

Спектроскопическая диагностика импульсного разряда в аргоне высокого давления*

А.Б.Трещалов, А.А.Лисовский

Представлены результаты исследования аргонной плазмы высокого давления, возбуждаемой сильнооточным импульсным объемным разрядом. Для диагностики плазмы использованы пространственно-временные зависимости интенсивности свечения в ВУФ-видимом диапазоне. Однородный разряд наблюдался при давлениях до 10 атм. Обнаружено, что вид спектра УФ-видимого фоторекомбинационного континуума чувствителен к контрагированию разряда. Изменение формы спектра связано со сменой типа носителей положительного заряда при переходе разряда из однородной фазы (молекулярные ионы Ar_2^+) в дуговую (атомарные ионы Ar^+). Экспериментальные данные и модельный расчет показывают, что нагрев электронов после основного импульса возбуждения является крайне нежелательным процессом. Он замедляет рекомбинационный поток в плазме, в результате чего кинетические процессы для всех возбужденных компонентов растягиваются во времени и, соответственно, уменьшаются пиковые значения их концентраций. Электронно-столкновительное перемешивание эффективно преобразует резервуар долгоживущих молекул Ar_2^ в триплетном состоянии в быстро высвечивающиеся синглетные эксимеры. Именно этот механизм доминирует в образовании синглетных Ar_2^* эксимерных молекул. Пороговая концентрация, необходимая для получения лазерного излучения на длине волны 127 нм на эксимерах Ar_2^* ($^1\Sigma_u^+(v=0)$), согласно расчетам составила около $5 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$ при коэффициенте усиления 0.05 см^{-1} . Такая концентрация может быть достигнута при однородной импульсной разрядной накачке с пиковой концентрацией электронов $2.4 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ при давлении аргона 10 атм.*

Ключевые слова: ВУФ, эксимерный лазер, спектроскопическая диагностика, сильнооточный импульсный объемный разряд, фоторекомбинационный континуум, электронно-столкновительное перемешивание.

1. Введение

Исследованию и разработке вакуумных ультрафиолетовых (ВУФ) лазеров на базе эксимеров инертных газов уделяется большое внимание. Лазерное излучение возникает при переходе связанных в возбужденном электронном состоянии двухатомных молекул Ar_2^* ($\lambda \approx 127$ нм), Kr_2^* ($\lambda \approx 148$ нм), Xe_2^* ($\lambda \approx 172$ нм) в отталкивательные основные состояния. Малое радиационное время жизни и большая спектральная ширина этих связанно-свободных переходов требует высокой мощности возбуждения; при этом повышенное давление необходимо, чтобы образование эксимеров происходило быстрее, чем их радиационный распад. К сожалению, лазеры такого типа работают исключительно при накачке электронным пучком [1, 2]. Таким образом, разработка и оптимизация устройств с электроразрядной накачкой инертных газов высокого давления являются важной и востребованной задачей. С целью получения генерации на димерах инертных газов были опробованы некоторые разрядные схемы [3–8], но эти попытки не оказались успешными. Первый лазерный эффект продемонстрирован в работе [9] на эксимерах Kr_2^* ($\lambda \approx 148$ нм) в условиях электроразрядной накачки криптона при 9 атм.

* Доложена на IX Международной конференции «Импульсные лазеры на переходах атомов и молекул» (AMPL-IX), Томск, Россия, 14–18 сентября 2009 г.

A.B.Treshchalov, A.A.Lisovski. Institute of Physics, University of Tartu, Riia 142, 51014 Tartu, Estonia; e-mail: atr@fi.tartu.ee, aleks_ls@fi.tartu.ee

Поступила в редакцию 11 ноября 2009 г., после доработки – 15 января 2010 г.

Наблюдавшаяся при этом очень низкая эффективность лазера является предметом научных дискуссий и не объяснена до сих пор. Поэтому достоверные данные по спектроскопической диагностике для нестационарной разрядной плазмы высокого давления представляются весьма значимыми для успешной разработки электроразрядных ВУФ источников света на базе димеров инертных газов.

В данной работе представлено экспериментальное и теоретическое исследование аргонной плазмы высокого давления, получаемой при возбуждении аргона сильнооточным импульсным объемным разрядом.

2. Эксперимент

Получение однородного разряда при высоких давлениях является технически сложной задачей. В настоящей работе для возбуждения разряда использовалась коммутируемая тиратроном компактная электрическая цепь с переносом заряда и автоматической предыонизацией. Малая индуктивность обострительного контура позволяла создать крутой фронт разрядного тока и, как следствие, обеспечить мощный вклад энергии в плазму. Конструкция схемы возбуждения разряда более подробно описана в работах [10, 11]. Поперечно возбуждаемый импульсный объемный разряд с частотой повторения импульсов 2–25 Гц инициировался между параллельными электродами цилиндрической формы. В экспериментах были опробованы никелевые и вольфрамовые электроды. Ширина разряда составила ~ 0.1 см при длине электродов 22 см и зазоре между ними 0.14 см. Диапазон давлений газа для исследуемого разряда находился в пределах 1–10 атм. Электротехнические параметры схемы возбуждения под-

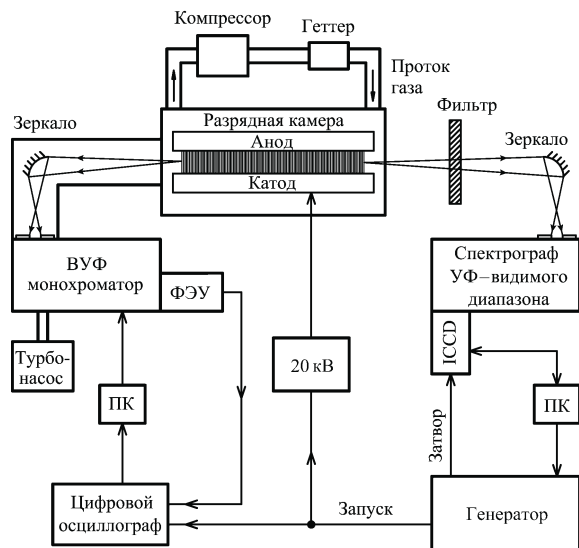


Рис. 1. Схема установки для спектроскопической диагностики ВУФ-видимого излучения разряда.

бирались согласно требуемым режимам разряда. Например, для обостренного контура с малым значением параметра $\rho = \sqrt{L/C} = 0.56$ Ом длительность первого импульса возбуждения по нашей оценке составляла ~ 7 нс при максимальной пространственной усредненной плотности тока ~ 4 кА/см², плотности мощности накачки ~ 50 МВт/см³ и давлении аргона 4 атм. При таком сильноточном возбуждении трудно получить накачку в виде одиночного импульса, поскольку активное сопротивление плазмы при пробое становилось меньше критического сопротивления контура (2ρ). Таким образом, реально мы имели суперпозицию мощного импульса пробоя и нескольких вторичных разрядных импульсов, которые подогревали плазму в послесвечении.

На рис. 1 показана схема установки для диагностики ВУФ-видимого излучения разряда. Регистрация спектров в УФ-видимом диапазоне 200–850 нм осуществлялась с помощью спектрографа Shamrock 303i (Andor Technology, $f = 0.3$ м) с ICCD-камерой Istar-740 (Andor Technology), а в ВУФ-УФ области – с помощью вакуумного монохроматора M12 (Vemo, $f = 0.5$ м) с быстрыми фотоумножителями ВУФ R 1080 Hamamatsu (~ 2.5 нс) в диапазоне 110–300 нм и УФ R 3377 Hamamatsu (~ 0.7 нс) в диапазоне 160–410 нм и осциллографа TDS 3054B (Tektronix) с полосой 500 МГц. Импульсы запуска разряда и экспозиции ICCD-камеры были синхронизованы с помощью управляемого компьютером генератора импульсов DG-535 (Stanford Research Systems Inc.) с временным разбросом ± 1 нс. Для измерения напряжения между анодом и катодом использовался высоковольтный высокочастотный (75 МГц) пробник P 6015 (Tektronix). Измеряемые напряжения были тщательно скорректированы с учетом поправки на индуктивность цепи возбуждения. Качество разряда и его пространственно-временное поведение наблюдалось с помощью ICCD-камеры с наносекундной экспозицией. Подробности о фотографировании разряда в ВУФ-видимом диапазоне изложены в работах [12, 13]. Известно, что постоянное газовыделение из материалов внутри разрядной камеры приводит к накоплению газообразных примесей после ее заполнения чистым аргонном. Для устранения этих примесей во время экспериментов газ постоянно циркулировал через

нагреваемый геттерный очиститель Omni III 200 (NuPure). Согласно техническим характеристикам очиститель уменьшает содержание примесей H₂O, O₂, CO, CO₂, N₂ и CH₄ в аргоне до уровня $\sim 10^{-9}$.

3. Экспериментальные результаты и анализ полученных данных

3.1. Пространственная структура разряда и обзор ВУФ-видимых спектров

В наших экспериментах параметры электрической цепи возбуждения были оптимизированы с целью получения как можно более однородного разряда, который обеспечивает максимальный выход ВУФ излучения. При использовании никелевых электродов плазма в положительном столбе разряда была практически однородной во время нарастания импульса возбуждения. Однако разряд терял свою однородность уже в течение второй половины длительности этого импульса, и во время вторичных разрядных импульсов образовывались затравки в виде микродуг (нитей) [11–13]. Эта нитевидная структура зарождалась у горячих катодных пятен, которые появлялись через несколько наносекунд после максимума импульса разрядного тока. Локальный пробой катодного слоя в пятнах обусловлен усиленной электрическим полем термомиссией электронов, быстро переходящей во взрывную эмиссию [14]. Аналогичное поведение наблюдалось ранее в разрядах, применяемых для накачки эксимерных лазеров на галогенидах инертных газов [15, 16].

При использовании катода из вольфрама, более тугоплавкого материала, чем никель, разряд оставался однородным в течение всего импульса возбуждения при давлении газа до 10 атм. Мы предполагаем, что малая длительность импульса возбуждения в нашем случае оказалась недостаточной для пробоя катодного слоя в ло-

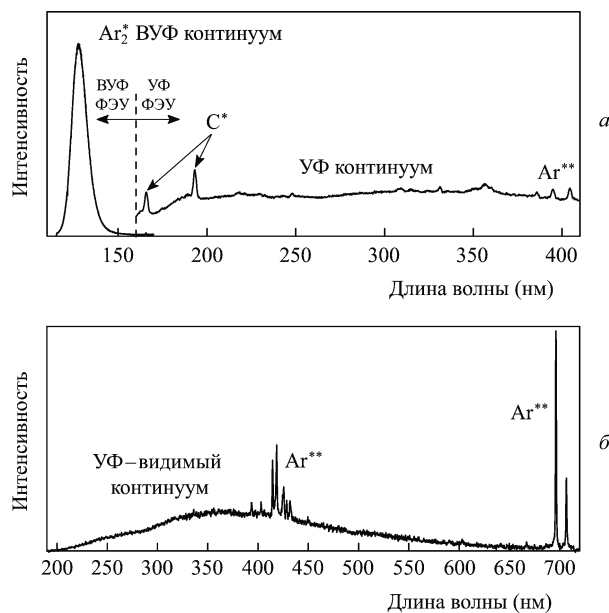


Рис. 2. Спектры свечения однородного объемного разряда в аргоне при давлении 4 атм (электрический контур с малым ρ (0.56 Ом), вольфрамовые электроды), полученные с помощью ВУФ монохроматора (а) и УФ-видимого спектрографа (б). В спектры не внесены поправки, связанные со спектральной чувствительностью регистрирующих систем. Время экспозиции 10 нс, регистрация начинается синхронно с началом пробоя.

кальных микронеровностях на поверхности вольфрама. В свечении аргонового разряда имеется несколько спектральных компонентов со специфическим временным поведением, которое меняется в зависимости от давления газа и режимов возбуждения. Для общего представления на рис.2 приведены спектры однородного объемного разряда при давлении аргона 4 атм. В спектре присутствуют интенсивная ВУФ полоса второго континуума Ar_2^* с максимумом на $\lambda \approx 127$ нм, а также широкий УФ–видимый континуум с несколькими слабыми синими и сильными красными линиями Ar^{**} . Постоянная циркуляция газа через нагретый геттер устраняет свечение почти всех примесей (на рис.2,а видны слабые линии углерода с $\lambda = 165.7$ и 193.1 нм). Фотографирование разряда с наносекундным временным разрешением [12, 13] показало, что свечение в ВУФ полосе Ar_2^* ($\lambda \approx 127$ нм), в синих и красных линиях Ar^{**} имеет практически однородное пространственное распределение по положительному столбу разряда. Свечение УФ–видимого континуума также однородно в положительном столбе во время фазы пробоя, однако в сильноточной фазе концентрируется главным образом в зоне отрицательного свечения [12], где электроны, ускорившиеся в сильном электрическом поле катодного слоя, тормозятся и обеспечивают высокую локальную ионизацию [17–19].

В неоптимальных условиях (низкое зарядное напряжение, слабая или неоднородная предыонизация и т.п.) вместо однородного объемного разряда наблюдались яркие узкие дуговые каналы. Концентрация электронов n_e и температура газа T_g в таких каналах велики. Этот тип разряда давал очень слабое ВУФ свечение эксимеров Ar_2^* на $\lambda \approx 127$ нм. Атомарные красные линии Ar^{**} также имели малую интенсивность, в то время как излучение УФ–видимого континуума значительно возросло. В отличие от дуговых каналов, в однородном импульсном разряде нагрев газа незначителен. Согласно нашим экспериментальным данным [20], полученным с помощью т. н. «внутреннего молекулярного азотного термометра» для разряда в гелии, во время разрядного импульса возбуждения газ нагревался всего на 55 К (с 325 до 380 К).

3.2. Природа УФ–видимого континуума

Излучение континуума в плазме происходит из-за взаимодействия свободных электронов с ионами и нейтральными атомами. В применении к аргону основными процессами, отвечающими за такое свечение, являются: фоторекомбинация $Ar^+ + e \rightarrow Ar^* + hv$ [21–23]; торможение электронов на ионах $Ar^+ + e \rightarrow Ar^+ + e + hv$ [21–23] и на атомах: $Ar + e \rightarrow Ar + e + hv$ [23–25]. Следует отметить, что при моделировании континуума, как правило, учитывают только ионы Ar^+ , что обосновано для плотной и равновесной плазмы дугового разряда. Однако в однородном объемном разряде при высоких давлениях газа носителями положительного заряда являются преимущественно молекулярные ионы Ar_2^+ из-за быстрого образования последних при столкновении Ar^+ с двумя атомами аргона. В этом случае интерпретация УФ–видимого континуума становится нетривиальной.

Как следует из наших экспериментов, спектральная форма УФ–видимого континуума зависит от однородности разряда. На рис.3 приведены спектры, излучения объемного однородного разряда (1) и контрагированного импульсного дугового разряда (2) в аргоне при давлении 4 атм, «исправленные» с учетом спектральной чув-

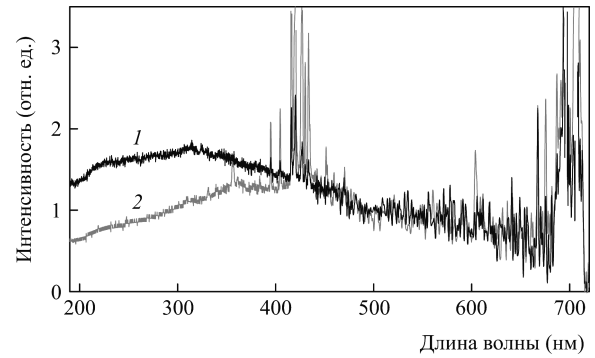


Рис.3. Спектры УФ–видимого континуума однородного объемного разряда (1) и контрагированного импульсного дугового разряда (2) в аргоне при давлении 4 атм.

ствительности системы регистрации. (Шкала интенсивности пропорциональна спектральной мощности излучения в Вт/нм.) Интенсивность спектра дугового разряда намного больше, чем однородного, однако, чтобы подчеркнуть различие форм спектров этих разрядов, их интенсивности нормировались на интенсивности при $\lambda = 500$ нм. Как видно из рис.3, УФ часть (200–400 нм) спектра существенно больше для однородного объемного разряда, чем для дугового.

При использовании вольфрамовых электродов и разрядного контура с малым значением параметра ρ разряд оставался однородным в течение первого, а также нескольких последующих разрядных импульсов возбуждения. Как следствие, форма спектра УФ–видимого континуума не менялась в течение всего времени свечения и оставалась близкой к форме спектра 1 на рис.3. В случае никелевых электродов и, что важнее, высокоиндуктивного обострительного контура контракция разряда развивалась уже во второй половине основного импульса возбуждения. Начало контракции четко детектировалось по изменению формы УФ–видимого континуума в серии спектров с временным разрешением. Полагаем, что такое изменение спектра связано со сменой типа носителя положительного заряда при переходе разряда из однородной фазы в дуговую. В импульсном дуговом разряде (высокие n_e и T_g) в основном присутствуют ионы Ar^+ . Спектр континуума (2 на рис.3) близок по форме к экспериментальному спектру стационарного дугового разряда [23], обусловленному, в соответствии с результатами работы [26], фоторекомбинацией ионов Ar^+ . В однородном объемном разряде высокого давления основными носителями положительного заряда являются молекулярные ионы Ar_2^+ . Мы полагаем, что по аналогии с фоторекомбинацией атомарных ионов Ar^+ , сопровождающейся излучением (правая волнистая стрелка на рис.4), свободные электроны с энергией ϵ могут захватываться молекулярными ионами Ar_2^+ и переходить на энергетические уровни Ar_2^* с излучением фотона: $Ar_2^+ + e \rightarrow Ar_2^* + hv$ (левая волнистая стрелка на рис.4). Согласно принципу Франка–Кондона такие радиационные переходы могут происходить только вертикально без изменения межъядерного расстояния. Фоторекомбинационная природа континуума подтверждается временными зависимостями интенсивности свечения [10]. Интенсивности УФ–видимого континуума и красных линий Ar^{**} пропорциональны квадрату концентрации электронов, что характерно для рекомбинационного свечения. Таким образом, в стадии послесвечения сосуществуют два типа электрон-ион-

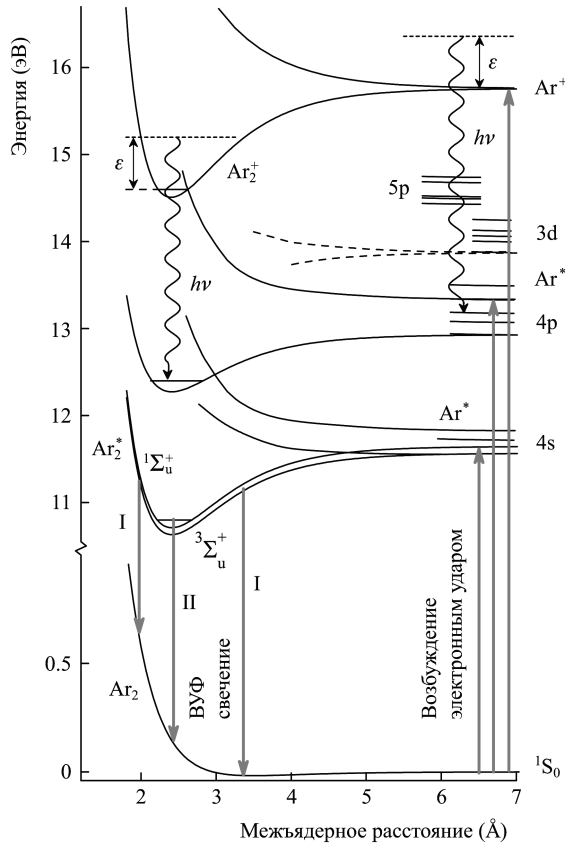


Рис.4. Схематическая диаграмма уровней энергии аргона. Показаны ВУФ излучение эксимеров Ar_2^* – первый (I) и второй (II) континуумы аргона (\rightarrow) и излучение, сопровождающее фоторекомбинацию электронов с ионами Ar_2^+ и Ar^+ (\leftrightarrow).

ного взаимодействия: диссоциативная рекомбинация как главный канал и слабый фоторекомбинационный канал, отвечающий за континуум.

3.3. Экспериментальные и модельные временные зависимости параметров компонентов плазмы

3.3.1. Влияние нагрева электронов на кинетику компонентов плазмы

Как было отмечено, при высоком давлении аргона технически очень трудно обеспечить одноимпульсный сильноточный пробой без вторичных разрядных импульсов. Поэтому было проведено специальное исследование влияния этих импульсов на кинетику свечения. На рис.5 представлены экспериментальные зависимости интенсивностей свечения от времени, а также изменения во времени напряжения между электродами для разряда в аргоне при давлении 4 атм. При использовании в этом эксперименте обострительного контура с большим ρ вкладываемая в высокопроводящую плазму энергия распределена по нескольким импульсам возбуждения, которые модулируют интенсивность свечения плазмы. Экспериментальные данные показывают, что модулированная интенсивность ВУФ свечения находится в противофазе с модулированными интенсивностями излучений УФ – видимого континуума и красных линий Ar^{**} . Для ВУФ свечения максимумы интенсивности наблюдаются, когда напряжение между электродами равно нулю, а наибольшие ослабления интенсивности происходят, когда напряжение достигает локальных максимумов.

Для описания временных зависимостей была разработана модель, включающая основные реакции, проте-

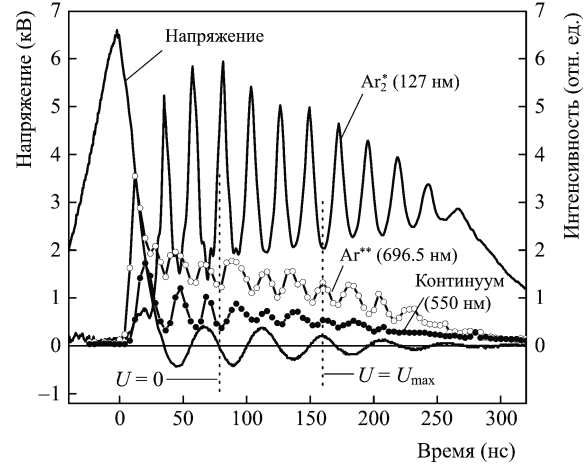


Рис.5. Временные зависимости интенсивностей свечения Ar_2^* ($\lambda \approx 127$ нм), УФ – видимого континуума ($\lambda \approx 550$ нм), линии Ar^{**} ($\lambda = 696.5$ нм) и напряжения между электродами при разряде в аргоне при давлении 4 атм. Использовалась схема обострительного контура с большим значением параметра ρ (1.3 Ом) и никелевыми электродами.

кающие в разрядной плазме. (Более подробно с моделью можно ознакомиться в работе [11].) Используя температуру электронов T_e как переменный параметр, нам уда-

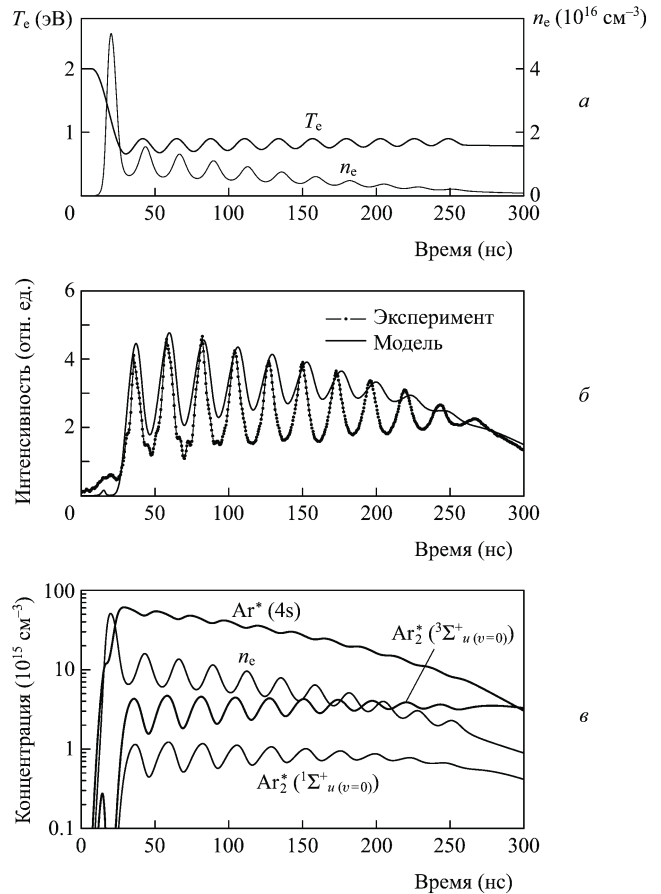


Рис.6. Расчетные зависимости $n_e(t)$ и $T_e(t)$, отражающие процессы нагрева и охлаждения электронов во время вторичных разрядных импульсов возбуждения (а), экспериментальные и расчетные временные зависимости интенсивности ВУФ излучения на $\lambda \approx 127$ нм (б), расчетные временные зависимости концентрации электронов и молекул Ar_2^* в синглетном ($^1\Sigma_u^+(v=0)$) и триплетном ($^3\Sigma_u^+(v=0)$) состояниях, а также атомов Ar^* в состоянии 4s (в). Условия возбуждения разряда те же, что и на рис.5.

лось качественно описать полученные экспериментальные данные (см. рис.6). Перед пробоем температура T_e была зафиксирована на уровне 2 эВ, что позволило смоделировать электронное размножение. С ростом разрядного тока и достижением концентрации электронов $\sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$, T_e начинает падать и стабилизируется около равновесного значения 0.7 эВ в стадии послесвечения. Данная величина была оценена исходя из баланса между процессами нагрева и охлаждения электронов при их взаимодействии с долгоживущим резервуаром возбужденных нейтральных частиц Ar^* и Ar_2^* .

Моделирование показывает, что сильные модуляции концентраций возбужденных компонентов (Ar^* , Ar_2^*), которые отслеживают поведение T_e и n_e во время вторичных разрядных импульсов, проявляются только при высокой степени ионизации плазмы ($\sim 10^{-3} - 10^{-4}$). Рост T_e и n_e ведет к усилению ступенчатой ионизации (возбуждения) Ar^* и Ar_2^* , в результате чего во временных зависимостях их концентраций появляются глубокие провалы. Если T_e уменьшается, то равновесие в плазме смещается в направлении рекомбинации. При этом уменьшается концентрация электронов и в зависимостях концентраций Ar^* и Ar_2^* наблюдаются максимумы. Важно отметить, что после импульса возбуждения охлаждение электронов происходит очень быстро из-за неупругих столкновений с возбужденными нейтральными частицами Ar^* и Ar_2^* . Охлаждение электронов в упругих столкновениях с атомами аргона является более медленным процессом, несмотря на то что последних в $\sim 10^4$ раз больше, чем возбужденных частиц. Экспериментальные данные показывают, что добавочный нагрев электронов во время вторичных разрядных импульсов является крайне нежелательным процессом. Он замедляет рекомбинационный поток в плазме, в результате чего рассматриваемые процессы для всех возбужденных компонентов растягиваются во времени, а следовательно, пиковые значения их концентраций уменьшаются.

3.3.2. Электронно-столкновительное перемешивание синглет-триплетных состояний эксимеров Ar_2^* и параметры усиления для ВУФ Ar_2^* -лазера

Для исследования влияния на ВУФ излучение перемешивания электронами синглетных и триплетных эксимерных состояний Ar_2^* был использован обострительный контур с малым значением параметра ρ . Такая цепь позволила получить наиболее мощное возбуждение разряда с наименьшими вторичными разрядными импульсами и наиболее интенсивным ВУФ свечением на $\lambda \simeq 127 \text{ нм}$. На рис.7 приведены экспериментальные временные зависимости интенсивностей свечения первого и второго континуумов аргона, УФ-видимого континуума и расчетные временные зависимости концентрации электронов и эксимеров $\text{Ar}_2^* (^3\Sigma_{u(v=0)}^+)$, $\text{Ar}_2^* (^1\Sigma_{u(v=0)}^+)$, $\text{Ar}_2^* (^1\Sigma_{u(v)}^+)$. Стартовый момент для расчетных зависимостей (обозначен штриховой вертикальной линией) выбран на 35-й наносекунде от начальной точки экспериментальных кривых. Это позволяет не учитывать влияние вторичных разрядных импульсов на кинетику свечения. Модельные и экспериментальные данные показывают хорошее совпадение.

Четкое различие временных зависимостей интенсивностей первого и второго континуумов обусловлено разными механизмами, отвечающими за их возбуждение. Излучение первого континуума происходит только во время прямого образования эксимеров. Заселение же самого

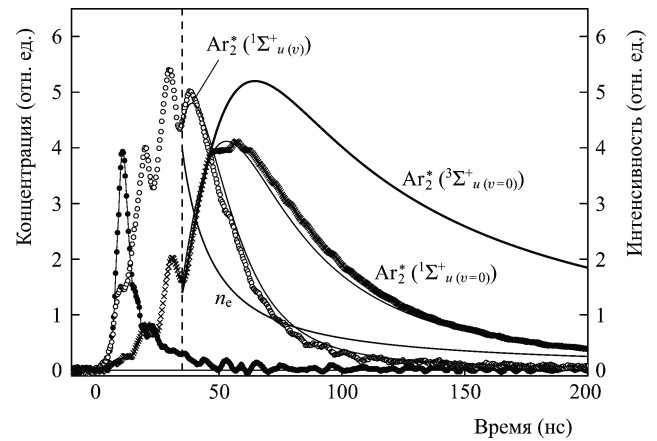


Рис.7. Экспериментальные временные зависимости интенсивностей первого ($\lambda \simeq 115 \text{ нм}$) (○) и второго ($\lambda \simeq 127 \text{ нм}$) (×) континуумов аргона, а также УФ-видимого континуума ($\lambda \simeq 258 \text{ нм}$) (●) в разряде в аргоне при давлении 4 атм. Расчетные зависимости концентраций электронов и эксимеров $\text{Ar}_2^* (^3\Sigma_{u(v=0)}^+)$, $\text{Ar}_2^* (^1\Sigma_{u(v=0)}^+)$, $\text{Ar}_2^* (^1\Sigma_{u(v)}^+)$ показаны непрерывными линиями. Использовалась схема обострительного контура с малым ρ (0.68 Ом).

низкого колебательного уровня $\text{Ar}_2^* (^1\Sigma_{u(v=0)}^+)$ может идти двумя путями. Первый из них – это колебательная релаксация после прямого образования эксимеров Ar_2^* , второй – перемешивание колебательно срезаксимируемых синглетных и триплетных состояний Ar_2^* при столкновении с электронами. Экспериментальные зависимости на рис.7 показывают, что прямое образование эксимеров существенно уменьшается на стадии, когда большинство электронов, произведенных во время первого пика возбуждения, преобразовались в эксимеры Ar_2^* (соответствующий этому момент времени около 110 нс обозначен стрелкой). В более поздней стадии излучение второго континуума возможно только при перекачке эксимеров Ar_2^* из резервуара долгоживущих триплетных состояний в быстро излучающее синглетное состояние посредством столкновений с оставшимися электронами.

Моделирование показывает, что максимальные концентрации синглетных и триплетных эксимеров $\text{Ar}_2^* (^3\Sigma_{u(v=0)}^+)$ отличаются в 8 раз в пользу последнего. Как следует из рис.7, на стадии послесвечения затухание синглетных эксимеров Ar_2^* происходит быстрее, чем триплетных. Такое отличие связано с непрерывным уменьшением концентрации электронов из-за их рекомбинации, а соответственно, и уменьшением скорости электронно-столкновительного перемешивания. Согласно нашей оценке перемешивание эффективнее реакции прямого образования эксимеров в 2–5 раз на фронте роста интенсивности излучения второго континуума и примерно в 20 раз на стадии послесвечения.

Для оценки усилительных свойств активной среды, состоящей из эксимерных молекул $\text{Ar}_2^* (^1\Sigma_{u(v=0)}^+)$ с концентрацией N (в см^{-3}), была применена формула для коэффициента усиления g_0 (в см^{-1}), используемая, например, в [27]: $g_0 = \lambda^4 A_{21} N / 8\pi c \Delta\lambda = 1.2 \times 10^{-17} N$, где c – скорость света, $\lambda = 127 \text{ нм}$ соответствует пику полосы второго континуума аргона, $A_{21} = 2.4 \times 10^8 \text{ с}^{-1}$ – вероятность радиационного перехода для эксимеров $\text{Ar}_2^* (^1\Sigma_u)$ [28], $\Delta\lambda = 7.1 \text{ нм}$ – спектральная ширина полосы излучения (полная ширина на полувысоте) [29]. Из этой формулы следует, что при концентрации эксимеров $\text{Ar}_2^* (^1\Sigma_{u(v=0)}^+) \sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$ коэффициент усиления равен $\sim 0.01 \text{ см}^{-1}$.

Именно такое оптимистичное значение обычно рассматривается в литературе при теоретической оценке лазерного порога. Однако в реальных условиях «чистое» усиление $g = g_0 - k$ может быть намного ниже, поскольку всегда присутствуют неизбежные потери внутри резонатора (поглощение в плазме [30], потери на зеркалах и т.п.), характеризуемые коэффициентом потерь k . Как было показано для реальных Ar_2^* лазеров, накачиваемых электронным пучком [31, 32], основные абсорбционные потери с коэффициентом 0.05 см^{-1} обусловлены газовыми примесями, образующимися в результате газовой выделенности со стенок камеры под действием электронного пучка. Эти неидентифицированные примеси исчезали при охлаждении камеры до 170 К [31]. При рассмотрении потерь на зеркалах следует принять во внимание, что быстрое затухание ВУФ свечения эксимеров Ar_2^* при высоких давлениях ограничивает практически используемое число проходов излучения в резонаторе пятью-десятью. Коммерчески доступные зеркала для области ВУФ имеют довольно низкий коэффициент отражения ($\sim 83\%$ для $\lambda \sim 127 \text{ нм}$). Таким образом, для активной среды относительно малой длины (несколько десятков сантиметров) требуется повышенный коэффициент усиления для получения надежного лазерного эффекта. Исходя из этого, имеем более реалистичную оценку для пороговой концентрации Ar_2^* (${}^1\Sigma_{u(v=0)}^+$), а именно $\sim 5 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$, что соответствует усилению $g = 0.05 \text{ см}^{-1}$. Данная величина очень близка к реальным экспериментальным значениям, полученным в существующих эксимерных Ar_2^* -лазерах, накачиваемых электронным пучком [2, 31].

В данной работе была рассчитана концентрация электронов, которую необходимо создать в пике короткого разрядного импульса возбуждения для достижения пороговой концентрации эксимеров Ar_2^* (${}^1\Sigma_{u(v=0)}^+$). На рис. 8 представлены соответствующие значения для различных давлений аргона. Были выбраны две пороговые концентрации: 10^{15} см^{-3} (оптимистичное значение) и $5 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$ (реалистичное значение). Согласно нашей модели при повышенных давлениях для достижения порога достаточно более «слабого» возбуждения, чем при пониженных давлениях, что объясняется ростом скорости образования триплетных эксимеров с увеличением давления. Как следует из рис. 8, для достижения порога в $5 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$ давление газа должно превышать 7 атм и, кроме того, также необходима очень высокая пиковая концентрация электронов. В этом случае концентрация электронов, оставшаяся после их частичной рекомбинации, сохраняется достаточно большой. Это позволяет эффективно опустошать

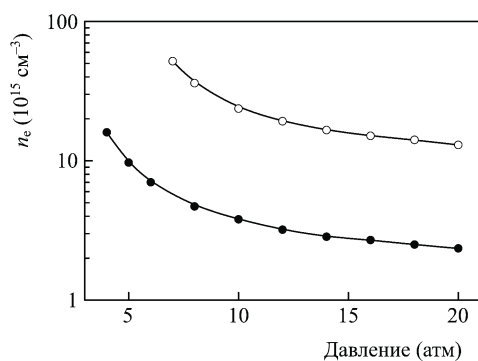


Рис. 8. Расчетные концентрации электронов в пике короткого разрядного импульса возбуждения, необходимые для достижения пороговых концентраций эксимеров Ar_2^* (${}^1\Sigma_{u(v=0)}^+$) 10^{15} (●) и $5 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$ (○).

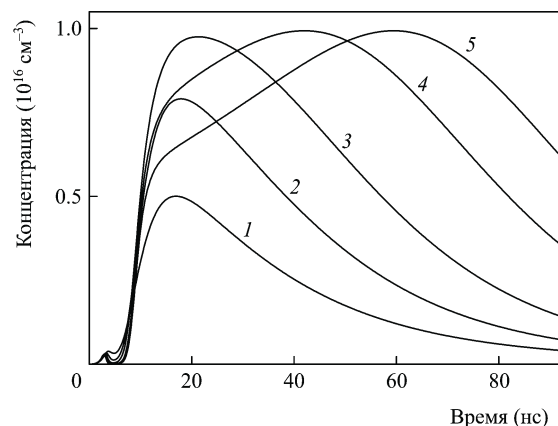


Рис. 9. Расчетные временные зависимости концентраций эксимеров Ar_2^* (${}^1\Sigma_{u(v=0)}^+$) при различных пиковых концентрациях электронов, создаваемых коротким разрядным импульсом возбуждения в аргоне при давлении 10 атм: 2.4×10^{16} (1), 5×10^{16} (2), 1×10^{17} (3), 2×10^{17} (4), $2.9 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (5).

резервуар накопившихся триплетных эксимеров, достигая отношения концентраций эксимеров в синглетных и триплетных состояниях, равного 1:4. Дальнейшее увеличение n_e ведет к незначительному росту интенсивности ВУФ излучения, поскольку предельное отношение концентраций синглетных и триплетных эксимеров ограничено отношением статистических весов этих состояний: 1:3.

На рис. 9 представлены расчетные временные зависимости концентраций эксимеров Ar_2^* (${}^1\Sigma_{u(v=0)}^+$) при различных пиковых концентрациях электронов, создаваемых коротким импульсным возбуждением аргона при давлении 10 атм. Надежный лазерный эффект на $\lambda \simeq 127 \text{ нм}$ может быть реализован при пиковой концентрации электронов $2.4 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ при условии их быстрого охлаждения до температуры 0.75 эВ после импульса возбуждения. Несомненно, большой технической проблемой является организация сильноточной накачки без контракции разряда при давлении газа в 10 атм.

Согласно предсказаниям модели при пиковой концентрации электронов, превышающей 10^{17} см^{-3} , должно наблюдаться насыщение максимальной интенсивности свечения второго континуума аргона. При такой высокой концентрации электронов становятся существенными некоторые нежелательные факторы. Так, эффективность реакции образования эксимеров падает, в то время как скорости реакций разрушения (ионизация и диссоциация эксимеров) увеличиваются. В режиме насыщения временные зависимости концентраций эксимеров растягиваются во времени и достижение пика концентрации Ar_2^* (${}^1\Sigma_{u(v=0)}^+$) задерживается (см. рис. 9). Мы полагаем, что механизмом насыщения можно объяснить экспериментальные результаты, полученные в работе [9], где после очень мощного разрядного импульса возбуждения криптона при давлении 9 атм пик интенсивности спонтанного ВУФ свечения эксимеров Kr_2^* и лазерная генерация на $\lambda \simeq 148 \text{ нм}$ наблюдались с задержкой $\sim 2 \text{ мкс}$ после пробоя.

4. Заключение

В данной работе были исследованы разные режимы сильноточного импульсного разряда в аргоне высокого давления с целью получения интенсивного ВУФ излучения второго континуума аргона на $\lambda \simeq 127 \text{ нм}$. Переход разряда из однородной стадии в контрагированную

четко детектировался по изменению спектральной формы УФ-видимого континуума в серии спектров с временным разрешением. Изменение формы континуального спектра, природой которого, как мы полагаем, является фото-рекомбинация ионов Ar_2^+ и Ar^+ , связано со сменой типа носителей положительного заряда при переходе разряда из однородной фазы (молекулярные ионы Ar_2^+) в дуговую (атомарные ионы Ar^+).

Для анализа процессов, влияющих на интенсивность ВУФ излучения, разработана кинетическая модель, хорошо описывающая экспериментальные временные зависимости интенсивностей свечения первого и второго континуумов аргона. Было показано, что добавочный нагрев электронов во время вторичных разрядных импульсов при сильной степени ионизации является крайне нежелательным процессом. Согласно нашей оценке основным механизмом образования эксимеров Ar_2^* ($^1\Sigma_u^+(v=0)$) является электронно-столкновительное перемешивание триплетных и синглетных состояний Ar_2^* . Для эксимерных молекул Ar_2^* как активной лазерной среды наиболее реалистичная пороговая концентрация эксимеров Ar_2^* ($^1\Sigma_u^+(v=0)$) по расчетам составила $\sim 5 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$ при коэффициенте усиления 0.05 см^{-1} , что выполнимо при короткой одноимпульсной разрядной накачке с пиковой концентрацией электронов $2.4 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и давлении газа 10 атм. Модель предсказывает насыщение интенсивности свечения на $\lambda \simeq 127 \text{ нм}$, если пиковая концентрация электронов превысит 10^{17} см^{-3} . В этом режиме временные зависимости концентрации эксимеров Ar_2^* растягиваются во времени с уменьшением их пиковых значений.

Работа выполнена при поддержке грантов Эстонского научного фонда № 6549 и 7971.

- Hughes W.M., Shannon J., Hunter R. *Appl. Phys. Lett.*, **24**, 488 (1974).
- Wrobel W.-G., Röhr H., Steuer K.-H. *Appl. Phys. Lett.*, **36**, 113 (1980).
- Sakurai T., Goto N., Webb C.E. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **20**, 709 (1987).
- Ninomiya H., Nakamura K. *Opt. Commun.*, **134**, 521 (1997).
- Lam S.K., Lo D., Zheng C.E., Yuan C.L., Shanguan C., Yang T.L., Kochetov I.V. *Appl. Phys. B: Lasers and Optics*, **75**, 723 (2002).
- Захаренко О.А., Кузнецов А.А., Слишко В.Н., Сулакшин С.С. *Квантовая электроника*, **17**, 891 (1990).
- Hong S.K., Hayashi N., Ihara S., Satoh S., Yamabe C., Wee S.B. *Opt. Commun.*, **256**, 149 (2005).
- Nakamura K., Ooguchi Y., Umegaki N., Goto T., Jitsuno T., Kitamura T., Takasaki M., Horiguchi S. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **4747**, 286 (2002).
- Sasaki W., Shirai T., Kubodera S. *Opt. Lett.*, **26**, 503 (2001).
- Lisovski A.A., Treshchalov A.B. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **6263**, 62630H (2006).
- Treshchalov A.B., Lisovski A.A. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **42**, 245203 (2009).
- Lisovski A.A., Treshchalov A.B. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **6938**, 69380Y (2008).
- Lisovski A.A., Treshchalov A.B. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **36**, 958 (2008).
- Королев Ю.Д., Месяц Г.А. *Физика импульсного пробоя газов* (М.: Наука, 1991).
- Dreiskemper R., Schröder G., Bötticher W. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **23**, 180 (1995).
- Dreiskemper R., Bötticher W. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **23**, 987 (1995).
- Macheret S.O., Shneider M.N., Murray R.C. *Phys. Plasmas*, **13**, 023502-1 (2006).
- Nikandrov D.S., Tsandin L.D., Kolobov V.I., Arslanbekov R.R. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **36**, 131 (2008).
- Kozhevnikov V.Yu., Kozyrev A.V., Korolev Yu.D. *Plasma Phys. Rep.*, **32**, 949 (2006).
- Treshchalov A., Lisovski A., Chikeev E. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **4747**, 253 (2002).
- Batal A., Jarosz J., Mermet J.M. *Spectrochimica Acta*, **36B**, 983 (1981).
- De Regt J.M., Van Dijk J., Van Der Mullen J.A.M., Schram D.C. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **28**, 40 (1995).
- Wilbers A.T.M., Kroesen G.M.W., Timmermans C.J., Schram D.C. *J. Quant. Spectr. Rad. Transfer*, **45**, 1 (1991).
- Park J., Henins I., Herrmann H., Selwyn G. *Phys. Plasmas*, **7**, 3141 (2000).
- Rutscher A., Pfau S. *Physika*, **81C**, 395 (1976).
- D'yachkov L.G., Kurilenkov Y.K., Vitel Y. *J. Quant. Spectr. Rad. Transfer*, **59**, 53 (1998).
- Mies F.H. *Mol. Phys.*, **26**, 1233 (1973).
- Keto J.W., Gleason R.E., Walters G.K. *Phys. Rev.*, **33**, 1365 (1974).
- Cheshnovsky O., Raz B., Jortner J. *Chem. Phys. Lett.*, **15**, 245 (1973).
- Treshchalov A.B., Lisovski A.A. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **6263**, 62630L (2006).
- Neeser S., Schumann M., Langhoff H. *Appl. Phys. B: Lasers and Optics*, **63**, 103 (1996).
- Neeser S., Kunz T., Langhoff H. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **30**, 1489 (1997).