

На правах рукописи

УДК 537.562



Щепанюк Тадеуш Сигизмундович

**ИССЛЕДОВАНИЕ РАДИАЦИОННО-ГАЗОДИНАМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ГИПЕРЗВУКОВЫХ ПОТОКОВ ИЗЛУЧАЮЩЕЙ
ПЛАЗМЫ С КОНДЕНСИРОВАННЫМИ И ГАЗОВЫМИ СРЕДАМИ**

Специальность 01.04.14 – теплофизика и теоретическая теплотехника

Автореферат

диссертация на соискание ученой степени

кандидата технических наук

Москва 2007

Научный руководитель: доктор физико-математических наук,
профессор Протасов Ю.С.

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук,
профессор Кингсеп А.С.
кандидат физико-математических наук,
с.н.с., Колесников В.Н.

Ведущая организация: Объединенный институт высоких температур РАН

Защита диссертации состоится " 7 " марта 2007 г. в _____ час. на заседании диссертационного Совета Д.212.141.08 при Московском государственном техническом университете им. Н.Э.Баумана по адресу: 105005, Москва, Лефортовская наб., д.1, кор. "Энергомашиностроение"

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке МГТУ им. Н.Э.Баумана

Ваш отзыв на автореферат в 2-х экз., заверенный печатью, просим выслать по адресу: 105005, Москва, 2-я Бауманская ул., 5, МГТУ им. Н.Э.Баумана, ученому секретарю диссертационного Совета Д.212.141.08

Автореферат разослан " 5 " февраля 2007 г.

Ученый секретарь
специализированного Совета
кандидат технических наук, доцент



-610

Е.Б.Копосов

МГТУ им. Н.Э.Баумана



1780609

Копосов Е.Б. Исследование

1155

Ф У М

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы. При решении ряда научных и практических задач необходимы мощные источники излучения в ультрафиолетовой и вакуумной ультрафиолетовой (ВУФ) областях спектра. Потребности в таких источниках есть в квантовой электронике (здесь они применяются как источники оптической накачки лазерных сред), при исследовании теплофизических и радиационно-плазмодинамических процессов взаимодействия интенсивного некогерентного излучения с веществом (например, это процессы на стенках термоядерных установок, абляция теплозащитных покрытий летательных аппаратов, процессы в эрозионных ускорителях плазмы и сильнотоочных электродинамических устройствах и др.), в технологических (УФ-фотолитография, радиационное упрочнение поверхности) и фотохимических процессах.

Один из перспективных путей решения задачи по созданию мощных источников жесткого широкополосного излучения есть использование в этом качестве сильнотоочных излучающих плазмодинамических разрядов (ПДР) эрозионного типа в газах, в которых удачно сочетается ударно-волновой механизм нагрева плазмы, не имеющий прямых ограничений сверху на уровень достигаемых температур вещества (это преимущество перед омическими методами нагрева плазмы) и электрический способ накопления и ввода энергии в среду в сочетании с высоким КПД устройства (в отличие от взрывных источников излучения).

В экспериментах выполненных на начальном этапе исследований плазмодинамических коротковолновых излучателей под руководством А.С.Камрукова, Н.П.Козлова, Ю.С.Протасова подробно измерены интегральные излучательные и динамические характеристики разрядов магнитоплазменных компрессоров (МПК) в газах. Демонстрацией возможностей данного типа излучающих разрядов был запуск первого плазменного фотоионизационно-рекомбинационного лазера с ВУФ накачкой от излучающего плазмодинамического разряда. Однако макроструктура плазмы разряда, её влияние на излучательные свойства разряда в достаточной степени не были изучены.

Целью настоящей работы является:

- экспериментальное исследование макроструктуры и динамики излучающих плазмодинамических разрядов магнитоплазменного компрессора в газах; выяснение влияния динамических свойств разряда на излучательные характеристики данного класса разрядных устройств в широком диапазоне спектра;
- экспериментальное исследование многофакторных процессов взаимодействия мощного коротковолнового широкополосного излучения плазмодинамических разрядов в газе с конденсированным веществом.

Основными задачами, решаемыми в работе являются:

- создание экспериментально-диагностического стенда для исследования теплофизических и радиационно-газодинамических процессов в сильно-точных излучающих плазмодинамических разрядах;
- экспериментальное исследование и анализ динамики и макроструктуры излучающих плазмодинамических разрядов, определение термодинамических параметров плазмы разрядов; разработка методик и проведение измерений потоков мощного коротковолнового ВУФ-излучения в ближней зоне разряда;
- исследование теплофизических и радиационно-плазмодинамических процессов взаимодействия коротковолнового широкополосного излучения ПДР с конденсированными средами; анализ результатов, полученных в этих экспериментах.

Научная новизна исследований заключается в следующем:

1. в результате экспериментальных исследований установлено, что в излучающих плазмодинамических разрядах в газах у оси симметрии газоразрядной системы ударно-сжатый газ и плазма турбулентно перемешаны, контактная граница здесь между ними отсутствует, газодинамические возмущения достигают фронта ударной волны в газе и возмущают его;
2. экспериментально показано, что турбулентное перемешивание существенно влияет на излучательные характеристики разряда (проявление т.н. эффекта турбулентной модификации) на контактной границе «плазма – газ»;
3. экспериментально исследованы потоки мощного ВУФ-излучения в ближней зоне излучающего плазмодинамического разряда;
4. установлен аномально низкий порог парообразования при воздействии широкополосного коротковолнового излучения плазмодинамического разряда на конденсированные вещества. Измерены распределения параметров излучающей плазмы над твердотельной мишенью и определены излучательные свойства разряда в полосе поглощения эмиссионных паров.

Достоверность результатов. Достоверность экспериментальных результатов обеспечивается применением современных методик измерения, воспроизводимостью результатов измерений и сравнением экспериментальных результатов с расчетными и экспериментальными работами других авторов.

Практическая значимость результатов исследований определяется тем, что проведенные исследования используются при проектировании лазерных устройств, в которых в качестве источников оптической накачки применяются излучающие плазмодинамические разряды. Результаты исследования многофакторных процессов взаимодействия излучения плазмодинамических разрядов с конденсированным веществом могут быть использованы при проектировании стенок термоядерных устройств и при решении ряда радиационно-плазмодинамических технологических задач. Разработанная эксперимен-

тальная технология может быть применена при исследовании различных форм оптических разрядов.

Личное участие автора заключается в проведении исследований, разработок и анализа по всем разделам работы, автор принимал равноправное участие в создании экспериментального стенда, в проведении экспериментов и в анализе полученных результатов.

На защиту выносятся:

- результаты экспериментальных исследований: макроструктуры и динамики сильноточных излучающих плазмодинамических разрядов магнито-плазменного компрессора в газах, эффекта турбулентной модификации термодинамических и оптических характеристик плазмодинамических разрядов, радиационно-плазмодинамических процессов взаимодействия широкополосного излучения с конденсированным и газовыми средами.

Апробация работы и публикации.

Основные результаты и положения работы докладывались на I, II Всесоюзных симпозиумах по радиационной плазмодинамике, Москва, 1989-1991; VI Всесоюзной конференции «Плазменные ускорители и ионные инжекторы», Днепропетровск, 1986; VI Международном симпозиуме по теоретической и прикладной плазмохимии, Иваново, 2005; IV Всероссийской национальной конференции по теплообмену, Москва, 2006; Всероссийской конференции «Фундаментальные и прикладные проблемы современной физики», Москва, 2006. По результатам проведенных исследований опубликовано 10 печатных работ.

Структура и объем работы.

Работа состоит из введения, четырех тематических глав, выводов, заключения и списка литературы, содержит 144 страниц основного текста, 48 рисунков, библиография насчитывает 137 наименований.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

В первой главе обосновывается актуальность темы диссертационной работы, сформулированы цели и задачи исследований, кратко описана логика и структура работы.

Вторая глава посвящена описанию созданного экспериментального стенда и анализу возможностей лазерных методов диагностики плазмы, которым уделено основное внимание в данной работе. Источник плазменных потоков – магнитоплазменный компрессор торцевой геометрии с электродами из нержавеющей стали диаметром 6 и 20 мм и фторопластовой плазмобразующей шайбой помещался в вакуумную камеру объемом $3 \cdot 10^{-3} \text{ м}^3$, которая вакуумировалась перед каждым разрядом до давления $p \leq 1 \text{ Па}$ и заполнялась газом (Ne, Xe, Ar, воздух) до давления $p \sim 2 \cdot 10^2 - 10^5 \text{ Па}$. Емкостной накопитель энергии (3.75 кДж, 25 кВ) коммутировался с разрядным конту-

ром вакуумным разрядником, полный энерговклад в разрядный контур составлял ~ 2 кДж, из них $\sim 40\%$ в первом полупериоде тока, максимум тока достигал ~ 180 кА.

Лазерная диагностика плазмы осуществлялась на оптической базе голографической установки УИГ-1М с применением шпирен-схемы Теплера в режиме светового поля и методов двухэкспозиционной голографической интерферометрии. Одиночные импульсы излучения рубинового лазера формировались с помощью электрооптических затворов, синхронизация с разрядным контуром достигалась подачей последовательных импульсов с генераторов импульсов: на поджиг ламп накачки лазера, затем на запуск вакуумного разрядника, а далее с требуемой задержкой на электрооптический затвор.

Пространственное разрешение диагностического модуля установки определялось разрешением оптической системы (~ 50 мкм), а временное (~ 40 нс) – длительностью лазерного импульса. Моменты срабатывания лазеров по отношению к току разряда контролировались осциллографически при поступлении сигналов с пояса Роговского и с фотоэлементов. Так как разряд являлся мощным источником электромагнитных помех, для обеспечения синхронизации импульсных процессов применялись меры по ослаблению этих помех. Минимальный регистрируемый шпирен-методом интегральный по лучу поперечный градиент концентрации составлял для электронов $\sim 10^{18}$ см $^{-3}$, для атомов неона $\sim 2 \cdot 10^{19}$ см $^{-3}$. Для интерферометрии плазмы диапазон измерения квазистационарных (относительно изменения параметра за время экспозиции) распределений электронных концентраций N_e , был ограничен снизу регистрируемым сдвигом интерференционных полос, а сверху – наложением полос и составлял для хода $\sim \int N_e dx$ по лучу $10^{17} - 2 \cdot 10^{20}$ см $^{-2}$. Для распределений N_e , быстро меняющихся во времени (например из-за динамики плазменных образований или развитой турбулентности), интерференционная картина пропадала (из-за сдвига полос за время регистрации) при превышении параметра $(\partial \int N_e dx) / \partial t$ уровня 10^{25} см $^{-2}$ с $^{-1}$.

С помощью скоростного фоторегистратора СФР-2М регистрировались щелевая развертка разряда по оси симметрии ПДР. Импульсы излучения в видимой и ближней УФ-областях спектра регистрировались фотоэлементами с набором фильтров.

В третьей главе содержатся результаты экспериментальных исследований плазмодинамических разрядов в газах.

Ударно-волновая структура разряда. В результате экспериментальных исследований зарегистрирована сложная ударно-волновая структура, существенно отличающаяся от ранее предложенной одномерной модели (рис.1, 2). Перед центральным электродом после оттеснения газа образуется характерная для плазмодинамических разрядов зона повышенной плотности и температуры – плазменный фокус. Эта зона создается потоком плазмы, имеющим

значительную радиальную составляющую скорости. Вокруг плазменного фокуса регистрируется газодинамический разрыв зоны МГД-компрессии – ударная волна (поз. 4, рис.1б). Плазменные потоки, испытавшие меньшее отклонение, истекают приблизительно параллельно оси, и этот радиально-неоднородный поток создает коническую ударную волну (поз.3) аналог прямой УВ в плазме в одномерном рассмотрении. На фронте этой волны срабатывается нормальная к границе с газом составляющая скорости и увеличивается давление и температура плазмы, эта ударная волна взаимодействует с УВ зоны МГД-компрессии – плазменного фокуса. Возникающая система газодинамических разрывов напоминает структуры, образующиеся при сверхзвуковом истечении в затопленное пространство из газодинамического сопла. Отмеченные выше газодинамические разрывы с течением времени перемещаются вверх и вниз по течению и меняют наклон относительно оси, что объясняется движением деформируемой газовой преграды и не стационарностью плазменных потоков ПДР. Полный аналог одномерной модели возникает в периферийных (приэлектродных) зонах разряда, но только в сферической геометрии. Здесь регистрируется УВ в плазме (поз.3), УВ в газе (поз.1) и контактная граница (поз.2) между ними.

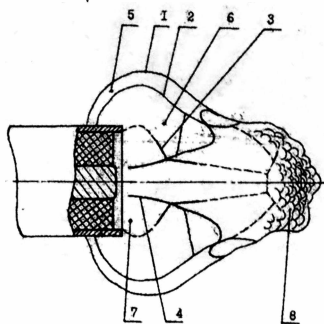


Рис. 1. Шлирен-грамма излучающего плазмодинамического разряда в неоне ($p \sim 215$ тор, $t \sim 2.1$ мкс).

Рис. 2. Схема газодинамической структуры течения: 1. ударная волна в газе; 2. контактная граница; 3. коническая ударная волна; 4. ударная волна фокуса; 5. ударно-сжатый газ; 6. повернутый поток эрозионной плазмы; 7. радиально-неоднородный поток плазмы; 8. зона турбулентно-перемешанных плазмы и газа.

Газодинамическая неустойчивость на границе плазма-газ. Важным следствием неоднородности течения является интенсивное турбулентное перемешивание высокотемпературной эрозионной плазмы с более холодным и

плотным ударно сжатым газом в головной части разряда. На представленных шпирен-снимках (рис. 2 поз.8 и рис.3) видно, что ударно-волновой структуры подобной той, которая возникает в линейно-стабилизированном поверхностном разряде, разрядах с взрывающимися проволочками или при взрыве ВВ в газе – здесь не реализуется. Причиной этой турбулентности является то, что в этой области разряда на контактной границе плазма-газ есть тангенциальный разрыв скоростей (скольжение плазменного потока вдоль границы раздела) и есть условия для развития неустойчивости Кельвина-Гельмгольца (неустойчивость сдвиговых течений). Оценки показывают, что за время порядка $1/4$ периода тока в условиях эксперимента развиваются газодинамические вихри, превышающие толщину слоя ударно сжатого газа. То что именно неустойчивость Кельвина-Гельмгольца развивается в этих условиях, а не Релей-Тейлоровская например, видно по форме вихрей. Оценки также показывают, что условия для развития Рэлей-Тейлоровской неустойчивости (для которой на начальной стадии возмущения границы имеют вид глубоких языков), имеют место лишь в самом начале разряда (до ~ 1 мкс).

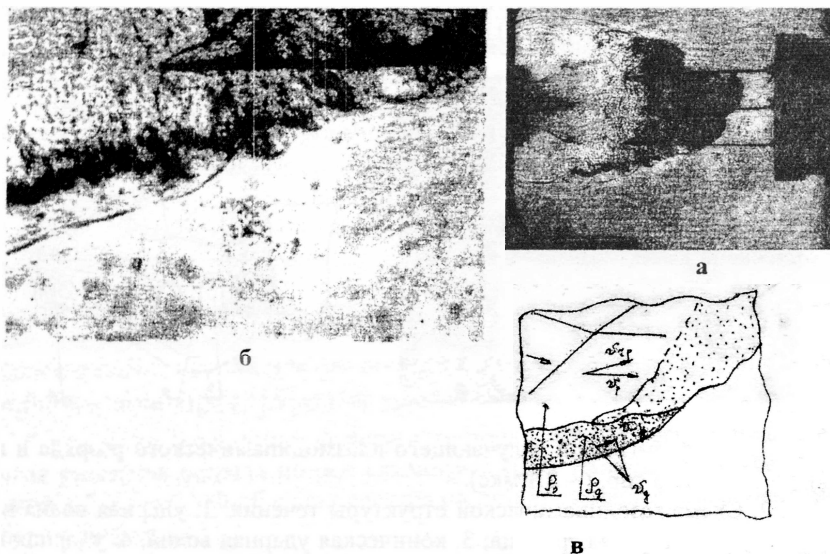


Рис 3. а – шпирен-грамма разряда в воздухе ($p \sim 20$ тор, $t \sim 3.7$ мкс), б – его фрагмент с зоной турбулентного перемешивания, в – схема поясняющая развитие неустойчивости Кельвина-Гельмгольца

Турбулентная модификация оптических и термодинамических характеристик плазмодинамического разряда. Турбулентное перемешивание ударносжатого газа и плазмы существенно влияет на свойства плазменного обра-

зования. При развитии вихрей резко интенсифицируются процессы переноса импульса, массы и энергии. В результате часть плазменного потока тормозится, что повышает давление (до значений порядка скоростного напора) и внутреннюю энергию турбулентной зоны (за счет энтальпии торможения и энергии в замороженного магнитного поля); температура здесь принимает значения T_b , лежащее между температурой газа T_g и температурой торможения T_p . Характерное время нагрева и охлаждения элементов массы плазмы и газа не превышает $\pi k^{-1} U^{-1} \leq 1 \text{ мкс}$, (πk^{-1} – порядок размера возникающих вихрей) что может в общем случае приводить к неравновесному (в том числе и инверсному) заселению уровней атомов и ионов плазмы и газа; это и подтверждается выполненными экспериментами.

Коэффициент поглощения для излучения видимого диапазона l_v увеличивается в результате турбулизации, по крайней мере, вследствие увеличения давления p_p , заметную роль играет также температурный фактор; l_v при $p_p = \text{const}$ имеет максимум при температуре T_M , соответствующей области однократной ионизации, обычно $T_g < T_M$, а $T_p > T_M$, и усреднение температуры приводит к существенному росту l_v .

В УФ- и ближней ВУФ-областях спектра коэффициенты поглощения $l_{уф}$ определяются фотопроцессами с участием квантовых систем с небольшой энергией связи (молекул, атомов). Поэтому, нагрев газа до $T \sim T_M$ приводящий к термодиструкции указанных систем, просветляет газ вплоть до энергии квантов порядка потенциала ионизации первых ионов, $h\nu \sim 25 - 50 \text{ эВ}$. В нашем случае перемешивание плазмы и газа примерно в равных соотношениях приводит к установлению $T_i \sim 2,5 - 3 \text{ эВ}$, l_v повышается в $10^2 - 10^3$ раз (до уровня коэффициента поглощения в приосевой зоне кумуляции $0.1 - 1 \text{ см}^{-1}$), а $l_{уф}$ снижается в 3 - 10 раз. Итак, развитие турбулентности полностью разрушающей прослойку ударно-сжатого газа изменяет термодинамические и оптические свойства переходной области и создает условия для облегчения выхода УФ и ВУФ-излучения из плазмы в невозмущенный газ. С точки зрения применения данных разрядов как источников излучения это принципиально отличает плазмодинамические разряды в газе от разрядов типа линейно-стабилизированного поверхностного, взрывающихся проволочек, и источников излучения с использованием ВВ, в которых значительная часть полученного УФ-излучения поглощается ударно-сжатой прослойкой газа.

Эффект модификации спектра излучения газодинамическими неустойчивостями нашел подтверждение в прямом эксперименте. Согласно развитым представлениям, следует ожидать, что потоки выходящего из плазмы вакуумного ультрафиолета максимальны вблизи головной части «плазменного поршня» и минимальны в приэлектродной зоне. Потоки ВУФ-излучения в разных направлениях от плазмодинамического разряда были измерены при регистрации волны фотоионизации в смеси газов, различающихся потенциалами ионизации. При известной концентрации примеси и основного

газа и скорость волн фотоионизации (по данным интерферометрии) определялись потоки излучения из различных зон плазмодинамического разряда в полосах поглощения соответствующих газов.

На рис. 4 представлена типичная интерферограмма плазмодинамического излучающего разряда в смеси газов (Ne + Xe) для одного фиксированного момента времени. В течение всего разряда вблизи электродов нет признаков турбулизации, и здесь регистрируется более медленная, чем на других участках границы «плазма – газ» волна фотоионизации. В головной части «плазменного поршня» наблюдались характерные признаки гидродинамической неустойчивости и турбулизации: неровная граница плазма-газ, флуктуации электронной концентрации, выражающиеся в изгибе и размытии интерференционных полос. Для области в газе перед плазмой на интерферограммах регистрируется сдвиг полос, соответствующий полной ионизации примеси. Существенно, что в боковой и головной частях разряда, где проявляется эффект турбулентной модификации параметров плазмы и газа, потоки излучения в 3 – 10 раз больше, чем у электродов, где турбулизация отсутствует (рис.5).

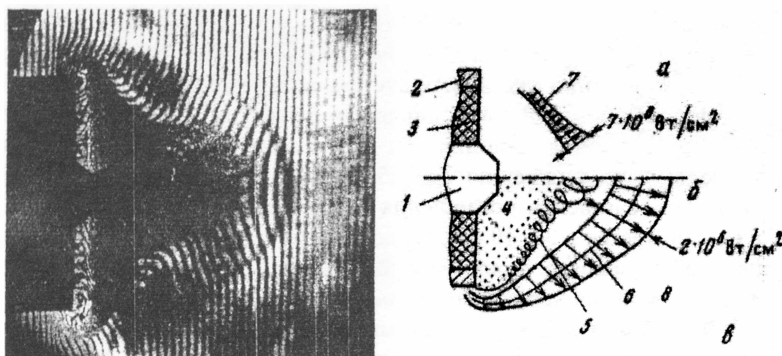


Рис. 4. Интерферограмма с волнами фотоионизации для разряда в смеси неона ($p \sim 45$ тор) и ксенона ($p \sim 10$ тор), $t \sim 1.8$ мкс.

Рис. 5. Потоки излучения от МПК разряда для того же момента времени в двух диапазонах энергий квантов: а – для $20 < h\nu < 41$ эВ; б – для $12 < h\nu < 20$ эВ; 1, 2 – электроды, 3 – диэлектрик, 4 – излучающая плазма, 5 – область турбулентной модификации, 6 – тепловая волна ионизации примеси, 7 – тепловая волна ионизации газа, 8 – невозмущенный газ

Резкий сдвиг контурных полос на 2–4 мм от боковой поверхности электроразрядной плазмы (рис.4) представляет собой волну фотоионизации в основном газе, которая отрывается от границы разряда на расстояние, боль-

шее, чем толщина фронта. Данные экспериментальные результаты подтверждают, что турбулентная модификация границы «плазма-газ» существенно облегчает радиационный перенос вакуумного ультрафиолетового излучения в окружающий невозмущенный газ. Согласно этим измерениям в ближней зоне разряда мощность источника излучения разряда достигает $7 - 10 \text{ МВт/см}^2$ в ВУФ диапазоне спектра. В результате выполненного цикла исследований эмиссионных характеристик разрядов в смесях газов получены надежные сведения о поле излучения в ближней зоне разряда.

Параметры плазмы разряда. По данным интерферометрии удастся определить поля распределения концентрации электронов плазмы в разряде, здесь (рис.6) регистрируется та же газодинамическая структура, что и на шпирен снимках. Максимальная измеренная концентрация электронов достигает величины $\sim 1,5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ в зоне МГД-компрессии потока – плазменного фокуса. Концентрация электронов в зоне торможения уменьшается в 1,5 – 2 раза, а учитывая значительно большие размеры зоны торможения, получено подтверждение тому факту, что эта зона должна иметь высокие излучательные характеристики. Температура плазмы оценивалась двумя методами: спектральным и по измерению числа Маха в излучающем потоке. Для момента времени, предшествующего максимуму тока показано, что температура в потоке эрозионной плазмы диэлектриков, истекающей со скоростью $v \sim 40 \text{ км/с}$ составляет величину $T \sim 6 \text{ эВ}$. Результаты измерений электронной температуры по двум спектральным линиям первого иона фтора (FII) показали, что в рассматриваемой зоне температура плазменного потока в начале разряда ($t \sim 1,5 \text{ мкс}$) достигает $\sim 6,5 \text{ эВ}$. В дальнейшем она снижается до $T \sim 4,5 \text{ эВ}$ в конце полупериода разрядного тока; аналогичные результаты дает группа линий первого иона углерода.

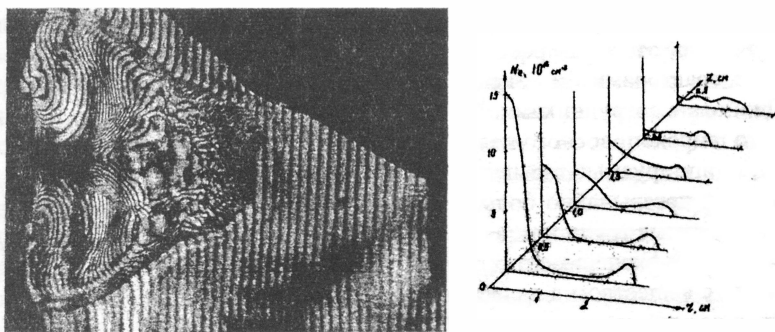


Рис.6 Интерферограмма и распределение концентрации электронов: неон, $p \sim 20 \text{ тор}$; $t \sim 1.8 \text{ мкс}$

Рис. 6 иллюстрирует выход волны фотоионизации в невозмущенный газ. Оценка светового потока дает величину порядка $\sim 5 \text{ МВт/см}^2$ в диапазоне энергий квантов $h\nu > 20 \text{ эВ}$, а плотность светового потока в этой зоне может приближаться к $I_0 \sim 10 \text{ МВт/см}^2$. Оценка плотности гидродинамического потока энергии через фронт УВ имеет величину того же порядка ($\sim 8 \text{ МВт/см}^2$). Таким образом, регистрируется сверхкритическая ударная волна, так как отношение светового потока к гидродинамическому потоку порядка или даже больше единицы. Согласно теории Зельдовича Я.Б. и Райзера Ю.П. в этих условиях должно проявляться взаимное влияние газодинамики на излучение и влияние излучения на макроструктуру разряда.

Четвертая глава посвящена анализу результатов исследований взаимодействия широкополосного излучения плазмодинамического разряда с конденсированным веществом (КВ) в газах.

В настоящее время имеется огромный экспериментальный материал по взаимодействию мощного излучения с веществом для лазерного излучения с длинами волн $\lambda = 10,6 \text{ мкм}$ и $\lambda = 1,06 \text{ мкм}$. Действие жесткого (с энергией квантов выше потенциала ионизации) лазерного излучения на конденсированное вещество практически не излучалось в виду отсутствия соответствующих источников мощного коротковолнового излучения. При переходе к коротковолновым лазерам с энергией квантов, превышающей величину первого потенциала ионизации материала, происходит существенное изменение РПД-процессов на мишени. Поглощение энергии излучения идет не только за счет обратного тормозного механизма, но и в результате прямой фотоионизации, при этом будет иметь место беспороговый механизм возникновения плазменного слоя у мишени, так как возникающие пары сразу же могут фотоионизоваться.

Число экспериментальных работ, посвященных исследованию процессов взаимодействия широкополосного излучения с веществом не велико. Прежде всего, это цикл расчетно-теоретических исследований В.И. Немчинова с соавторами и экспериментальные работы В.Д. Христофорова, И.И. Дивнова с сотрудниками. В этих работах авторами в качестве источника мощного широкополосного излучения используются сильные ударные волны в газах, инициируемые взрывчатым веществом. Такой источник в силу одноразовости и чрезвычайно больших динамических нагрузок на конструкцию, вносит известные трудности в проведении физического эксперимента.

В наших экспериментах для исследований процессов взаимодействия излучения с веществом в качестве источника излучения использовался плазмодинамический разряд в газе. Облучаемые мишени располагались под срезом ускорителя в ближней зоне разряда. Использовались следующие методики диагностики процессов взаимодействия: голографическая интерферометрия, фотографическая и шпирен регистрация. Для анализа привлекались результаты полученные Кутыревым М.В. с помощью пьезодатчика, измеряя-

шего давление на облучаемых образцах и СФР-регистрация свечения приповерхностной светозероизионной плазмы. Согласно полученным результатам мощность потока излучения в зоне воздействия достигает нескольких МВт/см². При этом как видно из шпирен-грамм и интерферограмм разряда (рис. 7 а,б), реализуется режим «плазменного поршня». Регистрация свечения паров и давления на мишени показывает, что к моменту прихода ударной волны от разряда, давление паров на мишени достигает 5 – 10 атм., а регистрируемое свечение паров перед мишенью указывает на то, что их температура на уровне 10⁴ К. Так как между числом Маха в свеозероизионных парах (M_3) и отношением давления в КВ (p_s) к давлению невозмущенного газа (p_1) существует однозначное соответствие (Дж. Найт 1979), то зная начальное давление ($p_1 = 0,72$ атм), давление на поверхности (по датчику давления $p_s \sim 5$ атм) число Маха равно $M_3 \sim 0,5$, т.е. течение паров в этом случае дозвуковое, при этом температура паров имеет порядок ~ 3200 К, в то время, как она изменяется от 4000 К до 8000 К. При таком увеличении температуры внутренняя энергия плазмы возрастает с $\epsilon_{\text{вн}} \sim 7,9 \cdot 10^4$ Дж/кг (для $T \sim 4000$ К) до $\epsilon \sim 8,2 \cdot 10^6$ Дж/кг ($T \sim 8000$ К). Нагрев паров в этой зоне вызван поглощением ими жесткой компоненты спектра из излучения источника, а точнее из диапазона $h\nu = (6 - 8)$ эВ, для толщины паров $\sim 1,5$ мм и $N_a \sim 10^{18}$ см⁻³. Полагая, что увеличение внутренней энергии плазмы за счет нагрева составит $\epsilon_{\text{вн}} \sim 2 \cdot 10^6$ Дж/кг ($T \sim 6000$ К), получены оценки потока излучения источника в этом диапазоне на уровне $E \sim 0,5$ Дж/см², что соответствует потоку квантов $\Phi \sim 10^{23}$ квант/с·см² (при средней энергии поглощенного кванта ~ 7 эВ, пары поглощают излучение в течении ~ 5 мкс), это оценка снизу, так как поглощенная энергия излучения расходуется и на увеличение кинетической энергии излучающего плазменного поршня.

Результаты интерферометрии позволили определить распределение термодинамических параметров плазмы над мишенью. Действительно, знание показателя преломления (концентрации электронов) и любого термодинамического параметра (например давления, определяемого по данным интерферограммам) позволяет рассчитать все остальные параметры плазмы, давление внутри плазменного слоя будет выровнено по высоте, так как скорость звука в плазме заметно выше скорости плазменного поршня.

Из полученных результатов (рис. 8) следует, что температура плазмы имеет максимум не у контактной границы, а внутри плазменного слоя. Качественное объяснение этого факта связано с тем, что сечение фотоионизации убывает с частотой пропорционально $\sim \nu^{-3}$, поэтому с продвижением в глубь паров доля высокоэнергетичных ионизирующих квантов возрастает, но и средняя энергия, сообщаемая при фотоионизации, так же увеличивается, что и приводит к росту температуры, так как за рассматриваемые времена теплопроводность заведомо не сможет выровнять возникающий перепад температур.

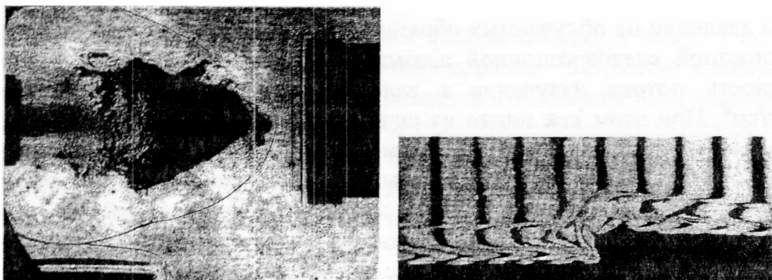


Рис.7. *а* – общий вид процесс взаимодействия; неон, $p = 550$ тор, $t = 7,0$ мкс; *б* – интерферограмма зоны взаимодействия излучения с Al (слева) и фторопластовой мишенями

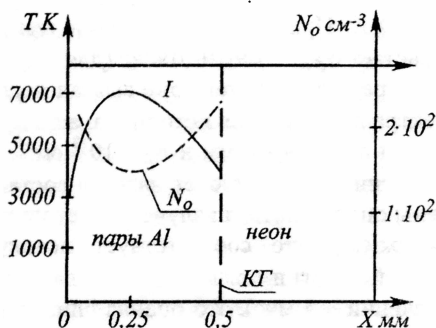


Рис.8. Распределение параметров плазмы по высоте; T – температура электронов, N_e – концентрация электронов, КГ – контактная граница

В данном случае регистрируется волна фотоионизации, но теперь это волна движущаяся в парах, причем удается отождествить и макроструктуру фронта этой волны. Оцененный по скорости волны фотоионизации поток излучения падающий на мишень (в полосе поглощения паров), для алюминия в полосе спектра от 6 до 7 эВ составляет $\sim 0,2 \text{ МВт/см}^2$.

Таким образом, наличие жесткой компоненты излучения широкополосного источника излучения приводит к тому, что максимум температуры плазмы находится внутри слоя, если давление среды слабо меняется по высоте, то при переменной температуре изменяется и электронная концентрация плазмы по высоте. В результате на ширен-снимках для излучающих плазмодинамических разрядов в неоне внутри плазменного слоя наблюдаются темные полосы – зоны наибольших градиентов электронной концентрации плазмы. Эти градиенты обусловлены наличием в спектре источника излу-

ния квантов превышающих потенциал ионизации. При отсечке ВУФ излучения распределение параметров плазмы по высоте будет равномерным и полосы внутри слоя регистрируются. Это наблюдалось для разряда в неоне с добавлением 2% воздуха, рис. 9б, где в парах мишени нет темной полосы в отличие от рис. 9а (чистый неон). Выполнен анализ механизма парообразования для типичных условий эксперимента. Пороги плазмообразования, механизм испарения в лазерных экспериментах представляют особый интерес и этим вопросам посвящено большое число работ. В настоящей работе анализ механизма парообразования основывался на сравнении испарения мишеней с различными теплофизическими свойствами под действием излучения регулируемого спектрального состава. Как известно, для образования приповерхностной лазерной плазмы необходимо выполнение двух условий: теплового (условие появления паров над мишенью) и ионизационного (условия для развития электронной лавины в парах). В проведенных экспериментах (при наличии в потоке излучения квантов с энергией выше потенциала ионизации материала мишени) второе условие выполняется сразу же с момента появления паров.

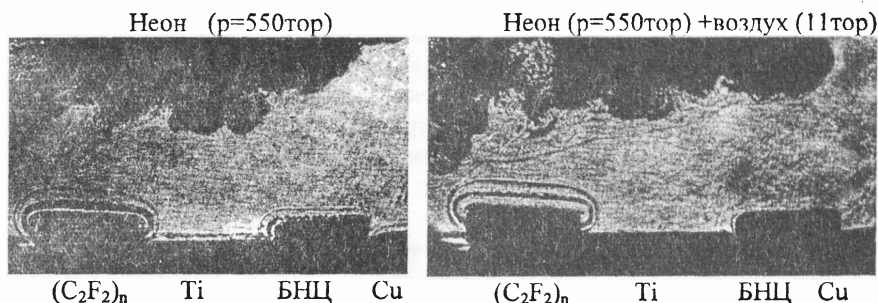


Рис.9. Испарение группы мишеней под действием излучения разряда различного спектрального состава.

В процессе нагрева конденсированного вещества пары проходят стадии: а) от диффузионного режима движения к газодинамическому (критерием этого перехода является достижение поверхностью температуры, при которой давление паров над мишенью превышает давление фонового газа), б) от режима, когда подводимая энергия расходуется, в основном, на нагрев конденсированного вещества (теплопроводностный режим) к режиму, когда все тепло идет на испарение (режим развитого испарения), последовательность перехода между этими режимами определяется интенсивностью падающего излучения. В проведенных экспериментах появление ударной волны над мишенью, (за которой регистрируется контактная граница между парами и фоновым газом), можно считать моментом перехода к газодинамиче-

скому режиму испарения. Сравнивая времена перехода к газодинамическому режиму испарения для материалов с различными теплофизическими свойствами (Λ , χ , $T_{\text{исп}}$ и т.д.) и в условиях воздействия излучения различного спектрального состава ($h\nu < 20$ эВ и $h\nu < 6$ эВ) выполнен анализ динамики образования паров. Необходимо отметить, что с переходом от ИК диапазона к видимому и далее в УФ и ВУФ-диапазон индивидуальные оптические свойства материалов проявляются сильнее, так как оптические характеристики здесь определяются межзонными переходами, которые индивидуальны. Анализ последовательности смены режимов испарения в наших условиях способом, предложенным Воробьевым В.С. (1993), показывает, что на плоскости безразмерных параметров, связующей интенсивность лазерного излучения q и зависящую от нее величину L ($L \sim E/\sqrt{t}$) каждому металлу соответствует своя изотерма ($T \sim 0,06$ Ti, $T \sim 0,07$ Cu и т.д.). Пересечение кривой реального светового импульса, построенного в этих координатах, с изотермами дает информацию о динамике нагрева мишени (один и тот же световой импульс для каждого металла будет выглядеть по-своему в зависимости от теплофизических свойств металла). В плоскости $L - q$ (рис. 10) определены параметрические участки, разграничивающие эту плоскость на две области: в первой – энергия отводится в основном потоком тепла – теплопроводностный режим; во второй – энергия расходуется на испарение – режим развитого испарения. Показано, что интенсивное испарение всех исследованных материалов при наличии жестких квантов в спектре падающего широкополосного ВУФ излучения связано не с поверхностным, а объемным механизмом парообразования.

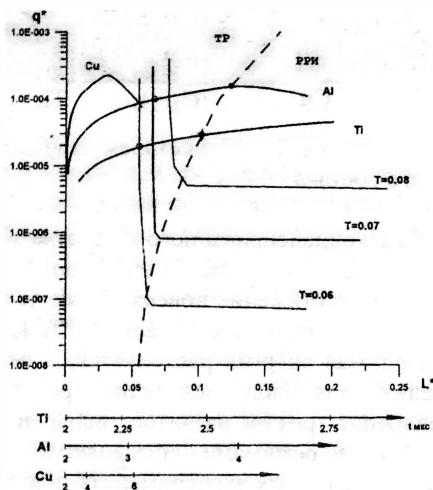


Рис.10. Плоскость безразмерных параметров $q^* - L^*$ для алюминия, титана и меди (коэффициент поглощения $\zeta = 1.0$)

Измеренные по результатам интерферометрии параметры газового слоя и плазмы позволили определить энергетический баланс на облучаемой мишени, когда падающая на мишень световая энергия затрачивается на: - прогрев поверхностного слоя мишени (тепловая волна), - образование слоя ударно сжатого газа, - увеличение энергии плазменного поршня, - отражение части энергии поверхностью облучаемой мишени.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ

1. Разработан и создан измерительно-диагностический стенд, позволяющий с высоким пространственно-временным разрешением проводить регистрацию динамических процессов в излучающих плазмодинамических разрядах и измерять поля оптических параметров плазменных потоков.

2. Методами лазерной диагностики (лазерная голографическая интерферометрия и шпирен-регистрация) исследованы макроструктура плазмодинамических разрядов в газах и пространственно-временное распределение основных параметров плазмы.

3. В сверхзвуковом излучающем плазменном потоке обнаружена сложная система ударных волн; показано, что на границе плазмы и газа развивается неустойчивость Кельвина-Гельмгольца, приводящая к созданию турбулентной «шубы» и существенной модификации характеристик периферийной зоны разряда (в частности, к ее «просветлению» в вакуумном ультрафиолете).

4. По впервые разработанной методике, основанной на определении скорости волны фотоионизации в смеси газов, проведены абсолютные измерения мощных ($I_0 > 10^6$ Вт/см²) потоков вакуумного ультрафиолетового излучения; получено прямое подтверждение того, что турбулентная модификация контактной границы плазмы и газа значительно облегчает выход вакуумного ультрафиолетового излучения; измеренная мощность потоков излучения открытых плазмодинамических разрядов эрозийного типа в газах при умеренном энергокладе ($W_0 \leq 10$ кДж) достигает $\sim 10^7$ Вт/см², что сравнимо с потоками излучения, получаемыми при взрывных экспериментах.

5. В результате выполненного цикла экспериментальных исследований радиационно-плазмодинамических процессов взаимодействия широкополосного коротковолнового излучения с конденсированными средами показано, что в условиях эксперимента реализуется режим развитого испарения («плазменного поршня»), определены пространственно-временное распределение параметров плазмы в приповерхностном слое мишени; в плазме паров зарегистрирована волна фотоионизации и выполнены оценки излучательных свойств плазмодинамического разряда в полосе поглощения паров; анализ экспериментальных данных показывает, что в условиях эксперимента имеет место объемный механизм испарения твердотельных мишеней.

Основные результаты диссертации опубликованы в следующих работах:

1. Камруков А.С., Протасов Ю.С., Щепанюк Т.С. О влиянии гидродинамических неустойчивостей на спектрально-яркостные характеристики открытых излучающих разрядов. Эффект турбулентной модификации // Журнал технической физики. – 1987. – Т.57, В.7. – С.1412–1416.
2. Протасов Ю.С., Чувашев С.Н., Щепанюк Т.С. Экспериментальное исследование внутренней структуры излучающих плазмодинамических МПК разрядов в газах // Теплофизика высоких температур. – 1990.- № 3.- С.444-454.
3. Эффект турбулентной модификации и транспортные свойства плазмодинамических разрядов в вакуумном ультрафиолете / Ю.С.Протасов, С.Н.Чувашев, Т.С. Щепанюк и др. // Теплофизика высоких температур. – 1992.– № 2. – С. 236–243.
4. Высокояркостный импульсно-периодический источник УФ излучения на основе линейно-стабилизированного поверхностного разряда / С.Н. Бугримов, А.С.Камруков, Т.С.Щепанюк и др. // Квантовая электроника.- 1986.- Т.13, №1. – С. 76–85.
5. Протасов Ю.С., Щепанюк Т.С., Христофоров В.В. Термооптические характеристики диэлектриков в поле интенсивного излучения // Вестник МГТУ. Машиностроение.- 2002.- № 4.- С.99-107
6. Protasov Yu.S., Tschepanuk T.S. The Spectral Brightness Characteristics in VUV Spectral Range of Laser Plasma of Spatially Restricted Ablating Targets in Vacuum // XXIX European Conf. on Laser Interaction with Matter: Book of Abstracts.- Madrid, 2006.- pp.273.
7. Протасов Ю.С., Щепанюк Т.С. Экспериментальное исследование сильнооточных плазмодинамических газоразрядных ячеек для модификации поверхности конструкционных материалов в средах высокого давления // 6-й Межд. симп. по теоретической и прикладной плазмохимии: Сб. трудов. т.1.- Иваново, 2005. – С.521-525.
8. Щепанюк Т.С. Об измерении интенсивных потоков вакуумного ультрафиолетового излучения в газово-плазменных средах // Труды Четвертой всероссийской национальной конференции по теплообмену.- Москва, 2006.
9. Щепанюк Т. С. Исследование радиационно-плазмодинамических процессов взаимодействия гиперзвуковых потоков излучающей плазмы с газовыми средами // Всероссийская конференция «Фундаментальные и прикладные проблемы современной физики». Тезисы докладов.- Москва, 2006. – С. 81-84
10. Protasov Yu.S., Tschepanuk T.S. Experimental research of interaction of hypersonic radiative dense plasma flows with gas media // V Int. Conf. Plasma Physics and Plasma Technology.- Contributed Papers.- V.1.-Minsk, 2006.- pp.181-185.