в пучке достигается максимальная плотность потока энергии на уровне 1.7 ГВт/см^2 , максимальное электрическое поле в фокусе может быть оценено как $7.8 \cdot 10^5 \text{ В/см}$. При оптимальном давлении внутри камеры и при достаточной мощности ЛСЭ в области фокуса наблюдается разряд. Во время экспериментов имелась возможность плавной перестройки мощности излучения от 0 до 200 Вт.

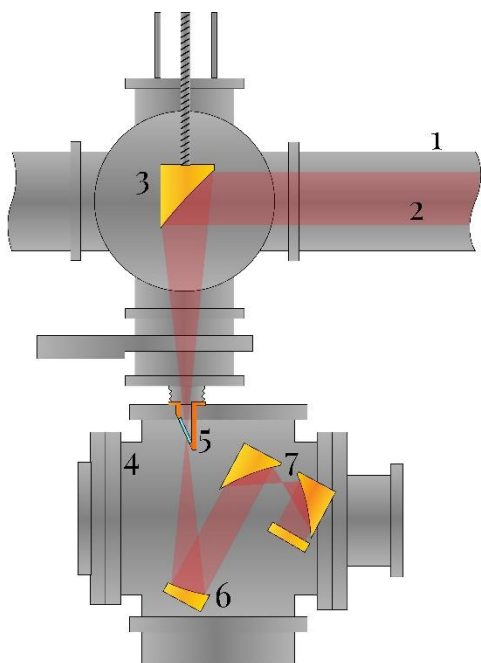


Рисунок 20. Схема экспериментального стенда на новосибирском ЛСЭ. 1 – тракт переноса ТГц излучения, 2 – ТГц излучение, 3 – входное зеркало, 4 – вакуумная камера, 5 – алмазное входное окно, 6 – система зеркал для фокусировки и стабилизации разряда, 7 – область перетяжки пучка



Рисунок 21. Фотография экспериментального стенда на новосибирском ЛСЭ. Так же на фото можно увидеть свечение разряда в области перетяжки пучка.

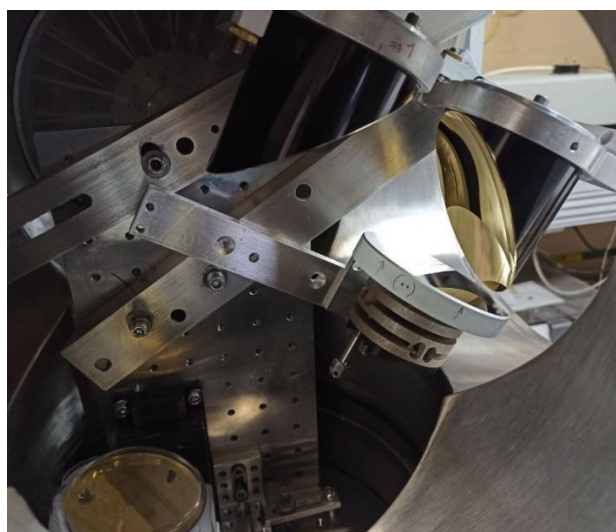


Рисунок 22. Фотография системы зеркал для фокусировки и стабилизации разряда.

1.2 Экспериментальные результаты.

Во время экспериментов по пробое различным газам, были получены экспериментальные зависимости пороговой мощности возникновения разряда при разных давлениях. Эксперименты по пробое проведены в различных газах, как атомарных (аргон, криптон, ксенон), так и молекулярных (кислород, азот, воздух) ТГц излучением на разных частотах. Так как непрерывный гиротрон, работающий с частотой излучения 0.263 ТГц, имел малую мощность выходного излучения (до 1 кВт), то получить разряд в молекулярных газах не удалось. В инертных газах, как и будет показано далее, нужна куда меньшая мощность греющего излучения для разряда, поэтому в них удалось промерить зависимость пробойной кривой в области её минимума с включённым источником предплазмы (рис. 23, 24). Как и при пробое в полях СВЧ и оптических частот, полученные в работе пробойные кривые имеют U-образную форму. Минимум пробойного поля, в случае ТГц диапазона, наблюдался в области давлений 50 - 1000 торр.

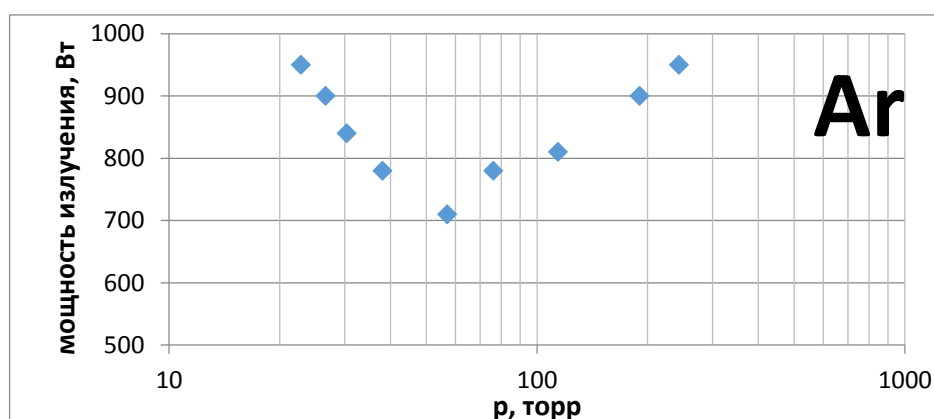


Рисунок 23. Зависимость пороговой мощности возникновения разряда от давления газа аргона, полученная экспериментально на частоте излучения 0.263 ТГц.

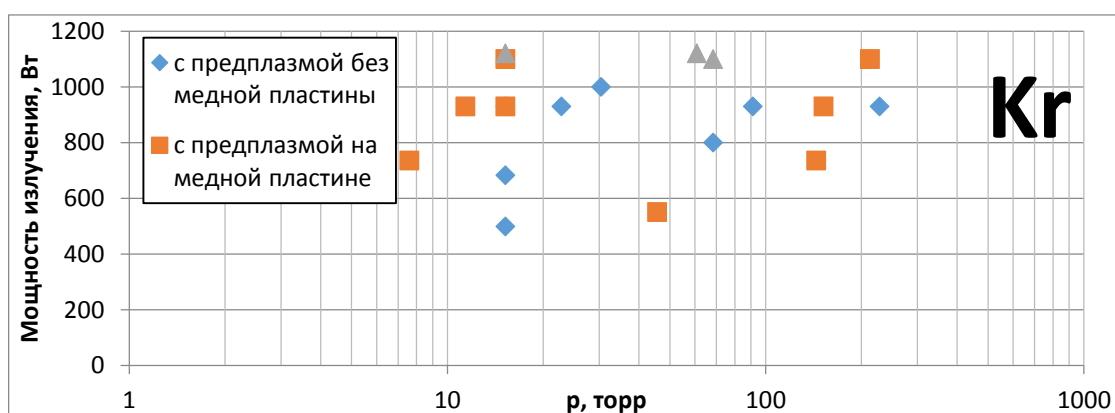


Рисунок 24. Экспериментально полученная зависимость пороговой мощности зажигания разряда от давления газа криптона излучением с частотой 0.263 ТГц без инициатора и с

установленной медной пластиной в качестве инициатора, увеличивающую локальное поле в пучке. Данное электрическое поле было пересчитано в мощность излучения.

Для гиротрона с частотой греющего излучения 0.25 ТГц в ходе экспериментов удалось получить разряд для газов Ar, Kr, Xe, N₂, и газа He с малой добавкой Ar (порядка 1%) для куда большего диапазона давлений, в связи с высокой мощностью гиротрона. Пробойные кривые некоторых из них приведены далее (рис.25,26). Относительно высокая мощность гиротрона позволила работать не только вблизи минимума пробойной кривой, а на левой ($\nu_m < \omega$) и правой ($\nu_m > \omega$) ветке пробойной кривой. Так как частоты 0.263 и 0.25 ТГц являются достаточно близкими, минимумы их пробойных кривых также находятся при близких давлениях.

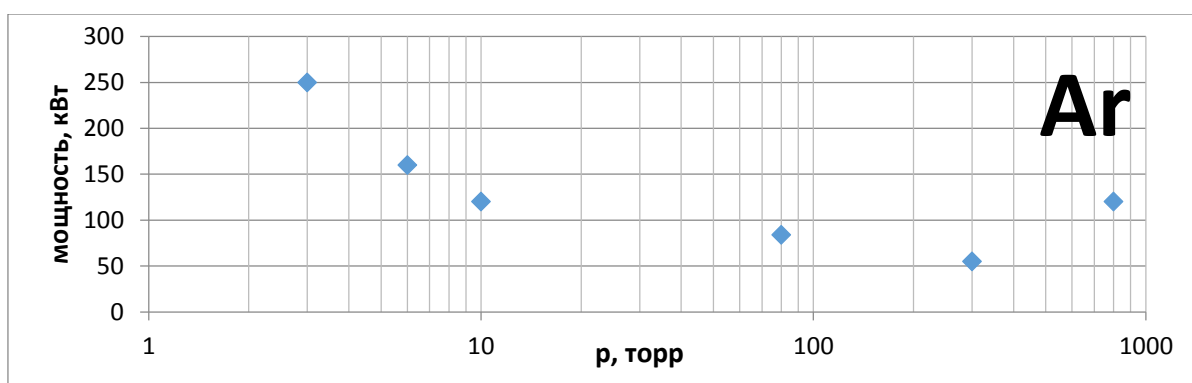


Рисунок 25. Экспериментально полученная зависимость пороговой мощности зажигания разряда от давления газа аргона излучением с частотой 0.25 ТГц.

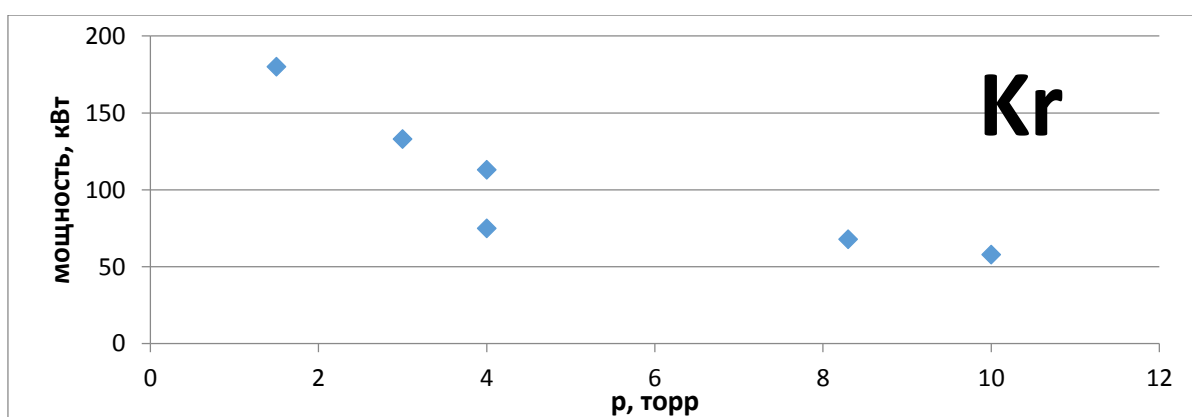


Рисунок 26. Экспериментально полученная зависимость пороговой мощности зажигания разряда от давления газа криптона излучением с частотой 0.25 ТГц.

В экспериментах по пробую с частотой греющего излучения 0.67 ТГц определены лишь нижние граничные пределы существования разряда по давлению для максимально

возможной мощности излучения в эксперименте (40 кВт). Верхнюю границу по давлению для инертных газов в экспериментальных условиях определить было невозможно из-за конструктивных особенностей камеры (было определено лишь то, что она выше предельно допустимой в эксперименте величины - 2 атм.). Для молекулярных газов верхняя граница была на уровне 2 атм. Пороговые значения минимального давления возникновения разряда указаны в табл 1.

Газ	Ar	Kr	Xe	N_2	O_2
давление, торр	8	1,5	1,5	12	18

Таблица 1. Минимальное пороговое давление, при котором наблюдается разряд в эксперименте с частотой греющего излучения 0.67 ТГц. Оценочное поле в перетяжке пучка 33 кВ/см.

Для частоты греющего излучения 2.3 ТГц было проведено две серии экспериментов. В первой серии разряд происходил в фокусе параболического зеркала вблизи среза трубки подачи газа. Тем самым, исследуемый газ истекал в атмосферу, поэтому считалось, что в области перетяжки пучка газ имел давление равное атмосферному (рис. 27, 28). Разряд зажигался при некоторой пороговой плотности мощности (порог пробоя) и продолжал гореть при снижении плотности потока до некоторого более низкого уровня (порог поддержания или тушения). Данные по отдельным газам приведены в табл. 2.

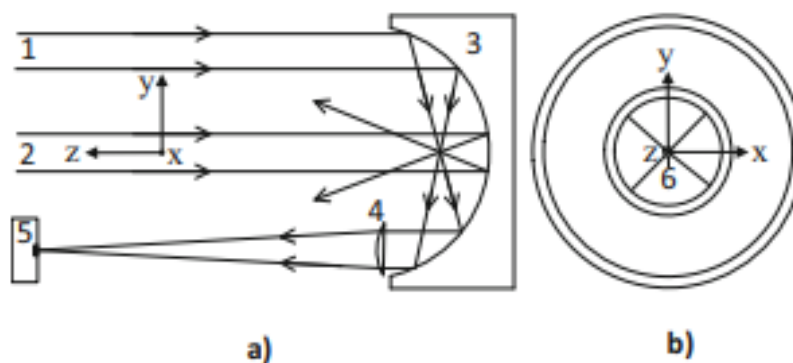


Рисунок 27. Оптическая схема установки по пробое газов при атмосферном давлении на новосибирском ЛСЭ. 1 – ТГц пучок с осенесимметричной фокусировкой ($F=100\text{mm}$), 2 – ТГц пучок с осесимметричной фокусировкой ($F = 50 \text{ mm}$), 3 – большое параболическое зеркало, 4 – линза, 5 – пироэлектрическая камера РугосамIII, 6 – дополнительное малое плоское зеркало, установленное на четырёх медных проволоках в области перетяжки пучка, которое использовалось при пробое в поле стоячей волны.

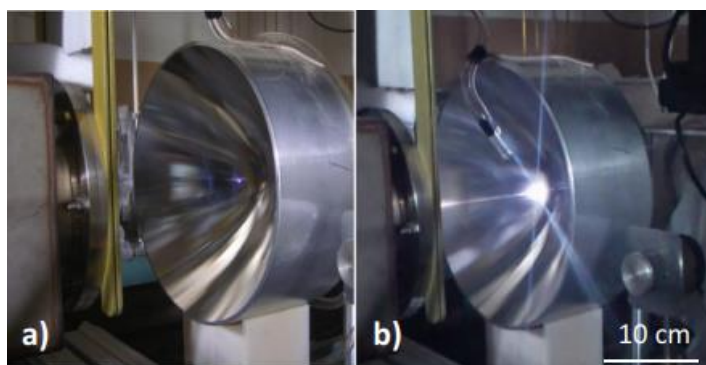


Рисунок 28. Фотография ТГц разряда а) в атмосферном газе б) в газе аргоне

	Интенсивность, ГВт/см ²			
	Ar	N ₂	Воздух	CO ₂
Порог пробоя	1.10	1.23	1.36	1.38
Порог тушения	0.51	1.00	0.90	1.22

Таблица 2. Пороговая интенсивность пробоя и интенсивность, при которой наблюдается тушение разряда, для различных газов.

Во второй серии экспериментов мощность излучения фиксировалась, а изменялось лишь фоновое давление газа. Газ при этом оставался стационарным. При достижении порогового давления пробоя, в перетяжке пучка вспыхивал разряд. На график вынесены точки зависимости пороговой мощности пробоя от фонового давления газа.

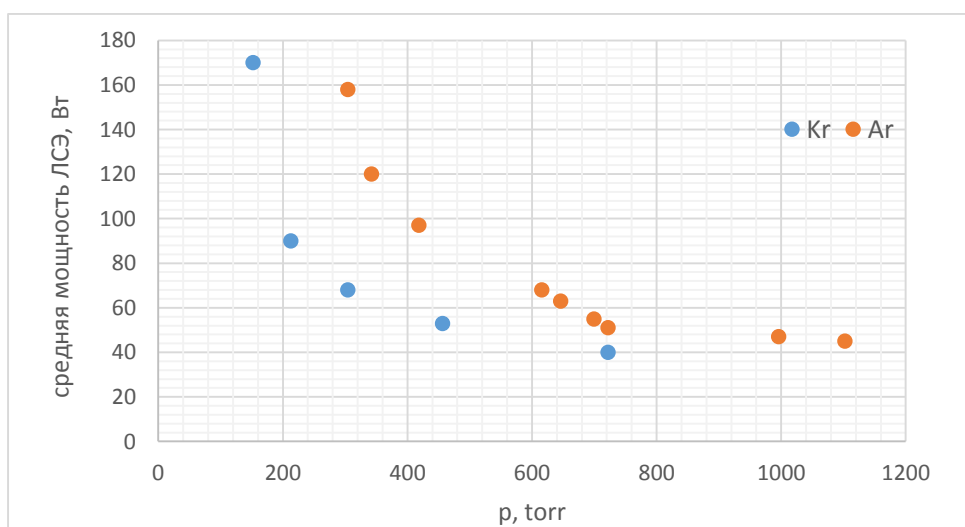


Рисунок 29. График зависимости пороговой мощности пробоя от давления для газов криптона и аргона.

1.3 Теоретическое описание пробоя

1.3.1 Описание процессов, определяющих пробой

На протяжении всей работы, мы будем считать, что пробой газа происходит за счёт лавинообразного нарастания концентрации электронов вследствие ионизации нейтралов электронным ударом. Данное предположение следует из того, что ТГц область частот обладает сравнительно малой энергией кванта, что исключает возможность ионизации за счёт многоквантового поглощения. Так же характерные значения электрических полей, достижимых в экспериментах существенно меньше, чем значения полей, требующиеся для оптического пробоя и туннельной ионизации.

1) Нагрев электронов на столкновениях

Такие важнейшие свойства плазмы, как электропроводность и способность поглощать энергию электрического и электромагнитного полей, в основном определяются поведением свободных электронов. Очевидно, что под действием поля массивный ион движется гораздо медленнее, чем лёгкий электрон. Как правило, упругие столкновения электрон испытывает гораздо чаще, чем неупругие. Сечения столкновения зависят от энергии электрона и определяются действием на него сложного электрического поля, поэтому в экспериментах чаще используют экспериментально найденные частоты (ν_c) и сечения (σ_c) столкновений (рис. 30).

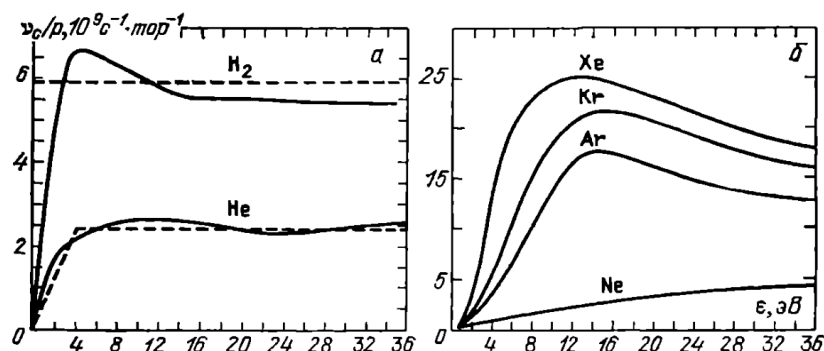


Рисунок 30. Частоты упругих столкновений различных газов в зависимости от энергии электрона.

Чтобы определить темп потери электроном направленной скорости, рассматривают изменение импульса за одно соударение [15]:

$$\Delta p = m(V' - V)$$

, где p - импульс электрона, V -скорость до соударения, V' -скорость после соударения. Тогда скорость изменения импульса в единицу времени это есть сумма Δp по всем столкновениям, которые электрон совершает в единицу времени. Усредним Δp по всем столкновениям и умножим на число актов в единицу времени:

$$\frac{dp}{dt} = m(\overline{V' - V}) v_c$$

При упругом соударении электрон теряет малую долю своей энергии, поэтому можно считать, что электрон не теряет своей скорости, а лишь меняет направление движения на угол θ . Тогда, разложив скорость после столкновения на продольную и поперечную к скорости до столкновения, $V' = V'_{\parallel} + V'_{\perp}$ и, усреднив по всем углам рассеяния, мы получим что $\overline{V'} = \overline{V'_{\parallel}} = V \overline{\cos \theta}$, где $\overline{\cos \theta}$ - средний косинус угла рассеяния. Средняя поперечная скорость после рассеяния обращается в ноль, так как нейтральный атом, на котором происходит акт рассеяния, мы считаем абсолютно симметричным и рассеяние «влево» и «вправо» равновероятны.

$$\overline{\cos \theta} = \frac{\int \cos \theta \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right) d\Omega}{\int \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right) d\Omega}$$

, где σ сечение рассеяния в телесный угол Ω .

Вводится понятие транспортной частоты столкновений $\nu_m = v_c(1 - \overline{\cos \theta}) = NV\sigma_{tr}$, где N - концентрация нейтралов, v_c -скорость электрона, σ_{tr} - транспортное сечение рассеяния.

Но нас интересует, как электрон набирает энергию нужную для ионизации атома. Для начала рассмотрим случай, когда у нас есть свободный электрон и внешнее поле, которое воздействует на электрон, имеет частоту выше, чем транспортную частоту. Т.е. за время между столкновениями происходит много осцилляций электрона. Тогда уравнения движения можно записать как:

$$\begin{cases} m\dot{V} = -eE \sin \omega t \\ \dot{r} = V \end{cases}$$

Они имеют решения:

$$V = \frac{eE}{m\omega} \cos \omega t + V_0 ; r = \frac{eE}{m\omega^2} \sin \omega t + V_0 t$$

Однако средняя за период работа электрического поля над электроном окажется равной нулю:

$$\langle -eEV \rangle = - \left(\frac{eE^2}{m\omega} \right) \langle \sin \omega t \cos \omega t \rangle - eEV_0 \langle \sin \omega t \rangle = 0$$

Поле передаёт энергию электрону в момент включения, а далее происходят её колебания. Иной же эффект будет наблюдаться, если частота поля будет сравнима с частотой соударений. Уравнения движения запишутся в этом случае:

$$\begin{cases} m\dot{V} = -eE \sin \omega t - mVv_m \\ \dot{r} = V \end{cases}$$

Они имеют решения:

$$r = \frac{eE}{m(\omega^2 + v_m^2)} \sin \omega t + \frac{v_m eE}{\omega m(\omega^2 + v_m^2)} \cos \omega t$$

$$V = \frac{\omega eE}{m(\omega^2 + v_m^2)} \cos \omega t - \frac{v_m eE}{m(\omega^2 + v_m^2)} \sin \omega t$$

Будет осуществляться эффективная диссипация энергии поля, которая передаётся электронам от электромагнитной волны, благодаря актам рассеяния электронов. Средняя работа над электроном может быть найдена:

$$\langle -eEV \rangle = \frac{e^2 E^2}{2m(\omega^2 + v_m^2)} v_m$$

Кроме приобретения энергии электроном от поля имеется и канал её потерь на упругих столкновениях. При каждом таком соударении с неподвижным нейтралом, часть энергии электрона теряется. Изменение энергии при соударении электрона с импульсом p и нейтральной молекулы может быть найдено следующим образом. Нейтрал приобретает импульс Δp равный изменению импульса электрона и его энергия изменяется на $\Delta \varepsilon = \frac{(\Delta p)^2}{2M}$, где M -масса нейтрала. Тогда изменение энергии электрона в единицу времени:

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = - \frac{m^2}{2M} \overline{(\Delta V)^2} v_c$$

$$\overline{(\Delta V)^2} = \overline{(V' - V)^2} = 2V^2(1 - \overline{\cos \theta})$$

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = - \frac{2m}{M} (1 - \overline{\cos \theta}) \varepsilon v_c = - \frac{2m}{M} \varepsilon v_m$$

Т.е. в каждом «эффективном» столкновении электрон как приобретает энергию от поля, так и теряет малую долю своей энергии. Уравнение на изменение энергии электрона запишется как:

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = \frac{e^2 E^2}{2m(\omega^2 + v_m^2)} v_m - \frac{2m}{M} \varepsilon v_m$$

Зачастую в расчётах пренебрегают вторым слагаемым, связанным с упругими потерями энергии, так как в большинстве реализуемых разрядах присутствуют другие преобладающие механизмы потерь.

2) Эффекты рождения электронов

2.1) Ионизация электронным ударом

После того как электрон приобрёл энергию, достаточную для ионизации, он может встретить нейтральный атом и с некой вероятностью ионизовать его. В отсутствие механизмов потерь электронов, концентрация их будет нарастать экспоненциальным образом с показателем, равным частоте ионизации. Уравнение для изменения концентрации в единицу времени запишется следующим образом:

$$\frac{dn_e}{dt} = KNn_e = \nu_i n_e$$
$$e + A \rightarrow e + e + A^+$$

, где K - константа реакции, N - концентрация нейтралов, n_e - концентрация электронов, ν_i - частота ионизации, которая тоже может зависеть от внешнего приложенного поля (рис. 31). Но, не для всех газов и частот она известна, поэтому есть другой способ оценить частоту ионизации, который будет изложен позже.

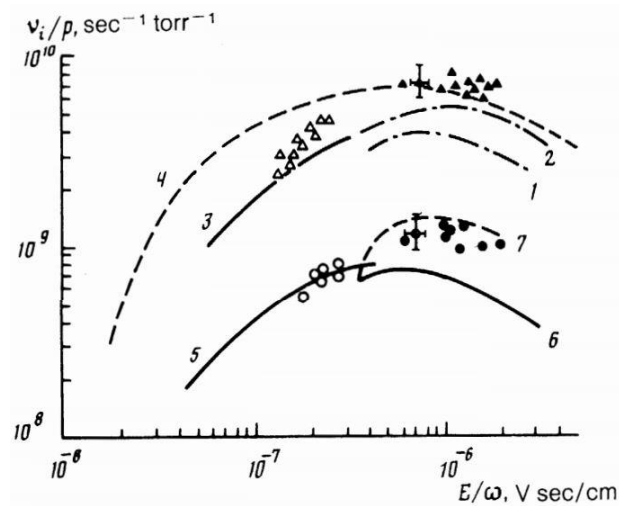


Рисунок 31. График зависимости частоты ионизации различных газов, в зависимости от напряженности электрического поля, отнесенного к частоте. Кривые для 1-4 азота, 5-7 - для гелия. Точки на графике – экспериментальные данные для соответствующих газов [56].

2.2) Эффект Пеннинга

Этот эффект ионизации атомов метастабильными частицами был обнаружен в 1937г. Пеннингом при проведении экспериментов по пробую неона. Наблюдалось, что добавление в него малого количества аргона резко понижает напряжение зажигания разряда. Как оказалось, долгоживущие атомы неона ионизовали аргон и тем самым эффективный потенциал ионизации газа снижался от $U_{iNe} = 21.6$ эВ до $U_{Ne}^* = 16.6$ эВ.



Эффект Пеннинга играет большую роль в разрядах смеси газов, носители возбуждения которых не подвержены быстрому излучательному переходу. Характерное сечение эффекта Пеннинга хорошо измерено для различных смесей газов, некоторые из них приведены в табл. 2. [15, стр. 133]

Сталкивающиеся частицы: Первая – возбуждённая, Вторая - ионизуемая	Энергия возбуждения U^* , эВ	Сечение σ , 10^{-16} см ²
$He(2^3S) + Ar$	19.8	6.6; 7.6
$He(2^3S) + Hg$	19.8	140
$He(2^1S) + Ar$	20.7	7.6

Таблица 3. Сечения ионизации метастабильными атомами гелия других газов при комнатной температуре.

3) Эффекты гибели электронов

3.1) Диффузия электронов

Уравнение непрерывности для электронов в пространстве может быть записано как [14, стр.38]:

$$\frac{\partial n}{\partial t} - \nabla \Gamma = Q$$

, где n -концентрация электронов, Γ -поток электронов, Q -источник электронов (сюда так же включены потери электронов)

$$\Gamma = -D\nabla n$$

, где D -коэффициент диффузии, n -концентрация электронов.

В этом месте предполагается, что источник электронов представим в виде $Q = n\nu_s$, а так же ν_s постоянна для всех энергий электрона, где ν_s – частота рождения электронов

$$\nu_s = \nu_i - \nu^*$$

, где ν_i - частота ионизации, ν^* - частота потерь энергии электронов за счёт неупругих столкновений. В неупругие столкновения закладываются все возможные механизмы гибели электрона, такие как рекомбинация электрона с ионом, прилипание электрона и образование отрицательного иона. Тогда уравнение представимо в виде

$$\frac{\partial n}{\partial t} - \nabla^2(Dn) = \nu_s n$$

В случае, когда коэффициент диффузии не зависит от координаты, уравнение можно записать как:

$$\frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial t} - \nu_s = \frac{D}{n} \nabla^2 n$$

При этом, в уравнении допускается разделение переменных:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = (\nu_s - \nu_d)n; \nabla^2 n = -\frac{\nu_d n}{D}$$

Вводится Λ -характерная диффузионная длина ($\nu_d = \frac{D}{\Lambda^2}$), определяющая характерный масштаб разрядной области.

Для разных геометрий краевых задач можно получить [10 стр.38,11 стр.679]:

$$\frac{1}{\Lambda^2} = \left(\frac{2.4}{R}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{L}\right)^2 \quad \text{для цилиндра радиуса R и длиной L}$$

$$\frac{1}{\Lambda^2} = \left(\frac{\pi}{R}\right)^2 \quad \text{для сферы радиуса R}$$

$$\frac{1}{\Lambda^2} = \left(\frac{\pi}{X}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{Y}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{Z}\right)^2 \quad \text{для прямоугольника с размерами X, Y, Z}$$

При рассмотрении разрядной области логичным кажется выбор цилиндрических и сферических видов разрядных областей. В случае шара с диаметром равным диаметру перетяжки диффузионная длина оказывается равной $\Lambda = \frac{3\lambda}{2\pi}$ для свободного механизма диффузии электронов. Второй случай - цилиндр с диаметром равным диаметру перетяжки, а длиной равный $l = kR^2 = \frac{9}{2}\pi\lambda$ (релеевская длина), диффузионная длина при этом оказывается равной $\Lambda = 1.6\lambda$.

Для нахождения коэффициента диффузии D можно использовать приближённую формулу, которая в последующем показала хорошее совпадение с экспериментальными данными:

$$D \left[\frac{\text{см}^2}{\text{с}} \right] = \frac{5.8 * 10^{14} \left[\frac{\text{см}^2}{\text{эВ} \text{ с}^2} \right] U^* [\text{эВ}]}{v_m [\text{с}^{-1}]}$$

, где U^* -первый потенциал возбуждения, v_m – транспортная частота соударений электрона с нейтралами [57].

При предельной фокусировке ТГц излучения в пятно порядка длины волны λ оказывается, что размеры разрядной области оказываются порядка миллиметра. И при малых давлениях диффузия оказывает существенное влияние на возникновение разряда, что при пробое излучением малой мощности может оказаться критическим. Одним из факторов, который мог бы сдерживать темп диффузии электронов в область, где они уже не будут захвачены полем и не будут участвовать в нарастании электронной лавины, это наличие амбиполярного режима диффузии. Чтобы оценить возможность наличия данного режима диффузии, можно считать, что во время разряда образовывалась относительно холодная плазма, с температурой порядка 1500°К . Для неё подходит следующая модель описания. Ионы слабо подвижны (их энергии порядка 0.1 эВ), а электроны горячие (их энергии порядка 10 эВ). Соответственно именно диффузия электронов будет давать большой вклад в потери. Но при взаимном разделении электронов и ионов создастся электрическое поле, которое будет стараться уравнивать концентрации электронов и ионов:

$$\text{div}E = 4\pi e(n_+ - n_e)$$

При условии малости разделения зарядов: $|n_+ - n_e| < n_e \approx n_+ \approx n$, соответственно потоки каждой из компонент (электронной и ионной):

$$\Gamma_{xe} = -\mu_e E_x n - D_e \frac{\partial n}{\partial x}$$

$$\Gamma_{x+} = \mu_+ E_x n - D_+ \frac{\partial n}{\partial x}$$

Из этих уравнений можно показать, что если ввести суммарный поток заряженных частиц:

$$\Gamma_x = -D_a \frac{\partial n}{\partial x}$$

$$D_a \approx \frac{D_+ \mu_e + D_e \mu_+}{\mu_e + \mu_+}$$

, где D_a - коэффициент амбиполярной диффузии, μ_e -подвижность электронов, μ_+ -подвижность ионов, D_+ -коэффициент диффузии ионов, D_e -коэффициент диффузии электронов. Явление амбиполярной диффузии можно трактовать двояко. Как вытягивание ионов электронами за пределы разрядной области, так и сдерживание электронов ионами. Однако, для случая неравновесной (холодной) плазмы можно предположить, что $\mu_e \gg \mu_+$ а так же $D_e \gg D_+$, тогда:

$$D_a \approx D_+ + D_e \frac{\mu_+}{\mu_e} \approx D_e \frac{\mu_+}{\mu_e} \approx D_+ \frac{T_e}{T}$$

А коэффициент диффузии для ионов можно получить следующим образом (в качестве примера был выбран аргон):

$$D_+ = \left\langle \frac{V^2}{3\nu_{m+}} \right\rangle = \frac{21[\text{Торр} * \text{см}^2/\text{сек}]}{p[\text{Торр}]}$$

, где V -скорость иона, ν_{m+} -транспортная частота соударений иона, скобки-усреднение по всем скоростям иона.

Транспортная частота соударений может быть вычислена [15, стр.41]

$$\nu_{m+}[\text{с}^{-1}] = 2.53 * 10^7 * p[\text{Торр}]$$

Так как в нашем случае электроны имеют энергии порядка энергий ионизации (10 эВ), а ионы имеют энергии порядка комнатной тепловой (0,1 эВ), то коэффициент амбиполярной диффузии $D_a = D_+ \frac{T_e}{T} = \frac{2.1 * 10^3}{p}$. Для сравнения приведём коэффициент диффузии электронов в аргоне: $\nu_m = 7 * 10^9 * p[\text{Торр}]$, $D_e = \frac{1.71 * 10^5}{p}$. Но поскольку в уравнение частота столкновений входит как $\nu_a = \frac{D}{\Lambda^2}$, в дальнейшем при рассмотрении амбиполярной диффузии нам легче просто полагать, что характерный размер области разряда в 10 раз больше действительного, а коэффициент диффузии оставить электронный.

При рассмотрении разряда в перетяжке ТГц пучка электромагнитных волн логичным кажется предположение, что образуемая плазма будет иметь форму цилиндра с радиусом равным радиусу перетяжки пучка. Однако, данное предположение верно лишь для случая, где разрядная область локализована и ограничена стенками камеры. В реальной задаче, будет наблюдаться распространение плазмы за счёт её диффузионного расплывания, плазменный цилиндр будет занимать существенно большую область, в то время как

генерация новых электронов будет происходить лишь в области неоднородного электромагнитного поля.

Ранее уже были проведены работы по нахождению приближённых выражений, позволяющих оценить пробойные амплитуды полей, локализованных в квазиодномерной или квазидвумерной областях пространства [58].

Было показано что в случае, когда ионизация происходит в цилиндрической области длиной $2L$ и радиусом a , то частота диффузии может быть найдена как:

$$\nu_a = \frac{D}{2a^2} (\ln L/a)^{-1}$$

В случае гауссова пучка можно положить L равной длине перетяжки ka^2 , что при предельной фокусировке $a \sim 1.5 \lambda$ позволяет положить $\ln(L/a)$ равным $\ln(3\pi)$, что позволило использовать упрощенную оценку частоты диффузии:

$$\nu_a = \frac{1}{4} \frac{D}{a^2}$$

3.2) Потеря энергии на возбуждении частиц

Именно возбуждение частиц составляет первый этап ступенчатой ионизации в газе. В основном оно играет большую роль при пробое тяжёлых газов, так как за время, которое электрону требуется для набора энергии равной энергии ионизации, происходит десятки тысяч столкновений. Для примера, приведём транспортные частоты двух инертных газов с различными атомными массами.

$$\text{He: } \nu_m[\text{с}^{-1}] = 2.2 * 10^6 * p [\text{торр}]$$

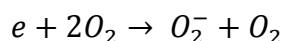
$$\text{Xe: } \nu_m[\text{с}^{-1}] = 1.5 * 10^7 * p [\text{торр}]$$

Эффективное сечение возбуждения электронного состояния $\sigma^*(\varepsilon)$ иногда называют функцией возбуждения. Кривая зависимости сечения возбуждения от энергии ведёт себя схожим образом с кривой сечения ионизации, однако максимум сдвинут ближе к энергии возбуждения.

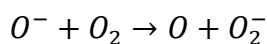
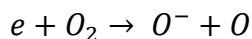
3.3) «прилипание/отлипание»

Процесс прилипания – процесс присоединения электрона к нейтралу с образованием отрицательного иона. Для большинства благородных газов этот процесс маловероятен и при их описании рассматриваться не будет, однако он играет важнейшую роль в описании пробоя в электроотрицательных газах – газах с большим электронным сродством (способностью присоединять электроны и образовывать отрицательные ионы). Представителями электроотрицательных газов являются O_2, CO_2, SO_2, SF_6 (элегаз). В данной работе из всех вышеперечисленных газов был исследован лишь кислород, так как он чаще всего остаётся в качестве примеси в вакуумном объёме. Поэтому пробой в кислороде рассмотрен более детально.

Прилипание электронов к молекулам кислорода может являться доминирующим механизмом потерь электрона в низкотемпературной плазме, которая содержит кислород или иные кислородосодержащие смеси. За прилипание к кислороду низкоэнергетичных электронов главным образом отвечает следующая реакция:

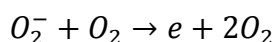


Но, это не единственный путь образования отрицательного иона. Его образование может идти в два этапа: первый - диссоциативное прилипание, второй – перезарядка.



Так как построение точной зависимости частоты «прилипания» от параметра E/N (E - напряжённость электрического поля, N – концентрация нейтралов, параметр $\frac{E}{N} \left[\frac{В}{см \cdot торр} \right] = 3.3 * 10^{16} \frac{E}{N} [В * см^2] = 0.33 \frac{E}{N} [Тд]$) является достаточно сложной, поэтому далее в работе будет использована лишь приближенная зависимость частоты прилипания от параметра E/N (рис. 31), которая была получена в работе [59].

В плазме может происходить и обратный процесс, называемый «отлипанием» электронов. Он идёт вспять вышеизложенным реакциям и является существенным в случаях, когда газ сильно нагрет, возбуждён или ионы имеют большие энергии из-за сильного электрического поля.



Вычисление подвижности отрицательного иона кислорода и его средней энергии было проведено ранее [60], а ниже приведена зависимость частоты отлипания от параметра E/N (рис. 32).

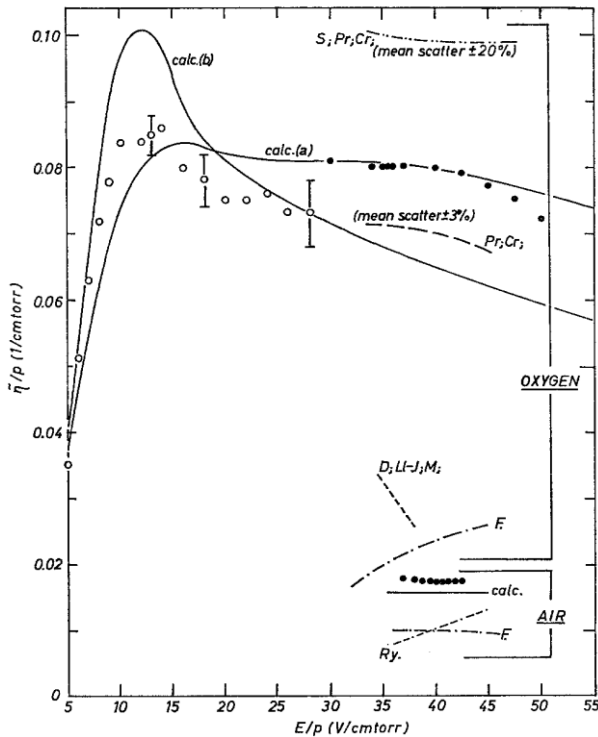


Рисунок 31. Вероятность диссоциативного прилипания ($\tilde{\eta}/p$) в кислороде и воздухе в зависимости от параметра E/N .

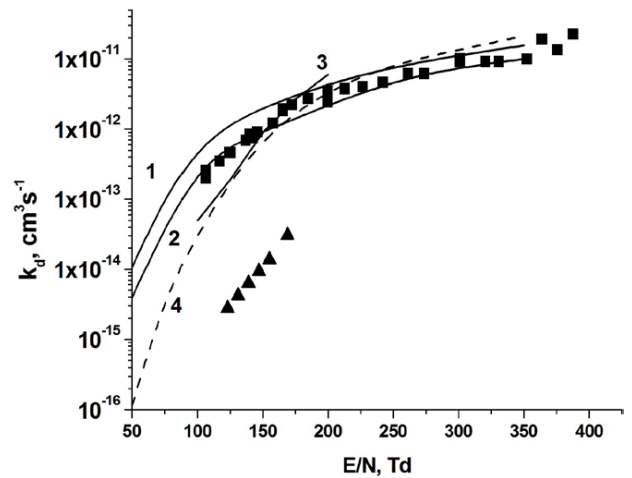


Рисунок 32. Константа отлипания как функция от параметра E/N в кислороде при $T=300\text{ }^\circ\text{K}$

4) Роль первичных электронов

Так как электронная лавина начинается с нескольких затравочных электронов, то и от их наличия будет зависеть возможность развития разряда. Путём оценки формулы Саха, можно определить равновесную концентрацию свободных электронов в атмосфере при комнатной температуре ($300\text{ }^\circ\text{K}$), которые бы стали затравочными для развития электронной лавины. Она оказалась крайне малой [61]

$$\frac{n_e^2}{n - n_e} = \frac{2}{\Lambda^3} \frac{g_1}{g_0} \exp\left[-\frac{u_i}{k_B T}\right]$$

, где n_e – концентрация электронов, n – концентрация нейтралов, $\Lambda = \sqrt{\frac{h^2}{2\pi m_e k_B T}}$ – длина волны де Бройля, m_e – масса электрона, h – постоянная Планка, g_i – статистический вес i – кратного иона, k_B – постоянная Больцмана, T – температура газа, u_i – энергия ионизации (гелий - 24.5 эВ, аргон - 15.8 эВ, N_2 - 15.6 эВ).

Одним из немаловажных факторов, которые влияют на наличие свободных электронов в атмосфере, является наличие газа радона. Он просачивается из недр земли и может давать куда больший вклад в ионизацию, нежели ионизирующее космическое излучение. В

подтверждение этому факту, можно привести то, что наблюдение за концентрацией радона является одним из способов предупреждения землетрясений. Более подробно в этом можно убедиться, проанализировав работы по исследованию атмосферного электричества. [62] Исходя из этого, было оценено, что для атмосферного давления равновесная концентрация электронов в воздухе равна $n_{el} = 3 - 50 \text{ см}^{-3}$.

В подтверждение вышесказанному, можно отметить, что от эксперимента к эксперименту без предплазмы разряд зажигался в разное время, относительно времени запуска гиротрона. Это может быть связано с тем, что в момент прихода греющего излучения в разрядной области с объёмом порядка $5\pi^2\lambda^3$ могло не оказаться свободных электронов.

1.3.2 Расчёт пробойной кривой

1) Пробойная кривая и её грубый расчёт

Простейшие предположения о границе пробоя можно сделать, исходя из нестационарного уравнения для концентрации-электронов:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = (\nu_s - \nu_d)n$$

, где ν_s – частота рождения электрона, ν_d – частота гибели электрона. Из данных уравнений, в случае где ν_s и ν_d одинакова для всех энергий электрона, можно видеть, что эволюция концентрации во времени будет задаваться уравнением $n = n_0 e^{(\nu_s - \nu_d)t}$. Очевидно, что нарастание концентрации будет происходить при условии $\nu_s > \nu_d$. Предположив, что ν_s это появление электронов происходит лишь за счёт ионизации нейтральных атомов газа, а также $\nu_d = \frac{D}{\Lambda^2}$ – диффузионный уход электрона из разрядной области, можно получить критерий пробоя Таунсенда ($\nu_i > \frac{D}{\Lambda^2}$).

Тематикой безэлектродных разрядов впервые начали интересоваться одновременно с созданием волноводных систем мощных радаров и спутников. При достаточно высокой мощности излучения генератора и оптимальном давлении окружающего газа в волноводах выводимых на орбиту космических аппаратов мог начаться разряд, что пагубным образом влияло на оборудование. Поэтому, в силу большого прикладного значения данной работы, традиционным считается называть зависимость порога пробойного напряжения от давления - пробойной кривой.

При рассмотрении пробойных кривых выделяют 2 основных ветки. Первая ветка связана с высокими давлениями. Основным фактором, который осложняет пробой, является то, что при высоких давлениях электрон, прежде того как разгонится и достигнет энергии достаточной для ионизации нейтрального атома, испытает большое количество соударений, каждое из которых упругое, но на каждом соударении электрон теряет относительную часть своей энергии. И за большое число соударений общее количество потерянной энергии может быть велико. Тем самым для пробоя следует увеличивать напряжённость поля, чтобы за меньшее количество столкновений электрон мог достичь нужной энергии. Тем самым, электрическое поле на правой ветке, в области высоких давлений ($\omega < \nu_m$), растёт пропорционально давлению [18, стр.75]. Для некоторых газов пробойное поле оказалось практически независимым от частоты поля и может быть представлено следующим образом [63]:

$$E = 10 * p$$

В области низких давлений ($\omega > v_m$) электрон испытывает множество переколебаний между двумя столкновениями, из-за этого эффективность набора энергии электроном мала. Можем ввести эффективное электрическое поле, которое действует на электрон.

$$E_e^2 = E^2 \frac{v_m^2}{v_m^2 + \omega^2}$$

Определим энергию, которую электрон набирает между столкновениями. Средняя работа поля над электроном нами была уже найдена как $\langle -eEV \rangle = \frac{e^2 E^2}{2m(\omega^2 + v_m^2)} v_m$, время между столкновениями $\tau = \frac{1}{v_m}$, следовательно, умножив среднюю работу на время между столкновениями и введя эффективное электрическое поле, можно получить значение энергии, выраженной в единицах потенциала, которую приобретает электрон между столкновениями:

$$\Delta U = \langle -eEV/v_m \rangle = \frac{E_e^2 e^2}{mv_m^2}$$

Среднее количество актов соударения для набора энергии ионизации можно вычислить, разделив её на изменение энергии между соударениями. Соответственно, чтобы такой электрон развил лавину необходимо, чтобы количество актов до ионизации было меньше количества соударений, которые совершит электрон до того, как покинет разрядную область. Это количество соударений \mathcal{N} будет равно:

$$\mathcal{N} = \frac{3}{2} \left(\frac{\Lambda^2}{l^2} \right)$$

, где l -длина свободного пробега, Λ -характерная диффузионная длина. Приравнивая эти величины (количество соударений) получаем зависимость поля пробоя от давления:

$$\frac{U_i m v_m^2}{E_e^2 e} = \frac{3}{2} \left(\frac{\Lambda^2}{l^2} \right)$$

Полагая $\omega > v$ получим зависимость, которая хорошо согласуется с экспериментальными данными.

$$E \sim \frac{\omega}{p \Lambda}$$

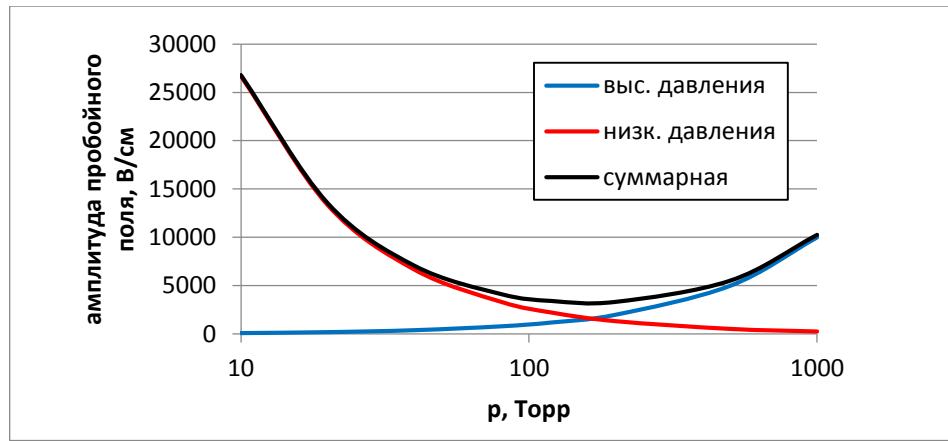


Рисунок 33. Пробойная кривая, построенная на оценочных предположениях.

Естественно, в силу простоты предположений, пробойная кривая, которая бы во всех диапазонах давления совпадала с данными эксперимента, получена не была. Однако, с помощью пробойной кривой, построенной на оценочных предположениях (рис. 33), возможно оценить диапазон давлений (в окрестности минимума) и порядки величин мощности СВЧ излучения необходимой для осуществления пробоя.

2) Расчёт пробойной кривой в случае СВЧ диапазона

Для более точного расчёта порога возникновения разряда под действием внешнего греющего излучения, необходимо обратиться к стационарной функции распределения.

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v \nabla f + \frac{eE}{m} \nabla_v f = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{st}$$

Для её упрощения, зачастую пренебрегают неравномерностью функции распределения в пространстве координат [14]. То есть, следует рассматривать нульмерную задачу. Это можно сделать, если выполняется условие, при котором длина волны излучения гиротрона больше длины свободного пробега электрона. Характерная длина свободного пробега электрона в случае свободно-локализованных ТГц разрядов (характерные $T_e \sim 1$ эВ, $p \sim 100$ торр) составляет $l = \frac{\bar{v}}{v_{tr}} = \frac{6.71 \cdot 10^7 \sqrt{T[\text{эВ}]}}{7 \cdot 10^9 \cdot p[\text{Торр}]} \approx 1.7 \cdot 10^{-4}$ см, длина волны излучения гиротрона $\lambda = 0.12$ см.

Методом моментов можно показать, что функция распределения электронов примет следующий вид:

$$\frac{\partial f_0}{\partial t} = \frac{1}{v^2} \frac{\partial}{\partial v} \left[\frac{e^2 E^2}{3m^2} \frac{v_m v^2}{\omega^2 + v_m^2} \frac{\partial f_0}{\partial v} + \frac{m}{M} v_m v^3 f_0 \right] + Q(f)$$

f_0 – невозмущённая функция распределения, v – скорость электрона, m – масса электрона, e – заряд электрона, E – амплитуда поля излучения гиротрона, M – масса нейтрала, v_m –

транспортная частота столкновений, ω – частота излучения гиротрона, $Q(f)$ – слагаемое, отвечающее за неупругие столкновения и диффузию электронов. На данном этапе для простоты описания будем рассматривать лишь газы, в которых присутствуют лишь два механизма, влияющие на изменение концентрацию электронов. Первый механизм связан с возбуждением нейтралов электронным ударом, второй – с ионизацией нейтральных атомов. В кинетическом уравнении частоты возбуждения и ионизации можно сложить и представить в виде единого слагаемого – некой эффективную частоты ν_c . То есть член, отвечающий за источник, можно представить в виде:

$$Q(f) = -h\nu_c - \frac{2e}{3m} \frac{u}{v_m \Lambda^2}$$

, где h – вероятность неупругого столкновения, u – энергия электрона.

Так же, предполагая что частоты ν_m , ν_c не зависят от скорости электрона, и рассматривая стационарную задачу, выражение можно упростить [14].

$$\frac{e^2 E^2}{3m^2} \frac{\nu_m}{\omega^2 + \nu_m^2} \frac{\partial^2 f_0}{\partial v^2} + \frac{2e^2 E^2}{3m^2} \frac{\nu_m v}{\omega^2 + \nu_m^2} \frac{\partial f_0}{\partial v} + 3 \frac{m}{M} \nu_m v^2 f_0 - h\nu_c - \frac{2e}{3m} \frac{U}{v_m \Lambda^2} = 0$$

На данном этапе рассмотрения уравнение составлено для равновесной функции распределения, поэтому индекс 0 можно опустить.

Заметим, что в уравнении возможно выделить комбинацию параметров $E^2 \frac{\nu_m^2}{\nu_m^2 + \omega^2}$, которая определяет эффективность набора энергии электроном, то есть $\frac{d\varepsilon}{dt} \sim E^2 \frac{\nu_m^2}{\nu_m^2 + \omega^2}$. В общем виде для произвольного газа данная функция распределения может быть найдена численно.

3) Расчёт пробойной кривой в случае оптического диапазона

Хотя для оптических частот энергии кванта и могут достигать энергий порядка электронвольта, однако в данной работе интересен диапазон длин волн, близкий к ИК диапазону. Энергия кванта, при этом, оказывается мала и имеет энергии меньше, нежели средние энергии электронов, достигаемые в плазме разряда.

В работе [36] было показано, что квантовое кинетическое уравнение для функции распределения электронов, находящихся в греющем поле монохроматической волны, в данном случае может быть записано как

$$\frac{dn(\varepsilon)}{dt} = GN_a \{-a(\varepsilon)n(\varepsilon) - b(\varepsilon)n(\varepsilon) + a(\varepsilon - \hbar\omega)n(\varepsilon - \hbar\omega) + b(\varepsilon - \hbar\omega)n(\varepsilon - \hbar\omega)\} + Q$$

, где a, b – коэффициенты Эйнштейна, $G[1/\text{см}^2\text{с}]$ – поток квантов, $N_a[1/\text{см}^3]$ – концентрация нейтралов, Q – источники электронов. Несмотря на то, что уравнение

квантовое, получающееся уравнение, определяющее среднюю энергию электронов в разряде, имеет схожий вид с СВЧ диапазоном

$$\frac{d\bar{\epsilon}}{dt} = \frac{e^2 \bar{E}^2}{m\omega^2} \nu_{eff}$$

, где \bar{E} – среднее электрическое поле за период колебаний, $\nu_{eff} = N_a \sigma_{tr}(v)v$ – эффективная частота столкновения электронов с атомами.

То есть, пробойные кривые как в СВЧ, так и в оптическом диапазоне будут выглядеть схожим образом, а скорость набора энергии будет определяться эффективным электрическим полем.

1.3.3 Пробой ТГц излучением большой мощности

Источники ТГц излучения, обладающие большими пиковыми мощностями, имеют принципиально импульсный режим работы. Одновременно с началом импульса греющего излучения, начинает свой рост и электронная лавина, однако темпы её роста зависят как от эффективных частот ионизации, так и от частот гибели электронов. Вследствие малости длительности импульса, темпов ионизации может оказаться недостаточно, для развития электронной лавины до определённой концентрации n_1 , при которой разряд можно назвать произошедшим. Поскольку концентрация электронов в разряде нарастает экспоненциальным образом, то можно ввести некую эффективную частоту $\nu_{pulse} = \frac{1}{\tau_{pulse}} \ln\left(\frac{n_1}{n_0}\right)$, где n_0 – начальная концентрация электронов, τ_{pulse} – длительность импульса, превышение частоты ионизации над которой, в отсутствии каких-либо каналов потерь, будет обеспечивать возникновение разряда. Обратившись к нестационарному критерию пробоя Таундсенда, можно заключить что:

$$\frac{1}{\tau_{pulse}} \ln\left(\frac{n_1}{n_0}\right) = \nu_i - \nu_d$$

Мощным импульсным источником ТГц излучения является Новосибирский ЛСЭ с частотой излучения 2.3ТГц и максимально достижимым потоком мощности на уровне 2ГВт/см² и длительностью импульса 74пс и предельной средней мощностью 360Вт. Для описания порогового поля пробоя на установке, содержащей в качестве источника вышеописанный ЛСЭ, необходимо найти минимальную напряжённость электрического поля, чтобы удовлетворить нестационарному критерию Таундсенда. В уравнении в качестве начальной концентрации n_0 была взята средняя концентрация электронов в аргоне, образующихся в нём за счёт естественного радиационного фона $n_0 = 100 \text{ см}^{-3}$, за конечную концентрацию n_1 была взята критическая концентрация плазмы для данной частоты излучения $n_1 = 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Хотя и радиус перетяжки пучка был порядка двух длин волн, однако из-за малости длительности импульса слагаемое равное $\frac{1}{\tau_{pulse}} \ln\left(\frac{n_1}{n_0}\right)$ в нестационарном критерии пробоя оказывается на несколько порядков больше, чем частота диффузии электрона. Поэтому диффузионной частотой ухода электрона можно пренебречь. Уравнение в данном случае упростится до

$$\nu_i = \frac{1}{\tau_{pulse}} \ln\left(\frac{n_1}{n_0}\right)$$

Во внешнем осциллирующем поле при отсутствии столкновений электрон набирает энергию порядка осцилляторной [15]. Однако, чтобы перевести данную энергию в поступательную, ему необходимо испытать акт упругого соударения. Осцилляторная энергия для электрона, находящегося в поле волны с циклической частотой ω и электрическим полем в волне E может быть записана как

$$\Delta\varepsilon = \frac{e^2 E^2}{m(\omega^2 + \nu_m^2)}$$

Если подставить в данную формулу параметры, характерные для Новосибирского ЛСЭ $E \approx 10^6$ В/см, то окажется, что осцилляторная энергия электрона достигает величин около 1.5 – 2 эВ. То есть, при нагреве на столкновениях в переменном поле столь большой величины, электрон стремительно набирает энергию. При достижении энергии возбуждения, электрон с некой вероятностью может испытать неупругое соударение с нейтралом, тем самым потеряв энергию. Количество электронов удвоится лишь в том случае, когда электрон достигнет энергии ионизации. В случае благородных инертных газов, разность данных энергий составляет несколько электронвольт, что сравнимо с осцилляторной энергией электрона. Электрон набирает энергию от энергии возбуждения до ионизации за предельно малое количество столкновений.

Однако при достижении электроном энергии равной энергии ионизации, вероятность возбуждения нейтрала оказывается больше, нежели его ионизация. Поэтому, в качестве порога ионизации было выбрано значение энергии ε^* электрона, при которой вероятность ионизации становится больше вероятности возбуждения ($\varepsilon^* \approx 30$ эВ).

Тем самым было получено выражение, для порогового значения электрического поля, обеспечивающее необходимый рост электронной лавины

$$\frac{e^2 E^2 \nu_m}{2m(\omega^2 + \nu_m^2) \varepsilon^*} = \frac{1}{\tau_{pulse}} \ln\left(\frac{n_1}{n_0}\right)$$

При вынесении теоретической зависимости порогового поля пробоя от давления на график, оказалось, что они дают хорошее совпадение с экспериментом (Рис. 34, 35).

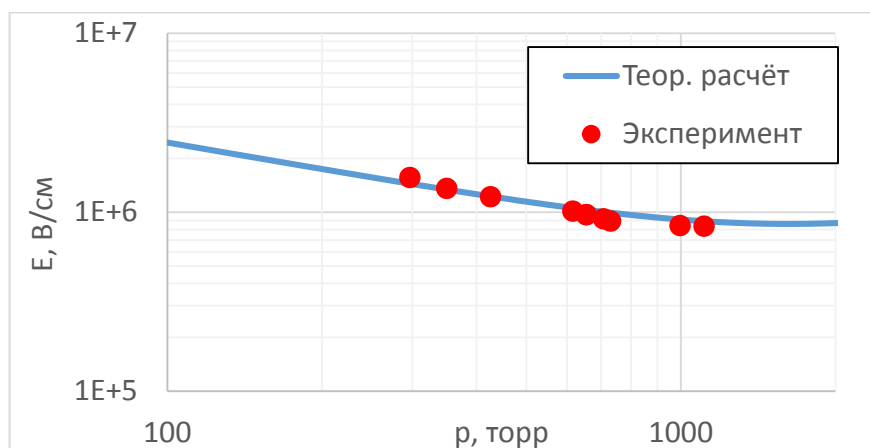


Рисунок 34. Зависимость поля пробоя от фонового давления газа аргона в случае пробоя излучением частотой 2.3 ТГц импульсом длительностью 100 пс. Сплошная кривая – теоретический расчёт, точки – экспериментальные данные.

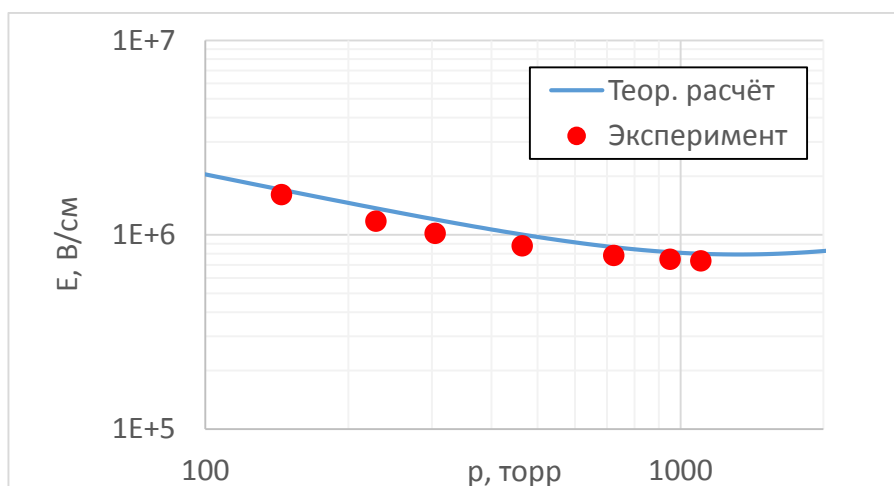


Рисунок 35. Зависимость поля пробоя от фонового давления газа криптона в случае пробоя излучением частотой 2.3 ТГц импульсом длительностью 100 пс. Сплошная кривая – теоретический расчёт, точки – экспериментальные данные.

1.3.4 Описание пробоя в умеренных полях

В том случае, когда осцилляторные энергии электрона оказываются не столь большими, потерей энергиями на возбуждение пренебрегать нельзя. Для описания пробоя, необходимо находить функцию распределения электронов. Однако, Райзером [57] была разработана упрощённая теория, позволяющая учесть потери на возбуждение вблизи энергии ионизации нейтрала. Для этого необходимо рассмотреть уравнение баланса энергии электронов, которое запишется как:

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = \frac{2}{3}A$$

$$A = \frac{e^2}{m} \frac{E_0^2 \nu_m}{\omega^2 + \nu_m^2}$$

Здесь E_0 –действующее поле волны, т.е. $E_0 = \frac{E}{\sqrt{2}}$, где E - амплитуда электрического поля волны. Энергия, приобретённая электронами, уходит на ионизацию нейтральных атомов и в самом простом случае баланс энергии, без учёта возбуждения нейтралов, может быть записан как:

$$I_i \nu_e = \frac{1}{3} \frac{e^2}{m} \frac{E^2 \nu_m}{\omega^2 + \nu_m^2}$$

, где I_i -энергия ионизации. Однако, при нагреве электрона на столкновениях в умеренных полях, характерная осцилляторная энергия электрона составляет порядка 0.1 эВ. Это означает, что промежуток от энергии возбуждения I^* до энергии ионизации I_i электрон проходит за большое количество столкновений, каждое из которых может оказаться неупругим. Тем самым, необходимо учитывать потери энергии электрона на возбуждение нейтралов, более того, данный канал потерь может оказаться превалирующим над всеми остальными. Для учёта возбуждений необходимо рассмотреть уравнения, описывающие концентрацию электронов и их ток по шкале энергий:

$$\begin{cases} (\nu_i + \nu^*)n + \frac{dj}{d\varepsilon} = \frac{dn}{d\varepsilon} \\ j = -D \frac{dn}{d\varepsilon} + nu \end{cases}$$

, где ν^* -частота возбуждения, причём считаем, что $\nu^* = \begin{cases} 0 & \varepsilon < I^* \\ \nu^* & I^* < \varepsilon < I_i \end{cases}$
 ν_i -частота ионизации, j -плотность тока в пространстве энергий, ε -энергия электрона, u -скорость электрона, D -коэффициент диффузии. В работе [57] рассматривается стационарный случай и вводится величина β , характеризующая вероятность возбуждения атома, а не его ионизацию при достижении электроном энергии ионизации. Т.е. считается,

что электрон ионизует атом с вероятностью $(1 - \beta)$. В результате акта ионизации, количество электронов удваивается, сохранение плотности тока даёт граничное условие: $j(0, t) = j(I_i, t)(1 - \beta) + 2\beta j(I_i, t) + v^* \int_{I_i}^{I_i} n d\varepsilon$. А так же будем считать, что $n(I_i) = 0$,

тогда решение системы запишется в виде: $n = c_1 e^{2\sqrt{(v_i+v^*)\varepsilon/A}} + c_2 e^{-2\sqrt{(v_i+v^*)\varepsilon/A}}$

Подчинение этого решения граничным условиям нам даст систему, и постановка условия на наличие нетривиальных решений позволяет найти частоту ионизации v_i . Поскольку оно имеет громоздкий вид, приводится оно в безразмерной форме:

$$e^{(\alpha-1)y} \left(ch \frac{y}{z} + z sh \frac{y}{z} \right) - e^{-(\alpha-1)y} \left(ch \frac{y}{z} - z sh \frac{y}{z} \right) \\ = 2a(1 + \beta)y + 2(1 - z^{-2})\{y ch[y(\alpha - 1)] + sh[y(\alpha - 1)] - \alpha y\}$$

, где введены обозначения: $y = 2\sqrt{(v_i + v^*)I^*/A} = a^{-1}\sqrt{6(v_i + v^*)/v_e}$, $z = \sqrt{(v_i + v^*)/v_i}$, $a = \sqrt{I_i/I^*}$, $v_E = 3A/2I_i$

В данной диссертационной работе это трансцендентное уравнение решалось численно.

Для проведения экспериментов по пробою инертных газов в полях умеренной величины в качестве источника ТГц излучения были выбраны гиротроны с частотами 0.25 ТГц и 0.67 ТГц. Мощности данных источников было достаточно для самостоятельного пробоя. Во время экспериментов имелась возможность изменять как мощность гиротрона с частотой излучения 0.25 ТГц, так и давление в камере. В случае с гиротроном с частотой излучения 0.67 ТГц мощность гиротрона была фиксирована.

Полученные в результате расчёта пробойные кривые хоть и не дали хорошее совпадение теоретических и экспериментальных данных по величине пробойных полей, однако наблюдается совпадение в характере поведения кривых и положению минимума пробойной кривой (см. рис. 36-38 для разных газов).

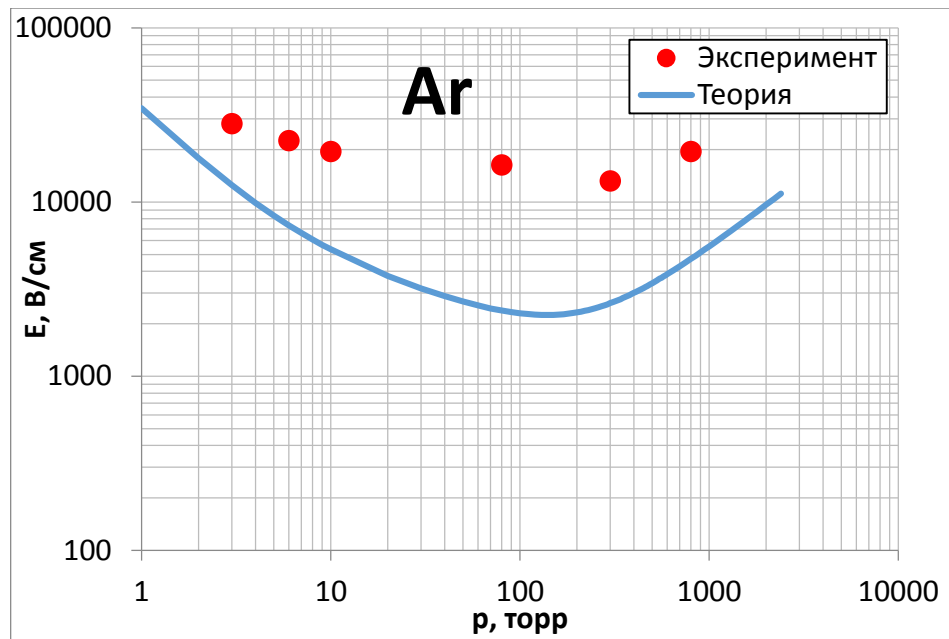


Рисунок 36. Зависимость порогового поля пробоя от фонового давления газа аргона для частоты греющего излучения 0.25ТГц. Сплошная кривая – расчёт согласно теории Райзера [57], точки – экспериментально измеренные величины пробойных полей.

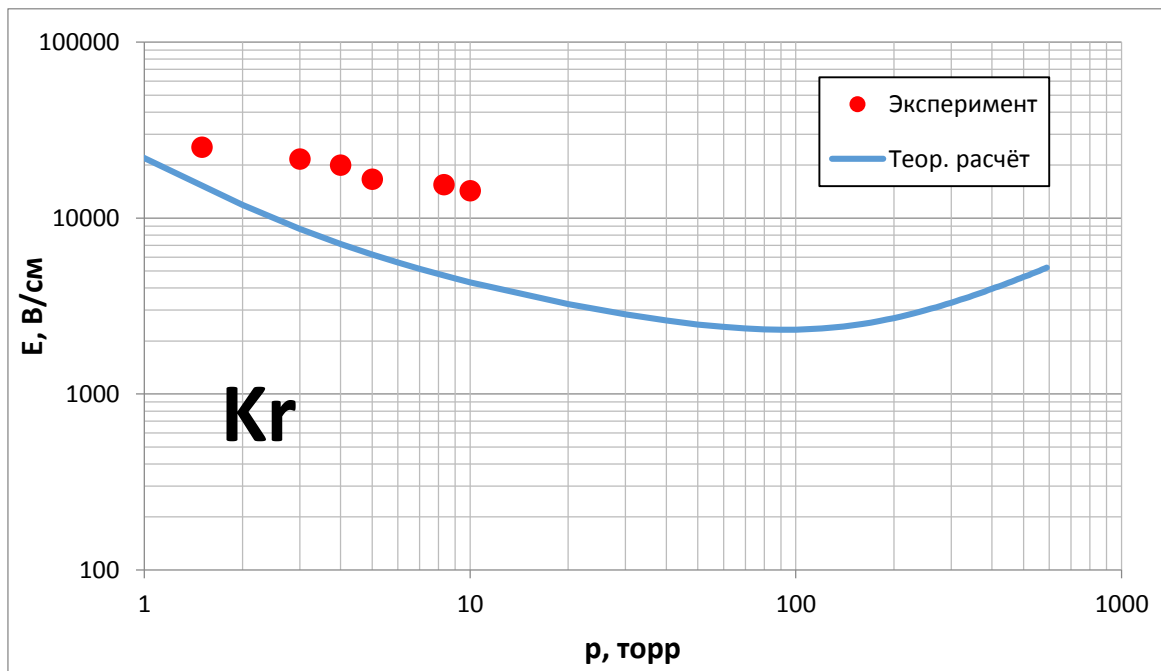


Рисунок 37. Зависимость порогового поля пробоя от фонового давления газа криптона для частоты греющего излучения 0.25ТГц. Сплошная кривая – расчёт согласно теории Райзера [57], точки – экспериментально измеренные величины пробойных полей.

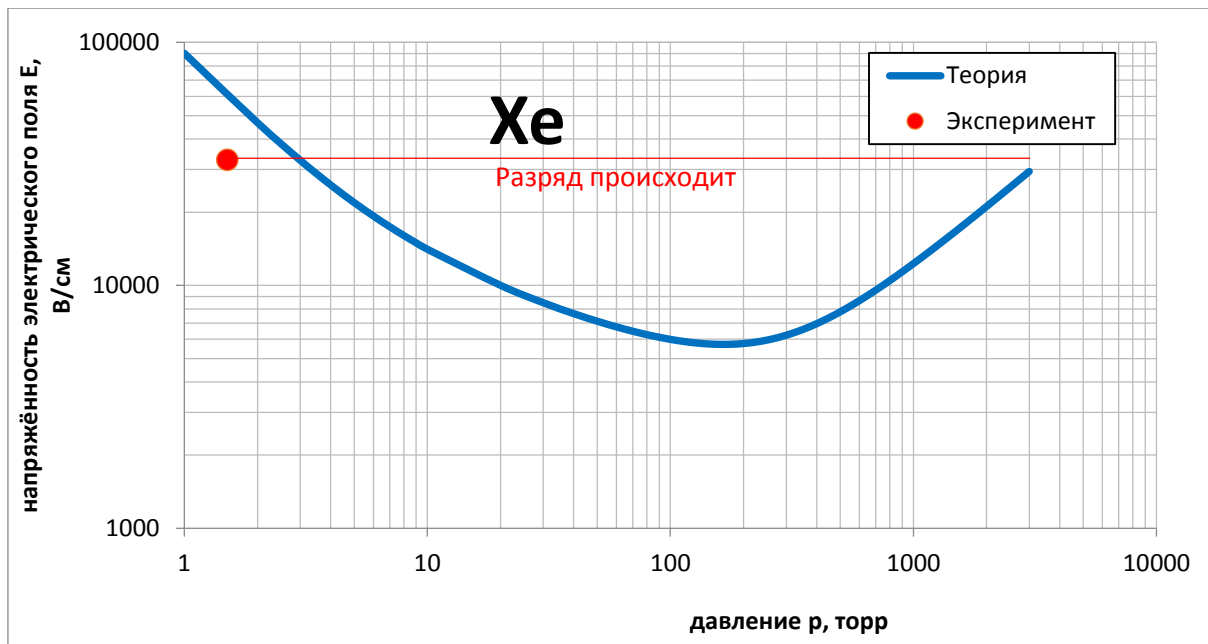


Рисунок 38. Расчётная пробойная кривая для ксенона, а также экспериментальное значение порогового пробойного поля, полученные для импульсного гиротрона с частотой излучения 0.67 ТГц.

1.3.5 Пробой ТГц излучением малой мощности

Хотя мощность передовых импульсных источников ТГц излучения и составляет сотни киловатт, однако для практических применений в реальных плазмохимических установках [48,49] необходимо использование непрерывных источников подобного излучения. При рассмотрении пробоя непрерывным излучением необходимо пользоваться стационарным критерием Таундсенда

$$\nu_i - \nu_d = 0$$

Мощность непрерывных источников ТГц излучения сравнительно мала и на практике может сложиться ситуация, когда мощности излучения попросту не хватит для самостоятельного пробоя газов. У данной проблемы есть несколько путей решения, например: 1) создание специфической смеси газов, 2) усиление электрического поля за счёт создания стоячей волны 3) получение предплазмы путём зажигания вспомогательного искрового разряда.

1) Создание специфических смесей газов.

К примеру, в отдельную группу газов можно выделить газы, в которых частота столкновений не зависит от энергии (рис. 26). Среди них особым образом стоит, так называемый, Нег газ. Это газ, полученный при смешении гелия и малого количества паров ртути. Так как пары ртути находятся в нём в малом количестве, то и Нег газ будет обладать таким же, как и у гелия, свойством относительно столкновений электронов. А именно, частоту столкновений электрона с нейтрами можно считать постоянной.

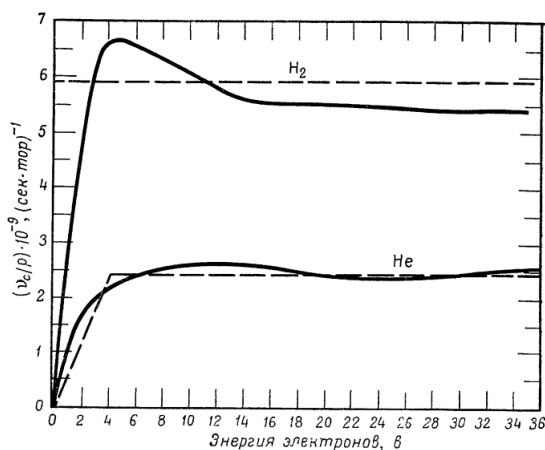


Рисунок 39. Зависимость частоты столкновения электронов с атомами гелия и водорода, отнесённая к давлению в зависимости от энергии электронов [10, стр.35]. Очевидным является факт, что, полагая частоту столкновений постоянной для всех значений энергии электрона, ошибка в вычислении порога пробоя будет мала.

Однако добавление ртути приводит к сильным изменениям процессов ионизации и возбуждения атомов. Гелий является самым трудно ионизируемым газом, потенциал его ионизации составляет 24.5 эВ. И перед тем как ионизовать нейтральный атом гелия, как правило, электрон испытывает большое количество неупругих соударений с атомами гелия, возбуждая их до метастабильного состояния с энергией 19.8 эВ, время жизни которого исчисляется несколькими миллисекундами. Но также в Нег газе имеет место процесс ионизации атома ртути при соударении возбуждённых атомов гелия, так как потенциал ионизации ртути составляет всего 10.4 эВ. За время жизни метастабильного состояния атома гелия происходят несколько тысяч столкновений с атомами ртути, поэтому достаточной концентрацией для паров ртути является концентрация в 0.1% от концентрации гелия. То есть с большой вероятностью при столкновении возбуждённого атома гелия эта энергия передаётся атому ртути, что приведёт к его ионизации. Таким образом, можно считать, что в Нег газе нет потерь энергии, связанных с возбуждением атомов.

Для нахождения порогового пробойного поля в случае разряда в Нег газе, необходимо обратиться к общему выражению для функции распределения электронов [14].

$$\frac{e^2 E^2}{3m^2} \frac{v_m}{\omega^2 + v_m^2} \frac{\partial^2 f_0}{\partial v^2} + \frac{2e^2 E^2}{3m^2} \frac{v_m v}{\omega^2 + v_m^2} \frac{\partial f_0}{\partial v} + 3 \frac{m}{M} v_m v^2 f_0 - h v_c - \frac{2e}{3m} \frac{U}{v_m \Lambda^2} = 0$$

Как уже сказано выше, вследствие отсутствия упругих потерь, в данном выражении можно положить $h = 0$.

Далее вводятся $u_c = \frac{e E_e^2}{m v_m^2} = \frac{e}{m} \frac{E^2}{v_m^2 + \omega^2}$, а так же безразмерный параметр

$$w = \int_0^u \frac{3m}{M} \frac{du}{u_c} = \frac{3m}{M} \frac{u}{u_c}.$$

Тогда, подставляя это в кинетическое уравнение, получим:

$$\frac{1}{w^{\frac{1}{2}}} \frac{d}{dw} \left[w^{\frac{3}{2}} \left(\frac{df}{dw} + f \right) \right] = f w \eta^2$$

, где введено $\eta = \frac{e}{m} \frac{M}{3m} \frac{E_e \Lambda}{v_m^2 \Lambda^2}$, тогда функцию распределения f можно искать в виде:

$$f = g * \exp\left(-\frac{1}{2} w (1 + 1/\delta)\right)$$

, где введено $\delta^2 = \frac{1}{1+4\eta^2}$. Уравнение на функцию распределения примет вид:

$$w \frac{d^2 g}{dw^2} + \frac{dg}{dw} \left(\frac{3}{2} - \frac{w}{\delta} \right) + g \frac{3}{4} \left(1 - \frac{1}{\delta} \right) = 0$$

Сделав ещё одно преобразование $y = \frac{w}{\delta}$, уравнение примет вид:

$$y \frac{d^2 g}{dy^2} + \frac{dg}{dy} \left(\frac{3}{2} - y \right) - g \alpha = 0$$

, где $\alpha = \frac{3}{4}(1 - \delta)$.

Решением данного уравнения являются вырожденные гипергеометрические функции $M(\alpha; \gamma; y)$ и $W(\alpha; \gamma; y)$, которые связаны друг с другом как $W(\alpha; \gamma; y) = y^{1-\gamma}M(\alpha + 1 - \gamma; 2 - \gamma; y)$.

Тогда решение для функции распределения запишется как

$$f = e^{y(\frac{3}{2}\alpha-1)} [M(\alpha; \frac{3}{2}; y) + CW(\alpha; \frac{3}{2}; y)]$$

Так же сделано предположение, что электроны, достигнув энергии ионизации, сразу же сталкиваются и ионизуют нейтральный атом. Это даёт граничное условие:

$$f(y_i) = e^{y_i(\frac{3}{2}\alpha-1)} [M(\alpha; \frac{3}{2}; y_i) + CW(\alpha; \frac{3}{2}; y_i)] = 0$$

Отсюда находится $C = -\frac{M(\alpha; \frac{3}{2}; y_i)}{W(\alpha; \frac{3}{2}; y_i)}$

При достижении порогового значения поля пробоя, количество электронов, покидающих нашу систему за счёт диффузии и тех, которые образовались в результате акта ионизации, оказываются равными.

Количество актов ионизации может быть найдено как $nv_i = \int_0^\infty h_i v_c f 4\pi v^2 dv = 4\pi \frac{e}{m} \left(\frac{2e}{m}\right)^{\frac{1}{2}} \int_{u_i}^\infty h_i v_c f u^{\frac{1}{2}} du$, где h_i – эффективность ионизации. Очевидно, что h_i равно 0 для энергий электрона меньших, чем энергия ионизации. Подставим значение $h_i v_c f$ из уравнения на функцию распределения электронов и проинтегрируем по энергиям, используя равенство нулю функции распределения и её производной на бесконечности, было получено выражение [14]:

$$nv_i = \frac{2\pi}{3} \left(\frac{2e}{m}\right)^{5/2} \frac{E_e^2}{v_m^2} \left(u^{3/2} \frac{df}{du}\right)_{u_i}$$

Аналогичным образом, количество электронов, которые ушли из системы за счёт диффузии, задаётся формулой:

$$nD = \frac{2\pi}{3} \left(\frac{2e}{m}\right)^{5/2} \int_0^{u_i} \frac{f u^{3/2}}{v_c} du$$

С учетом обезразмеривания коэффициентов y, w и u , которые были сделаны ранее, отношение коэффициента диффузии D к частоте ионизации примет вид:

$$\frac{D}{v_i} = \left(\frac{M}{3m}\right)^2 \frac{u_c^2 \delta^2}{E_e^2} \frac{\int_0^{y_i} f y^{3/2} dy}{y^{3/2} \frac{df}{dy}}$$

После нескольких нетрудных вычислений может быть получено уравнение:

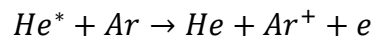
$$\frac{D}{v_i} = \Lambda^2 \left[M \left(\alpha; \frac{3}{2}; y_i \right) e^{-\frac{2}{3}\alpha y_i} - 1 \right]$$

Так же, учитывая критерий пробоя Таунсенда, где пробой происходит при $v_i > \frac{D}{\Lambda^2}$, граничное пробойное поле может быть найдено из условия $\frac{D}{v_i} = \Lambda^2$.

Из этого было получено [14] более простое уравнение, описывающее пробой:

$$M \left(\alpha; \frac{3}{2}; y_i \right) e^{-\frac{2}{3}\alpha y_i} = 2$$

В эксперименте, который лёг в основу данной диссертации, был исследован другой газ, а именно смесь He-Ar. Она имеет схожие свойства с Hg газом. Аналогично электрон набирает свою энергию на столкновениях с атомами гелия до энергии 19.4 эВ, после этого возбуждая метастабильный уровень. Далее происходит эффект Пеннинга, ионизация аргона возбуждённым атомом гелия:



Однако, этот процесс имеет меньшее сечение реакции (рис. 40), примерно в 20 раз меньшее, чем для реакции He-Hg, поэтому предположение, что ионизация за счёт эффекта Пеннинга происходит мгновенно, оказывается неверным. Из-за этого поле пробоя смеси HeAr окажется больше, нежели для Hg газа.

Эксперименты по пробую смеси He-Ar были проведены на стенде с гиротроном, имеющим частоту греющего излучения 0.263 ТГц и максимальной мощностью 1 кВт. Разряд зажигался как в свободном пространстве, так и над медной пластиной. Для таких условий пробоя была рассчитана пробойная кривая, но расчёт проводился в предположении, что процесс ионизации из-за эффекта Пеннинга происходит мгновенно, так как до конца не ясно, каким образом возможно описать не мгновенную ионизацию атома аргона возбуждённым атомом гелия. Это, конечно же, не является точным решением, а лишь позволяет с хорошей точностью дать оценку величине пробойного поля. Расхождение теоретических и экспериментальных данных можно объяснить именно этим допущением. Экспериментально полученные точки и теоретическая кривая представлены на рис. 41.

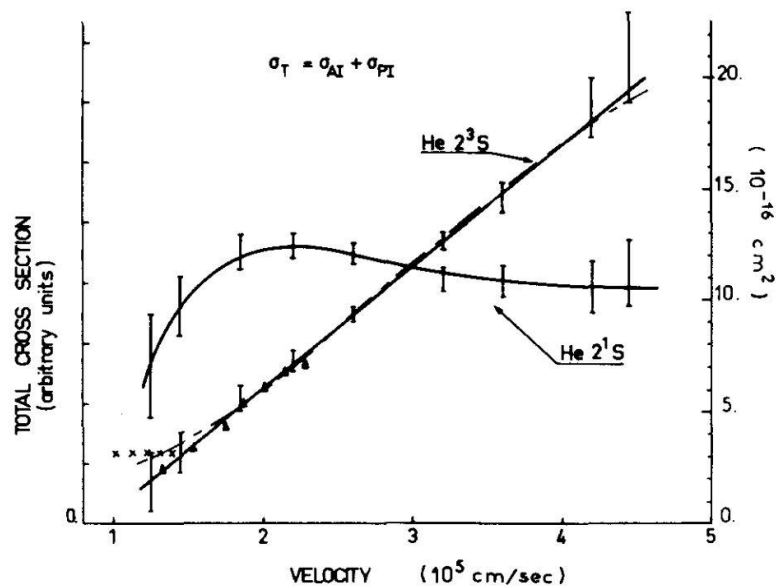


Рисунок 40. Зависимость сечения ионизации Ag метастабильными возбуждёнными атомами He в зависимости от скорости возбуждённых частиц [64].

2) В качестве второго метода упрощения пробоя предлагается использовать металлическую пластину. При падении на неё электромагнитной волны греющего излучения вблизи металлической поверхности устанавливается структура стоячей волны, в пучностях которой наблюдается двукратное увеличение напряжённости электрического поля, которое может превышать порог пробоя в тех случаях, когда самостоятельный пробой невозможен.

3) В качестве третьего способа упрощения пробоя было выбрано создание вспомогательного искрового разряда, который поджигался вблизи перетяжки пучка и существенно снижал порог пробоя. Данный факт объясняется тем, что искра создаёт в окрестности перетяжки пучка предплазму с концентрацией электронов порядка 10^9 см^{-3} . Данная концентрация была получена путём оценки проводимости плазмы, образуемой в зазоре между электродами высоковольтного генератора. Тем самым, электронная лавина ТГц разряда развивается уже в присутствии предплазмы. Данной величины фоновой концентрации оказывается достаточно, чтобы механизм диффузии сменился на амбиполярный.

Предположение об амбиполярности диффузии справедливо в случае слабоионизованной плазмы, когда основным является трение электронов и ионов о неподвижные нейтральные атомы и молекулы, а также в случае, когда радиус Дебая оказывается меньше характерных размеров разрядной области. Поскольку ТГц разряд имеет минимум пробойной кривой в области 100-1000 торр, что соответствует концентрации нейтральных частиц порядка

10^{19} см^{-3} , поэтому такую плазму можно считать слабоионизованной. Порог возникновения амбиполярного механизма диффузии можно оценить из равенства радиуса Дебая и геометрических размеров разряда. При размерах перетяжки пучка в 1мм, соответствующий радиус Дебая достигается при концентрации плазмы порядка $10^5 - 10^6 \text{ см}^{-3}$.

Поскольку речь идёт о пробое импульсами больших длительностей, больших чем время диффузионного ухода электрона. При этом необходимая для наступления пробоя частота ионизации будет определяться только неупругими потерями и частотой диффузии электрона, и не будет зависеть от длительности импульса. Поэтому электрическое поле пробоя, определяющее темп ионизации, существенным образом меняется при смене типа диффузии.

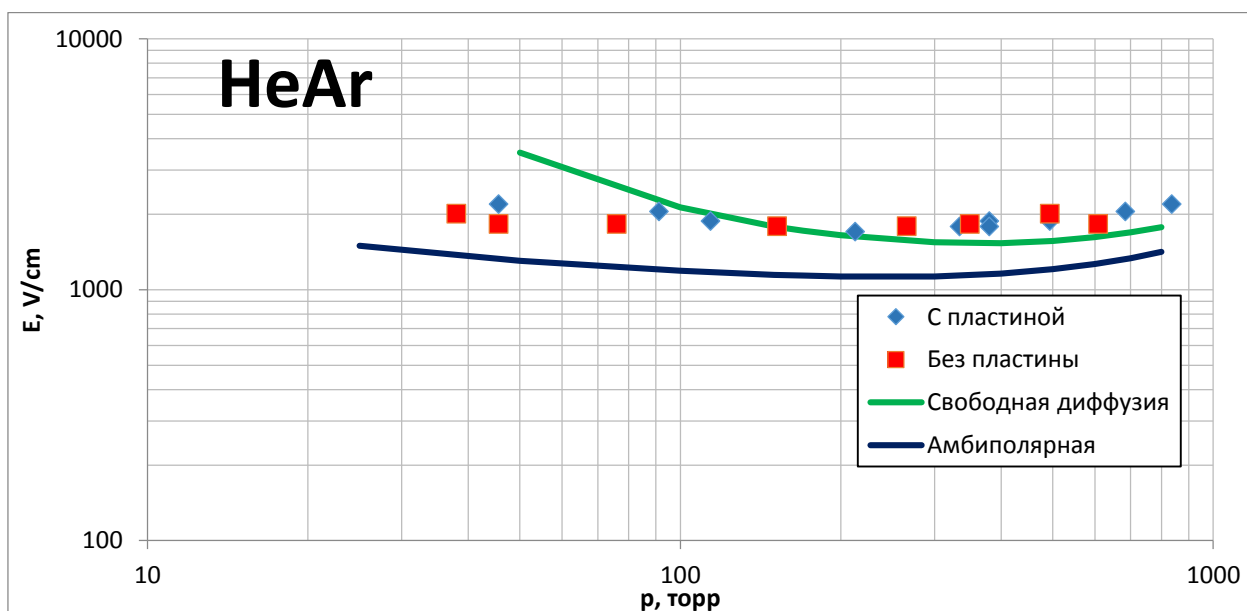


Рисунок 41. График зависимости пробойного поля смеси HeAr от давления с частотой греющего излучения 0.263 ТГц при наличии вспомогательного искрового разряда. Сплошные кривые – теоретический расчёт. Красные и синие точки – экспериментальные данные по пробое с установленной медной пластинкой в фокусе зеркала и без неё.

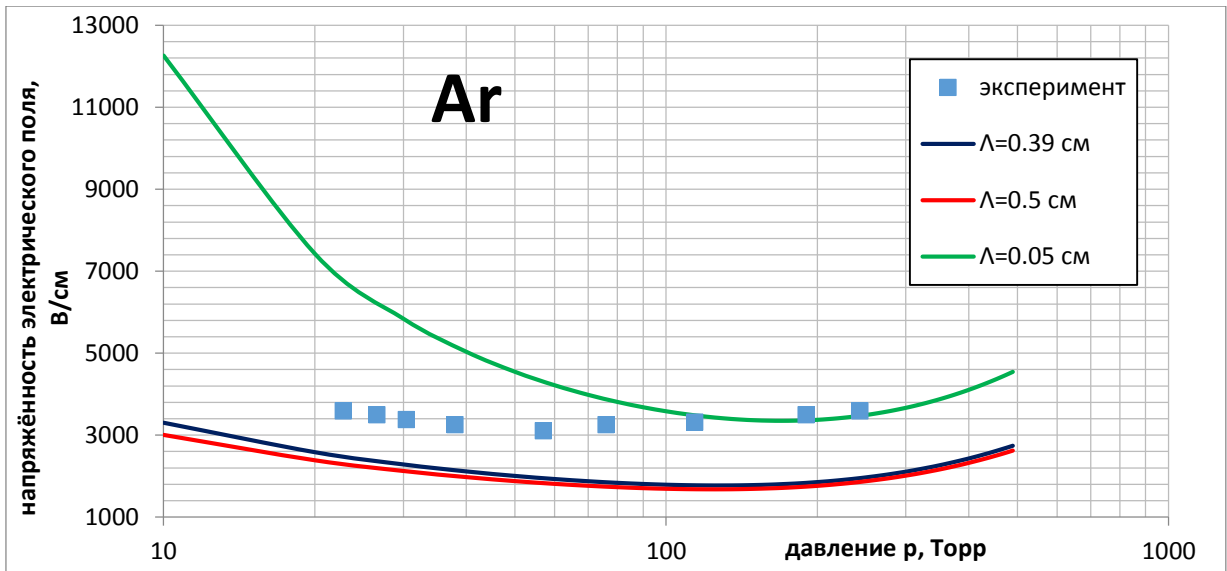


Рисунок 42. Расчётные пробойные кривые для аргона (Ar), а также экспериментальная кривая, полученные для непрерывного гиротрона с частотой излучения 0.263 ТГц и при наличии вспомогательного искрового разряда. Диффузионные длины 0.39 см и 0.5 см соответствуют двум геометриям задачи. Диффузионная длина 0.05 см отвечает свободному механизму диффузии электронов.

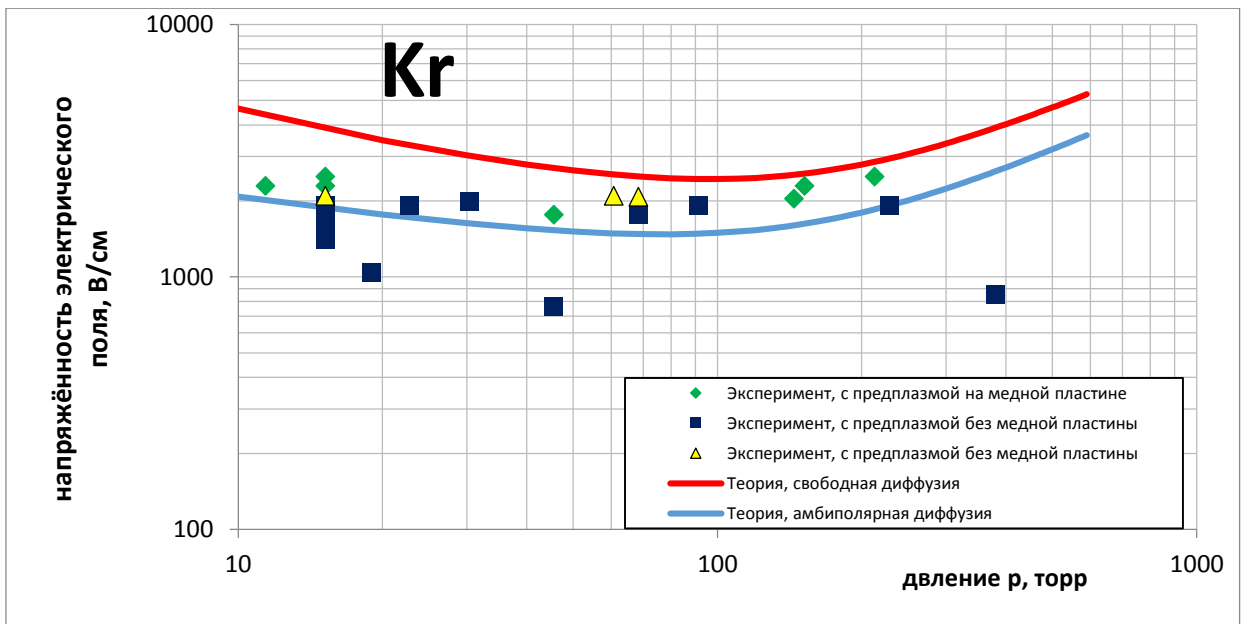


Рисунок 43. Расчётные пробойные кривые для Криптона, а также точки – результаты эксперимента, полученные для непрерывного гиротрона с частотой излучения 0.263 ТГц и при наличии вспомогательного искрового разряда.

Стоит заметить, что теоретически рассчитанная пробойная кривая на рис. 42 и рис. 43 в случае учёта амбиполярности диффузии имеет незначительные различия в величине пробойных полей с экспериментально полученными данными при наличии предплазмы искрового разряда. Однако обе зависимости демонстрируют как схожее поведение, так и положение минимумов пробойных кривых. Данный факт подтверждает предположение о том, что наличие предплазмы сменяет механизм диффузии на амбиполярный.

Также была проведена вторая серия экспериментов, в качестве источника излучения в которых был выбран гиротрон с частотой излучения 1 ТГц (рис. 44), максимальная мощность которого составила 1.2 кВт в импульсе длительностью 8 мкс [65]. Излучение аналогичным образом было сфокусировано внутрь вакуумной камеры, и сфокусировано до перетяжки с размерами порядка $3\lambda = 0.9$ мм. Во время эксперимента была возможность регистрировать мощность выходного излучения гиротрона (рис. 45). Конструкция вакуумной камеры позволяла проводить оптическую диагностику плазмы разряда через боковой фланец, выполненный из стекла (рис. 46).



Рисунок 44. Фотография гиротрона генерирующий излучение частотой 1ТГц

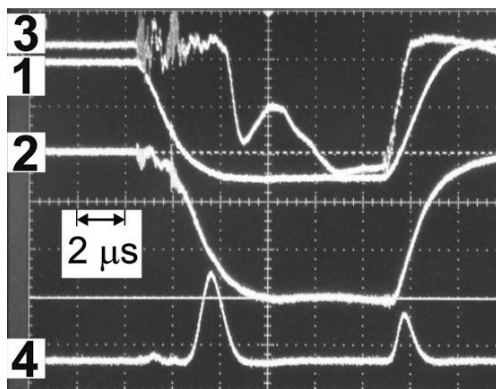


Рисунок 45. Осциллограммы: 1 – напряжение на катоде гиротрона, 2 – катодный ток, 3 – мощность излучения с частотой 1 ТГц, 4 – мощность побочной моды

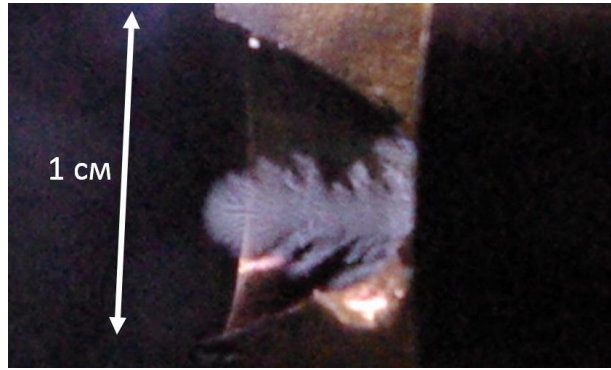


Рисунок 46. Интегральная по времени фотография ТГц разряда в газе аргоне при фоновом давлении 760 торр инициированного греющим излучением с частотой 1 ТГц и мощностью 1.2 кВт в импульсе длительностью 8 мкс.

Поскольку длительность импульса гиротрона недостаточно короткая, то возможна ситуация, когда диффузия электронов окажется существенной, и электронная лавина не сможет развиться за время импульса. То есть, в нестационарном критерии Таундсенда приходится учитывать оба слагаемых, связанных с эффективными потерями

$$\frac{1}{\tau_{pulse}} \ln \left(\frac{n_1}{n_0} \right) = \nu_i - \nu_d$$

Чтобы оценить, начиная с какой длительности импульса его можно считать коротким, и эффекты, связанные с длительностью импульсами, стали превалировать над диффузионным уходом, были вычислены пробойные кривые для различных длительностей импульсов греющего излучения (рис.47).

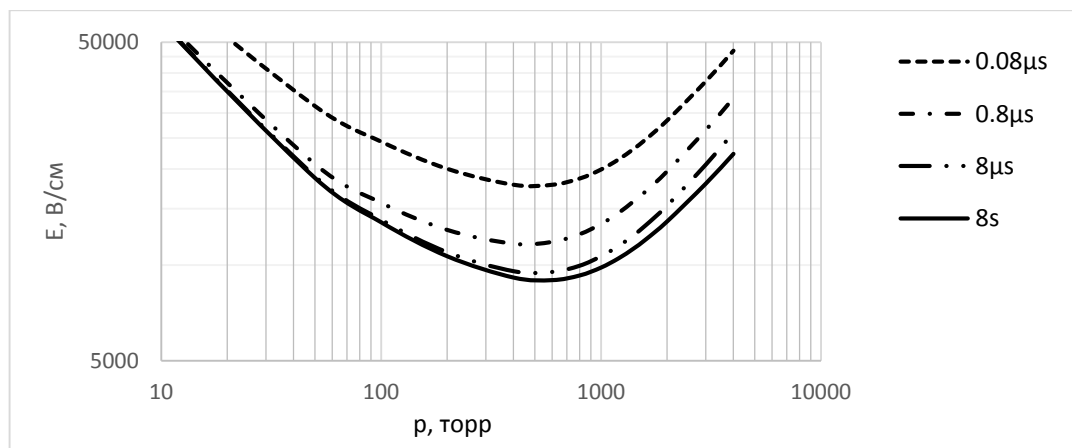


Рисунок 47. Графики зависимости порогового поля пробоя для греющего излучения частотой 1 ТГц для различных длительностей импульсов греющего излучения и поперечных размеров пучка равных 0.9 мм.

Из графиков видно, что поле, отвечающее длительностям импульсов 8 мкс и 8 с, почти не различимо. То есть, при пробое импульсами длительностями свыше нескольких микросекунд, можно не учитывать эффекты, связанные с временем нарастания лавины, так как эффекты, связанные с диффузией электронов, оказываются преобладающими. Мощность гиротрона оказалась недостаточной для самостоятельного пробоя газов, поэтому для упрощения пробоя так же был использован вспомогательный искровой разряд.

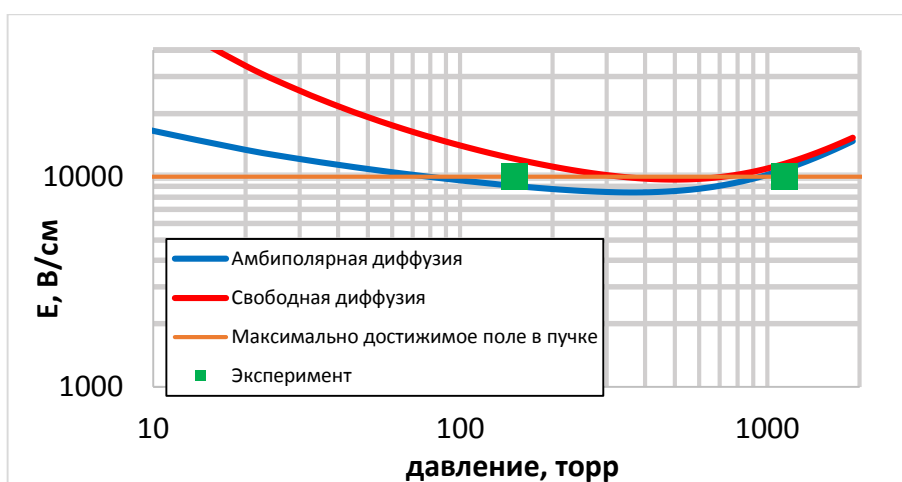


Рисунок 48. Графики зависимости порогового поля пробоя для греющего излучения частотой 1ТГц длительностью 8 мкс и поперечных размеров разряда, равного 0.9 мм в случае свободной и амбиполярной диффузии.

Хотя в данном эксперименте и не удалось экспериментально установить зависимость пробойного поля от давления, однако полученные граничные значения давления существования разряда при наличии предионизации хорошо описываются теорией пробоя при учёте амбиполярности диффузии (рис. 48).

1.3.6 Пробой в молекулярных газах

1) Описание разряда в кислороде

Для описания разряда в кислороде и других электроотрицательных газах нельзя ограничиваться рассмотрением уравнения отвечающем лишь концентрации электронов. Балансная система уравнений для концентрации электронов и отрицательных ионов запишется следующим образом:

$$\begin{cases} \frac{dn_e}{dt} = n_e \nu_i + n_i^- \nu_{det} - n_e \nu_{at} - n_e \nu^* - n_e \frac{D}{\Lambda^2} \\ \frac{dn_i^-}{dt} = n_e \nu_{at} - n_i^- \nu_{det} - n_i^- \frac{D_i^-}{\Lambda^2} \end{cases}$$

, где n_e – концентрация электронов, n_i^- – концентрация отрицательных ионов, ν_i – частота ионизации, ν_a – частота прилипания электрона к нейтралу, ν_{det} – частота отлипания электрона от отрицательного иона, ν^* – частота возбуждения нейтрала. Частота ионизации была взята соответственно статье [66], частота отлипания из работы [59]. Положительные ионы в данном случае не рассматривались, так как связанный с ними процесс рекомбинации являлся малой добавкой к основному механизму потерь электронов. Начальные условия для данной системы были положены $n_e [\text{см}^{-3}] (t = 0) = 10$, $n_i^- [\text{см}^{-3}] (t = 0) = 0$. Считалось, что разряд произошёл, если за время $40 * 10^{-6}$ сек (характерное время импульса) концентрация достигла критической ($n_{crit} [\text{см}^{-3}] = \frac{m\omega^2}{4\pi e} = 1.24 * 10^{10} \{f [\text{ТГц}]\}^2$) для данной частоты излучения, которая в случае частоты 0.67 ТГц составила $n_{crit} = 5 * 10^{15} \text{см}^{-3}$. Система решалась численно FDTD методом, результаты вычислений приведены на рис. 49.

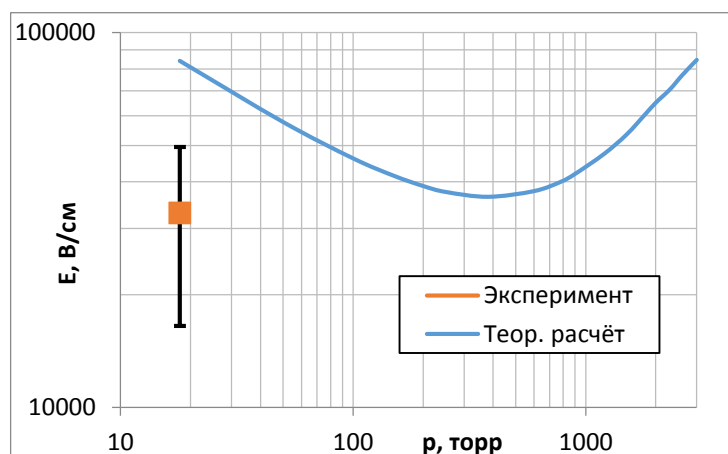


Рисунок 49. Рассчитанный график зависимости пробойного поля от давления для газа кислорода с учётом прилипания и отлипания для частоты греющего излучения 0.67 ТГц.

2) Исследование разряда в азоте

В отличие от кислорода, основным механизмом потери энергии электронов является возбуждение колебаний молекулы N_2 (рис. 50) [67]. Поэтому для расчёта пробойной кривой было использовано уравнение аналогичное критерию пробоя Таунсенда.

$$\nu_{i\,eff}(E, p) - \frac{D(E, p)}{\Lambda^2} = 0$$

, где $\nu_{i\,eff}$ - эффективная частота ионизации, в которую заложены все потери на возбуждения колебаний и возбуждённых электронных состояний, D - коэффициент диффузии, Λ - диффузионная длина. В качестве эффективной частоты возбуждения молекулярного колебания было взято её табличное значение, но в случае нахождения молекулы в постоянном поле E и концентрации нейтралов N . Величина стационарного поля выбиралась равной значению эффективного поля в плазме $E^2 = E_{eff}^2 = E_0^2 \frac{v_m^2}{v_m^2 + \omega^2}$.

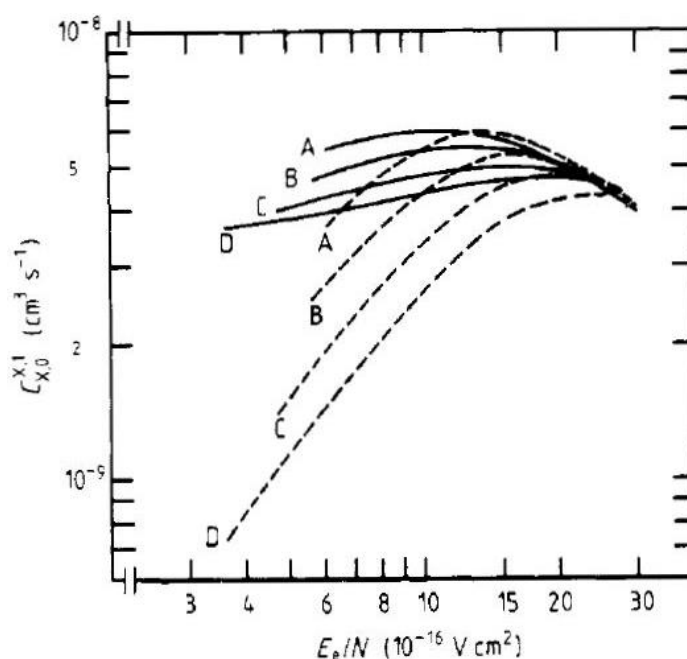


Рисунок 50. Частота возбуждения колебательного состояния C_{x1} молекулы N_2 из основного C_{x0} состояния, отнесённая к концентрации в зависимости от параметра E_{eff}/N . Сплошные кривые для температуры возбуждённого колебательного состояния $T_v = 4000 \text{ }^\circ\text{K}$. Пунктирные для $T_v = 400 \text{ }^\circ\text{K}$. Кривые А-Д получены для различных соотношений частоты греющего излучения к транспортной частоте столкновений:

$$(A) \frac{\omega}{\nu_t} = 0; (B) \frac{\omega}{\nu_t} = 0.42; (C) \frac{\omega}{\nu_t} = 0.83; (D) \frac{\omega}{\nu_t} = 1.67 [67]$$

В данной работе был проведён эксперимент по пробую азота и были сняты зависимости пороговой напряжённости электрического поля пробоя от давления (рис. 51).

Эффективная частота ионизации была получена как $\nu_{i\,eff} = \nu_i(E_{eff}) - \nu^*(E_{eff}) - \nu_{ex}(E_{eff}, \omega) + \nu_{det}$, где $\nu_i(E_{eff})$ – частота ионизации, взятая из табличных значений зависимости ν_i от постоянного поля E , с заменой величины данного электрического поля на его эффективное значение $E_{eff}^2 = E^2 \frac{\nu_m^2}{\nu_m^2 + \omega^2}$, $\nu^*(E_{eff})$ – частота электронного возбуждения, $\nu_{ex}(E_{eff}, \omega)$ – частота возбуждения молекулярных колебаний согласно [67], ν_{det} – частота отлипания электронов от отрицательных ионов. При сравнении экспериментальных данных и данных расчёта было показано, что они показали удовлетворительное совпадение как в абсолютной величине пороговой напряжённости поля пробоя, так и в положении минимума пробойной кривой. Несовпадение их можно объяснить тем, что для данной упрощённой модели могли быть не учтены некоторые каналы потерь электронов. Однако учёта диффузии, возбуждения электронным ударом и возбуждения молекулярных колебаний оказывается достаточно для описания пробоя.

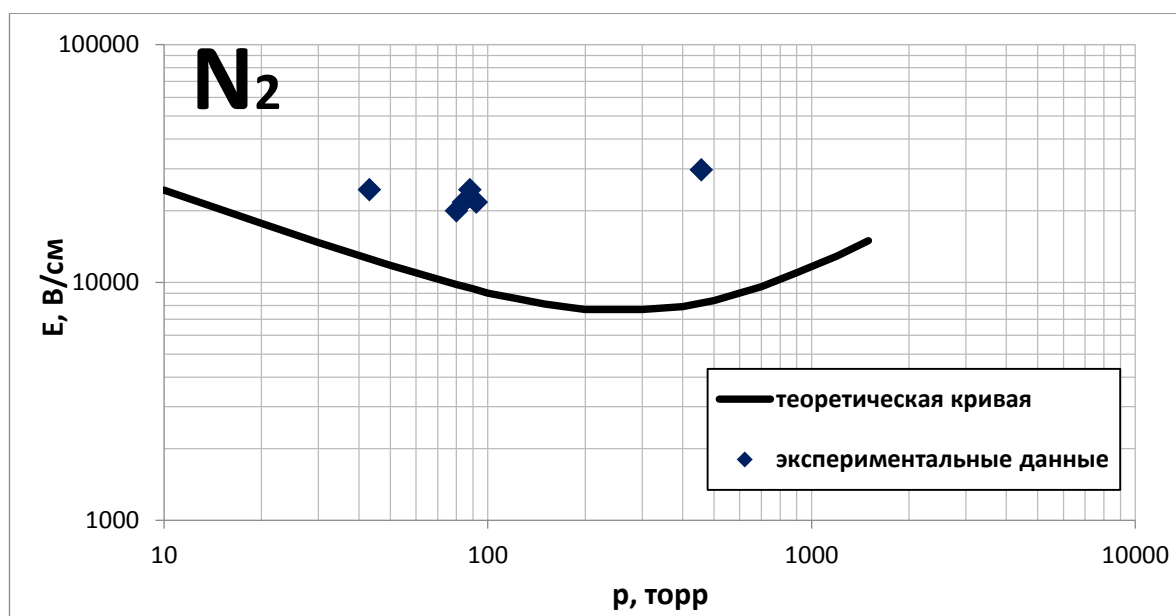


Рисунок 51. График зависимости пороговой напряжённости электрического поля пробоя от давления для газа азота. Сплошная линия – теоретический расчёт. Точки – данные эксперимента. Частота греющего излучения 0.25 ТГц длительность импульса 40 мкс.

1.4 Результаты главы

- 1) Впервые были проведены эксперименты по пробоем газов 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 пробоем 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.

Глава 2. Исследование распространения разряда в пучках ТГц частот

В данной главе рассматриваются процессы поддержания низкотемпературной плазмы и эффекты распространения разрядов, то есть те процессы, в которых происходит превращение в плазму новых масс холодного газа, находящихся во внешнем осциллирующем электромагнитном поле. Результатом этого распространения и является превращение вещества в плазму, как и при обычном пробое, однако распространение разряда может происходить и в области допробойных полей – в области, где самостоятельный разряд не может быть реализован из-за низкой напряжённости электрических полей. Это означает, что динамика пространственного развития разряда так же является объектом отдельного фундаментального исследования [34].

Существует множество процессов, которые ведут к ионизации в слоях, соприкасающихся с плазмой: нагрев ударной волной, теплопроводность или перенос теплового излучения с термической ионизацией газа, непосредственная ионизация атомов излучением плазмы или возбуждение нейтралов с их последующей ионизацией и др. Повышенная концентрация электронов в слоях прилежащих к плазме так же ведёт к большему поглощению падающего излучения, и в новых слоях также будет выделяется много энергии, ионизация охватит последующие слои и т.д. Другими словами, плазма разряда будет распространяться по веществу.

Причём, вовсе не обязательно, чтобы сам разряд перемещался в пространстве — достаточно пропускать с большой скоростью газ через плазму разряда, тогда в системе отчёта связанной с экспериментатором, плазма разряда будет стоять на месте. Это активно применяется в плазмотронах и устройствах, предназначенных для непрерывной генерации плазмы.

Очевидно, что тенденция к распространению разрядов наблюдается только при соответствующих условиях. Например, интенсивности сфокусированного пучка может хватить лишь для поддержания разряда в какой-то области. Потока энергии может оказаться достаточно только для компенсации потерь энергии из данной области плазмы, но не достаточной для превращения новых слоев газа в плазму. В этих случаях не происходит генерации новых слоёв плазмы, а лишь поддержание её. Стоит отметить, что для поддержания и распространения разрядов достаточны сравнительно небольшие поля, гораздо меньшие, чем те, которые необходимы для пробоя газа.

Распространение плазмы разряда имеет некоторые закономерности и основной задачей теоретических исследований – это вычисление скорости распространения и параметров получаемой плазмы разряда в зависимости от внешних параметров, при этом, характеры распространения могут сильно отличаться.

2.1 Результаты экспериментов по изучению распространения разрядов

Для исследования распространения разрядов были использованы экспериментальные стенды с гиротронами с частотами излучения 0.263 ТГц, 0.25 ТГц, 0.67 ТГц. Скорость распространения была измерена несколькими способами

1) Измерение скорости распространения по сигналу с фотодетекторов.

Для измерения скорости распространения на установке с гиротроном имеющим частоту излучения 0.67 ТГц был использован метод определения средней скорости по задержке сигналов с фотодетекторов, сколлимированных в различные части разряда. Считалось, что разряд происходит в области повышенной напряжённости поля в параболе и начинает распространяться из области перетяжки навстречу падающему греющему излучению. В качестве фотодетекторов были использованы DET36A и DET30A – схожие кремниевые фотодетекторы, предназначенные для детектирования излучения в диапазоне 350-1100 нм. Площадь активной области фотодетектора 3.6x3.6 мм (13мм²).

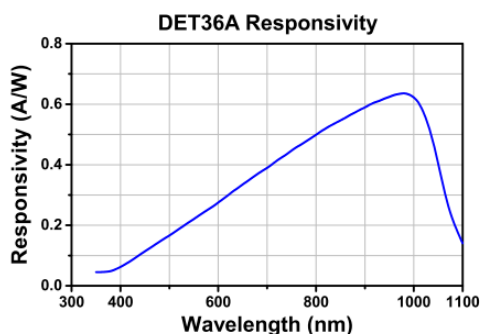


Рисунок 52. Спектральная чувствительность фотодетектора DET36A.

Фотодетекторы отстояли друг от друга на расстоянии 5 см, один фотодетектор был сколлимирован строго на начало разряда, второй – сколлимирован на расстоянии 5 см от начала разряда (см. рис. 53). Сигналы с фотодетекторов и высоковольтный импульс катода гиротрона с делителя напряжения поступали на осциллограф (рис. 54). Для уменьшения шумов на обрабатываемых осциллограммах, к сигналам был применен цифровой НЧ фильтр с частотой пропускания 10 МГц. По временному интервалу между сигналами, полученными с фотодетекторов, можно было судить о времени, за которое фронт плазмы распространился на расстояние, равное расстоянию между детекторами.

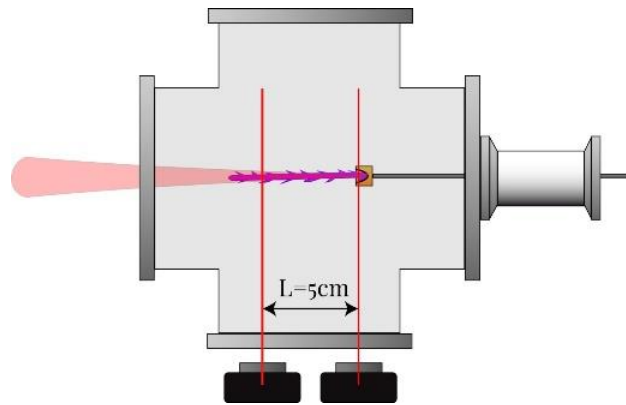


Рисунок 53. Схема эксперимента по исследованию распространения разряда по временному интервалу между сигналами.

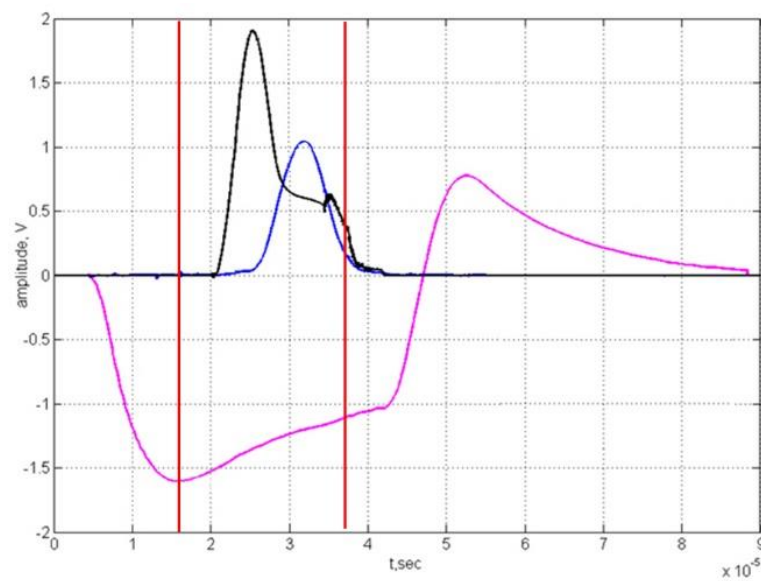


Рисунок 54. Характерная осциллограмма, полученная в эксперименте по исследованию распространения разряда по временному интервалу между сигналами с фотодетекторов. Розовая кривая – зависимость высокого напряжения на гиротроне от времени, чёрная кривая – сигнал с первого фотодетектора, сколлимированного в начало разряда, синяя кривая – сигнал со второго детектора. Вертикальные красные прямые – начало и окончание генерации излучения гиротрона.

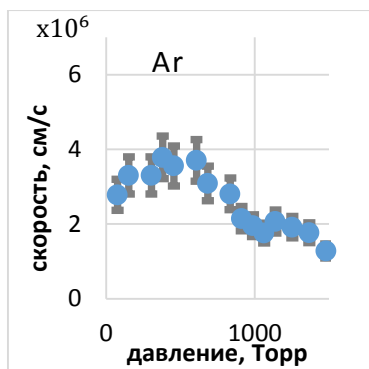


Рисунок 55. Зависимость скорости распространения разряда в газе аргоне в зависимости от фонового давления газа. Частота излучения 0.67 ТГц, мощность 40 кВт.

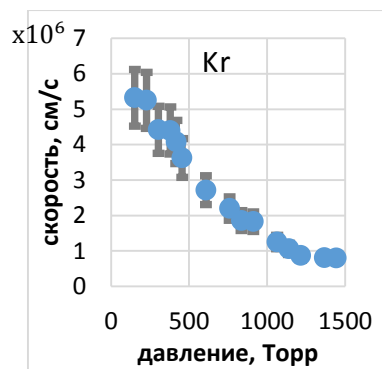


Рисунок 56. Зависимость скорости распространения разряда в газе криптона в зависимости от фонового давления газа. Частота излучения 0.67 ТГц, мощность 40 кВт.

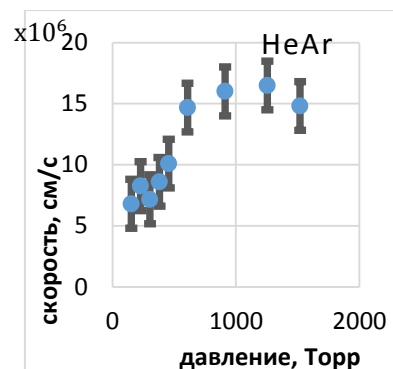


Рисунок 57. Зависимость скорости распространения разряда в смеси газов гелия и аргона в зависимости от фонового давления газа. Частота излучения 0.670 ТГц, мощность 40 кВт.

Скорость распространения разряда была измерена для газов Ar, Kr и смеси HeAr (He 1% и Ar 99%) в широком диапазоне давлений. Данный метод определения скорости и является неточным, однако он позволил оценить порядок величины скорости распространения. Хотя размер чувствительной области кремниевого детектора, как и отверстия в диафрагме составлял всего 1 мм, из-за большого расстояния между плазмой и детектором, область видимости фотодетектора составила 1.5 см в диаметре, вследствие чего данные о скорости, полученные в результате данных экспериментов, могут оказаться завышенными на 20%.

2) Определение скорости по наклону ФЭР-грамм.

Поскольку скорость фронта разряда зависит от локальной напряжённости электрического поля в падающей волне, которое может достаточно сильно меняться на протяжении трассы распространения, поэтому и скорость может существенно меняться по мере продвижения фронта по пучку. Зависимость скорости распространения разряда от напряжённости электрического поля в волне измерялась следующим образом. Изменялась мгновенная скорость в каждой точке пучка, а потом соотносились полученные измерения с вычисленным электрическим полем в конкретной точке.

Для измерения скорости фронта была установлена электронно-оптическая камера ФЭР-27, поле её зрения было направлено перпендикулярно направлению распространения (рис. 58). Данная камера работает по принципу щелевой фотографии. Изображение разряда

формируется объективом на электронно-оптическом преобразователе (рис. 59). Поток электронов с него ускоряется, отклоняется управляющими пластинами развёртки и создаёт видимое изображение на люминоформном экране. На камере имелась возможность менять время развёртки от 100 мкс до 1 мкс. Момент запуска ФЭР синхронизировался с моментом запуска гиротрона.

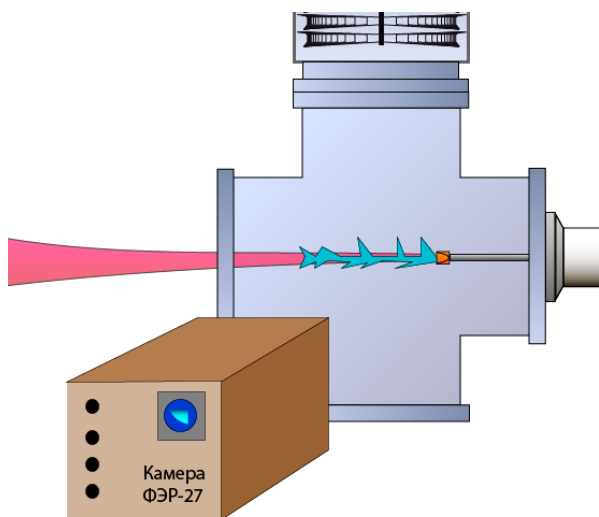


Рисунок 58. Схема эксперимента по исследованию распространения разряда. Ось поля зрения камеры ФЭР направлена поперёк трассы распространения разряда.

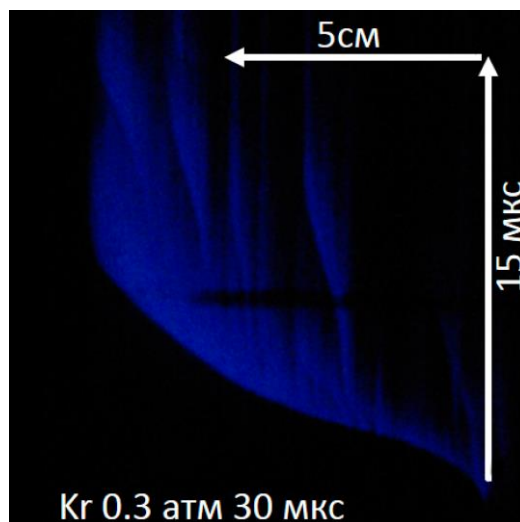


Рисунок 59. Фэрограмма разряда в газе криптона при давлении 0.3 атм. Время развёртки кадра 30 мкс.

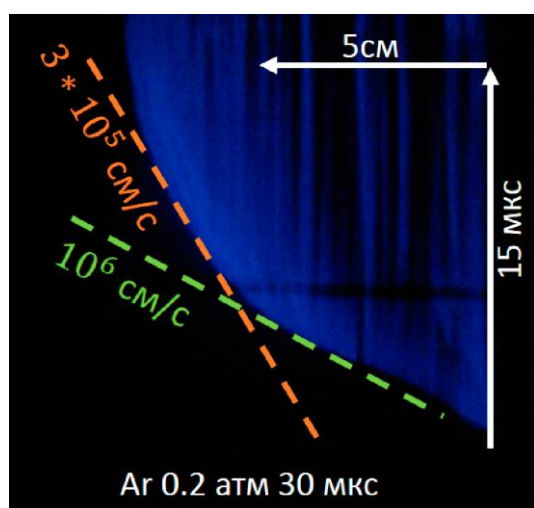


Рисунок 60. Фэрограмма разряда в газе аргоне при давлении 0.2 атм. Время развёртки кадра 30 мкс.

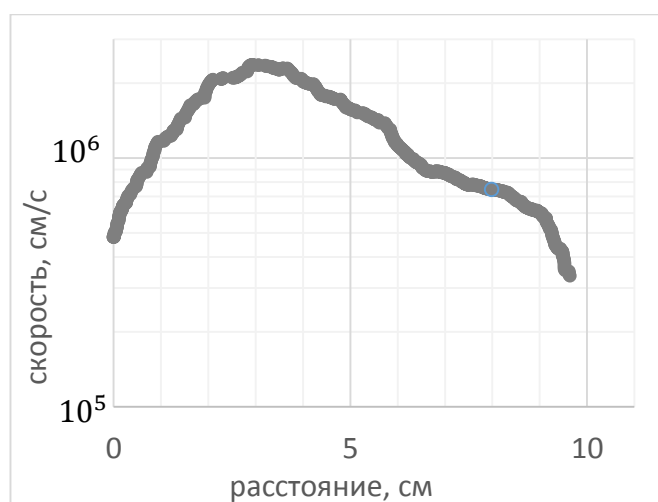


Рисунок 61. Вычисленная скорость разряда в газе аргоне при давлении 0.2 атм в зависимости от пройденного фронтом расстояния.

Чтобы восстановить скорость распространения фронта разряда, в каждой точке была построена огибающая набора экспериментальных точек, а также найдены касательные к ней (рис. 60). По углу наклона касательной, можно судить о величине скорости фронта, а также это позволяет пересчитать зависимость мгновенной скорости фронта (рис. 61) от локального значения электрического поля E . Из ФЭР-граммы видно, что фронт разряда распространяется с неодинаковой скоростью, скорость спадает с ростом расстояния до перетяжки пучка, следовательно, и с уменьшением поля E .

3) Определение скорости по набору сверхбыстрых фотографий.

Ещё одним методом определения скорости распространения разряда на установке с гиротроном с частотой излучения 0.67 ТГц был метод восстановления скорости по мгновенным снимкам со сверхскоростной камеры Nanogate-24.

Nanogate-24 – монохромная электронно-оптическая камера, имеющая минимальную выдержку кадра 20 нс и усиление изображения порядка тысячи при максимальном напряжении на микроканальной пластине. Камера работает в режиме одиночных фотографий и может быть синхронизирована относительно импульса гиротрона.

Во время эксперимента, камера устанавливалась поперёк направления распространения разряда. Поскольку стенки вакуумной камеры были сделаны из нержавеющей стали и отражали часть света, идущего от разряда, на заднюю стенку камеры была установлена чёрная бумага. Каждый снимок – это новый разряд, где время запуска камеры сдвигалось относительно начала импульса гиротрона.

Данный гиротрон с частотой излучения 0.67 ТГц и мощностью 40 кВт имеет принципиально импульсный режим работы, в том числе, для создания магнитного поля в области резонатора используется импульсная катушка, охлаждаемая наливным способом посредством жидкого азота. Поэтому мощность гиротрона и время начала генерации ТГц излучения немного варьируется от импульса к импульсу, из-за тепловых процессов в катушке. Однако при столь больших скоростях распространения, неточность в измерении времени даже порядка десятых долей микросекунд может внести существенную погрешность в проводимые измерения. Вследствие всего вышенаписанного, в эксперименте важно было контролировать время начала разряда. Напротив смотрового окна вакуумной камеры был установлен фотодетектор, сколламированный в начало разряда, чтобы отслеживать время начала свечения плазмы. Многоканальный

осциллограф фиксировал сигнал, как с фотодетектора, так и с затвора высокоскоростной камеры.

Скорость разряда в смеси газов HeAr, измеренная по фотографиям с камеры Nanogate-24, имеет большую погрешность и не приведена на рис. 67. Связано это как с непостоянством времени запуска, так и большой скоростью фронта, что не позволило набрать необходимую статистику измерений.

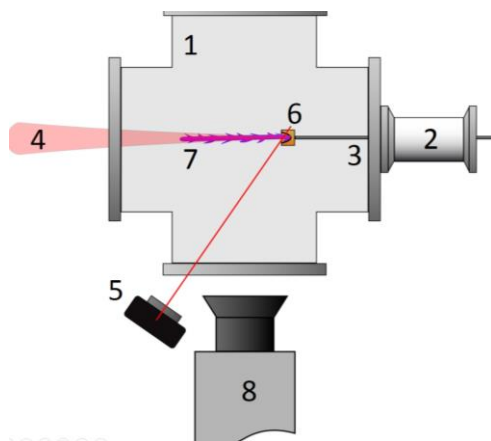


Рисунок 62. Схема эксперимента по исследованию распространению разряда с гиротроном в качестве источника излучения с частотой 0.67 ТГц. 1 – Разрядная камера, 2 – изолятор, 3 – трубка напуска газа, 4 – излучение гиротрона, 5 – фотодетектор, 6 – фокусирующее параболическое зеркало 7 – плазма разряда, 8 - камера Nanogate-24.

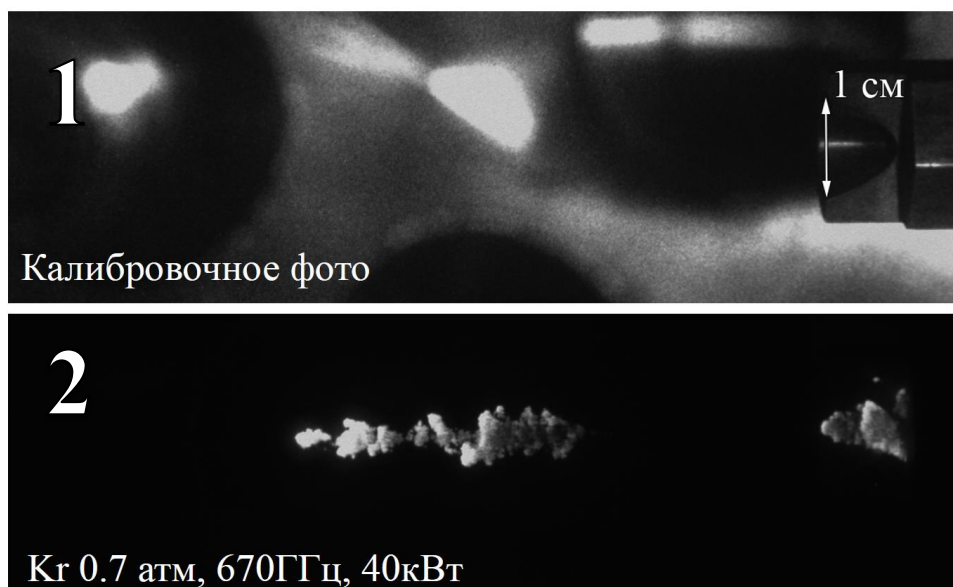


Рисунок 63. Набор изображений, полученных с камеры Nanogate-24. 1 – калибровочное фото с установленной в перетяжку пучка параболическим зеркалом, 2 – фото разряда в газе криптоне при давлении 0.7 атм, длительность выдержки кадра 20 нс.

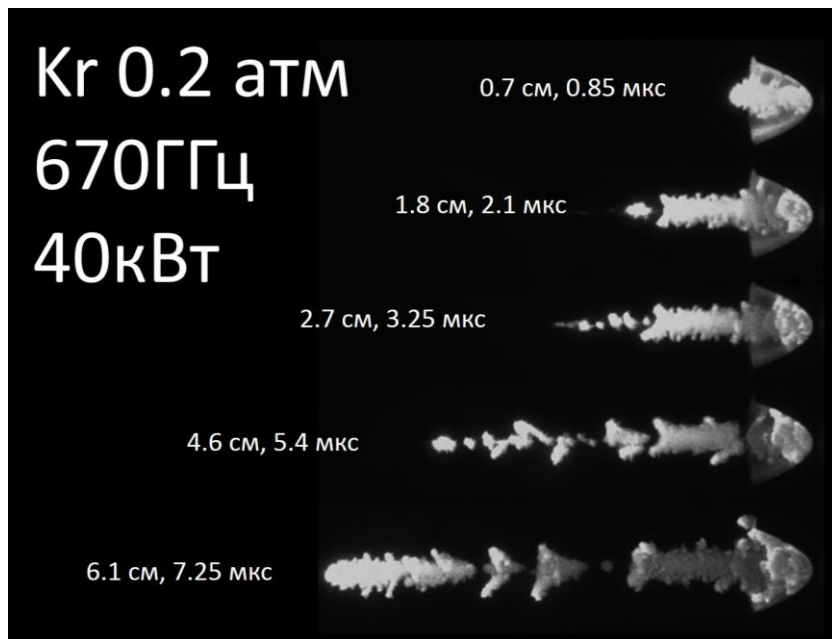


Рисунок 64. Набор изображений, полученных с камеры Nanogate-24 для различных времён задержки кадра относительно начала импульса гиротрона. Длительность выдержки 20 нс. Напротив каждого разряда указана его длина и время задержки снимка относительно начала разряда.

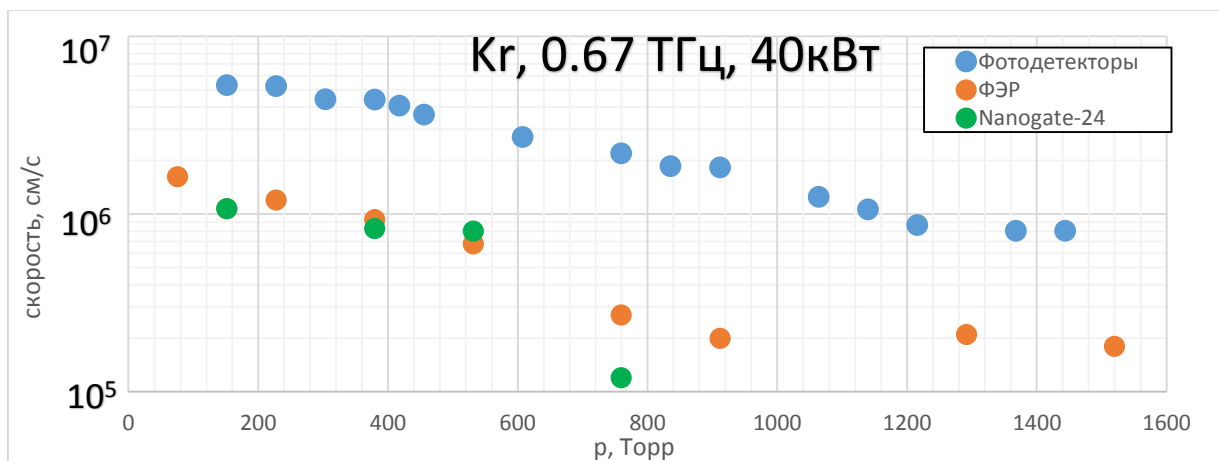


Рисунок 65. Сравнение скоростей распространения в газе криптона в широком диапазоне давлений, измеренных различными способами. Синие точки – скорость, измеренная по фотодетекторам, оранжевые - скорость, измеренная по ФЭР, зелёная – скорость, измеренная по фотографиям с камеры Nanogate-24.

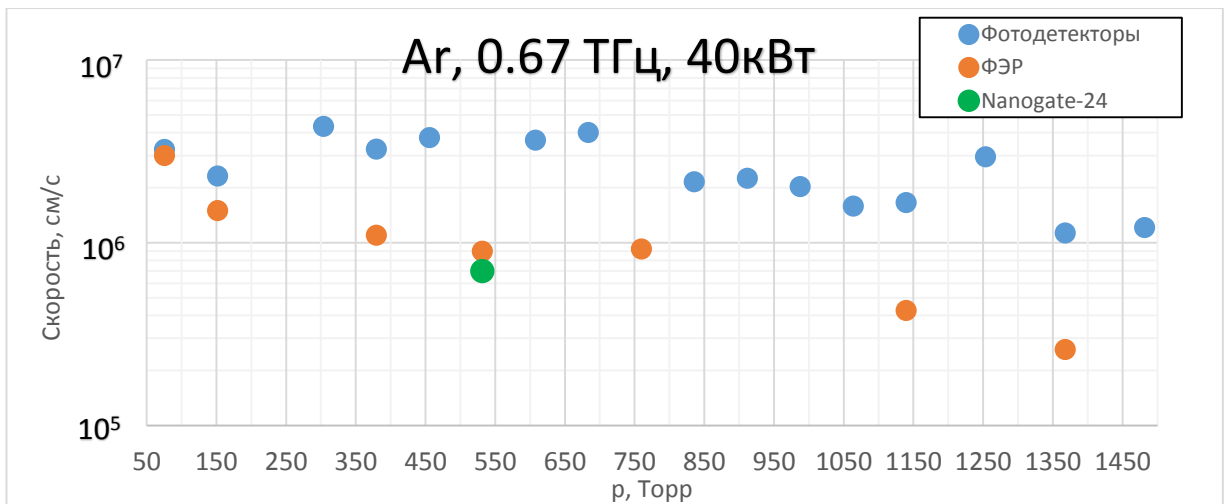


Рисунок 66. Сравнение скоростей распространения в газе аргоне в широком диапазоне давлений, измеренных различными способами. Синие точки – скорость, измеренная по фотодетекторам, оранжевые - скорость, измеренная по ФЭР-программам, зеленая – скорость, измеренная по фотографиям с камеры Nanogate-24.

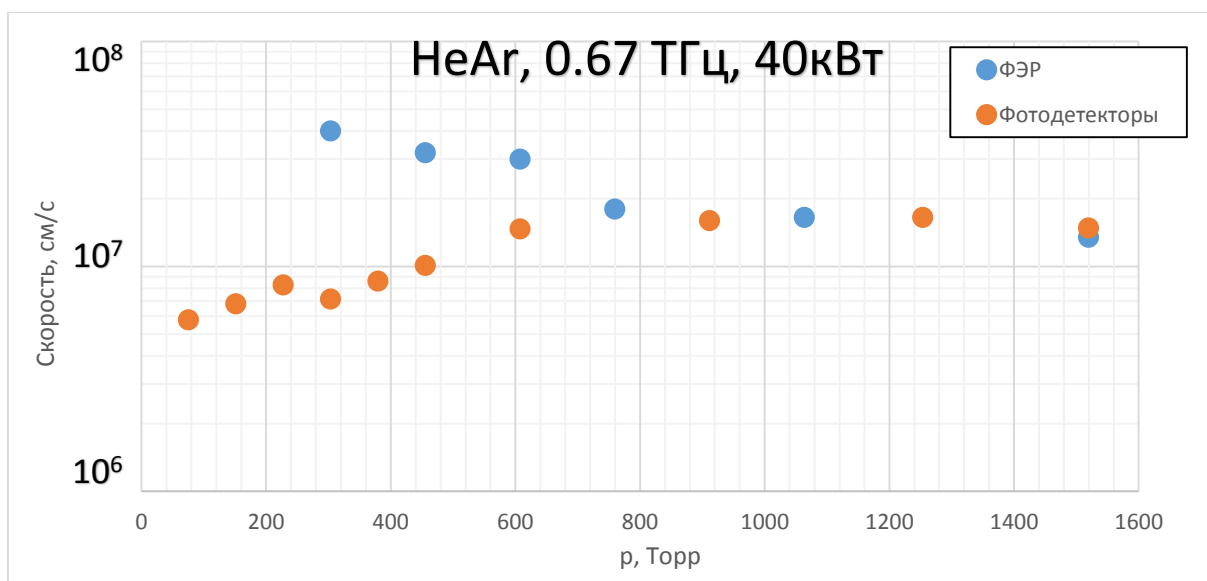


Рисунок 67. Сравнение скоростей распространения в смеси газов HeAr в широком диапазоне давлений, измеренных различными способами. Синие точки – скорость, измеренная по фотодетекторам, оранжевые - скорость, измеренная по ФЭР-программам.

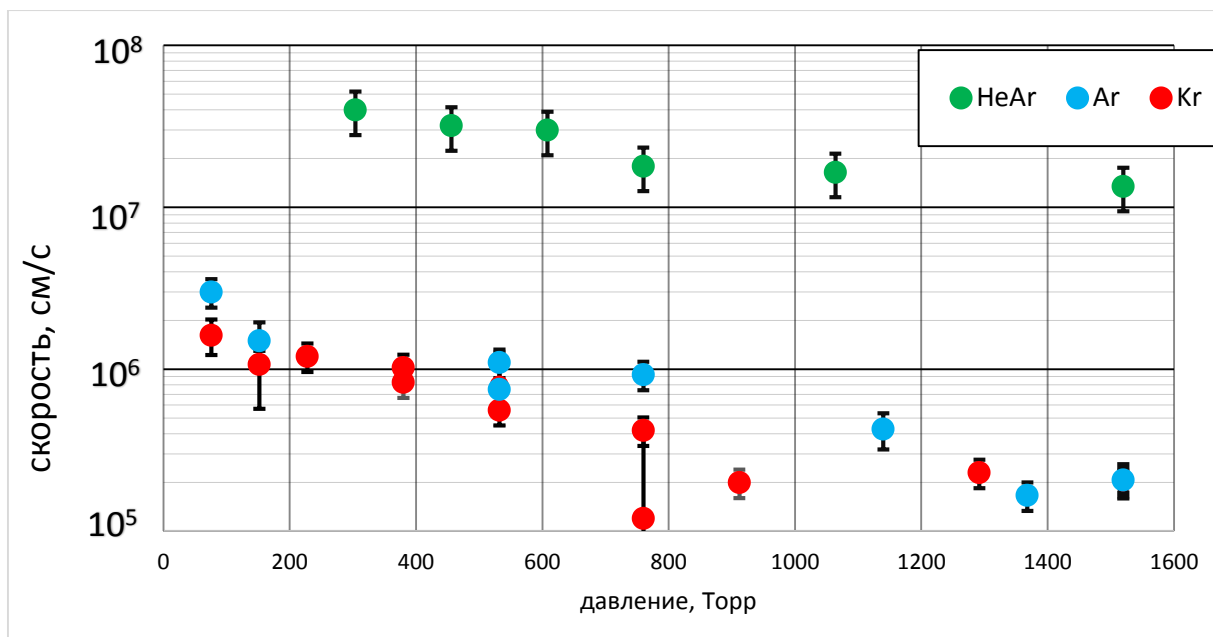


Рисунок 68. Сравнение скоростей распространения в HeAr, Ar и Kr в широком диапазоне давлений, под действием греющего излучения частотой 0.67 ТГц и мощностью 40кВт, измеренная с помощью сверхбыстрой камеры и по фэрограммам.

Для определения скорости разряда при одном давлении было сделано несколько десятков снимков. Скорость разряда была восстановлена по фото с камеры Nanogate, которые были сделаны при нескольких близких временах задержки между началом разряда и временем запуска камеры.

Результаты экспериментов были вынесены на общий график (рис. 68). Как видно из рис. 65-67, скорости, полученные по ФЭР-граммам и по снимкам со сверхбыстрой камеры, имеют хорошее совпадение. В то время как скорости, полученные по сигналу с фотодетекторов, явно завышены. Поэтому скорости распространения, полученные с камеры Nanogate и камеры ФЭР считались приоритетными.

3) Стенд с гиротроном в качестве источника излучения с частотой 0.25 ТГц и мощностью 250 кВт

Установка для измерения скорости распространения с гиротроном с частотой 0.25 ТГц имела схожую конструкцию со стендом для изучения пробоя излучением 0.25 ТГц, за тем лишь исключением, что внутри вакуумной камеры для отслеживания времени начала разряда был установлен фотодетектор. Из-за несовершенства конструкции

квазиоптического тракта перетяжка пучка на стенде оказывалась на уровне нижнего фланца вакуумной камеры. По техническим причинам измерение скорости распространения разряда с помощью камеры ФЭР в этих экспериментах была затруднена. Поэтому скорость распространения была измерена только с использованием метода кадров малой выдержки камеры Nanogate-24 аналогично методу, описанному в предыдущем пункте (рис. 69, 70).

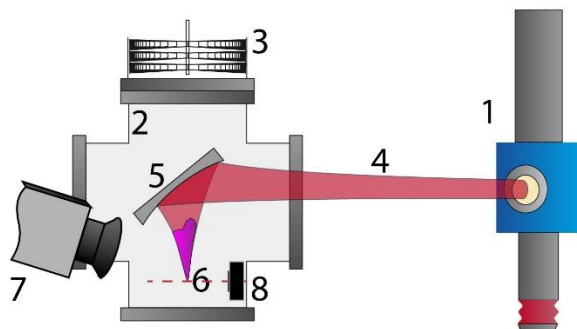


Рисунок 69. Схема установки по изучению распространения разряда с гиротроном с частотой 0.25 ТГц, 1 – гиротрон, 2 – вакуумная камера, 3 – турбомолекулярный насос, 4 – пучок эл.-магн. волн, 5 – фокусирующее зеркало, 6 – область фокуса, 7 – выдержка кадра 20 нс, мощность – камера Nanogate-24, 8 – фотодетектор

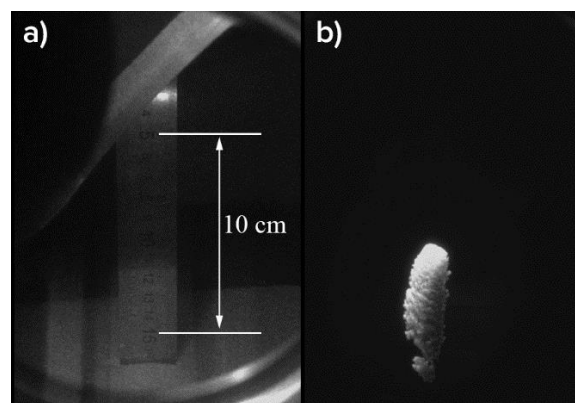


Рисунок 70. Фотографии с камеры Nanogate-24. а) Калибровочное фото с 10 см линейкой, установленной в область разряда б) фото плазмы разряда в газе при давлении 600 торр, мощность излучения 250 кВт с частотой 0.25 ТГц.

При пробое в области больших давлений и максимальной мощности, плазма разряда имеет ярко выраженную нитеобразную структуру. При оптимальных давлениях фонового газа фронт плазмы способен распространяться и в сильнодопробойных полях: как видно из рис. 71, 72 разряд распространяется до фокусирующего зеркала, а затем и в сторону входного окна в вакуумную камеру, где пучок является сильно дефокусированным.

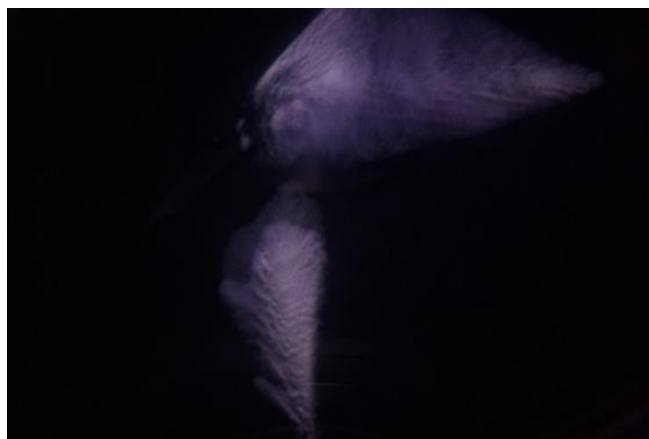


Рисунок 71. Интегральное фото разряда в аргоне при давлении 150 торр, мощность излучения 250 кВт с частотой 0.25 ТГц.

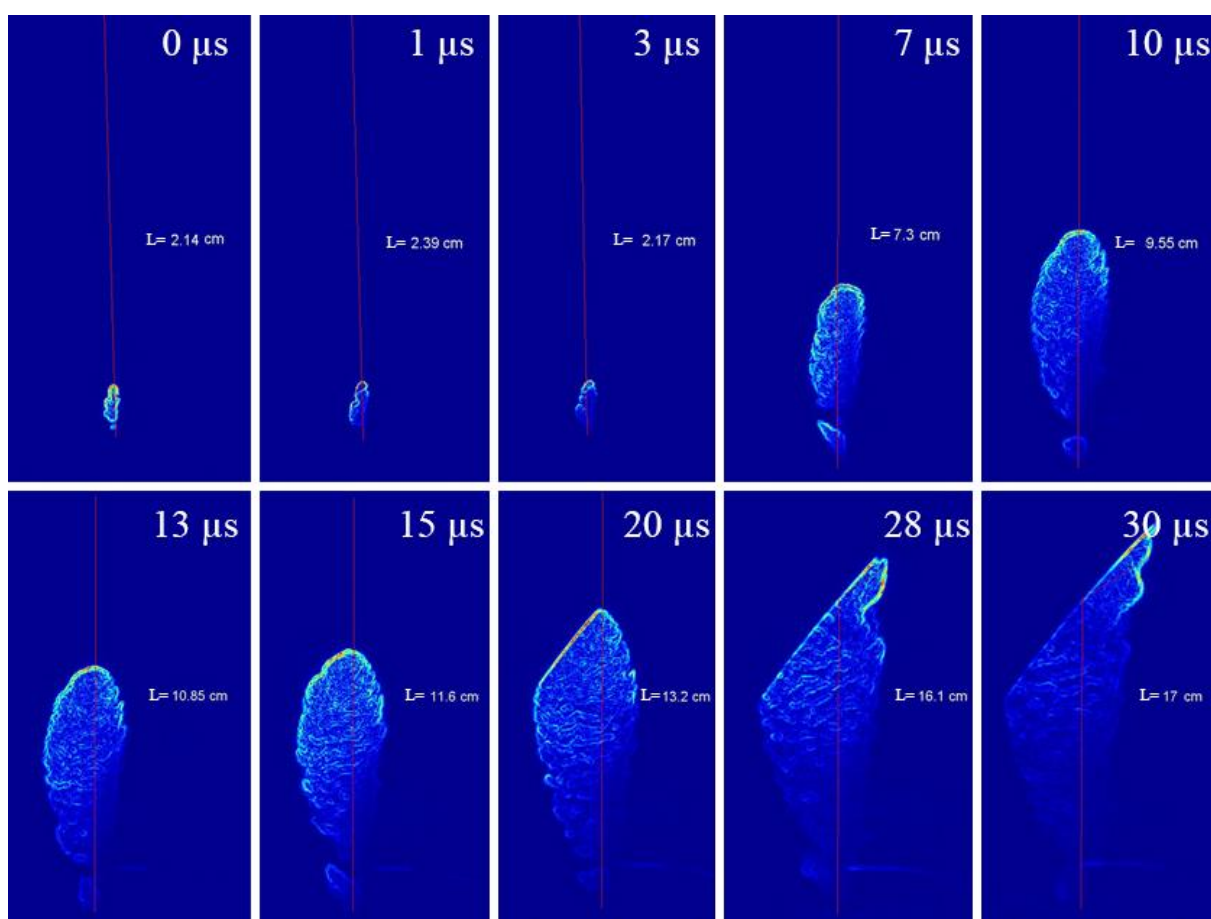


Рисунок 72. Серия снимков с камеры Nanogate-24, к которым применён градиентный фильтр для выявления границ. Снимки сделаны в различное время от начала разряда. Уплотнение разряда в левой верхней части после 20 мкс связано с тем, что съёмка производится сверху под углом, и, как следствие, фокусирующее зеркало перекрывает плазму разряда.

Данные о расстоянии пробега были вынесены на отдельный график, где по наклону аппроксимирующей прямой можно было вычислить среднюю скорость фронта (рис. 73). Аналогичным образом были измерены скорости для газов аргона, криптона, азота, воздуха, кислорода в широком диапазоне давлений.

При построении графиков оказалось, что на большинстве из них можно выделить две характерные области быстрого и медленного распространения (рис. 73). Данная точка для аргона находилась на расстоянии порядка 5-7 см от перетяжки пучка (рис. 74). Исходя из данных о перетяжке пучка, в области фокуса достигается размер перетяжки на уровне $3\lambda = 3 * 0,12 = 0,36$ см, что при мощности излучения 250кВт, соответствует плотности потока энергии $2,5 * 10^6$ Вт/см² и напряжённости электрического поля $3 * 10^4$ В/см. На расстоянии 6см от фокуса зеркала размер перетяжки пучка составил 4 см, что позволяет оценить плотность потока мощности $1,9 * 10^4$ Вт/см², который соответствует электрическому полю $2,6 * 10^3$ В/см.

Если обратиться к рис. 36, можно заметить, что данное поле ($2,6 * 10^3$ В/см) является пороговым для пробоя газа аргона при давлении 0.1 атм. Это даёт основание полагать, что резкое изменение скорости происходит из-за перехода фронта разряда из области пробойных в область допробойных полей. Аналогичным образом были исследованы зависимости скоростей распространения на различных участках в зависимости от мощности греющего излучения для различных газов (рис. 75, 76).

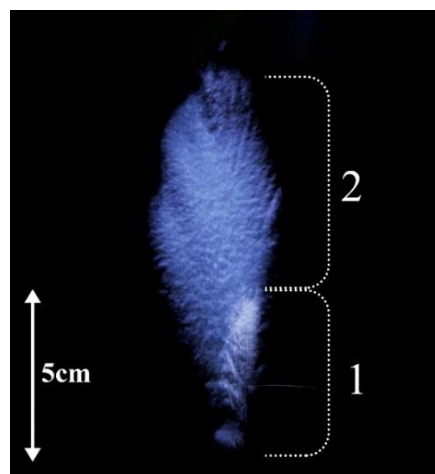
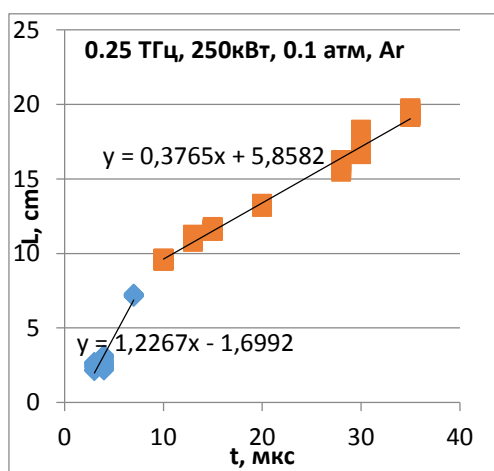


Рисунок 73. График зависимости расстояния, пройденного фронтом, в зависимости от времени от начала разряда в газе аргоне при давлении 0.1 атм. Мощность излучения 250 кВт с частотой 0.25 ТГц.

Рисунок 74. интегральная по времени фотография разряда в аргоне при давлении 0.9 атм, мощность греющего излучения 250 кВт @ 0.25 ТГц. Излучение падает сверху вниз.

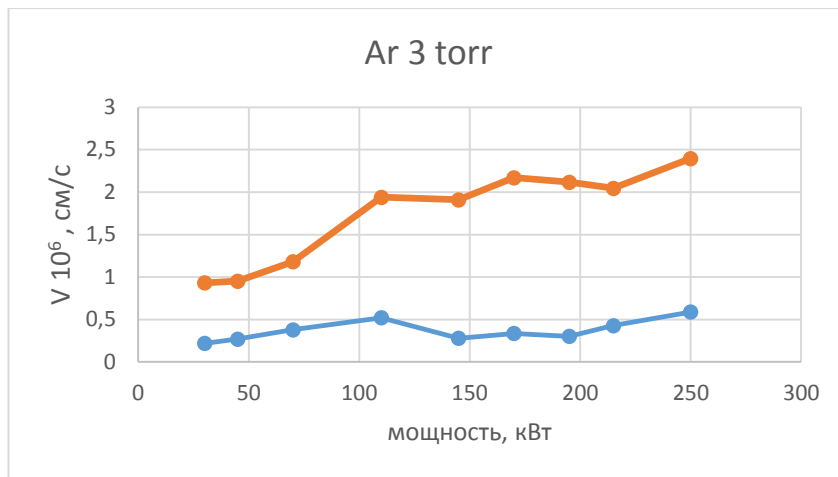


Рисунок 75. График зависимости скорости распространения фронта разряда от мощности греющего излучения при фоновом давлении аргона равного 3 торр. Приведены значения как в фокусе разряда – оранжевые точки, так и на удалении от него – синие. Точки демонстрируют схожую зависимость скорости от мощности греющего излучения, однако скорости в фокусе пучка оказываются больше скоростей на удалении в несколько раз.

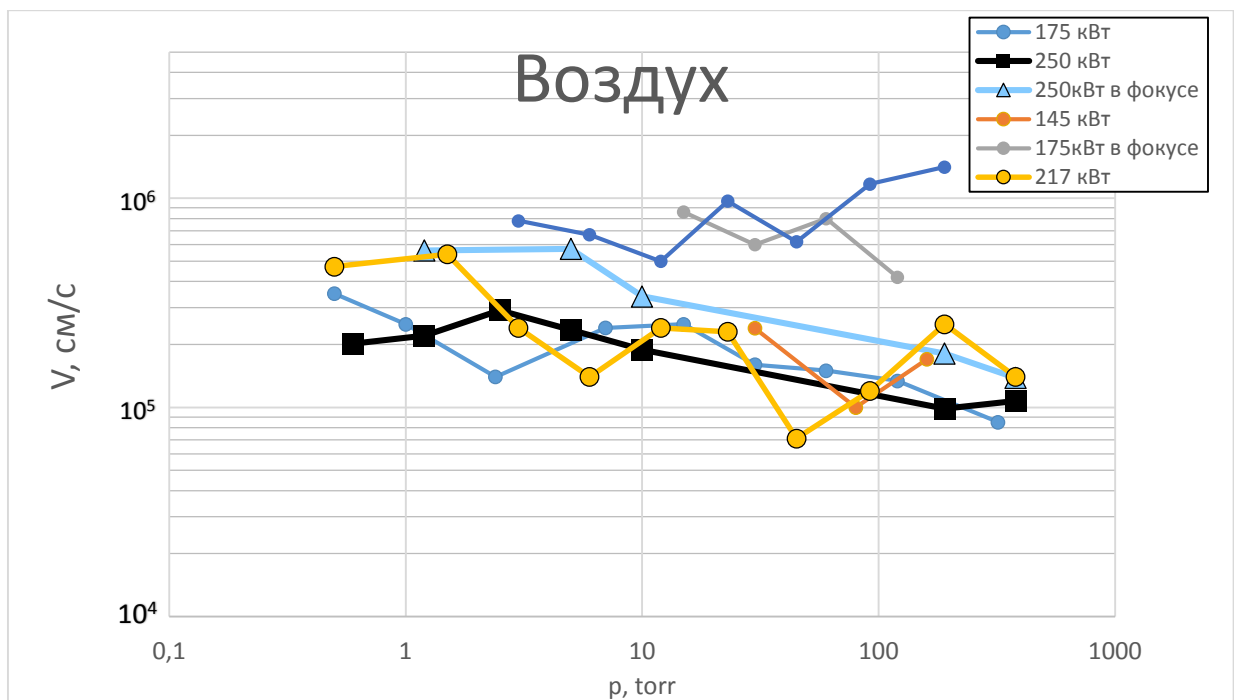


Рисунок 76. График зависимости скорости распространения фронта разряда от фонового давления воздуха для различных мощностей греющего излучения. Приведены значения, как в фокусе разряда, так и на удалении от него.

2.2 Теоретическое описание распространения разрядов.

Теоретическое исследование разряда в ТГц диапазоне обусловлено, как большой практической значимостью разрядов, так и интересом со стороны фундаментальных исследований. Разряды в соседних инфракрасном и микроволновых диапазонах являются хорошо изученными явлениями. Однако за распространение в каждом из вышеописанных диапазонах отвечают кардинально разные механизмы.

Для дальнейшего анализа полученных экспериментальных данных в данном разделе будет приведен обзор особенностей распространения разряда в сфокусированных пучках электромагнитного излучения.

2.2.1 Распространение разрядов оптического диапазона

1) Световая детонация

Впервые о высокой скорости распространения лазерной искры стало известно во время первых экспериментов по пробое воздуха гигантскими импульсами рубинового лазера [68]. В них было замечено, что разряд возникал в фокусе линзы, после чего распространялся навстречу падающему излучению вдоль светового канала. Первые фотографии, полученные с камеры с электронной фоторазвёрткой, показали, что скорость фронта плазмы при этом достигает значений порядка 10^6 - 10^7 см/с. Так же о столь быстрой скорости свидетельствовал и доплеровский сдвиг частоты рассеянного поперёк фронта лазерного излучения, которое собиралось и фокусировалось на щель спектрометра. Рассеянный от разряда свет представлял из себя узкую монохроматическую линию, имеющую сдвиг в область коротких волн. По сдвигу линии возможно было судить о скорости разряда.

Чтобы объяснить столь быстрое распространение, была разработана теория о «светодетонационной волне». Основным механизмом её образования состоял в сильном поглощении лазерного излучения в области первичного пробоя. За счёт этого наблюдалось интенсивное выделение тепла в данной области и, как следствие, образование сильной ударной волны. За фронтом данной волны газ ионизируется за счёт нагрева и приобретает способность поглощать излучение лазера. Тем самым, ударная волна может поддерживаться достаточно долгое время. Все новые слои, примыкающие к фронту волны, становятся источниками её поддержания.

Ударная волна при оптическом пробое распространяется не только навстречу излучению, а также в направлениях поперек направления лазерного луча. Однако она достаточно быстро выходит за пределы светового канала, перестаёт поддерживаться излучением и ослабевает. В отличие от СВЧ разрядов, для оптических пробоев так же характерно распространение заднего фронта по направлению распространения лазерного луча. Связано это с тем, что лазерное излучение хоть и сильно поглощается плазмой, однако дошедшей до заднего фронта энергии его хватает, чтобы поддержать распространение и назад. Из-за малости дошедшей мощности излучения, данное распространение можно характеризовать как медленное, в сравнении с распространением переднего фронта.

Для описания распространения фронта в лазерных разрядах была использована формула, которой описывается волна детонации во взрывчатом веществе [34]:

$$V = \sqrt{2(\gamma^2 - 1)q \left[\frac{\text{эрг}}{\text{г}} \right]}$$

, где q – теплотворная способность вещества, γ – показатель адиабаты продуктов реакции. Однако в случае лазерных разрядов теплотворная способность вещества должна быть заменена на количество энергии, которое выделяется в единице массы газа из-за поглощения лазерного излучения. Предположив, что всё падающее излучение поглощается в плазме, количество энергии можно записать как $q \approx S_0/\rho V$, где S_0 – плотность потока энергии, ρ – плотность газа, V – скорость границы. Принимая во внимание предыдущее выражение можно установить, что в этом случае $V \approx \sqrt[3]{S_0/\rho}$. Данный теоретический результат был подтверждён экспериментальными данными по измерению скорости распространения в широком диапазоне мощностей лазера.

Чтобы оценить порог возникновения детонационного режима распространения разряда, стоит обратиться к формуле [34]:

$$V_{\text{фронта}} = \sqrt[3]{2(\gamma^2 - 1)S_0/\rho_0}$$

, из неё следует, что скорость волны будет уменьшаться с уменьшением потока падающей мощности S_0 . Волна будет иметь ненулевую скорость при любой сколь угодно малой мощности. Очевидно, что это утверждение неверно.

Понятно, что выводы о существовании детонационного режима получены для сильно идеализированного случая, в котором была допущена малость ширины фронта волны, по сравнению с его поперечными размерами для любых амплитуд волны. Вместе с этим, для низких температур и слабой ионизации газа, длина свободного пробега УФ излучения становится больше поперечных размеров фронта разряда, что и определяет порог световой детонации.

Для взрывчатого вещества пределы детонационного режима горения являются хорошо изученными [69]. Было замечено, что с уменьшением диаметра цилиндрического заряда взрывчатого вещества скорость детонации становится всё меньше. А, начиная с некоторого порогового значения, заряд не детонирует вовсе. Данный пороговый радиус $r_{\text{пор}}$ сравним по размерам с шириной области химической реакции Δx . Используя ранее введённую скорость горения $V_{\text{фронта}}$ можно положить, что $r_{\text{пор}} \approx V_{\text{фронта}} * \tau$, где τ – время горения вещества. Это происходит потому, что разогретый газ под высоким давлением вырывается из зоны, где протекает химическая реакция, не только в сторону распространения детонационной волны, а ещё и в поперечных направлениях (рис 77). На поперечно расходящуюся волну так же затрачивается часть энергии. И очевидным является тот факт, что скорость фронта будет определяться именно из отношения поперечных и продольных потерь энергии.

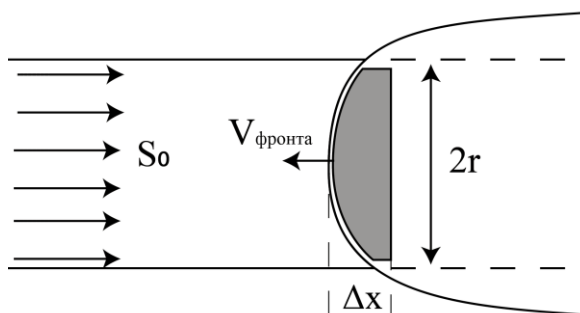


Рисунок 77. Схема бокового разлёта газа в светодетонационной волне

Исходя из схемы структуры разряда, Боковая поверхность, при этом, будет иметь площадь, равную $2\pi r\Delta x$, в то время как площадь фронта может быть вычислена как πr^2 . Отношение потерь, в этом случае, будет равным $\Delta x/r$. Пока ширина фронта Δx будет меньше поперечных размеров цилиндра горючего вещества, потери, связанные с боковым разлётом, будут малы, и, как следствие, фронт будет двигаться в детонационном режиме. В противном случае потери будут превалировать над поступившей в волну энергией, фронт поддерживаться не будет.

Аналогичным образом происходит формирование светодетонационной волны в лазерной искре [34]. Толщина области, в которой наблюдается поглощение излучения, оказывается мала и оказывается сравнима с длиной свободного пробега греющего излучения. При увеличении потока падающей мощности на фронт разряда S_0 , вместе с ним будет расти и температура газа за фронтом. С ростом температуры уменьшается и длина свободного пробега оптического излучения, при неизменном радиусе светового канала. Тем самым, с

ростом мощности, потери уменьшаются. При понижении температуры поглощение оптического излучения резко уменьшается, длина свободного пробега становится больше радиуса канала, что ведёт к существенным поперечным потерям.

Тем самым, порог световой детонации может быть определён из условия $l_{\text{пробега}}(T_i) \sim r$, где $l_{\text{пробега}}(T_i)$ – длина свободного пробега оптического излучения по нагретому газу, T_i – температура газа за фронтом, она же является конечной температурой, до которой нагревается газ, она же определяется падающей мощностью S_0 и r – радиус светового канала.

Для случая низких температур в плазме оптического разряда можно воспользоваться формулой Унзольда-Крамерса, учитывающей связно-свободные и свободно-свободные переходы (фотоионизацию атомов) [70]. Коэффициент затухания - обратная длина свободного пробега запишется как:

$$\frac{1}{l_\omega} = \frac{g_+}{g_0} 6.2 * 10^{-20} \frac{NT}{(\hbar\omega[\text{эВ}])^3} \exp\left(-\frac{I - \hbar\omega}{kT}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{\hbar\omega}{kT}\right)\right]$$

, где N – число атомов в 1 см^3 , g_+/g_0 – отношение статистических весов ионов и нейтральных атомов. Средняя плотность энергии в разрядах может быть аппроксимирована как $\varepsilon \sim T^{3/2}$, что в свою очередь, вместе с уравнениями на долю потерь энергии, определяет зависимость температуры T в разряде в зависимости от мощности падающей световой волны S_0 .

Данная минимальная мощность, определяется длиной свободного пробега, которая в случае низких температур может быть найдена как:

$$l_\omega(T_t) \approx \frac{r}{\left(\frac{2}{3}\alpha\right) \left[\frac{(I - \hbar\omega)}{kT} - 1\right]}$$

В условиях реального эксперимента [34] оказывается, что условием наступления детонационного режима является условие $l_\omega(T_t) \approx 0.4 r$.

Из вида уравнений, описывающих световую детонацию, не так очевидны ограничения, связанные с частотой греющего оптического излучения. Поэтому, встает вопрос об обнаружении детонационного режима распространения на других частотах. В формулах, использованных для описания нагрева плазмы падающим излучением, так же в явном виде не присутствует зависимость условий возникновения режима детонации от частоты греющего излучения.

В СВЧ диапазоне наблюдается противоположное. Пробойные условия в газах наступают при гораздо меньших плотностях энергий, чем вычисленный порог детонации. Электрическое поле пробоя оказывается на порядок меньше поля, необходимого для

детонационного режима распространения. То есть, в области, где будет достаточно мощности, чтобы поддерживать детонационный режим, гораздо раньше произойдёт простой пробой газа, чем придёт детонационная волна. Так для сравнения для пробоя в воздухе необходимы напряжённости полей на уровне 30 кВ/см, что соответствует потоку мощности порядка 2 МВт/см², в то время как для поглощения СВЧ волны в тонком сантиметровом слое воздуха, необходима температура газа за фронтом разряда порядка 4000 °К. Для обеспечения такой температуры, из уравнений светодетонационной волны, необходимы мощности на уровне 10 МВт/см².

Чтобы пороги пробоя оказались сравнимы с порогами мощности, при которых достигается режим световой детонации, необходимы специфические условия. Например, может быть увеличено фоновое давление газа. Так как для СВЧ разрядов, с ростом давления выше десятков торр, порог пробоя так же будет увеличиваться, пропорционально p^2 , в то время как порог детонации растёт медленнее, пропорционально p . То есть, наличие детонационного режима в допробойных полях волн СВЧ частот реализуемо, но при крайне высоких давлениях фонового газа.

2) Медленное горение

Как было написано выше, порог образования светодетонационной волны в оптическом диапазоне наступает при существенно меньших мощностях, нежели оптический пробой, необходимо лишь создать на пути пучка поглощающую плазму. Подобным образом, в своих работах добилась поджига лазерной искры команда В.И. Конова [71]. В них использовался луч лазера на неодимовом стекле, который работал в режиме свободной генерации с энергией порядка 1000 Дж в одном импульсе, длительностью 2 мс. Диаметр фокусировки составлял порядка 3мм, что при пересчёте в мощность показывает, что данной мощности недостаточно для пробоя воздуха. Однако, при помещении игольчатых проводников в область фокуса линзы, первичный пробой реализовывался на игле и в последствие инициировал оптический пробой в области фокуса.

После первичной лазерной искры с временами 0.1 мс, в данной плазме начиналось поглощаться лазерное излучение и начинался оптический разряд. Фронт данного разряда распространялся вдоль светового канала, как навстречу, так и в сторону распространения пучка.

Однако скорость распространения фронта разряда в данном эксперименте [71] оказалась существенно меньшей, нежели в эксперименте со светодетонационной волной. Распространение плазмы по пучку постепенно замедлялось и, пройдя некоторое

расстояние по трассе пучка, ещё до окончания лазерного импульса, фронт плазмы останавливался. Причём данный эффект имел характерный порог по мощности. Именно из-за такого медленного распространения данный механизм интерпретирован как процесс аналогичный медленному горению. Механизмом, отвечающим за распространение, служит перенос энергии за счёт теплопроводности газа. Холодный газ, находясь в близости с горячими слоями, нагревается за счёт теплопереноса и ионизируется перед фронтом разряда. При этом скорость распространения была оценена по формуле Зельдовича для скорости распространения пламени [72]

$$V_{\text{фронта}} = \frac{1}{\rho_0 w_k} \sqrt{2 \int_0^{T_k} \lambda F_+ dT}$$

, где ρ_0 – плотность исходного газа, w_k – удельная энтальпия продуктов горения за фронтом пламени, соответствующая конечной температуре T_k , F_+ – скорость тепловыделения в ходе химической реакции, $\lambda(T)$ – коэффициент теплопроводности.

Для случая, где медленное горение поддерживается световым излучением, логичным является то, что скорость энергоснабжения напрямую зависит от коэффициента поглощения света μ_ω . Для оценки интеграл может быть записан как $\lambda \mu_\omega S_0 T_k$. Первые эксперименты продемонстрировали, что для такого типа разряда наблюдается достаточно слабое поглощение света порядка 5%, что отвечает значению коэффициента поглощения $\mu_\omega \approx 7 * 10^{-3} \frac{1}{\text{см}}$, что соответствует температуре электронов $T_e \approx 1 \text{эВ} \approx 10^4 \text{°К}$, согласно формуле Унзольда-Крамерса [70].

Используя вышеописанные оценки, скорость распространения фронта медленного светового горения оказывается на уровне $10 - 100 \frac{\text{см}}{\text{сек}}$, что на порядок меньше, чем наблюдается в эксперименте. Было замечено [73,74], что при световом горении наблюдается ситуация, аналогичная с распространением пламени от закрытого края трубы. То есть, наблюдается эффект расширения нагретого тепловыделением газа во все стороны, в том числе и в сторону движения фронта, в область холодного газа, действуя как поршень [75]. Поэтому фронт распространяется не по покоящемуся, а по движущемуся в ту же сторону газу. При этом скорость такого распространения оказывается гораздо выше, превышая скорость по стоячему газу примерно во столько же, во сколько раз меньше плотность нагретого газа плотности холодного.

Для нахождения скорости распространения рассматривается установившаяся волна горения, в которой потери компенсируются непрерывающимся тепловыделением [34]. Так же очевидным является и то, что ширина волны должна быть одного порядка или

превышать радиус светового канала. Это следует из того, что при слабом поглощении и при глубоком проникновении излучения внутрь плазмы, выделяемая в толще плазмы энергия попросту не доходит до фронта, тем самым, ширина волны не может превышать его радиуса. При сильном поглощении, то есть при малых l_ω , ширина волны оказывается порядка l_ω и меньше радиуса канала.

Также считается, что световой канал имеет цилиндрическую форму и мощность излучения вдоль него не изменяется. Распределение температуры в волне движется с постоянной скоростью u в виде $T(x, t) = T(x + ut)$, то есть рассматривается стационарный процесс в системе координат связанной с волной. В этом случае, холодный газ со скоростью u втекает в нагретый газ. После нагрева, горячий газ начинает расширяться во всех направлениях, как вдоль светового канала, так и в радиальном направлении. Поэтому данная задача является принципиально двумерной. Поэтому для упрощения задачи примем, что фронт волны горения является плоским, а скорость радиального расширения – зависящими от радиуса.

В условиях стационарной волны, движущейся со скоростью v , при одномерном приближении, производную по времени возможно заменить как $\frac{dT}{dt} = v \frac{\partial T}{\partial x}$, так же согласно условию непрерывности в области перед фронтом и в области за фронтом волны $\rho v = \rho_0 u = const$, где u – осевая скорость газа, ρ – плотность газа в текущей точке x , ρ_0 – плотность холодного газа. В данном случае уравнение теплопроводности примет вид [34]:

$$\rho_0 u c_p \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \lambda \frac{\partial T}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \lambda \frac{\partial T}{\partial r} + \sigma \langle E^2 \rangle - \Phi$$

, где c_p – теплоёмкость газа при постоянном давлении, λ – коэффициент температуропроводности, σ - проводимость образуемой плазмы, $\langle E^2 \rangle$ – усреднённое электрическое поле, Φ - потери энергии на тепловое излучение. Для того, чтобы упростить выражение, усредним его по сечению канала. Радиальная часть потерь тепла при этом преобразуется в средние объёмные потери энергии, которые связаны с вытеканием тепла через бок канала диаметром $\left(\frac{2}{R}\right) \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial r}\right) |_{r=R}$. Потери энергии в данном случае можно представить как:

$$-\frac{A\theta}{R^2}, \quad \theta = \int_0^T \lambda(T) dT$$

, где θ – потенциал потока тепла, отвечающий средней температуре газа в данном сечении канала, A – численный коэффициент, определяемый радиальным профилем температуры, R – радиус канала. Для простоты описания, остальные члены в выражении можно

вычислить для средней по сечению температуры. Тем самым уравнение баланса приобретает вид

$$\rho_0 u c_p \frac{dT}{dx} = -\frac{dJ}{dx} + F, \quad J = -\lambda \frac{dT}{dx},$$

$$F = \sigma \langle E^2 \rangle - \frac{A\theta}{R^2} - \Phi, \quad \theta = \int_0^T \lambda dT,$$

, где J – осевой поток тепла, F – функция источников тепла. Уравнения Максвелла также имеют связь с данной системой уравнений, так как в них присутствует член, связанный с проводимостью газа, которая зависит от температуры. В то же время, вся поглощённая энергия электромагнитной волны уходит в нагрев газа. Тем самым член, связанный с проводимостью газа, можно переписать как

$$F_+ = \sigma \langle E^2 \rangle = -\frac{dS}{dx}$$

Все последующие упрощения должны быть сделаны для конкретных частотных диапазонов электромагнитных волн. Самым простым случаем является случай постоянного электрического поля. При рассмотрении частот ВЧ диапазона можно пренебречь токами смещения, в то время как в оптических разрядах, реализуемых при высоких давлениях газа, можно пренебречь эффектами отражения излучения от плазмы. Тем самым, используя коэффициент поглощения лазерного излучения $\mu_\omega(T)$, поток мощности можно записать как

$$\frac{dS}{dx} = -\mu_\omega S$$

Тепловыделение, при этом, будет записываться формулой $F_+ = S\mu_\omega$. Данная формула всегда действительна для оптических частот, в то время как для СВЧ диапазона возможно нарушение из-за отражения на резких неоднородностях плазмы.

При большом поглощении и соответственно малой длине свободного пробега излучения относительно радиуса светового канала $l_\omega(T_k) \ll R$, потерями можно пренебречь. Функция F в данном случае будет определяться лишь источниками $F_+ = -dS/dx$. Уравнение, описывающее баланс энергии, примет вид

$$\rho_0 u c_p \frac{dT}{dx} = -\frac{dJ}{dx} - \frac{dS}{dx}, \quad J = -\lambda \frac{dT}{dx}$$

, причём данное уравнение действительно для любых частот. Причём, скорость распространения фронта может быть найдена лишь из решения уравнений. Поскольку потери в данной модели не учтены, распространение будет наблюдаться при сколь угодно малой мощности потока. Вышенаписанное уравнение возможно проинтегрировать, и с учётом граничных условий можно получить, что

$$\rho_0 u w(T) + J + S = S_0, \quad w = \int_0^T c_p dT$$

Данное выражение описывает закон сохранения потока энергии, складывающийся из потоков гидродинамического, теплопроводностного и электромагнитного потока мощности. Если написать данное равенство за фронтом излучения как

$$\rho_0 u w(T_k) = S_0$$

, то возможно найти скорость фронта

$$u = \frac{S_0}{\rho_0 w(T)}$$

В последующих работах [76] было получено приближённое решение для скорости волны светового горения для общего случая, когда функции источников и потерь заданы в общем виде

$$u = \frac{\sqrt{2} \int_0^{\Theta_k} F d\Theta}{\rho_0 w_k \sqrt{\int_{\Theta_1}^{\Theta_k} F d\Theta}}$$

, где Θ_1 - значение Θ при такой температуре T_1 , где $F(T_1) = F_+(T_1) - F_-(T_1) = 0$, потери энергии компенсируются источниками. Из-за специфического вида функции источников выделяют два принципиально разных режима, которые встречаются на практике: волна без потерь – соответствует ситуации, когда F_- можно положить равной нулю, волна с потерями – случай, когда F_- сравнима с F_+ .

2.2.2 Распространение разрядов СВЧ диапазона

1) Волна без потерь

Данный тип распространения применяется, главным образом, для описания СВЧ разрядов [34]. Волна без потерь характеризуется тем, что поглощение излучения происходит на размерах, меньших ширины канала, то есть выполняется условие $\mu_{\omega}R \gg 1$. Такое может выполняться или при высоких фоновых давлениях газа, или при низкой частоте греющего излучения, так что даже при низкой температуре газа коэффициент поглощения достаточно велик. Также положим, что поток энергии настолько велик, что тепловыделение во много раз превышает потери и ими можно пренебречь.

Из-за резкой зависимости коэффициента поглощения от температуры область фронта волны можно разделить на две области: первая область – перед фронтом, характеризующаяся перепадом температур от 0 до T_0 – температурой, при которой резко возрастает поглощение нагретого газа, в данной области излучение эффективно не поглощается. Вторая область – за фронтом, область диссипации, которая характеризуется перепадом температур от T_0 до T_k – конечной температуры плазмы.

Если сравнивать разницу температур в первой и во второй областях, становится очевидным, что $\Delta T = T_k - T_0 \ll T_k$ во второй области является относительно малой величиной, так как T_0 – должна быть порядка температуры, при которой наступает ионизация газа. Конечная температура плазмы T_k , при этом, имеет такой же порядок величины и не сильно превышает данное значение T_0 . То есть, основное количество энергии выделяется за точкой волны, в которой достигается T_0 , однако в данной области оно не остаётся. Основное количество данной энергии выносится перед фронтом плазмы теплопроводностью, где она идёт на нагрев газа от 0 до T_0 . Поэтому, исключая другие механизмы утраты энергии в области диссипации, можно приближённо считать, что выполняется равенство

$$J + S = 0$$

То есть, реализуется стационарная ситуация, где перепад температур от T_0 до T_k отводит ровно столько энергии, за счёт теплопроводности, сколько её выделяется за счёт поглощения мощности греющего излучения. Причём, выведенный вперёд за пределы данной области поток тепла J никаким образом не сказывается на поток мощности S , так как поглощение в области перед фронтом попросту отсутствует. Поэтому можно

распространить вышенаписанное равенство потоков и на область перед фронтом. Иными словами, оно начинает выполняться на всей области температур от T_k до 0.

Подставляя в данное условие равенства потоков дифференциальные уравнения теплопроводности $J = -\lambda \frac{dT}{dx}$, потока греющего излучения $S = -\frac{1}{\mu_\omega} \frac{dS}{dx}$ и условие фиксированной интенсивности S_0 на большом удалении перед волной, можно получить

$$S(T) = S_0 - \int_0^T \mu_\omega \lambda dT$$

Рассматривая данное уравнение в точке, находящейся далеко за фронтом и имеющую установившуюся конечную температуру плазмы T_k

$$S_0 = \int_0^{T_k} \mu_\omega(T) \lambda(T) dT$$

Данное уравнение позволяет легко оценить температуру получаемой плазмы в зависимости от мощности падающего излучения. Для установления конкретного профиля температуры необходимо проводить интегрирование дифференциальных уравнений для конкретных параметров задачи.

Для описания распределения концентрации плазмы можно воспользоваться распределением Больцмана, коэффициент поглощения при этом будет пропорционален $\mu_\omega \sim \exp\left(-\frac{l}{2kT}\right)$. Учитывая что $\lambda(T)$ – функция достаточно плавная, то интеграл может быть вычислен по методу Франка-Каменецкого, что приведёт к выражению

$$S_0 \approx \lambda(T_k) \mu_\omega(T_k) * 2kT_k^2 / l$$

С учетом вышенаписанного уравнения и экспоненциальную зависимость коэффициента поглощения от конечной температуры плазмы T_k зависимость температуры от потока мощности S_0 будет иметь логарифмический характер. В то же время скорость распространения волны $u = \frac{S_0}{\rho_0 w(T_k)}$ будет иметь более резкую зависимость от температуры. Из этого можно сделать вывод о том, что на изменение мощности потока излучения сильнее будет реагировать скорость распространения разряда, в то время как его конечная температура останется почти неизменной.

Также относительно просто получить зависимость скорости фронта от параметров плазмы разряда, просто подставив поток энергии из вышеописанного выражения в уравнение для скорости фронта

$$u = \frac{\rho_k}{\rho_0} \frac{\lambda_k}{\rho_k c_{pk}} \frac{1}{l_k} \frac{2kT_k}{l} \frac{c_{pk} T_k}{w_k}$$

, где $\frac{\lambda_k}{\rho_k c_{pk}} = \chi_k$ – температуропроводность нагретого газа, $\frac{l_k l}{2kT_k} = \Delta x$ – характерная толщина фронта волны, $\frac{c_{pk} T_k}{w_k}$ – численный коэффициент. В действительности, методом размерностей можно оценить скорость фронта температурной волны от нагретого газа как $v_k \approx \chi_k / \Delta x$.

2) Волна с потерями

Данный тип распространения наблюдается, когда излучение проникает на малую глубину за фронт волны светового горения [34]. А именно, когда выполняется условие $\mu_\omega R \gg 1$. Данное условие также может выполняться при больших давлениях фонового газа и низких частотах греющего излучения, однако при относительно малых мощностях излучения.

Характерной отличительной чертой данного типа распространения служит то, что поглотившаяся в толще плазмы энергия может распространяться как в направлении распространения перед фронтом, так и в обратном. В этом случае, существует пороговая мощность, ниже которой устойчивого режима не наблюдается. В действительности, μ_ω – достаточно резкая функция температуры и даже при малых понижениях светового потока режим может перестать существовать. Будем считать, что минимальная мощность для его поддержания – такое минимальное значение мощности, при котором вычисленная скорость остаётся действительной величиной. Данную мощность обозначим S_t , которая выражается следующим образом из параметров задачи

$$S_t = 2\sqrt{A} \frac{\Theta_t}{R}$$

, где Θ_t определяется из условия равенства радиального потока тепла за пределы канала и осевого потока тепла из зоны диссипации в зону прогревания с температурой T_k

$$2\sqrt{A} \frac{\Theta_t}{R} = \lambda(T_t) \mu_\omega(T_t) \frac{2kT_t^2}{l}$$

При оценке скорости распространения фронта можно заметить, что скорость распространения в волне с потерями меньше, чем при режиме волны без потерь ($R = \infty$), где $u_\infty = u(R = \infty) = S_0 / \rho_0 w_k$. Поэтому из баланса энергии можно выразить скорость фронта u как

$$u = u_\infty \sqrt{1 - S_t^2 / S_0^2}$$

3) Волна пробоя

Данный тип распространения плазмы разряда связан с чисто геометрическими характеристиками пучка греющего излучения и наблюдается лишь при достижении надпороговых мощностей. Более того, данный вид движения может наблюдаться при любых частотах, вплоть до стационарных полей. В волне пробоя наблюдается движение светящейся границы плазмы по направлению к источнику излучения, однако данное видимое движение никоим образом не связано с непосредственным движением фронта, а связано лишь с тем, что все эксперименты проводятся в сфокусированных пучках. При этом плотность мощности излучения вдоль трассы распространения пучка варьируется. Тем самым, при распространении на сравнительно большие расстояния, плазма разряда пробегает широкий диапазон значений электрического поля, которое и является определяющим времени нарастания электронной лавины.

В действительности, наблюдать свечение плазмы можно в том случае, если концентрация электронов в ней достигла величины, которая обычно и отвечает пробоем газа. Чтобы концентрация достигла данной величины, необходимо некоторое время, которое окажется тем меньше, чем больше локальное значение электрического поля, и, как следствие, мощность греющего излучения. При работе с пучками световых и СВЧ волн неизбежно использование фокусирующих линз или зеркал, обеспечивающих надпороговые плотности мощности. Поэтому, в каждый момент времени, плотность мощности максимальна в области перетяжки пучка, и в то же время заметным образом спадает в обе стороны от неё. То есть даже в отсутствие механизмов распространения плазмы, через какое-то время в областях, отстоящих от перетяжки, всё равно бы наблюдался пробой, связанный с нарастанием концентрации электронов до нужного уровня, однако, чем дальше располагалась бы данная область, тем позже бы произошло данное событие. Впервые данный тип распространения свободно-локализованного пробоя был замечен в работах с оптическим излучением [77] и был назван «волной пробоя», в дальнейшем в других работах [78], этим же механизмом были объяснены быстрые распространения (порядка 10^7 см/с) фронта плазмы в области фокуса линзы под действием мощного излучения рубинового лазера.

Каких-либо критериев существования данного режима распространения лишь в оптическом диапазоне не существует. Аналогичное можно наблюдать и в СВЧ диапазоне частот, однако до недавнего времени мощными источниками СВЧ излучения служили гиротроны с длинами волн порядка нескольких сантиметров, что зачастую превышало размеры образуемой плазмы и как такового плавного распространения фронта не

наблюдалось, а наблюдалось лишь распространение плазмы посредством скачков, что будет описано далее.

Поскольку в данном разделе речь идёт о волне пробоя, которая наблюдается лишь в условиях сильно надпороговой мощности и на малых временах задачи, при которых не успеет произойти передача тепла от нагретого газа к холодному, то можно считать, что концентрация электронов в каждой точке разряда нарастает экспоненциально, но со своим значением инкремента

$$\frac{dn_e(x)}{dt} = \nu_{eff}(x, t)n_e(x)$$

$$n_e(x) = n_0 \exp\left(\int_0^t \nu_{eff}(E(x, t))dt\right)$$

, где ν_{eff} – эффективное значение коэффициента ионизации, которое зависит от типа газа и от его фонового давления, n_0 – начальная концентрация электронов

Разряд считается произошедшим в том случае, когда плотность электронов за время t' нарастает до некой величины n_1 , на уровне той концентрации, которая достигается в разряде. После достижения данного значения концентрации газ начинает светиться. Поэтому время до пробоя t' можно найти из соотношения

$$\ln(n_1/n_0) = \int_0^{t'} \nu_{eff}(E(x, t))dt$$

Дальнейший расчёт скорости нарастания лавины в конкретной точке необходимо производить отдельно для каждой конфигурации пучка греющего излучения, однако в случае оптического пробоя вблизи фокуса линзы форма светового канала может быть аппроксимирована конусом с неким характерным углом раствора α и радиусом r_0 в перетяжке (рис. 78), а временная форма импульса может быть аппроксимирована треугольником с характерной скоростью нарастания k [34].

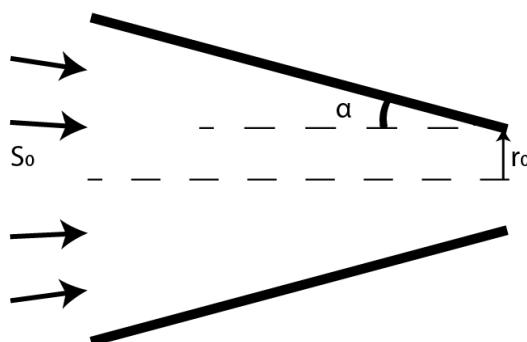


Рисунок 78. Схема светового канала в области фокуса

Для большого количества газов эффективная частота рождения электронов будет пропорциональна мощности, то есть

$$\ln(n_1/n_0) = \int_0^t v_{eff}(E(x, t))dt = a \int_0^t S(x, t)dt = a \int_0^t \frac{P_m}{\pi r^2(x)} dt$$

, где P_m - пиковая мощность, достигаемая в импульсе (рис. 79). Пуск в точке фокуса, пробой происходит в момент времени t_0 , тогда для данного участка выражение переписывается как

$$\frac{a}{\pi r_0^2} \int_0^{t_0} P_m dt = \ln(n_1/n_0)$$

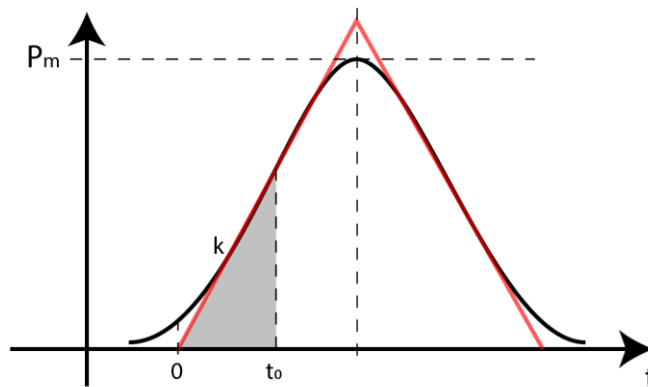


Рисунок 79. Кривая линия - форма лазерного импульса, прямая линия - аппроксимирующая прямая для расчёта.

Для связи мощности на удалении от фокуса линзы, а также исключения неизвестных параметров a и $\ln(n_1/n_0)$ необходимо воспользоваться формулой, связывающую площадь конуса и угол раствора (рис. 78). Пускай за время t фронт разряда сместился на x , тогда, поделив одно выражение на другое, получим

$$\frac{\frac{a}{\pi r^2(x)} \int_0^t P_m(t) dt}{\frac{a}{\pi r_0^2} \int_0^{t_0} P_m(t) dt} = 1$$

, где исходя из геометрических соображений можно получить что

$$r^2 = r_0^2 \left(1 + \frac{x}{r_0} * tg(\alpha) \right)^2$$

$$\frac{\int_0^t P_m(t) dt}{\int_0^{t_0} P_m(t) dt} = \left(1 + \frac{x}{r_0} * tg(\alpha) \right)^2$$

Для того, чтобы оценить скорость фронта в области фокуса, необходимо найти малое приращение координаты за малый участок времени, считая, что скорость волны постоянна

$$u = dx/dt = r_0/t_0 \operatorname{tg}(\alpha) \quad x = u(t - t_0)$$

Считая, что пробой возникает на стадии роста светового импульса, выражая r_0 из соотношения между мощностью и отношением концентраций электронов в области фокуса, а также учитывая линейный рост мощности на фронте $P_m(t) = P_m k t$, можно получить

$$u = \left(a/2\pi \ln \left(\frac{n_1}{n_0} \right) \right)^{1/2} P_m^{1/2} k^{1/2} / \operatorname{tg}(\alpha)$$

2.2.3 Распространение в пучках волн с частотами близких к ТГц диапазону

1) Волна диффузии

В промежуточном ТГц диапазоне схожих рассуждений о скорости фронта провести не удаётся, потому что плазма такого разряда не является сильнопоглощающей. Греющее излучение может поглощаться на большой глубине от фронта. Более того, в ТГц частотах при различных фоновых давлениях газа возможна реализация как равновесных, так и неравновесных типов разрядов. Средняя энергия электронов в них может варьироваться от долей до единиц электрон вольт, что тоже влияет на динамику разряда. При разряде в молекулярных газах необходимо учитывать и набор уравнений кинетики, ответственных за рост электронной лавины, а также на испускание УФ излучения из тела плазмы. Вполне очевидным решением данной проблемы является численное решение системы кинетических уравнений процессов в плазме.

Расчёт также усложняется тем, что в газовых разрядах, поддерживаемых излучением ТГц диапазона, предельно достижимая концентрация плазмы оказывается на уровне критической для данной частоты излучения, что существенным образом сказывается на картине распределения электрического поля падающей волны. Поэтому для корректного описания динамики разряда необходимо одновременное решение системы кинетических уравнений с системой уравнений Максвелла.

Проблемой также является то, что вышеперечисленные процессы имеют различные характерные скорости. Для моделирования распространения электромагнитных волн методом конечных разностей, шаг симуляции по времени оказывается порядка пикосекунды, в то время как характерные времена химических процессов исчисляются микросекундами. Одновременный расчёт обеих систем уравнений с одинаковым шагом сетки по времени оказывается нецелесообразным и медленным, поэтому принимают несколько допущений. Первое допущение связано с тем, что в расчётах электромагнитного поля рассматривается нагрев монохроматическим излучением на временах порядка нескольких наносекунд. Эти времена оказываются на несколько порядков больше периода колебаний электромагнитного поля, поэтому можно допустить, что поле мгновенно подстраивается под изменение концентрации мгновенно. Второе допущение связано с рассмотрением одномерного случая распространения плазмы. Поэтому система уравнений Максвелла преобразуется в одномерное уравнение на

амплитуду поля, а коэффициенты процессов в кинетическом уравнении начинают зависеть не от мгновенного значения E , а от его амплитуды [79]:

$$\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + \varepsilon \frac{\omega^2}{c^2} E = 0$$

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = D \frac{\partial^2 n_e}{\partial x^2} + (v_i - v_{death})n_e - \alpha_2 n_e^2 - \alpha_3 n_e^3 + I$$

, где n_e – концентрация электронов, D – коэффициент диффузии, v_i – частота ионизации / частота рождения электронов за счёт неупругого электронного удара с нейтралом, v_{death} – частота гибели электронов при двухчастичных столкновениях, например таких как прилипание электрона к молекулам электроотрицательного газа, α_2 – коэффициент учитывающий все трёхчастичные реакции $X + e + e \rightarrow X' + e$, например рекомбинацию, α_3 – коэффициент учитывающий все четырёхчастичные реакции, I – внешний источник электронов.

В данной системе уравнений коэффициенты D , v_i , v_{death} , α_2 , α_3 , I – зависят от локальных значений давления, концентрации и электрического поля. Аналитическое решение в этом случае невозможно. Однако при фиксированных параметрах возможно относительно просто найти установившуюся концентрацию, такую, что $\frac{\partial n_e}{\partial t} = (v_i - v_{death})n_e - \alpha_2 n_e^2 - \alpha_3 n_e^3 + I = 0$. Это означает равную скорость процессов гибели и рождения электронов во всём однородном объёме плазмы. Но если изначальное распределение концентрации было неоднородным, то однородная по пространству концентрация установится не одновременно. Было показано, что для такого типа уравнения скорость распространения границы определяется лишь линейным по концентрации и диффузионным членами уравнения.

Колмогоров в своей работе [80], посвящённой распространению генов среди популяции, показал, что для одномерного безразмерного диффузионного уравнения с источником:

$$\frac{\partial v}{\partial t} = \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + F(v)$$

скорость распространения профиля концентрации на больших временах приближается снизу к 2. Аналогичное безразмерное уравнение можно получить и для случая распространения плазмы:

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

Поскольку в прифронтальной области (области, куда разряд ещё не успел распространиться), концентрация мала, поэтому из рассмотрения можно исключить эффекты, связанные с трёхчастичными процессами. К тому же в теории Колмогорова они

не вносят вклад в скорость распространения волны. Разделим обе части диффузионного уравнения на n_e и на $(v_i - v_{death})$, введя обезразмеренную концентрацию $\xi = n_e/n_{max}$;, получим:

$$\frac{\partial \xi}{\partial t v_i} = \frac{D}{v_i} \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} + \xi$$

Введя замену переменных $t = t'/v_i$ и $x = x' \sqrt{\frac{D}{v_i}}$, можно получить уравнение Колмогорова:

$$\frac{\partial \xi}{\partial t'} = \frac{\partial^2 \xi}{\partial x'^2} + \xi$$

Максимальная скорость при этом ограничивается 2, что в терминах нашей задачи означает:

$$2 = \frac{\Delta x'}{\Delta t'} = \frac{\Delta x}{\Delta t} \sqrt{\frac{1}{D v_i}} = V_{\text{фронта}} \sqrt{\frac{1}{D v_i}} \rightarrow V_{\text{фронта}} \approx 2 * \sqrt{D v_i} \sim \sqrt{\frac{1}{p} \left(\frac{E}{p}\right)^\alpha} \sim E^{\alpha/2} p^{-(\alpha+1)/2}$$

Данное выражение для скорости фронта работает лишь в приближении, что поле не возмущается плазмой разряда и тем самым не сказывается на частоте ионизации в прифронтной области.

Полученные теоретические оценки скорости распространения ионизационно-диффузионной волны были подтверждены экспериментально в работе [81], во время экспериментов по изучению распространения плазмы на установке с частотой греющего излучения 10 ГГц и максимальной мощностью 150 кВт в импульсе длительностью до 15 мкс.

2) Движение при наличии сильного искажения падающей волны

Во всех вышеописанных механизмах распространения, характерных для оптических разрядов, предполагается, что электрическое поле слабо возмущается образуемой плазмой. В действительности это оказывается верным, так как концентрации электронов в такой плазме оказываются на порядки меньше критической концентрации для частоты оптического излучения. Длина волны оптического излучения также оказывается много меньше характерных размеров неоднородностей плазмы, а концентрации нейтралов оказывается недостаточно для нарастания концентрации электронов в разряде до критической для данной частоты оптического излучения, что исключает отражение греющего излучения.

В случае СВЧ разрядов может реализоваться обратная картина. В работах, посвящённых измерению концентрации плазмы, образуемой в газовых разрядах инициированных

греющим излучением гигагерцовых частот, отмечается наличие областей плазмы с закритической для данной частоты греющего излучения плотностью. Это следует из логичного предположения о том, что во время пробоя концентрация плазмы будет нарастать до тех пор, пока не нарастёт до критической. При достижении этого значения диэлектрическая плотность плазмы для данной частоты излучения становится равна нулю, поле эффективно отражается от данного слоя плазмы, нагрев слоя прекращается. При этом поле сильно искажается вблизи фронта.

Одной из первых работ, рассматривающих распространение с сильным искажением падающего поля, стала статья, посвящённая пробую в волноводах мощных гиротронов [82]. Во время экспериментов по ЭЦР нагреву плазмы в токамаке Т10 был использован гиротрон с частотой 85.71 ГГц и мощностью в импульсе 250 кВт, что иногда приводило к пробую на краю волновода диаметром 8 см и распространению плазмы разряда навстречу излучению. Тогда был обнаружен особый вид распространения плазмы разряда, связанный с большими плотностями энергии греющего излучения, ранее не описанный Ю.П. Райзером. Хотя разряд и был равновесным, однако механизм его распространения не являлся теплопроводностным и не имел ничего общего с лазерным горением. В нём наблюдался аномально широкий слой толщиной 5 см, занимаемый плазмой с большой плотностью, в то время как величина скин слоя для данной частоты излучения и область основного роста концентрации составляла всего 0.1 см. Данный факт не мог быть объяснён ни одной ранее известной теорией. Более того, вычисленные значения энергий показали, что при полученной скорости распространения на уровне $10^3 - 10^4$ см/с, плазмой поглощается лишь 20% падающего потока мощности СВЧ излучения. Данный факт также противоречил одномерной модели распространения СВЧ излучения.

В статье рассматривалась одномерная модель распространения плазмы, температура газа в которой описывалась уравнением теплопроводности:

$$\rho_0 u c_p \frac{dT}{dx} + \frac{d}{dx} \kappa \frac{dT}{dx} + \sigma |E^2| = 0$$

, где T – температура газа, ρ_0 – плотность невозмущённого газа, u – скорость разряда относительно невозмущённого газа, c_p – теплоёмкость газа при постоянном давлении, κ – коэффициент теплопроводности, x – координата в системе, связанной с разрядом, E – комплексная величина электрического поля, σ – проводимость газа, зависящая от концентрации электронов.

Полагалось, что концентрация электронов отлична от нуля не только в области, занимаемой разрядом, а также и в прифронтальной области из-за наличия УФ излучения, способного вызвать ионизацию. Причём данное излучение обуславливает именно

увеличение концентрации электронов и при этом не выносит достаточного количества энергии прогрева газа вплоть до ионизации, как это происходит при лучистом теплообмене. Поэтому в данном типе разрядов [82] идёт конкуренция двух механизмов распространения: теплопроводностного и предионизации фронта за счёт УФ излучения.

Замечательным фактом является то, что в отсутствии процесса переноса тепла, скорость фронта легко может быть оценена из уравнения температуропроводности:

$$\rho_0 u c_p \left(-\frac{dT}{dx} \right) = \sigma |E^2|$$

$$u \sim E^2 \sim S$$

В то время как для теплопроводностного режима распространения с увеличением S скорость его будет расти как $S^{-\frac{1}{2}}$. То есть, переход к фотоионизационному механизму предварительного нагрева газа реализуется при больших плотностях потока энергии.

Чтобы оценить критерии применимости данной теории, стоит оценить мощности излучения, поглощаемые отдельно в каждой области пространства. Можно предположить, что поглощённая мощность выделяется в виде тепла $q = \sigma |E^2|$ и распределена по пространству следующим образом:

$$q = \begin{cases} 0, & x < -L \\ q_T, & T > T_i; -L < x < 0 \\ q_j \exp(-x/\lambda), & T < T_i; x > 0 \end{cases}$$

, где T_i – температура термической ионизации, q_T – мощность, поглощённая в прифронтной ионизованной области толщиной L , q_j – мощность, поглощённая за фронтом плазмы.

Из неравенств, описывающих условия сильного поглощения в тонком слое плазмы $q_j \lambda \gg q_T L$, а также условия на малость переноса энергии за счёт теплопроводности $q_T L \ll \kappa \frac{(T_i - T_0)}{L}$ можно получить условие:

$$q_j \lambda \gg [q_T \kappa (T_i - T_0)]^{1/2}$$

То есть, данный режим будет реализовываться при условии сильного поглощения за фронтом плазмы и слабого выноса тепла перед ним.

3) Движение перескоками

Способствовать быстрому распространению разряда может не только предварительный нагрев газа, но и эффекты отражения волны от плазмы высокой концентрации, что ведёт к качественно различным эффектам. В случае предварительного нагрева растёт доля

поглощённой мощности в газе, вместе с тем растёт и конвективная скорость движения газа. В случае отражения волны от слоя критической концентрации плазмы, доля общей поглощённой энергии газом может не меняться, а пробойные условия изменяются лишь за счёт изменения локального значения электрического поля.

Механизм увеличения электрического поля в прифронтальной области достаточно прост. Как уже было описано ранее, в СВЧ разрядах образуемая плазма имеет концентрации порядка критической для данной частоты излучения. При достижении критической концентрации в плазме разряда падающее греющее излучение уже не может проходить вглубь плазмы и эффективно поглощаться в ней. Перед фронтом образуется структура стоячей волны, в пучностях которой наблюдается усиление электрического поля, что также приводит к изменению пробойных условий.

Так, в работе [83] был продемонстрирован особый вид распространения разряда. Во время эксперимента на пути пучка была установлена трубка, внутрь которой напускался газ криптон при различных давлениях. В качестве источника излучения был выбран гиротрон с длиной волны излучения 6,8мм и длительностью импульса 40мкс. Разряд возникал в центре трубки, где напряжённость поля достигала надпороговых значений, и начинал распространяться навстречу греющему излучению, в области допробойных полей ($E = 0.2 * E_{breakdown}$).

В эксперименте так же были сделаны временные снимки данного типа разряда с помощью фотохронографа. По ним была восстановлена мгновенная скорость разряда в зависимости от E/N , где E – локальное значение электрического поля, а N - концентрация нейтралов газа. Разряд на всём протяжении имел вид тонких слоёв плазмы толщиной 1мм, равноотстоящих друг от друга на расстоянии 1,5мм-2мм. Каждый слой состоял из набора филамент, вытянутых вдоль вектора напряжённости электрического поля E , с диаметром около 1мм. Во время распространения разряда филаменты оставались неподвижными, в то время как в области перед фронтом образовывались новые. Также было обнаружено, что расстояние между филаментами не зависело от внешних параметров, таких как фоновое давление газа и мощность греющего излучения. Более того, с помощью зондовых измерений концентрации плазмы, в области перед фронтом, наблюдалось гало с характерными размерами порядка 3см. Измеренная концентрация электронов в гало плазмы оказалась на три-четыре порядка меньше, чем в плазме разряда. Данная высокая концентрация электронов в гало была описана большой мощностью УФ излучения исходящего из-за фронта разряда. Из оценок следовало, что в УФ излучение плазмы уходило порядка 0,01% от падающей мощности СВЧ.

Движение фронта разряда объясняется образованием филамент в пучностях поля, что хорошо совпадает с экспериментальными данными о расстояниях между слоями плазмы. При отражении волны от слоя с закритической плотностью, пучность поля образуется на расстоянии $\lambda/4=6.8\text{мм}/4=1.7\text{мм}$ от фронта. При данном характере распространения, скорость фронта - средняя скорость по перескокам между пучностями поля. При этом время развития разряда в новой области можно оценить как

$$t = \frac{1}{\nu_i} \ln \left(\frac{n_{crit}}{n_0} \right)$$

, где t – время развития разряда, ν_i – частота ионизации, n_{crit} – критическая концентрация плазмы, n_0 – начальная концентрация плазмы. Тем самым, скорость оценивается как:

$$V = \frac{\lambda}{4 t} = \frac{\lambda \nu_i}{4 \ln \left(\frac{n_{crit}}{n_0} \right)} \sim \left(\frac{E}{p} \right)^\alpha$$

4) Движение при наличии ультрафиолетового излучения из-за фронта разряда

Теория распространения разрядов сводится к исследованию режимов. А именно, наличие того или иного механизма переноса энергии существенным образом влияет на динамику плазмы. Из простых соображений становится понятно, что любой процесс, упрощающий пробойные условия перед фронтом, будет увеличивать рост электронной лавины и ускорять движение фронта плазмы. Однако данным механизмом может быть не только непосредственная ионизация газа, но и любой процесс, увеличивающий частоту ионизации.

В следующих работах было исследовано и подтверждено влияние поглощения резонансного УФ излучения разряда фоновым газом на распространение разряда в криптоне [84,85]. В действительности, для ускорения распространения фронта разряда достаточно упростить пробойные условия в прифронтной области. Сделать это возможно за счёт увеличения концентрации возбуждённых нейтралов. В данном случае электрону для ионизации атома из возбуждённого состояния достаточно набрать энергию порядка единиц, вместо десятка электронвольт.

В работе [85] был изучен механизм распространения разряда в газе криптоне. В качестве основных долгоживущих возбуждённых состояний нейтрала были выбраны два блока уровней Kr^* с энергией 10 эВ и Kr^{**} с энергией 12 эВ, а также эксимер Kr_2^* . Излучение

возбужденных нейтралов резонансным образом может поглощаться невозбужденными нейтралами криптона, величина свободного пробега такого излучения достаточно мала и находится на уровне миллиметра при атмосферном давлении. Полная система уравнений, описывающая изменение данной модели со временем под действием электромагнитного излучения, включает в себя как одномерное уравнение для напряженности электрического поля, так и нестационарные уравнения Бибермана – Холстейна для концентрации возбужденных нейтралов, эксимеров, ионов криптона и концентрации электронов. Однако, исключив маловероятные процессы, уравнение описывающее концентрацию электронов может быть переписано следующим образом:

$$\frac{dn_e}{dt} = n_e(n^* + n_2^*)K_i^* + n^{**}nK_{ai} + q_x$$

, где n_e – концентрация электронов, n^* – концентрация возбужденных атомов Kr^* , n_2^* – концентрация эксимерных молекул, K_i^* – коэффициент ионизации Kr^* электронным ударом, K_{ai} – коэффициент ионизации Kr^{**} ударом с нейтралом газа, q_x – ионизация за счёт УФ излучения возбужденных нейтралов. Предполагая, что концентрация определяется радиационными процессами, можно получить уравнение, описывающее концентрацию электронов в системе отсчёта, движущуюся вместе с фронтом.

$$v \frac{dn_e}{dx} = \xi n_e^2 + \frac{\gamma}{x^2}$$

, где v – скорость фронта, $\xi = nK_eK_i^* \left(\frac{1}{n^2K_a} + \tau_2^* \right)$, $\gamma = nK_e \left(\frac{R\Delta}{6K_i^{**}\tau^{**}\sqrt{\pi k_0^{**}R}} + \frac{n_x\sigma_x\bar{\Delta}R^2}{4\tau_2^*K_i^*} \right)$, K_e – коэффициент возбуждения нейтрала при столкновении с электроном, K_a – коэффициент образования эксимера при трёхчастичном столкновении Kr^* и $2Kr$, τ_2^* – время жизни эксимера, R – поперечный размер разряда, Δ и $\bar{\Delta}$ – характерные ширины распределений n^{**} , n_2^{**} соответственно, K_i^{**} – коэффициент ионизации электронным ударом из состояния Kr^{**} , τ^{**} – время жизни возбужденного состояния Kr^{**} , k_0^{**} – коэффициент поглощения УФ излучения эксимера, n_x – концентрация молекул легкоионизируемых примесей, σ_x – сечение захвата фотона УФ излучения нейтралом примеси.

Физически допустимые решения существуют только в случае, когда $v \geq 2\sqrt{\xi\gamma}$, что по предварительным подсчётам, больше скорости распространения за счёт теплопроводностного режима. Профиль концентрации электронов имеет вид упорядоченной структуры с расстоянием между пиками $\lambda/4$ за фронтом разряда, а также ступеньки перед фронтом, вызванной УФ излучением плазмы разряда (рис. 80).

Аналитически получить зависимость скорости v от параметра $\left(\frac{E}{p}\right)$ достаточно трудно, в связи с тем, что большинство констант в кинетических уравнениях имеют зависимость от

данного параметра. Однако экспериментальные данные и компьютерное моделирование динамики разряда предсказывают, что скорость будет расти линейно с ростом $\left(\frac{E}{p}\right)$.

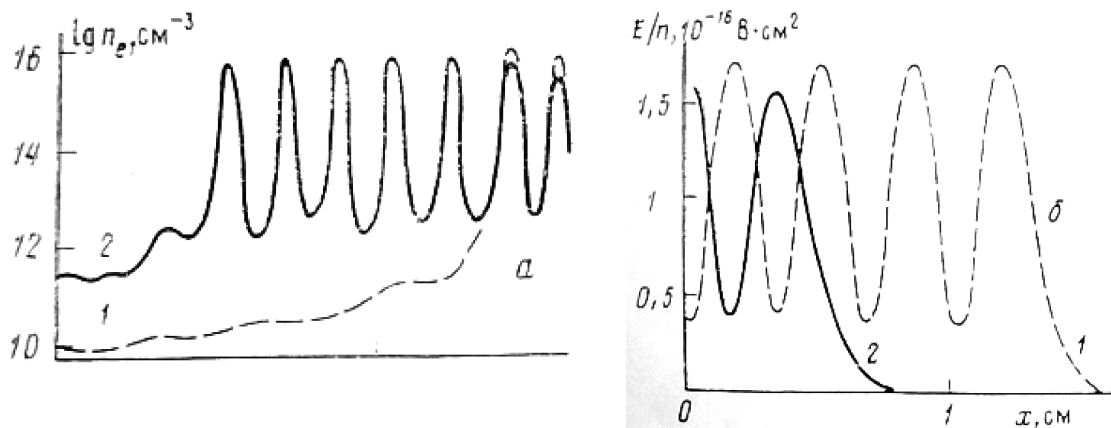


Рисунок 80. Профили концентрации электронов (а) и напряжённости поля (б) при $n = 2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, $n_x = 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $E_0/n = 10^{-16} \text{ В} \cdot \text{см}^2$, для различных времён 1) $t = 2.08 \text{ мкс}$, 2) $t = 3.64 \text{ мкс}$ [85]

2.3 Сравнение расчётов и результатов эксперимента

Для сравнения теоретических и экспериментально полученных скоростей распространения обратимся к результатам полученных на установке с гиротроном имеющим частоту излучения 0.67 ТГц. Судя по фэрограммам, полученным при различных фоновых давлениях газа внутри вакуумной камеры, почти во всех случаях на фотографии можно выделить три характерные области: область первичной плазмы, область быстрого распространения, область медленного распространения.

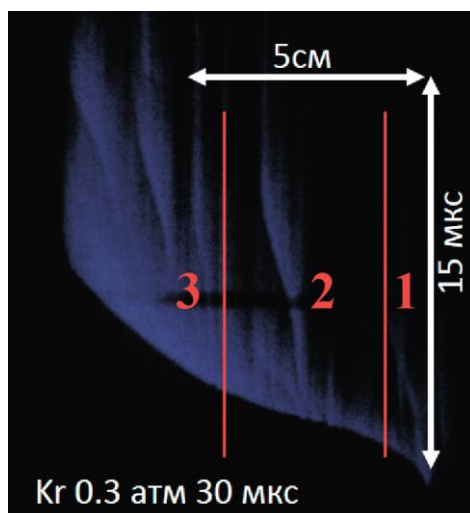


Рисунок 81. ФЭР-грамма пробоя в газе криптоне при фоновом давлении 0.3 атм излучением гиротрона частотой 0.67 ТГц, мощностью 40 кВт в импульсе 20 мкс. 1 – область первичного пробоя, 2 – область быстрого распространения, 3 – область медленного распространения.

На рисунке 81 представлена характерная ФЭР-грамма разряда. Греющее излучение гиротрона падает слева направо, дополнительное фокусирующее зеркало, упрощающее пробой, расположено справа. На начальной стадии развития разряда происходит первичный пробой газа в области фокуса зеркала (рис. 81, область 1). При этом фронт разряда распространяется сравнительно медленно, в разы медленнее, чем на основном промежутке быстрого распространения. Связано это с особенностями генерации излучения импульсных гиротронов.

В начале импульса высокое напряжение на катоде гиротрона устанавливается не сразу, а имеет характерное время нарастания длительностью порядка микросекунды. За данное время напряжение проходит все значения от нуля до нескольких десятков киловольт. При этом возникают условия, благоприятные для генерации побочных мод гиротрона. Было

замечено, что у импульсных гиротронов на диаграмме зависимости мощности испускаемого излучения от времени наблюдается несколько пиков генерации, отвечающие различным модам. Два пика – на участке роста и спада напряжения на катоде гиротрона, третий, отвечающий генерации основной гармоники и основной мощности, – на участке, где катодное напряжение выходит на постоянную величину. Подобный эффект был описан в работе [65].

Поэтому при оптимальных давлениях газа в вакуумной камере имеет место эффект первичного пробоя газа неосновной гармоникой излучения малой мощности, достаточной для пробоя, но недостаточной для быстрого распространения. Данный первичный пробой имеет вид малой вспышки, образованной вблизи поверхности металла. Однако данной малой затравки хватает, чтобы пришедший вслед импульс рабочей гармоники большой мощности продолжил развивать разряд и в соседних областях, не затрачивая время и энергию на первичный пробой.

Хотя область первичного пробоя и важна для инициации разряда, и разрядные условия в ней определяют произойдет ли разряд вообще, но на дальнейшее распространение конфигурация данной области не оказывает влияния. Форма и поведение разряда, удалившегося от места первичного пробоя, определяется лишь конфигурацией пучка на трассе распространения и не зависит от того, каким образом он был иницирован. Для примера, на рисунке ниже приводится сравнение двух структур разряда, полученных при инициации пробоя на плоской медной пластине и в фокусе параболического зеркала.

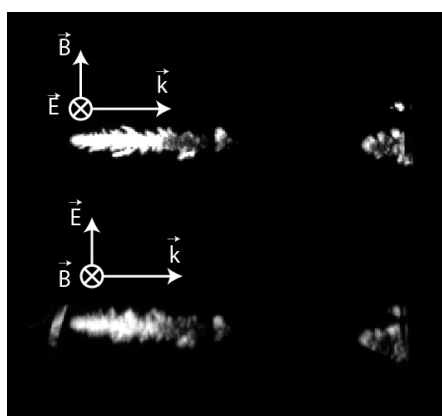


Рисунок 82. мгновенное фото разряда, иницированного на плоской медной пластине, время выдержки кадра 20 нс. Верхнее изображение – вид с боку, нижнее, полученное отражением разряда в зеркале, - вид снизу.

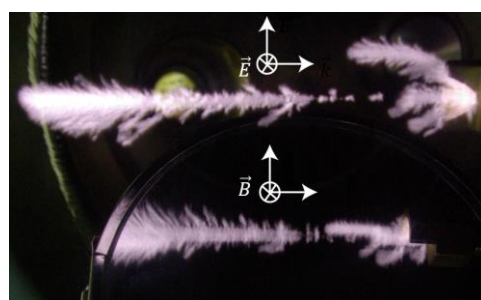


Рисунок 83. интегральное по времени фото разряда, иницированного в фокусе параболического зеркала. Верхнее изображение – вид с боку, нижнее, полученное отражением разряда в зеркале, - вид снизу.

2.3.1 Участок «быстрого» распространения

Второй характерный участок на рисунке 81 отвечает быстрому движению плазменного фронта. На данном участке происходит основной рост плазменного образования за счёт смещения фронта разряда навстречу греющему излучению. Столь быстрое распространение со скоростями порядка 10^6 см/с объясняется тем, что данная область находится на малом удалении от перетяжки пучка, и, как следствие, электрическое поле ещё не сильно отличается от того, которое достигается в перетяжке пучка, и является надпробойным. Разряд в данной области при оптимальных фоновых давлениях может произойти и без вспомогательного инициатора.

Участок быстрого распространения характерен и тем, что разряд, двигаясь вдоль луча, может распространяться посредством перескока. На снятых ФЭР-граммах видны области, не занятые свечением плазмы, что говорит о реализации механизмов распространения, способных инициировать вторичный пробой на большом расстоянии от плазменного фронта.

Последний третий участок – область медленного движения фронта. На всех ФЭР-граммах данная область находится на значительном удалении от перетяжки пучка с характерным расстоянием порядка 5 см. Скорость на данном участке снижается в 3-5 раз, вместе с этим разрывов, перескоков фронта и филаментации плазмы не наблюдается. Если филаменты и появляются, то формируются они не мгновенно, а лишь после ухода фронта разряда. Подобное замедление может быть объяснено тем, что, двигаясь навстречу излучению, разряд переходит в область малых плотностей потоков греющего излучения. Более того, разряд может распространяться по области пространства, где пробойные условия в отсутствие плазмы были невыполнимы и существование разряда невозможно. Поэтому смена скорости распространения может быть связана с изменением характера распространения фронта. То есть резкая смена скорости может быть объяснена сменой режима распространения, где движение в надпробойных полях изменяется на движение в допробойном поле.

Для расчёта напряжённости электрического поля на протяжении трассы распространения были проведены измерения диаметра пучка на входе в вакуумной камеры и в области фокуса. Принимая форму пучка гауссовой и мощность излучения равной 40 кВт, имелась возможность восстановить локальное значение напряжённости электрического поля.

Стоит также заметить, что все разряды проходят три данные области лишь в описанном выше порядке. В экспериментах не наблюдалось разрядов, которые могли бы начаться в области медленного распространения и сместиться в область быстрого распространения, в сторону сонаправленную с направлением распространения ТГц пучка. Данное наблюдение подтверждает предположение о смене скорости за счёт его смещения из области надпробойного поля в область допробойных полей. Разряд попросту не может инициироваться в данной допробойной области, но зато может там существовать, когда разрядные условия будут изменены за счёт продвижения плазменного фронта.

Для уточнения механизмов распространения, отвечающих каждой области, необходимо провести оценки существования описанных ранее режимов под действием греющего излучения ТГц диапазона. Для оценки скоростей, достигающихся в волне пробоя, излучение гиротрона вблизи перетяжки пучка может быть аппроксимировано конусом с углом раствора 32.8° . Данное допущение хорошо аппроксимирует реальный пучок на расстоянии порядка нескольких сантиметров от фокуса. Предельный диаметр перетяжки пучка составляет $3\lambda = 3 * 0,44 \approx 1.3$ мм. Так же принималось, что форма импульса греющего излучения представляет собой прямоугольник длительностью 20 мкс.

Используя формулу для времени нарастания электронной лавины $\ln\left(\frac{n_1}{n_0}\right) = \int_0^t v_i(E(x))dt$ численно находилось время $t(x)$, необходимое для нарастания концентрации электронов с n_0 до n_1 . В качестве начальной концентрации было взято $n_0 = 100 \text{ см}^{-3}$ – характерная концентрация свободных электронов в окружающем воздухе, возникающих под действием космических лучей и естественного радиационного фона, $n_1 = 10^{16} \text{ см}^{-3}$ – критическая концентрация плазмы для частоты 0.67 ТГц. Значение $t(x)$ находилось численно, используя выражение для частоты ионизации $v_i = \alpha(E_{eff}, p)\mu(E_{eff}, p)E_{eff}$, где α – коэффициент Таундсенда, μ – подвижность электрона. Их значения брались из табличных значений, измеренных для постоянного внешнего электрического поля. Из полученных данных можно было восстановить скорость фронта в каждой конкретной точке. Результаты данного расчёта были показаны на рис. 84.

Из графика можно сделать вывод, что распространение на данном промежутке не является волной ионизации, так как теоретически вычисленные скорости оказываются сильно завышенными. В добавок, не совпадают как максимумы теоретической и экспериментальной зависимости скорости распространения от давления, так и их степенные зависимости от давления при $p \rightarrow \infty$.

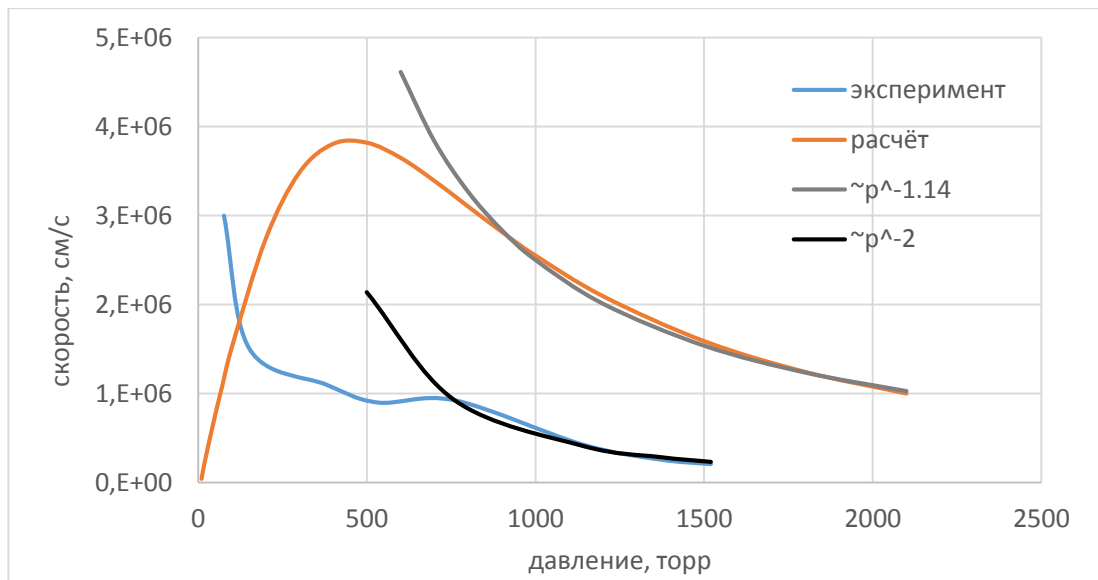


Рисунок 84. Сравнение данных измерения скорости распространения под действием греющего излучения 0.67 ТГц мощностью 40 кВт и данных, полученных из расчёта скорости волны ионизации для реальных параметров пучка. Скорости были измерены и вычислены на расстоянии 3см от перетяжки пучка. Также на графике построены аппроксимационные кривые для каждой из зависимостей.

В связи с этим, остаётся неясным, почему предсказанная в теории волна ионизации хоть и распространяется с большей скоростью, чем наблюдаемая в эксперименте, однако распространение определяется не ей. Скорость в точке, отстоящей на расстоянии 3см от фокуса, достигает величин порядка $3 \cdot 10^6$ см/с. Она определяется лишь временем перехода фронта плазмы между соседними точками данной области и никаким образом не учитывает время от начала ТГц импульса. То есть, чтобы самостоятельный разряд произошёл в данной области, и концентрация электронов выросла до существенного уровня, необходимо некоторое время. Численно оказалось, что это время составляет несколько микросекунд. За данное время какой-либо другой процесс и имеющий меньшую скорость, но начавшийся в области фокуса за несколькими микросекундами ранее, может оказаться в данной точке пространства быстрее. Другими словами, наблюдаемая малая скорость фронта может отвечать другому механизму распространения лишь потому, что тот начинается раньше.

Так же стоит оценить возможность существования детонационного режима распространения для излучения ТГц диапазона частот. Если абстрагироваться от механизмов поглощения ТГц излучения в плазме разряда и использовать формулу для

детонационной волны $V_{\text{фронта}} = \sqrt[3]{2\gamma(\gamma^2 - 1)S_0/\rho_0}$, то при параметрах пучка гиротрона в области фокуса $S_0 = 1.6 * 10^6$ Вт/см² и плотности газа аргона $\rho_0 = 1.78$ кг/м³, $\gamma_{Ar} = 1.67$ для фонового давления газа в камере на уровне $p = 100 - 1000$ торр характерные скорости распространения составляют $2 - 5 * 10^5$ см/с. К тому же данная скорость имеет слабую зависимость от давления. На рис.85 приведён как теоретический расчёт скорости детонационной волны для частоты излучения 0.67 ТГц, а также экспериментальные данные. Видно, что кривые имеют не только существенное различие в величине скорости, но и в форме кривых.

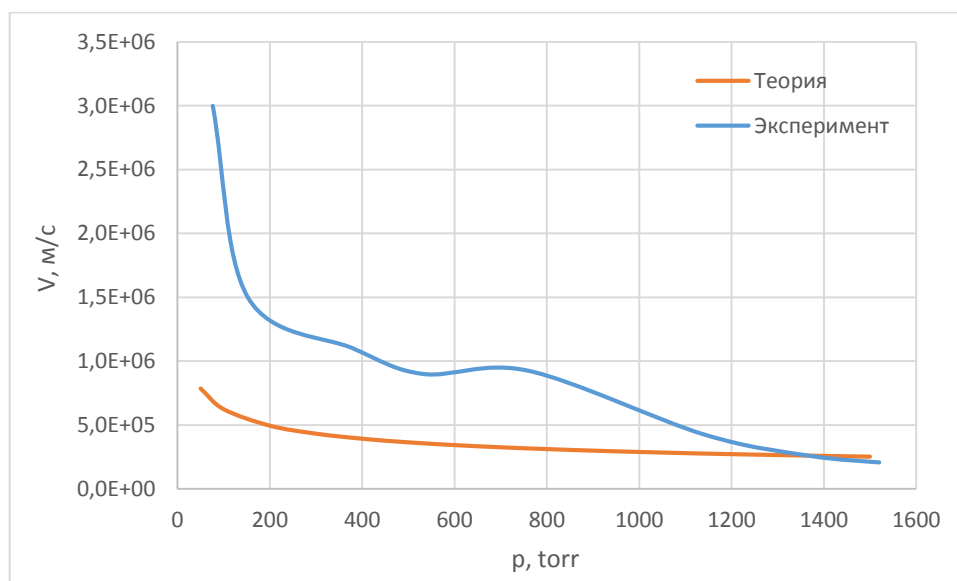


Рисунок 85. Зависимость скорости детонационной волны от давления, вычисленная теоретически, и экспериментально полученные данные зависимости скорости фронта для греющего излучения частоты 0.67 ТГц мощностью 40 кВт.

Для того, чтобы оценить частоту излучения при которой пороговая мощность греющего излучения необходимая для наступления детонационного режима распространения сравнивается с пороговой мощностью пробоя, возьмём их зависимости от частоты излучения. Пороговая величина потока мощности, необходимой для пробоя, может быть аппроксимирована как $S_{\text{пробоя}} \sim \omega^2$, в то время как $S_{\text{детонации}} \sim \sqrt{\omega}$. В случае пробоя воздуха, данные мощности сравниваются в области частот порядка 10-50 ТГц

Одним из последних механизмов, способных описать быстрое распространение, является волна диффузии. В действительности, если обратить внимание на ФЭР-грамму разряда,

хотя и в теле разряда наблюдаются филаменты, однако распространяющийся фронт не имеет никаких перескоков (рис. 81). Данное явление объяснимо тем, что ТГц излучение имеет длину волны менее миллиметра, поэтому пучности стоячей волны, образующейся вблизи фронта, отстоит от фронта на расстояние менее четверти миллиметра. Данное расстояние является достаточно малым, электроны быстро диффундируют в область перед фронтом. Для того чтобы подтвердить это, были сравнены время диффузии электронов на расстояние в четверть длины волны с характерными скоростями распространения плазмы. При давлении $p = 100$ торр и средней энергии электронов $\varepsilon = 10$ эВ и длине волны греющего излучения $\lambda = 0.44$ мм время диффузии составит $t = \frac{(\lambda/4)^2}{D_e} \approx 20$ нс, что при $E \approx 10$ кВ/см сравнимо с временем нарастания электронной лавины $t^{-1} = \nu_i = \frac{\varepsilon_i}{\varepsilon_{osc}} = \frac{\varepsilon_i}{\left(\frac{e^2 E^2 \nu_m}{m(\omega^2 + \nu_m^2)}\right)} \approx 15$ нс.

В поддержку наличия ионизационно-диффузионного механизма распространения, а также в подтверждение того, что на величину скорости фронта в первую очередь влияет масса газа, выступает и тот факт, что скорость распространения в аргоне оказывается выше, чем в криптоне. Несмотря на то, что потенциал ионизации в криптоне ниже, и как следствие частота ионизации при том же фоновом давлении оказывается выше, молярной массы данных газов существенно разнятся. Различие в массе существенным образом влияет на коэффициент диффузии, в криптоне он оказывается меньше, и, несмотря на большую частоту ионизации, произведение $\nu_i D$ для ксенона в широком диапазоне существования разряда оказывается меньше.

Самая большая скорость распространения была зарегистрирована в смеси газов HeAr – газ аргон с малой добавкой газа гелия. Это может быть объяснено тем, что основным фоновым газом является гелий, поэтому в качестве коэффициента диффузии электронов был взят коэффициент диффузии для чистого газа гелия. Как было описано ранее в первой главе, данная смесь газов характерна тем, что из-за эффекта Пеннинга эффективный потенциал ионизации равен потенциалу ионизации аргона. Тем самым, и частоту ионизации в данной смеси можно положить равной частоте ионизации в аргоне. В связи с этим, данная смесь газов имеет самую большую скорость ионизационно-диффузионной волны $V = 2\sqrt{\nu_i D}$. Сравнение теоретически рассчитанной скорости ионизационно-диффузионной волны и экспериментальных данных приведено на рис. 86.

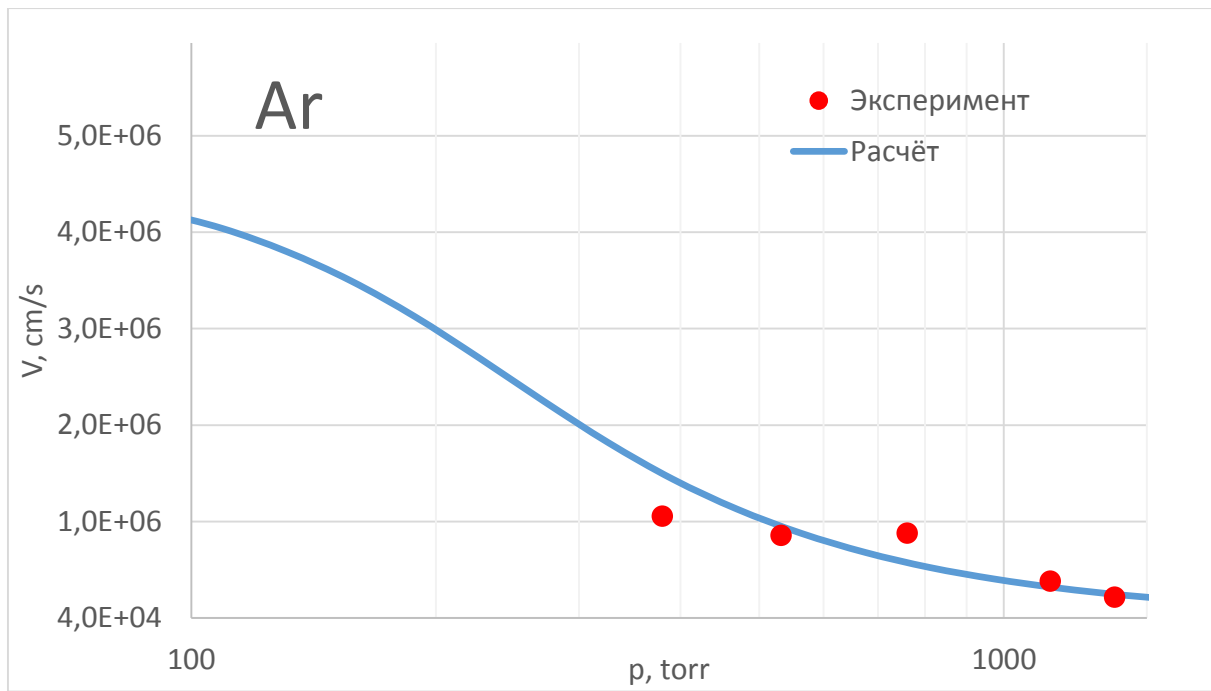


Рисунок 86. Зависимость скорости распространения разряда от фонового давления газа аргона. Электрическое поле падающей волны 10 кВ/см, частота излучения 0.67 ТГц.

2.3.2 Участок «медленного» распространения

Хотя скорость на последнем участке распространения разряда (рис. 81, область 3), расположенного на удалении нескольких сантиметров от перетяжки пучка, оказывается в разы меньше, чем скорость фронта в области перетяжки, однако на уровне $10^5 - 10^6$ см/с, превышающие какие-либо значения звуковых скоростей в холодном газе. Данное распространение уже нельзя объяснить ионизационно-диффузионной волной, так как самостоятельный разряд в данной области не происходит. Характерные значения напряжённостей электрических полей при этом достигают величин порядка 2 кВ/см. Из этого можно сделать заключение, что частота потерь электронов в данной области больше частоты ионизации. То есть, значение эффективной частоты ионизации в невозмущенном холодном газе оказывается отрицательной.

Чтобы распространение в данной области поддерживалось, необходимо, чтобы пришедшая плазма взаимодействовала с холодным газом, тем самым упрощая пробойные условия перед ней. Одним из возможных механизмов является поглощение резонансного УФ излучения [84,85].

В плазме аргонового разряда основными источниками УФ излучения являются атомы с энергиями 11.82, 11.72, 11.62 и 11.55 эВ. Поскольку фоновым газом является всё тот же аргон относительно высокого давления, то УФ излучение оказывается локализованным вблизи разряда. Вдобавок, сильное поглощение УФ излучение обусловлено эффектом резонансного поглощения невозбуждёнными атомами аргона. Тем самым, вокруг основного разряда формируется ореол, в котором наблюдается увеличенная концентрация возбуждённых атомов аргона. Из-за этого для акта ионизации электронам необходимо набрать энергию порядка 4 эВ, что существенно упрощает пробой [86-89].

Согласно измерениям [86], сечение поглощения резонансного излучения газом аргона составляет $\sigma = 7 * 10^{-19}$ см². Из чего может быть вычислена характерная длина поглощения данного излучения, которая при фоновом давлении газа 100 торр составляет 4мм.

Для оценки скорости распространения фронта плазмы была взята формула скорости фронта ионизационно-диффузионной волны $V = 2 \sqrt{\nu_i D}$, где в качестве ν_i был взят темп набора электронами энергии от 11.5 до 15.6 эВ. А именно $\nu_i = \frac{\epsilon_i - \epsilon^*}{\epsilon_{osc}} * \nu_m$, где ϵ_i – энергия ионизации, ϵ^* - энергия возбуждения атома, ϵ_{osc} - осцилляторная энергия электрона, ν_m - транспортная частота столкновений.

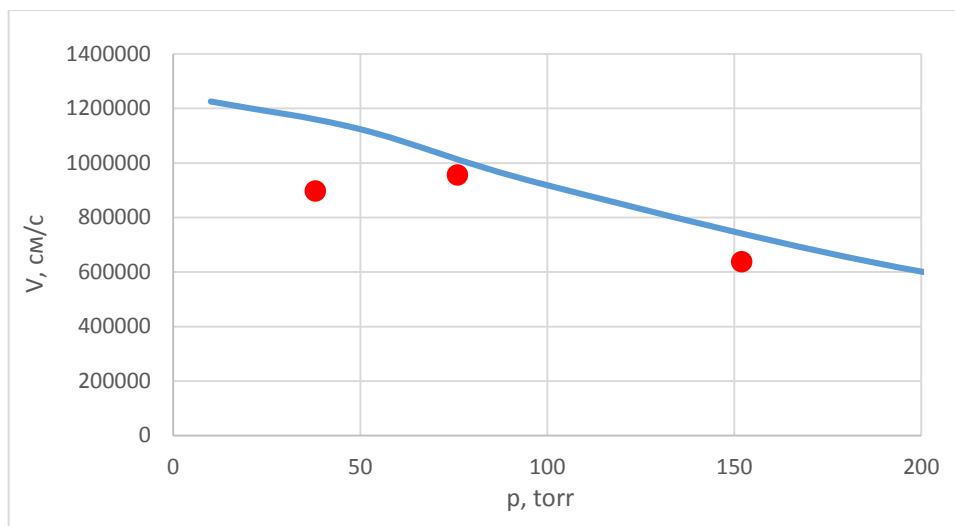


Рисунок 87. Зависимость скорости распространения разряда в области умеренных напряжённостей эл.-м. полей от фонового давления газа аргона. Сплошная кривая – теоретический расчёт для $E=2$ кВ/см, точки – экспериментальные значения скорости на удалении 5 см от фокуса. Мощность излучения 250 кВт с частотой 0.25 ТГц.

Аналогично с ионизационно-диффузионной волной в пробойных полях, данная теория дала хорошее совпадение в области высоких давлений, в то время как спад скорости с понижением фонового давления газа также остался необъясним. Скорее всего, это связано с некорректной оценкой эффективного греющего поля, которое в теоретическом расчёте оказывается завышенным.

2.3.3 Распространение ТГц разряда в молекулярных газах и медленное горение

Разряд в молекулярных газах характеризуется тем, что при нагреве электрона на столкновениях высока вероятность его неупругого рассеяния с потерей энергии, как на электронное возбуждение, так и возбуждение молекулярных колебаний. То есть существует большое количество каналов отбора энергии от электрона и передачи её холодному газу. Как было показано ранее, пороговое поле пробоя таких газов достаточно велико. Поэтому в большинстве реализуемых разрядов пучками умеренных мощностей в воздухе и малыми мощностями в аргоне, реализуется случай равновесного медленного горения.

В доказательство этому служат фотографии получаемых разрядов. Их плазма повторяет форму пучка и равномерно заполняет всё его пространство, причём внутри тела разряда не наблюдается какой-либо филаментарной структуры. При малых плотностях потоков греющего излучения плазма распространяется с настолько малыми скоростями, что для диагностики достаточно обыкновенной камеры с частотой обновления кадров 30fps (рис. 88, 89).

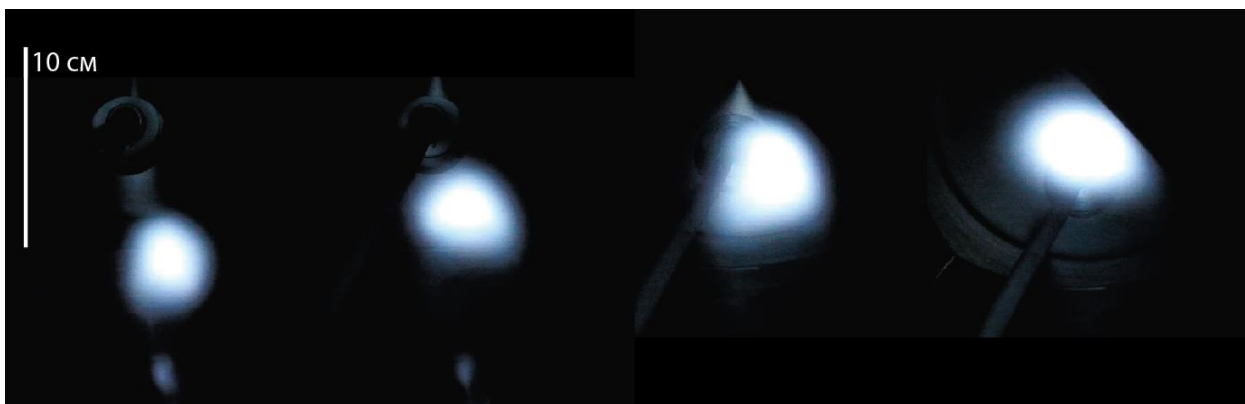


Рисунок 88. Набор фотографий разряда с длительностью выдержки 33 мс в аргоне, фоновое давление 0.2 атм, мощность греющего излучения 1 кВт, частота 0.263 ТГц.



Рисунок 89. Набор фотографий разряда с длительностью выдержки 33 мс в криптоне, давление 1.1 атм, мощность греющего излучения 1 кВт, частота 0.263 ТГц.

Характерная температура газа, достигающаяся в подобных равновесных разрядах, оказывается на уровне 3000-6000 °К [90, 91], что, учитывая слабую зависимость удельной теплоёмкости газа от температуры, позволяет теоретически оценить скорость распространения из равенства потока электромагнитной энергии и энергии, затраченной на нагрев газа

$$\rho_0 u C_p T_k = S_0$$

, где ρ_0 - плотность газа, u – скорость фронта, C_p - теплоёмкость газа, T_k – конечная температура газа. Сравнение теоретически рассчитанной зависимости скорости распространения от давления и экспериментальных данных продемонстрировано на рис. 90.

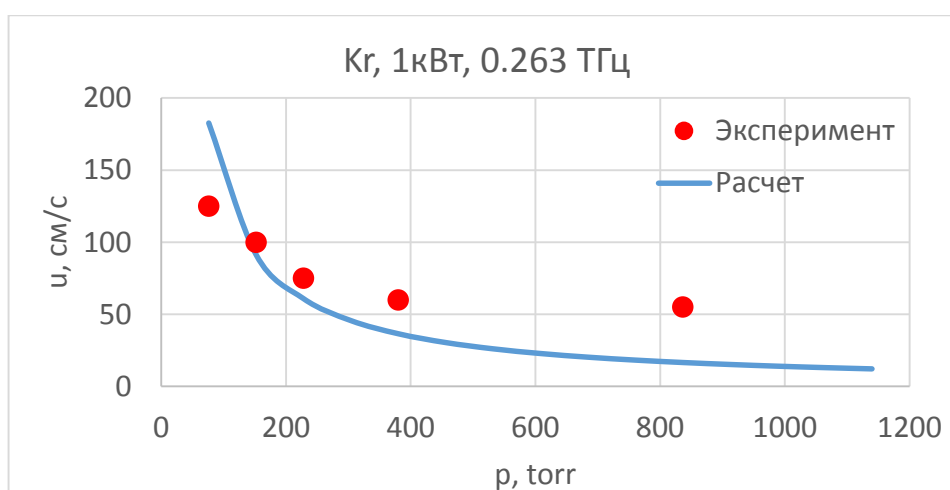


Рисунок 90. График зависимости скорости распространения плазмы разряда в криптоне, полученные как теоретически и экспериментально. Частота греющего излучения 0.263 ТГц, плотность потока мощности 50 Вт/см², $T_k=3000^\circ\text{К}$

Несмотря на упрощённое теоретическое описание медленного распространения разряда, теоретический расчёт дал хорошее совпадение с экспериментальными данными. Их не полное совпадение можно объяснить тем, что плазма способна рассеивать падающее греющее излучение, как следствие не вся мощность передаётся от пучка в нагрев газа.

2.4 Результаты главы

1. Были проведены эксперименты по измерению скорости распространения разряда в пучках волн с частотой 0.25 ТГц и 0.67 ТГц.
2. 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
3. Скорость распространения ТГц разряда зависит от молярной массы газа. Скорость распространения тем больше, чем легче газ.
4. Резкая смена скорости распространения может быть объяснена выходом фронта разряда из области надпробойных в область допробойных полей, и, как следствие, сменой механизма распространения.
5. В области надпробойных полей распространение ТГц разряда объясняется волной диффузии, что было подтверждено сравнением теоретического расчёта и экспериментальных данных.
6. В области допробойных полей распространение происходит из-за упрощения выполнения разрядных условий из-за поглощения УФ излучения, исходящей из-за фронта плазмы разряда.

Заключение

В данной работе было проведено исследование разряда, инициированного мощным излучением ТГц диапазона частот. Работа была выполнена на уникальных установках, имеющих в своём составе мощные источники излучения, такие как гиротроны и лазер на свободных электронах, с частотами выходного излучения, перекрывающими весь терагерцовый диапазон. Развита в работе модель описания разрядов пробоя позволила описать пробой в различных газах. Корректность данной теории была подтверждена экспериментально.

Так же, в данной работе были впервые проведены эксперименты по изучению распространения разряда в пучках ТГц диапазона. Было показано, что в ТГц разрядах в инертных газах в области пробойных полей не реализуется свойственные для ИК и СВЧ разрядов механизмы, а распространение фронта излучению навстречу разряду объясняется волной диффузии с характерными скоростями $10^6 - 10^7$ см/с.

Распространение фронта плазмы с характерными скоростями порядка 10^5 см/с в молекулярных газах может быть объяснено медленным горением.

Результаты данной диссертационной работы легли в основу проектов по созданию точечного источника экстремального ультрафиолетового (ЭУФ) излучения для установок литографии с передовым техпроцессом. Одним из возможных вариантов решения задачи создания источника такого излучения может стать использование разряда в инертных газах, линии излучения многозарядных ионов которых лежат в области от 10 до 15 нм. В качестве источников излучения для создания и поддержания разряда могут выступать как мощные СВЧ генераторы, так и лазеры ближнего, среднего и дальнего ИК диапазонов. С этой точки зрения, оптимальным для генерации ЭУФ излучения является суб-миллиметровый диапазон, где, с одной стороны, достигается высокая степень неравновесности, а с другой, оптимальная плотность плазмы, что исключает самопоглощение генерируемого ЭУФ излучения плазмой.

Однако, после первичного пробоя, фронт образуемой плазмы начинает распространяться навстречу греющему излучению, что нарушает критерий точечности разряда. Для уменьшения геометрических размеров разряда возможно использовать газовые струи с резким перепадом концентрации нейтральных частиц. Данная конфигурация мишени подразумевает, что оптимальные для пробоя условия по давлению будут находиться лишь в малой области вблизи сопла, в то время как фоновое давление вокруг данной области может быть на уровне сотых долей торр. Совокупность данных факторов благоприятным

образом сказывается на генерации и передаче ЭУФ излучения плазменного разряда. Тем самым удастся как ограничить распространение разряда и добиться его точности с оптимальными для генерации ЭУФ излучения параметрами, так и обеспечить его перенос с минимальными потерями для дальнейшего использования.

Результаты, описанные в данной диссертации, позволили проектировать и конструировать газодинамические мишени подавляющие распространения разряда, что вкупе с высокими температурами электронов и высокой степенью неравновесности плазмы даёт основание полагать, что ТГц разряд, локализованный в газовой струе истекающей в вакуум, может быть использован как точечный источник ЭУФ излучения в современных литографических установках с передовым техпроцессом.

Список основных публикаций автора по теме диссертации

1. *Sidorov A., Golubev S., Razin S., Veselov A., Vodopyanov A., Fokin A., Luchinin A., Glyavin M.* Gas discharge powered by the focused beam of the high-intensive electromagnetic waves of the terahertz frequency band // *Journal of Physics D: Applied Physics.* -2018, -Vol. 51, № 46 - P.464002
2. *Sidorov A., Razin S., Veselov A., Vodopyanov A., Morozkin M., Glyavin M.* Breakdown of the heavy noble gases in a focused beam of powerful sub-THz gyrotron // *Phys. Plasmas.*-2019, -Vol. 26, №8, -P. 083510
3. *Sidorov A., Razin S., Veselov A., Viktorov M., Vodopyanov A., Luchinin A., and Glyavin M.,* Dynamics of the gas discharge in noble gases sustained by the powerful radiation of 0.67 THz gyrotron, // *Physics of Plasmas.* -2020, -Vol.27, №9, -P. 093509
4. *Barmashova T., Sidorov A., Vodopyanov, A., Luchinin A., Murzanev A., Razin S., Stepanov A., Veselov A.* Study of THz Gas Discharge Spatial Dynamic in Argon // *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology.* -2023, -Vol. 13 №1, -P. 3-9
5. *Сидоров А., Веселов А., Водопьянов А., Кубарев В., Горбачев Я., Шевченко О.* Особенности пробоя тяжелых инертных газов в сфокусированном пучке излучения Новосибирского лазера на свободных электронах // *Письма в журнал технической физики.* -2023. –Вып.3, -С. 19-21
6. *Веселов А., Сидоров А., Калынов Ю., Водопьянов А.* Пробой тяжелых инертных газов импульсом электромагнитного излучения гиротрона частотой 1THz // *Письма в журнал Технической физики.* -2023. –Вып. 6, -С. 35-38
7. *Sidorov A. Veselov A., Rakova E., Barmashova T., Vodopyanov A., Ananichev A., Glyavin M.* Ionization wave in air under the action of powerful radiation of the terahertz frequency range // *St. Petersburg Polytechnic University Journal. Physics and Mathematics.,* -2023, -Vol. 16, №1.2 –P. 8-20

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/ *Denisov G. et al*// *Nucl. Fusion.* -2022. –Vol.62, –P. 036020

13. Terahertz radiation sources based on free electron lasers and their applications/ Tan, P., Huang, J., Liu, K. et al. // *Sci. China Inf. Sci.*-2012. –Vol.55., -P.1–15.
14. *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.
15. *Райзер Ю. П.* Физика газового разряда : научное издание / Ю. П. Райзер. - 3-е изд. перераб. и доп. - Долгопрудный : Издательский Дом «Интеллект», 2009. - 736 с.
16. СВЧ-разряд высокого давления в пучках электромагнитных волн/ *Голубев С., Грицинин С., Зорин В., Косый И., Семенов В.* // *Высокочастотный разряд в волновых полях: сборник.* – Горький: ИПФ АН СССР, 1988. – С.136.
17. *Грицинин С., Косый С., Тарасаова Н.*, Возникновение и развитие газового разряда при высоких давлениях/ *Грицинин С* // Тезисы докладов II Всесоюзного совещания по физике электрического пробоя газов. –Тарту,1984. -Ч.2. -С.431–433
18. Nonlinear dynamics of a freely localized microwave discharge in an electromagnetic wave beam/ *Vikharev A., Gil'denburg V., Golubev S. et al.*// *Zh. Eksp. Teor. Fiz.*-1988. -Vol.94, P.136-145
19. Газодинамическое распространение неравновесного СВЧ разряда// *Богатов Н., Быков Ю., Венедиктов Н.*//*Физика плазмы.* -1986. –Т.12, №6. -P.725-732
20. *Cook A., Shapiro M., Temkin R.* Pressure dependence of plasma structure in microwave gas breakdown at 110 GHz//*Appl. Phys. Lett.* -2010. –Vol.97, №1, -P.011504.
21. Observation of Large Arrays of Plasma Filaments in Air Breakdown by 1.5-MW 110-GHz Gyrotron Pulses/ *Hidaka Y., Choi E., Mastovsky I*// *Phys. Rev. Lett.* -2008. –Vol.100,№3 –P.035003
22. *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
23. СВЧ-разряд высокого давления в пучках электромагнитных волн/ *Вихарев А.б Гильденбург В., Ким А., Литвак А., Семенов В.* // *Высокочастотный разряд в волновых полях: сборник.* – Горький: ИПФ АН СССР, 1988. – С. 41
24. Submillimeter-laser-induced air breakdown/ *Woskoboinkow P., Mulligan W., Praddaude H, Cohn D.*// *Appl. Phys. Lett.* -1978. -Vol.32,№9. -P.527–529

25. *P. Хабидулин*, Квантово-каскадные лазеры терагерцового диапазона в России: современное состояние и перспективы// ЭЛЕКТРОНИКА: НТБ, -2020, -Т. 10, -С. 91
26. *Lewis R.* A review of terahertz sources// J. Phys. D: Appl. Phys. -2014. –Vol.47, -P.374001
27. *Siegel P.* Terahertz technology// IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. - 2002. -Vol.50, №3, -P.910-928
28. *Негирев А.* Вакуумная СВЧ электроника / *Негирев А.* Под ред. М.И. Петелина Н.Новгород: ИПФ РАН, 2002 -93с.
29. *Wendy M.* Reference Data for Engineers Radio, Electronics, Computer, and Communications/ *Wendy M., Valkenburg E.*// Newnes; 9th edition -1672 p.
30. *S. Sabchevski, M. Glyavin*, Development and Application of THz Gyrotrons for Advanced Spectroscopic Methods//Photonics, -2023, -Vol. 10, -P.189.
31. *Meyerand R., Haught A.*, Gas Breakdown at Optical Frequencies// Phys. Rev. Lett. -1963. -Vol.11, -P.401
32. The Breakdown of Noble and Atmospheric Gases by Ruby and Neodymium Laser Pulses/ *Tomlinson R., Damon E. and Buscher H.*// Physics of Quantum Electronics Conference Proceedings. -1966. -P.520–526
33. Continuous optical discharge/ *Generalov N., Zimakov V., Kozlov G. et al.*// ZhETF Pis. - 1970. Vol.11, -P.302–304
34. *Райзер Ю.П.* Лазерная искра и распространение разрядов/ Ю.П. райзер - Москва : Наука, 1974. - 308 с.
35. *Зельдович Я., Райзер Ю.* О лавинной ионизации газа под действием светового импульса//ЖЭТФ. -1964. -Вып.3, №9
36. *Mainfray G., Manus G.*, Multiphoton ionization of atoms// Rep. Prog. Phys., -1991, -Vol.54. –P.1333
37. *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
38. OPTICAL BREAKDOWN IN GASES INDUCED BYHIGH-POWER IR CO2 LASER PULSES/ *Camacho J., Diaz L., Santos M. et al.*// Journal of Optics Research.-2011. –Vol.13, №1/2

39. *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
40. *Cremers D.* Handbook of Laser-Induced Breakdown Spectroscopy/ Cremers D., Radziemski L - John Wiley & Sons: Chichester. 2006
41. *Miziolek A.* Laser-Induced Breakdown Spectroscopy/ Miziolek A., Palleschi V., Schechter I. -Cambridge University Press: Cambridge. 2006
42. *Зудов В.* Воспламенение и стабилизация гомогенного горения в высокоскоростном потоке импульсно-периодическим лазерным излучением /Зудов В., Третьяков П., Тупикин А.// XII всероссийский съезд по фундаментальным проблемам теоретической и прикладной механики, Сборник трудов в 4-х томах. 19–24 августа 2019 –Уфа. -2019. –Т.2, -С. 791-793
43. Development of 300 GHz Band Gyrotron for Collective Thomson Scattering Diagnostics in the Large Helical Device/ *Saito T., Yamaguchi Y., Tatematsu Y. et al.*// Plasma and Fusion Research, -2017. –Vol.12, №0, -P.1206013
44. 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
45. Observation of a comb-shaped filamentary plasma array under subcritical condition in 303-GHz millimetre-wave air discharge/ *M. Fukunari, S.Tanaka, R. Shinbayashi et al.*// Scientific Reports. -2019. -Vol.9. -P.17972
46. 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
47. 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
48. *Ю.А. Лебедев, В.А. Шахатов.* Разложение углекислого газа в СВЧ разрядах//ЖПХ, - 2022, -Т.95, -Вып.1, -С.5-25.
49. ПЛАЗМОХИМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ, ИНИЦИИРУЕМЫЕ ИМПУЛЬСНЫМ ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ В ГАЗОВОЙ СМЕСИ SF₆ и N₂/ *Пушкарев А., Ремнёв Г.,*

- Власов В. и др.* // Известия Томского политехнического университета. Инжиниринг георесурсов, -2004. -Вып.307, №6, -С.59-62.
50. *Kalmykov S., Butorin P., Sasin M.* Xe laser-plasma EUV radiation source with a wavelength near 11 nm—Optimization and conversion efficiency// Journal of Applied Physics. –Vol. 126, - N. 10, -P. 103301
51. *Bruijn, R.D., Koshelev, K., Bijkerk, F.* Enhancement of laser plasma EUV emission by shockwave–plasma interaction.//Journal of Physics D, -2023. -Vol. 36.
52. Electrodeless Microwave Source of UV Radiation/ Barkhudarova E., Kozlovb Yu., Kossyia I. et. al. //Technical Physics. -2012, -Vol.57, -№6
53. *Паршин В., Серов Е.* Резонансные методы исследования газов и конденсированных сред в мм и субмм диапазонах//20th Int. Crimean Conference “Microwave & Telecommunication Technology” (CriMiCo’2010). 13-17 Сентября 2010 –Севастополь. -2010. –С.21-27
54. *Власов С., Орлова И.* Квазиоптический преобразователь волн волновода кругового сечения в узконаправленный волновой пучок// Изв. ВУЗов, Радиофизика. -1974. -Т.17,№1. -С.148-154.
55. Modulation instability, three mode regimes and harmonic generation at the Novosibirsk terahertz free electron laser/ Kubarev V, Kulipanov G., Kolobanov E. et al.// Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. -2009. –Vol. 603, №1–2. –P.25-27
56. Ionization of a low-pressure gas in a very intense microwave field/ *Brizhinev P., Vikharev A., Golubyatnikov G. et al.*//Sov. Phys. JETP, -1990. -Vol.98. –P.434-445.
57. *Выскребенцев А., Райзер Ю.* Простая теория пробоя одноатомных не легких газов в полях любых частот, от низких до оптических// ПМТФ. -1973. -№1
58. *Гильденбург В.Б., Семенов В. Е.*, Диффузионный порог СВЧ пробоя газа в неоднородных полях//, Академия наук СССР Институт прикладной физики. -1982. -№61
59. *Wagner K.* Ionization, Electron-Attachment, -Detachment, and Charge-Transfer in Oxygen and Air // Z. Physik. -1971. -Vol.241. -P.258-270
60. *Ponomarev A., Aleksandrov N.*, Monte Carlo simulation of electron detachment properties for O_2^- ions in oxygen and oxygen:nitrogen mixtures// Plasma Sources Sci. Technol. -2015.-№24

61. *Megh Nad Saha D.Sc.* Ionization in the solar chromosphere// The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science, -1920, -Vol.40, -№238, -P.472-488
62. Dynamics of the atmospheric surface layer electricity/ *Sergey A, Kostya A., Sergey G.*// XV International Conference on Atmospheric Electricity.
63. *MacDonald A., Brown S.* Limits for the Diffusion Theory of High Frequency Gas Discharge Breakdown, Phys. Rev. -1949. -Vol.76,№11. -P.1629
64. *Pesnelle A., Watel G., Manus C.*, Velocity dependence of the Penning and associative ionization cross sections of Ar atoms by He(2 3S) and He(2 1S) atoms// J. Chem. Phys. -1975. -Vol.62, -P.3590
65. Bratman, V., Kalynov Y., Manuilov, V. Large-Orbit Gyrotron Operation in the Terahertz Frequency Range. Physical Review Letters. -2009. -Vol.102, №24. –P. 245101
66. Breakdown simulations in a focused microwave beam within the simplified model/ *Semenov V., Rakova E., Glyavin M. et al.*// Physics of Plasmas. -2016.-Vol.23 –P.073109.
67. *Ferreira C. and Loureiro J.* Electron excitation rates and transport parameters in high-frequency N₂ discharges// J. Phys. D: Appl. Phys.-1989. -Vol.22. –P.76-82.
68. *Ramsden S., Davies W.*, Radiation scattered from plasma produced by a focused ruby laser beam// Phys. Rev. Lett. -1964. Vol.13,№7. –P.227-229
69. Переход горения в детонацию в канале с диаметром меньше критического диаметра существования стационарной детонации/ *Д. И. Бакланов, В. В. Голуб, К. В. Иванов, и др.* // ТВТ, -2012, -Т.50, -Вып.2, -С.258–263
70. Возникновение неравновесных состояний и изменение поглотительной способности плазмы под действием мощных световых импульсов/ *Генералов Н., Козлов Г., Райзер Ю.*// ПМТФ, -1970, -№3, -С.27-37
71. Лазерная искра в режиме "медленного горения"/ *Бункин В., Конов В., Прохоров А. и др.*// Письма в ЖЭТФ, -1969. -Т.9, вып.11, стр. 609-612
72. *Зельдович Я., Франк-Каменецкий Д.*, Теория теплового распространения пламени// Журнал физической химии, -1938, -Т.12, -Вып.1, -С.100-105
73. Forward going filament in sparks induced by 10.6 – μ laser radiation/*Gravel M., Robertson W., Alcock A. et. al.*// Appl. Phys. Letters, -1971, -Vol.4, -P.149

74. Tomlinson R., Plasma expansion under heating by CO₂ laser pulse// Appl. Phys. Letters., - 1971, -Vol.18, -P.75
75. Мульченко Б., Райзер Ю., Эпштейн В. Исследование лазерной искры высокого давления, зажигаемой сторонним источником плазмы// ЖЭТФ. -1970. -Т.59. –С.1975
76. Райзер Ю. Дозвуковое распространение световой искры и пороговые условия для поддержания плазмы излучением//ЖЭТФ. -1970, -Т.58, -С.2127
77. Райзер Ю. Нагревание газа под действием мощного светового импульса// ЖЭТФ. -1965. -Т.48. –С.1508
78. Нагрев вещества при фокусировке излучения оптического квантового генератора/ Амбарцумян Р., Басов Н., Бойко В. и др.// ЖЭТФ. -1965. -Т.48. -С.1583
79. Семенов В., Волна пробоя в самосогласованном поле электромагнитного волнового пучка//Физика плазмы, -1982, -Т.8, -№3, -С.613-618.
80. Колмогоров А., Петровский И., Пискунов Н. Исследование уравнения диффузии соединённой с возрастанием количества вещества, и его применение к одной биологической проблеме// Бюл. МГУ, Математика и механика. -1937, -Т.1,№6. -С.1-26
81. Pulsed discharges produced by surface waves/ Ivanov O., Gorbachev A., Koldanov V. et. al.// J. Phys. IV France, -1998, -Vol.8, -№7, -P.317-326
82. New mechanism of gasdynamic propagation of a discharge/ Brodskii Yu., Golubev S., Zorin V. et al.// Sov. Phys. JETP.-1983. -Vol.57,№5. –С.1695-1701
83. Dynamics of a microwave discharge in krypton produced by a high-density radiation field/ Bogatov N., Brodsky Yu., Golubev S. et al.// XVII ICPIG, -1987.
84. Быстрая волна ионизации, возбуждаемая в газовой среде электромагнитным лучом/ Богатов Н., Бродский Ю., Голубев С. и др.// Краткие сообщения по физике, -1984, -№9, - С.32-36
85. Мнацаканян А., Найдис Г. О динамике СВЧ-разрядов в инертных газах // Физ.плазмы. - 1990. -Т.16,№4. -С.481-486.
86. Resonance absorption and fluorescence in argon/ Chapman C.J., Masson A.J., Wayne R.P.// Molecular Physics: An International Journal at the Interface Between Chemistry and Physics. -1972, -Vol.23, -№5, -P. 979-994

87. *Zahra A.*, NUMERICAL EXPERIMENT OF RADIATION SELF-ABSORPTION AND RADIATION DYNAMICS IN THE DENSE PLASMA FOCUS USING LEE MODEL, Universiti Teknologi Malaysia, 2013
88. *Evans D., Tankin R.*, Measurement of Emission and Absorption of Radiation by an Argon Plasma// *Physics of Fluids*. -1967. -Vol. 10. -P.1137–1144
89. *Hyman H.*, Electron-impact ionization cross sections for excited states of the rare gases (Ne, Ar, Kr, Xe), cadmium, and mercury// *Phys. Rev.* -Vol. 20, -Iss. 3, -P. 855
90. Peculiarities of the formation of a filamentary structure of a microwave discharge in an argon flow / *Sintsov V., Vodopyanov A., Stepanov A. et. al.* // *Technical Physics*, -2023. -Vol. 68. -No. 1
91. Performance analysis of a 2.45 GHz microwave plasma torch for CO₂ decomposition in gas swirl configuration/ *D'Isa F., Carbone E, Hecimovic A. et al*// *Plasma Sources Sci. Technol.*, - Vol. 29, -P. 105009