

04

## Исследование продольного импульсно-периодического разряда в парогазовых смесях высокого давления

© П.А. Бохан, Д.Э. Закревский

Институт физики полупроводников СО РАН,  
630090 Новосибирск, Россия

(Поступило в Редакцию 10 августа 1995 г.)

Исследован мощный импульсно-периодический продольный разряд мультиатмосферного давления в смесях гелия с парами металлов. Показано, что пар металла как контролирующая ионизацию примесь (КИП вещество) обеспечивает функционирование однородного разряда в трубке большого диаметра ( $\sim 3$  см) по крайней мере до давления смеси 5 атм и погонной мощности возбуждения  $\sim 25$  кВт/м. Обсуждаются механизмы самостабилизации подобного типа разрядов.

### Введение

Использование импульсного разряда высокого давления для накачки газовых лазеров привело к получению выдающихся параметров генерации когерентного излучения в таких лазерных системах, как лазеры на молекулах  $\text{CO}_2$  и  $\text{CO}$ , галогенидах благородных газов и ртути, молекулярном фторе и др. Ключевое значение для понимания физики объемных газовых разрядов (ГР) высокого давления, пригодных для накачки газовых лазеров, имела работа [1], а история их применения началась с работ [2,3], в которых было проведено возбуждение  $\text{CO}_2$  лазера при давлениях активной среды, превышающих атмосферное. Детальное изучение свойств таких разрядов (например, [4–6]) показало, что неперемными условиями реализации генерации с высокими параметрами в таких лазерах являются: 1) близкое к однородному распределение электрического поля между электродами; 2) высокая объемная однородность рабочей среды; 3) осуществление равномерного предварительного ионизирования электронов с плотностью, превосходящей пороговую.

Каждое из этих условий приводит к необходимости использования достаточно сложных технических решений, требуемых для реализации лазера. Соответственно первое из них обуславливает применение электродов сложной формы (профили Роговского, Чанга и др.) и преимущественное использование поперечного разряда, второе — необходимость быстрой прокачки газа при работе в импульсно-периодическом режиме, а третье — необходимость искусственного создания начальной (предимпульсной) концентрации электронов, в частности путем инжекции электронного пучка, вспомогательного слаботокового разряда, ультрафиолетовой или рентгеновской подсветки и др.

Ультрафиолетовая подсветка, по-видимому, получила наибольшее распространение для реализации лазеров атмосферного и близкого к нему давления. Особенно эффективен этот способ создания однородной предимпульсной концентрации электронов при введении в активную среду специальных, так называемых легкоионизируемых примесей. Чаще всего к ним относят сложные органические соединения, имеющие пониженный

потенциал ионизации по сравнению даже с наиболее легкоионизируемыми активными средами. Однако, не участвуя непосредственно в создании инверсии и являясь источником быстрого загрязнения активной среды, легкоионизируемые примеси практически не используются в промышленных лазерах высокого давления. На наш взгляд, поэтому физика газового разряда высокого давления с легкоионизируемыми примесями не получила достаточного развития.

Между тем параллельно с развитием молекулярных лазеров высокого давления исследовался другой класс лазеров, в которых рабочей средой является ионизированный пар металла. Так, уже через два года после реализации первого лазера высокого давления на молекуле  $\text{CO}_2$  [2,3] была получена генерация в столкновительном лазере на смеси иона европия с гелием [7], а затем в рекомбинационных лазерах на смесях ионов кальция и стронция с гелием [8] при давлениях, близких и выше атмосферного. Замечательным свойством этих лазеров является их способность функционировать в продольном ГР при высоком давлении без выполнения условий 1–3, приведенных выше, в том числе в импульсно-периодическом режиме при частотах следования порядка  $10^4$  Гц [9,10]. Очевидным условием этого является реализация однородного объемного разряда с достаточно высокой электронной температурой, что, надо признать, в данных бинарных парогазовых смесях реализовывалось автоматически.

Сложность физических процессов в упомянутых лазерах, с одной стороны, и сравнительно невысокие выходные характеристики, с другой, отодвинули на некоторое время изучение свойств самого разряда. Однако реализация лазерной генерации в газоразрядных трубках (ГРТ) большого диаметра (до 4 см) [11–13] и при высоких погонных мощностях накачки  $P$  (9–25 кВт/м в [13–15]), стремительное улучшение параметров генерации лазеров при давлении выше атмосферного [13,16] вызывают повышенный интерес к механизму формирования ГР в этих условиях. Такая попытка была предпринята в работе [14].

Настоящая работа выполнена с целью определения основных особенностей функционирования импульсно-

периодического продольного газового разряда в парогазовых смесях высокого давления и выяснения механизмов устойчивости, обеспечивающих его объемное горение в ГРТ большого диаметра при давлениях, значительно превышающих атмосферное.

## Экспериментальная установка

Эксперименты по изучению ГР проводились с газоразрядными трубками различного диаметра  $D$  и длиной  $L$ . Их конструкции позволяли зажигать продольный импульсно-периодический ГР в парогазовых смесях с давлением среды до 10 атм и с погонными мощностями накачки до 25 кВт/м, описанные в [13]. Напомним, что нагрев ГРТ осуществлялся за счет диссипации энергии, вводимой в нее от генератора накачки. Кусочки металла закладывались на подложку вне зоны разряда, перед анодом. Нагрев ячейки с металлом осуществлялся печью с резистивным нагревателем. Для ввода паров металла в ГРТ требовалась слабая прокачка буферного газа от анода к катоду. Скорость прокачки выбиралась из условия равномерности поступления паров металла. Обычно для трубы с  $L = 50$  см полная смена газа происходила за 20–30 мин (скорость прокачки  $\sim 10^{-2}$  л/мин).

Схемы и характеристики генератора подробно описаны в [12,15]. Типичные параметры накачки: средняя мощность, отбираемая от выпрямителя, до 10 кВт, импульсы напряжения  $U$  до 20 кВ, тока  $I$  до 300 А, частоты следования импульсов  $F$  до 30 кГц, длительность импульсов накачки на полувысоте от 50 до 500 нс. Для исследования процессов контракции ГР изучались радиальные распределения излучения из ГРТ, для чего оптическое излучение проецировалось на экран с малым отверстием. Перемещение экрана с укрепленным на нем фотоумножителем или фотоприемником позволило измерять либо интегральную интенсивность, либо интенсивность на конкретной длине волны излучения из выбранной зоны ГРТ.

## Результаты экспериментов

Для ГРТ с  $D = 2.7$  см и  $L = 15$  см были измерены радиальные распределения интегрального свечения из трубки (рис. 1) для условий однородного контрагированного разряда в чистом гелии и разряда в парогазовой смеси.

С ростом тока при неизменном давлении гелия диаметр разрядного канала  $d$  (ширина радиального распределения интенсивности интегрального свечения на полувысоте) увеличивается (рис. 2), но при  $I > I^*$  разряд скачком переходит в канальную форму и ( $b$  на рис. 2) соответствует резкому сжатию положительного столба ГР) сопровождается увеличением тока, появлением катодных и анодных пятен. Аналогичные явления происходят и с ростом  $p_{\text{He}}$  при постоянном разрядном токе. Диаметр канала уменьшается и при  $p_{\text{He}} > p_{\text{He}}^*$  ГР контрагирует.

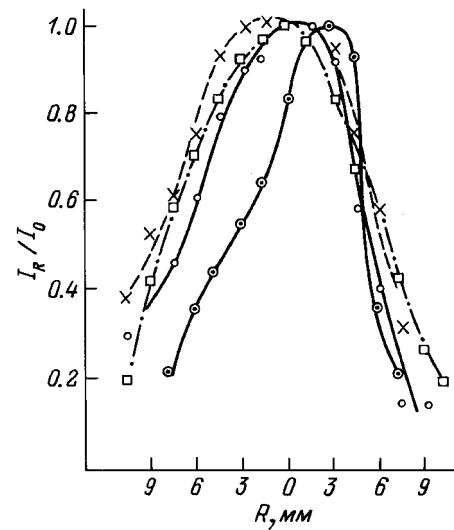
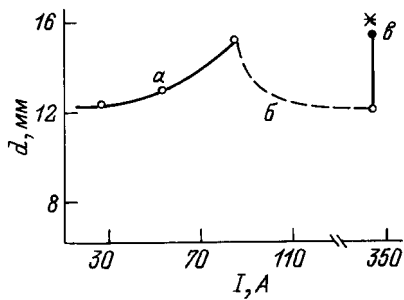


Рис. 1. Радиальные распределения интенсивности излучения ГР. Разряд в He:  $\square$  —  $p_{\text{He}} \approx 2.7$  кПа,  $I \approx 90$  А,  $\circ$  —  $p_{\text{He}} \approx 2.7$  кПа,  $I \approx 350$  А,  $\odot$  —  $p_{\text{He}} \approx 10.7$  кПа,  $I \approx 500$  А; разряд в He-Eu:  $\times$  —  $p_{\text{He}} \approx 2.7$  кПа,  $p_{\text{Eu}} \approx 10$  Па,  $I \approx 350$  А.

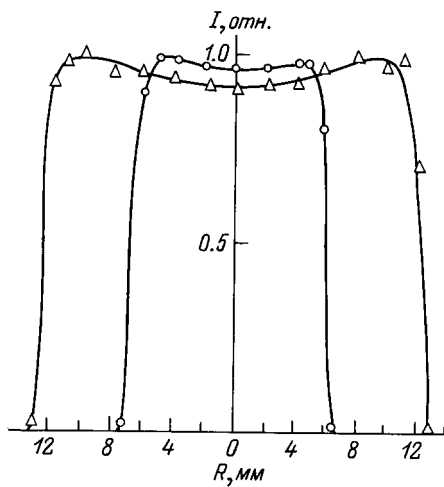
Область устойчивого объемного горения ГР в чистом гелии зависит от геометрических размеров ГРТ и мощности, вводимой в ГР. Подтверждением этого служат результаты представленные в таблице, в которой  $p_{\text{He}}^*$ ,  $I^*$ ,  $P^*$  — предельные значения соответственно давления гелия, тока и мощности, при которых еще наблюдается объемный характер функционирования импульсно-периодического ГР в чистом гелии. Обращает на себя внимание то, что особенно резко проявляет себя контракция в ГРТ большого диаметра.

Введение пара металла (европия) и его распространение в ГРТ расконтрагирует разряд. Анодные и катодные пятна исчезают. Диаметр разрядного канала с ростом  $p_{\text{Eu}}$  становится равным и даже больше, чем при  $I \leq I^*$ . Разряд принимает объемный характер. Увеличивается ток, уменьшается напряжение на электродах ГРТ по сравнению с напряжением при однородном ГР в чистом гелии для одинаковых  $p_{\text{He}}$ . При переходе от контрагированного ГР в чистом гелии к объемному в парогазовой смеси при постоянных  $p_{\text{He}}$  и  $I$  увеличивается напряжение. Повышение  $p_{\text{Eu}}$  позволяло провести дальнейшее увеличение  $p_{\text{He}}$ , сохраняя объемный характер ГР. Так, при атмосферном давлении парогазовой смеси в трубке ГР имел однородный характер, хотя разряд был стянут к одиночным пятнам на электродах. Радиальные распределения интенсивности излучения ( $\times$  на рис. 1), в том числе и когерентного (смесь He-Sr на рис. 3) практически равномерны.

$N$	$D$ , см	$p_{\text{He}}^*$ , кПа	$I^*$ , А	$P^*$ , кВт/м
1	0.7	26.6–36	300–350	6
2	2.7	10.7–13.3	150–200	3
3	7	0.7–0.9	70–100	1.2



**Рис. 2.** Зависимость ширины радиального распределения интенсивности свечения  $d$  от тока разряда  $I$ ,  $p_{\text{He}} \approx 2.7$  кПа. ГР в гелии:  $a$  — однородный;  $b$  — контрагированный; ГР в He-Eu,  $\bullet$  —  $T_{\text{Eu}} \approx 664^\circ\text{C}$ ;  $\times$  —  $T_{\text{Eu}} \approx 687^\circ\text{C}$ .

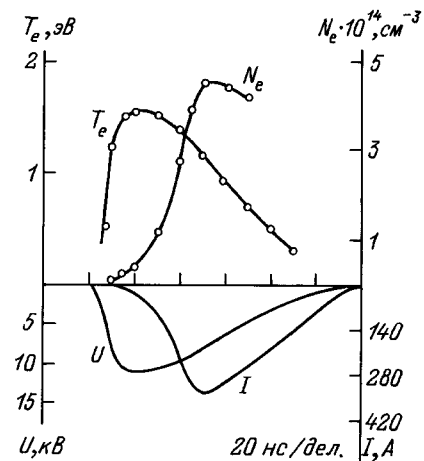


**Рис. 3.** Радиальные распределения когерентного излучения в He-Sr<sup>+</sup> лазере. ГРТ:  $D$ , см:  $\circ$  — 1.5,  $\triangle$  — 2.7;  $p_{\text{He}}$ , атм:  $\circ$  — 0.5,  $\triangle$  — 0.8.

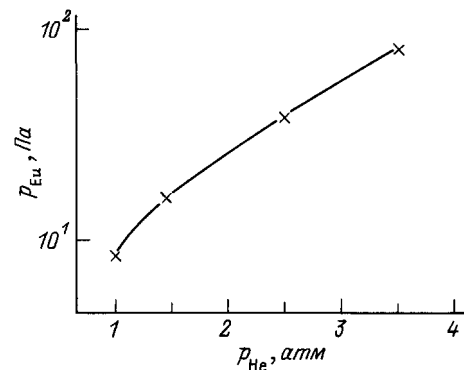
При  $p_{\text{He}} \approx 1$  атм,  $P > 6$  кВт/м (концентрация гелия  $N_{\text{He}} > 6 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup>) необходимая концентрация пара металла  $p_{\text{Eu}}$  превышает 1 Па. С дальнейшим увеличением давления гелия при постоянном давлении пара металла характер ГР меняется. При  $p_{\text{He}} > 1.3-1.4$  атм на электродах наблюдается множество электродных пятен, не привязанных к определенным точкам. Разряд по сечению неоднороден, импульсы напряжения и тока нестабильны. Изменение параметров накачки, а также в небольших пределах скорости прокачки буферного газа не приводят к заметному улучшению картины ГР. Только увеличение давления пара металла стабилизирует протекание тока в газоразрядном объеме. Нельзя утверждать, что ГР становится однородным и возвращается к такому же состоянию, что и при  $p_{\text{He}} \approx 1$  атм. В спонтанном излучении He-Eu смеси преобладает излучение однократно ионизированного европия. При  $p_{\text{He}} > 0.5$  атм резко возрастает излучение линий Eu<sup>++</sup> (красные линии — переходы между группами уровней  $4f^6(7F)5d^6H_j$  и  $4f^76I_j^0$  — потенциалы возбуждения из основного состояния Eu<sup>++</sup> 5.38–5.83 эВ).

Несмотря на то, что в парогазовых смесях стабилизация ГР происходит как бы "автоматически", с появлением в разрядном промежутке определенной концентрации паров металла  $N_{\text{Me}}$ , данный механизм не является "жестким". Так, при превышении  $N_{\text{Me}}$  некоторой критической величины газовый разряд вновь контрагирует. Так как увеличение давления пара металла при постоянных мощности накачки и давлении буферного газа приводит к росту электронной плотности  $N_e$ , то повторная контракция наступает при  $N_e > N_e^*$  с появлением катодных и анодных пятен при любых  $p_{\text{He}}$ . Например, в экспериментах с ГРТ с  $D = 0.7$  см,  $L = 50$  см при  $p_{\text{He}} \approx 1$  атм повторная контракция наступает при  $p_{\text{Eu}}^* \geq 1.3$  кПа,  $I \geq 4000$  А,  $P > 5$  кВт/м,  $N_e^* > 10^{15}$  см<sup>-3</sup>. Сам характер вновь контрагированного ГР при избытке пара металла отличается от такого же ГР в чистом гелии. Он не локализован в объеме, прижимается к стенкам ГРТ и существует в виде пристеночных пробоев.

Выбор и поддержание оптимального соотношения компонент парогазовой смеси (давление буферного газа и пара металла) позволяет получать объемный режим горения продольного импульсно-периодического газового



**Рис. 4.** Осциллограммы импульсов напряжения  $U$ , тока  $I$ , поведение плотности электронов  $N_e$ , электронной температуры  $T_e$  для ГР в He-Eu ( $p_{\text{He}} \approx 3.5$  атм,  $p_{\text{Eu}} \approx 90$  Па).



**Рис. 5.** Зависимость оптимального давления пара европия  $p_{\text{Eu}}$  от давления гелия  $p_{\text{He}}$ .

разряда по крайней мере до  $p_{\text{He}} \approx 5$  атм ( $P \approx 25$  кВт/м,  $N_{\text{He}} \approx 2.8 \cdot 10^{19}$  см $^{-3}$ ). Типичные осциллограммы, характеризующие такой ГР в условиях, оптимальных для генерации лазерного излучения на переходе  ${}^7\text{P}_4 - {}^7\text{D}_3^0$  иона европия, а также поведение плотности электронов  $N_e$ , электронной температуры  $T_e$  представлены на рис. 4, а зависимость оптимального давления пара европия  $p_{\text{Eu}}$  от давления гелия — на рис. 5.

## Обсуждение результатов

1) Влияние пара металла на протекание тока в газовом разряде. Проводимость плазмы определяется известным выражением [17]

$$\sigma(R) = \frac{e^2 N_e(R)}{m_e \nu(R)},$$

где  $R$  — радиальная координата ГРТ;  $\nu(R)$  — эффективная частота столкновений электронов с атомами и ионами буферного газа и металла.

При больших  $N_{\text{He}}$  преимущественными являются упругие соударения электронов с его атомами и тогда  $\nu(R) \sim N_{\text{He}} \cdot T_e^{1/2}$ . Воспользуемся тем, что  $T_e$  в рабочем диапазоне  $E/N_{\text{He}}$  ( $E/N_{\text{He}}$  — приведенная напряженность электрического поля) есть почти линейная функция  $E/N_{\text{He}}$  [18], т.е.  $T_e \sim E/N_{\text{He}}$ , тогда имеем в общем виде

$$\sigma(R) \sim \frac{N_e(R)}{N_{\text{He}}(R) \sqrt{E/N_{\text{He}}(R)}}.$$

Очевидно, что 1) характер протекания электрического тока в ГР при увеличении  $p_{\text{He}}$  не изменится в случае, если  $\sigma(R)$  будет оставаться неизменной; 2) профиль  $N_{\text{He}}(R)$  однозначно задается радиальным распределением газовой температуры и для типичных условий эксперимента практически стационарен; 3) при постоянстве газовой температуры  $p_{\text{He}}$  и  $N_{\text{He}}$  растут пропорционально. Тогда с увеличением  $p_{\text{He}}$  при условии  $T_e \sim \text{const}$  характер радиального распределения проводимости плазмы  $\sigma(R)$  будет определяться в основном распределением плотности электронов.

В условиях импульсно-периодического ГР  $N_e(R)$  является сложной функцией параметров ГР и определяется действием механизмов образования и нейтрализации заряженных частиц в ГР, их диффузионным уходом на стенки ГРТ и объемной рекомбинацией. Для газового разряда при больших давлениях в ГРТ большого диаметра диффузионные процессы существенны в узкой пристеночной области толщиной  $\sim \sqrt{(D_a/\beta \cdot N_e)}$ , где  $D_a$  — коэффициент амбиполярной диффузии,  $\beta$  — коэффициент объемной рекомбинации. Основным каналом убыли электронов является их объемная трехчастичная рекомбинация. Известно [19], что для этого случая  $N_e(R)$  — функция, имеющая резкие градиенты вблизи грани, плоская в центральной части и более пологая в центре ГРТ, нежели функция Бесселя (бесселево распределение описывает распределение  $N_e(R)$  для случая

преобладающей роли диффузионного ухода частиц на стенки). Объемная рекомбинация наиболее существенна в той части ГРТ, где плотность заряженных частиц максимальна. Поэтому при постоянной по сечению ГРТ частоте ионизации роль рекомбинации сводится к сглаживанию радиального распределения  $N_e(R)$ . Ситуация существенно усложняется, когда температурная неоднородность положительного столба ГР приводит к резкой радиальной зависимости константы ионизации  $K_i$ . Резкая зависимость  $K_i$  от  $E/N$  приводит в свою очередь к сильной радиальной зависимости  $K_i$  даже при относительно небольшой температурной неоднородности положительного столба ГР (ионизационно-перегретная неустойчивость, являющаяся возможной причиной контракции ГР в длинных ГРТ [6]).

Распределение  $N_e(R)$ , соответствующее контрагированному ГР, реализуется при одновременном выполнении двух условий [19]: 1) объемная нейтрализация заряженных частиц преобладает над диффузным уходом на стенки; 2) частота образования заряженных частиц резко убывает от оси к стенкам ГРТ (поскольку температурная зависимость у коэффициента  $\beta$  существенно менее резкая, чем у константы ионизации, то ее можно не учитывать). Тогда радиальное распределение  $N_e(R)$  фактически совпадает с радиальным распределением частоты ионизации и  $N_e(R)$  — резкая функция температуры газа. Именно такая ситуация и реализуется в импульсно-периодическом ГР в чистых газах в длинных ГРТ как с ростом давления среды, так и с увеличением мощности накачки, что и находит подтверждение в экспериментальных результатах, представленных на рис. 1 ( $\square$ ,  $\circ$ ,  $\odot$ ).

При поступлении в ГР легкоионизируемых атомов металла с концентрацией  $N_{\text{Me}}$  происходит их преимущественная ионизация (в условиях, типичных для функционирования He–Eu $^+$  и He–Sr $^+$  лазеров, она практически полная). Поэтому можно утверждать, что в импульсно-периодическом ГР в парогазовых смесях  $N_e(R) \sim N_{\text{Me}}(R)$ . При условии, что начальный профиль  $N_{\text{Me}}(R)$  определяется профилем температуры газа (когда характерное время восстановления  $N_{\text{Me}}$  в приосевой зоне ГРТ в результате различных процессов много меньше периода следования импульсов накачки, что хорошо выполнимо в наших условиях), то  $N_e(R) \sim N_{\text{Me}}(R)$ . Тогда

$$\sigma(R) \sim \frac{N_{\text{Me}}(R)}{N_{\text{He}}(R) \sqrt{E/N_{\text{He}}(R)}}$$

и соответственно распределение проводимости плазмы при  $T_e \approx \text{const}$  определяется радиальным распределением атомов металла. Очевидно, для того чтобы  $\sigma(R)$  оставалось неизменным с ростом давления буферного газа при постоянстве газоразрядных условий, необходимо увеличение давления пара металла. Введение атомов металла вызывает увеличение концентрации электронов вблизи стенок ГРТ, что приводит к сглаживанию распределения  $N_e(R)$  и находит свое выражение в сглаживании радиального распределения интенсивности свечения ГР ( $\times$  на рис. 1) и увеличении диаметра разрядного ка-

нала (рис. 2). Наблюдаемый однородный по сечению ГР свидетельствует о том, что проводимость плазмы практически постоянна по сечению ГР и при увеличении  $p_{\text{He}}$  при соответствующем росте давления пара металла будет оставаться неизменной.

Вышеприведенные рассуждения объясняют известный факт, что появление  $N_{\text{Me}}$  при избыточных  $p_{\text{He}}$  приводит к расконтрагированию и стабилизации ГР и позволяет получать мощный объемный ГР в ГРТ большого диаметра при любых давлениях парогазовой смеси.

2) Механизм объемного протекания тока в парогазовых смесях. Можно указать на следующие взаимосвязанные механизмы, стабилизирующие ГР в парогазовых смесях: а) объемный характер создания электронов за счет преимущественной ионизации пара металла при его ограниченной концентрации; б) неполная деионизация плазмы в импульсно-периодическом ГР, обеспечивающая предимпульсные плотности электронов, превышающие уровень, необходимый для зажигания объемного разряда.

а) Объемное создание электронов. Суть этого механизма заключается в том, что любое локальное повышение концентрации электронов из-за развития ионизационно-перегревной неустойчивости идет за счет одно- и двухкратной ионизации атомов пара металла, так как потенциал даже их двухкратной ионизации, в нашем случае европия (11.24 эВ), значительно меньше потенциала ионизации гелия (24.59 эВ). Объемный характер распространения металла в ГРТ и его ограниченная концентрация и определяет наблюдаемое равномерное объемное дополнительное увеличение плотности электронов.

Вначале происходит ионизация атомов металла, далее в зависимости от давления гелия и паров европия рост  $N_e$  может происходить как за счет ионизации гелия, так и благодаря двухкратной ионизации европия. При  $p_{\text{He}} > 0.5$  атм, судя по регистрируемому резкому возрастанию интенсивности линий  $\text{Eu}^{++}$  и росту оптимального рабочего давления паров европия (рис. 5), дополнительная ионизация главным образом осуществляется за счет одно- и двукратной ионизации атомов металла. Повторную контракцию при избыточном давлении  $p_{\text{Eu}}$ , по-видимому, можно объяснить тем же перегревным механизмом, т.е. появлением неоднородностей  $N_e$  из-за флуктуации плотности атомов металла, что равносильно неоднородному характеру ионизации разрядного промежутка. Фактически такой ГР из разряда в инертном газе высокого давления превращается в ГР в газе пара металла низкого давления, в котором возможно появление перегревных неустойчивостей, приводящих к контракции.

б) Остаточная ионизация плазмы. Стабилизирующим действием обладает и сам способ возбуждения парогазовой смеси — импульсно-периодический газовый разряд. Частотный режим функционирования приводит к тому, что в междимпульсном интервале не успевает протекать полная рекомбинация

плазмы. Так, в смеси Ne–Cu лазера на парах меди значение предимпульсной концентрации электронов может превышать  $N_{e0} \approx 10^{12} \text{ см}^{-3}$  [20]. Оценки показывают, что в среде He–Eu при  $p_{\text{He}} \approx 1$  атм,  $p_{\text{Eu}} \approx 1.3$  Па,  $F > 5$  кГц,  $P > 5–10$  кВт/м к приходу очередного импульса возбуждения  $N_{e0} \approx 10^{10}–10^{11} \text{ см}^{-3}$ . Таким образом, за счет существования остаточной проводимости импульс накачки приводит к развитию тока по уже проводящему каналу. Фактически остаточная плотность электронов есть  $N_e$  предьонизации.

Принципиальное значение имеет вопрос о минимальной начальной концентрации электронов  $N_{e0}$ , необходимой для формирования объемного разряда. Оценки по [5] показывают, что  $N_{e0}$  для объемного ГР в чистом гелии при  $p_{\text{He}} \approx 2.7$  кПа в условиях, предшествующих контракции, должна быть не менее  $10^6–10^7 \text{ см}^{-3}$ , что значительно меньше значений  $N_{e0}$ , "автоматически" реализующихся в парогазовых смесях лазеров на парах металлов, возбуждаемых импульсно-периодическим ГР.

Отметим, что с ростом давления гелия уровень  $N_{e0}$  должен возрастать, причем при фиксированном значении  $E/N$  необходимая для пробоя  $N_{e0}$  изменяется пропорционально третьей степени плотности газа [5]. Необходимость увеличения давления пара металла обусловлена тем, что с ростом  $p_{\text{He}}$  уменьшается предимпульсная плотность электронов. Так, оценки показывают, что в случае  $p_{\text{Eu}} \approx \text{const}$  при увеличении  $p_{\text{He}}$   $N_{e0}$  падает, а для случая оптимального возрастания  $p_{\text{Eu}}$   $N_{e0}$  по крайней мере не уменьшается. Возможный механизм снижения  $N_{e0}$  с ростом  $p_{\text{He}}$  может быть связан с ростом коэффициента рекомбинации  $\beta$  ( $N_{e0} \sim 1/\beta$ ). Для двухэлектронной рекомбинации  $\beta \sim T_e^{-9/2}$ , а  $T_e$  падает с ростом  $p_{\text{He}}$  из-за увеличения частоты  $\nu$ . В свою очередь и  $\beta$  для трехчастичной рекомбинации, где третья частица — нейтральный атом гелия, прямо пропорциональна  $p_{\text{He}}$ .

На положительное влияние предьонизации на однородность ГР в парогазовых смесях указывалось в [21], где авторы, применив дополнительное устройство — предьонизатор, получили улучшение качества ГР и увеличение мощности генерации лазера на парах меди. Аналогично и в [22], где изучалась гелий-кадмиевая смесь атмосферного давления в поперечном разряде, было отмечено, что наличие пара металла в разрядном объеме снижает требования к интенсивности источника предьонизации, определяемой напряжением горения вспомогательного разряда. Этим механизмом можно объяснить известный факт улучшения стабильности ГР в газовых лазерах с ростом частоты следования импульсов накачки.

Равномерное распределение мощности спонтанной эмиссии (рис. 1,  $\times$ ) и когерентного излучения (рис. 3) свидетельствует о сравнительно однородных начальных условиях зажигания ГР. Этому способствует и объемный в наших условиях механизм рекомбинации электронов. В приграничных областях шириной 1.5–2 мм, где скорость убыви заряженных частиц увеличивается благодаря амбиполярной диффузии, начальная концентрация электронов недостаточна для зажигания и быстрого развития

разряда. Поэтому граница генерации в лазерах на парах металлов достаточно резкая, а диаметр пятна генерации в оптимальных условиях мало зависит от давления гелия.

Наблюдаемое нами функционирование в парогазовой смеси ГР одновременно однородным в объеме и контрагированным в приэлектронных областях свидетельствует о том, что развитие приэлектронных неустойчивостей не влияет на однородность ГР в условиях парогазовых смесей.

Влияние пара металла в парогазовых смесях высокого давления на стабильность ГР в некоторой степени аналогично влиянию легкоионизируемых веществ (ЛИВ) на ГР в  $\text{CO}_2$  лазерах. В них ЛИВ облегчают создание электронов. Ионизация ЛИВ происходит за счет двух механизмов [23]. Это — фотоионизация ультрафиолетовым излучением от вспомогательного источника и ионизация молекул ЛИВ в процессе Пеннинга на метастабильных состояниях молекул азота. Отметим, что потенциалы ионизации молекул ЛИВ и  $\text{CO}_2$  различаются незначительно (7–8 и 13.8 эВ соответственно).

В парогазовых смесях ситуация складывается иначе. Вначале, в стадии зажигания ГР, происходит одно- и двукратная ионизация электронным ударом атомов металла, а затем и буферного газа. В импульсе тока происходит равномерное объемное увеличение плотности электронов. После окончания импульса в установившемся импульсно-периодическом ГР  $N_e$  снижается до некоторого значения, которое к приходу следующего импульса накачки в качестве предимпульсной плотности электронов превосходит  $N_{e0}$ , необходимую для зажигания объемного ГР. В данном случае легкоионизируемые атомы металла непосредственно принимают участие как в зажигании, так и в фазе квазистационарного горения ГР.

Фактически данный тип ГР — газовый разряд в парогазовой смеси высокого давления является действительно реально организованным разрядом с легкоионизируемой примесью.

Как известно, введение больших средних мощностей накачки в ГР в инертных газах может привести к перегреву среды на оси ГР и с неизбежностью к контракции ГР. В парогазовых смесях увеличение температуры в центре трубки вызывает уменьшение плотности атомов металла. Процессы ионизации смещаются от оси к стенкам ГРТ, тем самым выравнивая радиальное распределение  $N_e(R)$ . Введение больших погонных мощностей накачки в парогазовые смеси высокого давления в определенных пределах самостабилизирует ГР и позволяет получать мощный объемный импульсно-периодический ГР высокого давления с параметрами плазмы, допускающих в средах He–Eu, He–Sr и т.д. условия, необходимые для реализации лазерной генерации. Этим он резко отличается от обычных разрядов высокого давления [1–5], в том числе и с ЛИВ [23]. Поэтому уместно предложить для него новое название. По своей физической сущности это — разряд с контролирующей ионизацию примесью, или КИП разряд.

## Заключение

Таким образом, показано, что пар металла как легкоионизируемая компонента в парогазовых смесях высокого давления “расконтрагирует” разряд и позволяет получать объемный газовый разряд при давлениях, превышающих атмосферное ( $\sim 5$  атм), в ГРТ большого диаметра при средних мощностях накачки  $\sim 25$  кВт/м.

Механизм самостабилизации импульсно-периодического ГР в парогазовых смесях можно свести к следующим составляющим.

1. Объемный характер создания электронов в разрядном промежутке за счет преимущественной ионизации равномерно распределенного пара металла при его ограниченной концентрации, тем самым выравнивающий любые неоднородности плотности электронов.

2. Наличие в импульсно-периодическом разряде остаточной концентрации электронов, которая из-за неполной рекомбинации плазмы в качестве предимпульсной превышает уровень, необходимый для зажигания однородного разряда.

Контракция импульсно-периодического ГР в парогазовых смесях связана либо с недостаточной степенью, либо с неоднородным характером ионизации газоразрядного промежутка.

Реализация оптимального соотношения компонент парогазовой смеси обеспечивает функционирование в них мощного объемного ГР с параметрами плазмы, позволяющими получать в лазерах на парах металлов при давлениях, превышающих атмосферное, лазерную генерацию с высокими энергетическими параметрами.

## Список литературы

- [1] *Persson K.W.* // J. Appl. Phys. 1965. Vol. 36. N 10. P. 3086–3094.
- [2] *Fenstermacher C.A., Nutter M.J., Rink Y.P.* et al. // Bull. Amer. Phys. Soc. 1971. Vol. 16. N 1. P. 42.
- [3] *Басов Н.Г., Беленов Э.М., Даниличев В.А.* и др. Письма в ЖЭТФ. 1971. Т. 14. Вып. 7. С. 421–426.
- [4] *Месяц Г.А., Королев Ю.Д.* Физика импульсного пробоя газов. М.: Наука, 1991. 222 с.
- [5] *Карнюшин В.Н., Солоухин Р.И.* Макроскопические и молекулярные процессы в газовых лазерах. М.: Атомиздат, 1981. 200 с.
- [6] *Бычков Ю.И., Королев Ю.Д., Месяц Г.А.* и др. Инжекционная газовая электроника. Новосибирск: Наука, 1982. 237 с.
- [7] *Бохан П.А., Климкин В.М., Прокопьев В.Е.* // Письма в ЖЭТФ. 1973. Т. 18. Вып. 2. С. 80–82.
- [8] *Жуков В.В., Кучеров В.С., Латуш Е.Л.* и др. // Квантовая электрон. 1977. Т. 4. № 6. С. 1257–1267.
- [9] *Жуков В.В., Кучеров В.С., Латуш Е.Л.* и др. // Письма в ЖТФ. 1976. Т. 2. Вып. 12. С. 550–553.
- [10] *Бохан П.А., Климкин В.М., Прокопьев В.Е.* и др. Письма ЖТФ. 1977. Т. 3. Вып. 3. С. 410–413.
- [11] *Buller M.S., Piper I.A.* // IEEE J. Quant. Electr. 1985. Vol. QE-21. N 10. P. 1563–1566.

- [12] *Бохан П.А., Закревский Д.Э.* // Квантовая электрон. 1991. Т. 18. № 8. С. 926–928.
- [13] *Bokhan P.A., Zakrevsky D.E.* // Proc. SPIE. 1993. Vol. 2110. P. 220–235.
- [14] *Букинун Л.М., Латуш Е.Л., Сэм М.Ф.* // Квантовая электрон. 1988. Т. 15. № 9. С. 1762–1764.
- [15] *Bokhan P.A., Zakrevsky D.E.* // Opt. and Quant. Electr. 1991. Vol. 23. N 4. P. S513–S522.
- [16] *Latush E.L., Sem M.F., Koptev Yu.V.* et al. // Proc. SPIE. 1993. Vol. 2110. P. 106–127.
- [17] *Райзер Ю.П.* Физика газового разряда. М.: Наука, 1987. 590 с.
- [18] *Dutton J.* // J. Phys. Chem. Ref. Data. 1975. Vol. 4. N 3. P. 577–856.
- [19] *Елецкий А.В., Рахимов А.Т.* // Химия плазмы / Под ред. Б.М. Смирнова. 1977. Вып. 4. С. 123–167.
- [20] *Батенин В.М., Бурмакин В.А., Вохмин П.А.* и др. // Квантовая электрон. 1977. Т. 4. № 7. С. 1572–1575.
- [21] *Gabay S., Smilanski I.* // IEEE J. Quant. Electr. 1980. Vol. QE-16. N 6. P. 598–601.
- [22] *Гарусов К.А., Новоселов Ю.Н., Сурков Ю.С.* // ЖТФ. 1991. Т. 61. Вып. 12. С. 138–143.
- [23] *Apollonov V., Baitsur G., Ermoshenko E.* et al. // JOSA. Vol. B8. N 2. P. 220–229.