

Генерация электронного пучка в открытом разряде с катодной полостью и характеристики He–Xe-лазера на линии ксенона с $\lambda = 2.026$ мкм

Е.В.Бельская, П.А.Бохан, Д.Э.Закревский

В кювете с активным объемом 6.2 л реализован открытый разряд с катодной полостью, генерирующий электронный пучок. В гелии в квазинепрерывном режиме при напряжении на аноде 1.5 кВ достигнут ток 3.4 А при средней мощности электронного пучка 2.5 кВт. При электронно-пучковом возбуждении исследована лазерная генерация в смеси He–Xe на переходе ксенона $5d[3/2]_1^0 - 6p[3/2]_1$ на длине волны $\lambda = 2.026$ мкм. Оптимальное соотношение компонент в смеси He:Xe составило 99.5:0.5 ($p_{\text{He}} = 4-8$ Тор). Наблюдался линейный рост мощности генерации с увеличением мощности электронного пучка. Показана возможность использования данного вида разряда в качестве источника пучка электронов для возбуждения газовых сред.

Ключевые слова: электронный пучок, He–Xe-лазер, открытый разряд.

1. Введение

Для возбуждения активных сред газовых лазеров используются электронные пучки (ЭП), сформированные в вакуумном диоде и в электрическом разряде. В первом случае электроны через разделительные устройства инжектируются в активный объем лазера, где в результате их торможения в газе появляются низкоэнергетические электроны. Недостатками этого метода являются необходимость использования ЭП с высокими энергиями (сотни кэВ), сложность введения ЭП в активный объем и необходимость работы с высоким давлением рабочего газа. Это усложняет конструкцию лазера и ограничивает выбор его рабочей среды из-за нежелательного увеличения скорости тушения верхнего рабочего уровня при неупругих соударениях.

Использование эффекта убегающих электронов позволяет получать ЭП непосредственно в активном объеме лазера при рабочих давлениях активной смеси. Условие убегающих реализуется в различных видах разрядов, эмиссия в которых обусловлена как ионами и быстрыми атомами (высоковольтный тлеющий, сверхплотный тлеющий, таунсендовский разряды [1–3]), так и ВУФ-излучением (открытый разряд [4, 5]). В работе [6] и в ряде последующих работ продемонстрирована возможность накачки лазеров ЭП, формируемыми в разнообразных конструкциях и видах разряда [1, 7–10], и реализованы различные источники света [11, 12], в том числе и в вакуумном ультрафиолете [13]. Для ряда активных сред предсказаны и получены рекордные параметры генерации в расчете на единицу массы вещества [14] и длины активной области [15, 16].

Основные успехи в накачке лазеров достигнуты при использовании ЭП наносекундной и субмикросекундной

длительности. Получение длинных импульсов (вплоть до непрерывного режима) либо принципиально недостижимо, как, например, в барьерном разряде [9], либо затруднено вследствие сильного распыления катода [1, 17] или неустойчивости горения разряда с электронным пучком в больших объемах с большой поверхности катода [4].

Целью настоящей работы является исследование возможности генерации мощных ЭП в кюветах большого объема в длинных, вплоть до непрерывного режима, импульсах и получение демонстрационной лазерной генерации в тестовой среде He–Xe на линии ксенона с $\lambda = 2.026$ мкм.

2. Экспериментальная установка

Для получения мощного непрерывного электронного пучка использовалась разновидность открытого разряда – открытый разряд с катодной полостью [18–20]. Разряд формируется между сплошным плоским катодом и анодом, разделенными диэлектрической структурой (ДС) с отверстиями. В разрядах с ЭП месторасположение анода обычно не играет особой роли [1]. В общем случае анод располагается в тени ДС. Пучок электронов, эмитированных с катода, проходит в отверстия ДС и тормозится за ней в дрейфовом пространстве в столкновениях с атомами рабочего газа. В результате торможения ЭП и размножения электронов в остаточном поле в каналах ДС рождаются ионы, дрейфующие затем к катоду. Пространство между катодом и ДС образует катодную полость, электрическое поле в которой практически отсутствует. Это вызвано тем, что внутренняя поверхность ДС заряжается до потенциала, сравнимого с потенциалом катода. В результате появляется сильно неоднородное радиальное распределение поля как внутри полости, так и во входе в отверстия ДС [21]. Поэтому ионы концентрируются у периферии отверстия. Достигая области с высоким градиентом потенциала, они отклоняются от прямолинейного пути, попадают в область с малым градиентом, тормозятся из-за упругих и неупругих соударений и далее достигают катода уже в процессе амбиполярной диффузии, не переносящей ток. Благодаря этому механизму блоки-

Е.В.Бельская, П.А.Бохан, Д.Э.Закревский. Институт физики полупроводников СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева, 13; e-mail: zakrdm@isp.nsc.ru

Поступила в редакцию 2 апреля 2010 г., после доработки – 24 мая 2010 г.

руется ионный ток на катод, а электроны свободно проходят через отверстия [21]. Это позволяет достигнуть практической эффективности генерации электронного пучка, определяемой как отношение тока ЭП к току разряда, более 95% при энергии 1–5 кэВ. Столь высокая эффективность обеспечивается фотоэмиссией под действием резонансного ВУФ излучения рабочей среды, возбуждаемой при торможении быстрых тяжелых частиц в катодной полости [20, 21]. Именно механизмом генерации ВУФ излучения разряд с катодной полостью принципиально отличается от обычного открытого разряда, в котором генерация ВУФ излучения происходит за счет возбуждения рабочих атомов вторичными электронами, а также от других типов разрядов, генерирующих ЭП.

Ранее исследования генерации пучка электронов [18, 19] носили модельный характер и проводились в разрядной камере объемом $V = 5 \text{ см}^3$ (площадь катода S не превышала 2.5 см^2).

В настоящей работе исследована генерация радиального ЭП в цилиндрической камере с диаметром катода $D = 8.4 \text{ см}$ и длиной $L = 110 \text{ см}$ ($V = 6200 \text{ см}^3$, $S = 2500 \text{ см}^2$). Конструкция камеры представлена на рис. 1. Напряжение прикладывалось между катодом из нержавеющей стали (1) и коаксиальными электродами, расположенными с торцов кюветы, играющими роль анода (2). Кварцевые кольца (3) с помощью распорок из нержавеющей стали (4) фиксировались на расстоянии 0.1 см от катода. Пространство между катодом и кварцевыми кольцами представляет собой катодную полость (5). Параметры кварцевых колец: ширина 0.5 см, толщина 0.35 см, внутренний диаметр, формирующий границу активной зоны, 7.6 см, расстояние между соседними кольцами 0.3 см. Таким образом, полная площадь катода $S = 2500 \text{ см}^2$, а площадь его части, не экранированной кварцевыми кольцами, составила 1000 см^2 .

Все эксперименты проводились после тщательного обезгаживания кюветы при прокачке через нее гелия, дополнительно очищаемого охлаждаемой жидким азотом ловушкой из активированного угля. Обезгаживание и тренировка кюветы осуществлялись при нагреве как внешним нагревателем, так и разрядом в непрерывном и квазинепрерывном режимах. Все измерения проводились в непрокачиваемой камере, заполняемой газом под рабочим давлением, при средней мощности разряда, не превышающей мощность разряда в режиме тренировки.

Оптический резонатор образован двумя глухими алюминиевыми зеркалами. Излучение выводилось из резонатора с помощью плоскопараллельной кварцевой пластины. В качестве фотодетектора использовался InSb-фотодиод

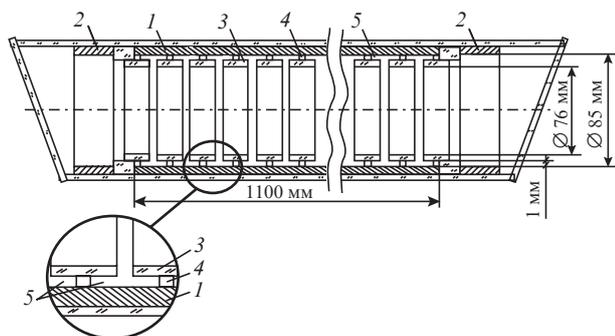


Рис. 1. Схема лазерной камеры: 1 – катод; 2 – анод; 3 – кварцевое кольцо; 4 – металлическое кольцо; 5 – катодная полость.

(PD24-03) с максимальной спектральной чувствительностью в области 1.95–2.1 мкм и быстродействием 4 нс, что позволило исследовать лазерную генерацию на линии ксенона с $\lambda = 2.026 \text{ мкм}$.

3. Исследование генерации электронного пучка

Генерация ЭП в гелии исследовалась в непрерывном и квазинепрерывном режимах с частотой следования импульсов накачки $f = 50 \text{ Гц}$ и длительностью импульса напряжения на полувысоте $\tau = 10 \text{ мс}$ (полупериод сетевого напряжения). В непрерывном режиме при подаче на анод напряжения $U \geq 0.4 \text{ кВ}$ (катод заземлен) появлялся ЭП. Генерация пучка исследовалась в следующем диапазоне параметров: давление гелия $p_{\text{He}} = 2.6\text{--}10 \text{ Тор}$, напряжение на аноде $U = 0.4\text{--}1.7 \text{ кВ}$, ток I до 3.4 А, достигаемая плотность тока $j = I/S = 1.36 \text{ мА/см}^2$. С ростом рабочего напряжения свечение газа первоначально появляется в кольцевой пристеночной области. Центральная часть трубки не светится. Это объясняется тем, что возникающий ЭП тормозится на небольшом расстоянии от стенки из-за низкого рабочего напряжения и, соответственно, малой длины пробега быстрых электронов. С ростом напряжения свечение постепенно заполняет все сечение трубки, а при $U \geq 1 \text{ кВ}$ излучение, как и в обычном открытом разряде, концентрируется к центру трубки [10].

На рис. 2 и 3 представлены характеристики разряда в He при различных давлениях. Поскольку в разряд вкладывается значительная мощность, газ нагревается и его давление растет с ростом вводимой мощности. Поэтому на рисунках приведены давления гелия, отнесенные к комнатной температуре, т. е. давления, при которых находил-

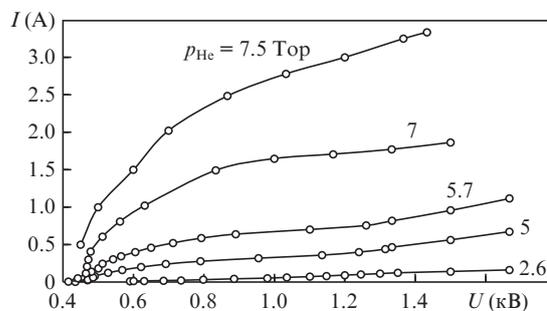


Рис. 2. ВАХ разряда при разных давлениях гелия.

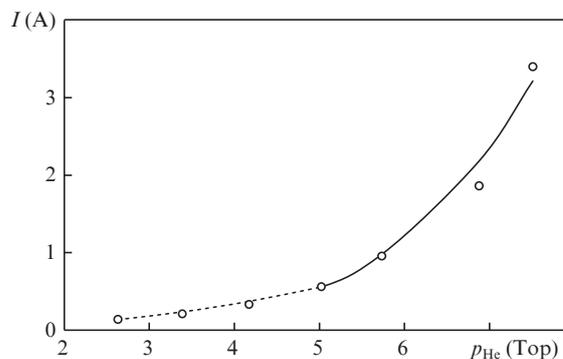


Рис. 3. Зависимость тока разряда от давления гелия при $U = 1.5 \text{ кВ}$ в квазинепрерывном режиме ($f = 50 \text{ Гц}$, $\tau = 8 \text{ мс}$): кружки – экспериментальные данные; пунктирная кривая – степенная функция $I = 1.6 \times 10^{-2} p_{\text{He}}^{2.2}$; сплошная кривая – $I = 4.5 \times 10^{-4} p_{\text{He}}^{4.4}$.

ся бы газ, если трубку охладить до комнатной температуры. На рис.2 представлены ВАХ разряда. При работе с давлениями He, превышающими 5 Тор, в разряд вкладывается значительная мощность, приводящая к нагреву трубки. При $U < 1.3$ кВ и $I < 1$ А ВАХ сняты в непрерывном режиме, при $U \geq 1.3$ кВ и $I \geq 1$ А – в квазипрерывном режиме ($f = 50$ Гц, длительность на полувысоте импульсов напряжения 10 мс, тока ~ 8 мс).

На рис.3 представлена зависимость тока от давления He при одном и том же значении амплитуды напряжения на аноде $U = 1.5$ кВ. В гелии при квазипрерывном возбуждении достигнута средняя мощность ЭП 2.5 кВт при импульсной мощности 5 кВт ($p_{He} = 7.5$ Тор, $U = 1.5$ кВ, $I = 3.4$ А, $f = 50$ Гц). При постоянном напряжении зависимость тока разряда до давления гелия 5 Тор описывается степенной функцией вида $I = 1.6 \times 10^{-2} p_{He}^{2.2}$ или $j = 6.4 \times 10^{-6} p_{He}^{2.2}$, в которой размерности силы тока, давления и плотности тока соответственно А, Тор и А/см². При $p_{He} > 5$ Тор зависимость $j(p_{He})$ становится иной: $j = 1.8 \times 10^{-7} p_{He}^{4.4}$. Для разрядов с фотоэмиссией [19, 21, 23] в непрерывном режиме характерна более резкая зависимость $j(p_{He})$, чем в аномальном разряде: $j = 2.5 \times 10^{-12} p_{He}^2 U^3$, где j измеряется в А/см², давление гелия в торрах, а напряжение U в вольтах [22].

Длительная эксплуатация кюветы в режиме генерации мощных ЭП (более 300 ч) и последующее исследование поверхности катода не выявили видимых следов его распыления, что является важной практической особенностью разрядов, поддерживаемых фотоэмиссией. В области рабочих напряжений 1–1.7 кВ эффективность генерации ЭП, согласно работам [18, 19, 21], превышает 95% и мало зависит от характерного размера отверстий в диэлектрической структуре (расстояний между кварцевыми кольцами) при внутреннем диаметре $d \geq 3$ мм.

Генерация электронного пучка в смеси He–Xe исследовалась в импульсном режиме ($f = 500$ Гц, длительность импульса напряжения $\tau = 1.5$ мкс ограничивалась возможностями используемого источника питания) при давлениях гелия $p_{He} = 2–10$ Тор и ксенона $p_{Xe} = 3–110$ мТор и напряжении на аноде до 2 кВ (катод заземлен). На рис.4 и 5 представлены зависимости тока разряда от давления компонент смеси He–Xe. Введение ксенона изменяет параметры разряда. При постоянных значениях напряжения и давления гелия $p_{He} = 5$ Тор с увеличением давления ксенона до $p_{Xe} = 50$ мТор ток и, следовательно, число генерируемых электронов в смеси He–Xe возрастают в два раза (рис.4) по сравнению с током в тех же условиях в гелии в отсутствие ксенона. В исследуемом диапазоне только при $p_{Xe} > 50$ мТор ток перестает зависеть от давления ксено-

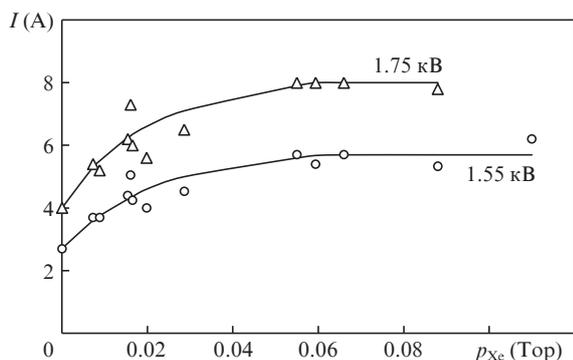


Рис.4. Зависимости тока разряда от давления ксенона в смеси He–Xe при $U = 1.55, 1.75$ кВ и $p_{He} = 5$ Тор.

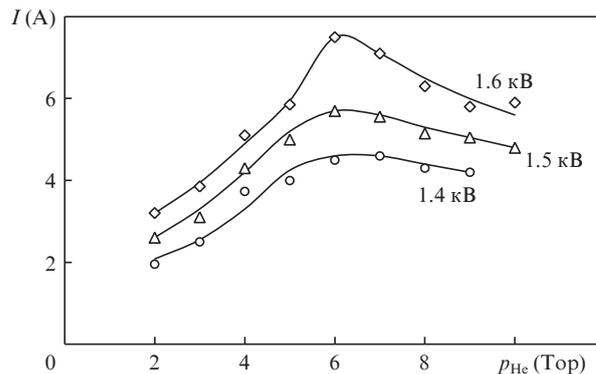


Рис.5. Зависимости тока разряда от давления гелия в смеси He–Xe при $U = 1.4, 1.5, 1.6$ кВ и $p_{Xe} = 20$ мТор.

на. Введение ксенона изменяет амплитудные значения генерируемого тока, но вид ВАХ разряда остается тем же, что и в чистом гелии. Таким образом, величина тока разряда определяется как давлением гелия (рис.3), так и долей ксенона в смеси (рис.4). На рис.5 представлены зависимости тока разряда от давления гелия в смеси He–Xe, имеющие экстремумы, в отличие от аналогичной зависимости в гелии (рис.3). Максимальное значение тока определяется лишь соотношением давлений компонент смеси He–Xe и не зависит от напряжения на аноде. В диапазоне $p_{He} = 2–6$ Тор при $p_{Xe} = 20$ мТор доля ксенона в смеси велика, поэтому в соответствии с рис.4 влияние ксенона проявляется лишь в увеличении тока на одинаковую для всего диапазона величину, а общий рост тока обусловлен увеличением p_{He} . При $p_{He} > 6$ Тор возрастание p_{He} и изменение доли ксенона в смеси, как факторы, определяющие ток разряда, действуют в противоположных направлениях, но влияние второго фактора больше, что и объясняет падение тока в этом диапазоне.

4. Исследование генерации в смеси He–Xe

Для изучения возможности получения генерации при накачке газов электронными пучками, полученными в открытом разряде с катодной полостью, были проведены эксперименты по возбуждению смеси He–Xe. Данная смесь была выбрана в качестве удобной тестовой среды аналогично работам [6–9], где также исследовалась генерация на ксеноне с накачкой ЭП.

В работе получена и исследована лазерная генерация на переходе ксенона $5d[3/2]_0^0 - 6p[3/2]_1$ с $\lambda = 2.026$ мкм. Параметры генерации измерялись при $p_{He} = 2–10$ Тор и $p_{Xe} = 3–110$ мТор и напряжении на аноде до 2 кВ. Типичные осциллограммы напряжения на аноде U , тока разряда I и мощности лазерного излучения P_{las} на $\lambda = 2.026$ мкм в импульсе представлены на рис.6. На осциллограммах напряжения и тока первый пик длительностью 0.75 мкс связан с зарядом паразитной емкости (~ 1 нФ) электрической цепи питания лазера, а ток и напряжение на разряде характеризуют участки осциллограмм при $t > 0.75$ мкс от начала импульса напряжения.

На рис.7 представлены зависимости мощности P_{las} и эффективности $\eta = P_{las}/P$ лазерной генерации от мощности $P = UI$, вкладываемой в разряд. Линейная зависимость $P_{las}(P)$ и увеличение η с ростом P во всем исследованном диапазоне указывают на то, что в экспериментах не достигнута оптимальная плотность тока ЭП, при которой реализуется максимальная мощность излучения. Соответ-

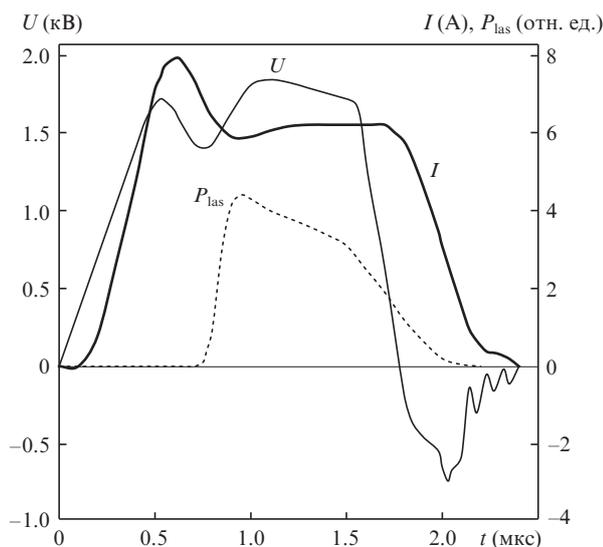


Рис.6. Типичные осциллограммы напряжения на аноде U , тока разряда I и мощности лазерной генерации P_{las} при $p_{He} = 5$ Тор, $p_{Xe} = 0.025$ Тор, $f = 500$ Гц.

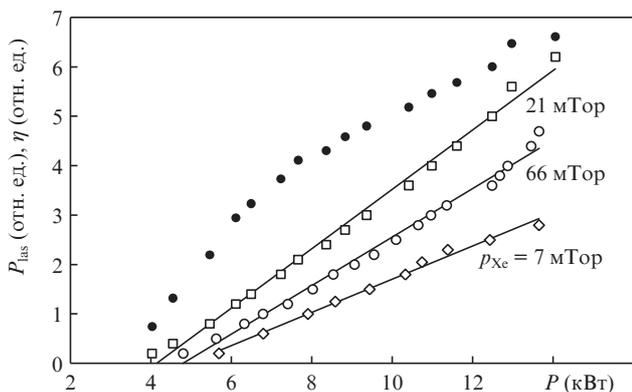


Рис.7. Зависимости мощности P_{las} (сплошные линии) и эффективности η (●) лазерной генерации от мощности разряда P в смеси He–Xe при $p_{Xe} = 7, 21$ и 66 мТор и $p_{He} = 5$ Тор.

ственно, при исследуемых уровнях мощностей накачки перемешивание электронами уровней ксенона, ограничивающее рост мощности генерации, не наступает. Поэтому при дальнейшем увеличении мощности разряда и тока можно ожидать возрастания КПД лазерной генерации.

На рис.8 представлены зависимости $P_{las}(p_{He})$ и $I(p_{He})$ при $p_{Xe} = 20$ мТор и различных U . Мощность генерации зависит от тока пучка электронов. Поэтому оптимальное

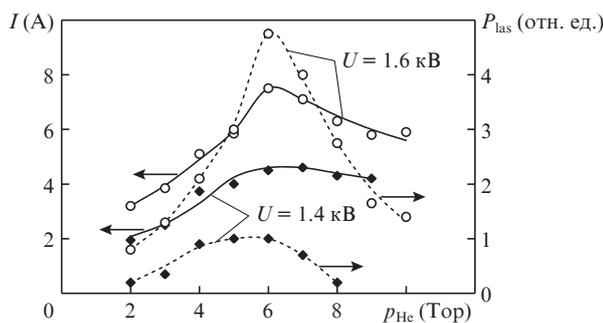


Рис.8. Зависимости тока разряда I и импульсной мощности лазерной генерации P_{las} от давления гелия в смеси He–Xe при $U = 1.4, 1.6$ кВ и $p_{Xe} = 0.02$ Тор.

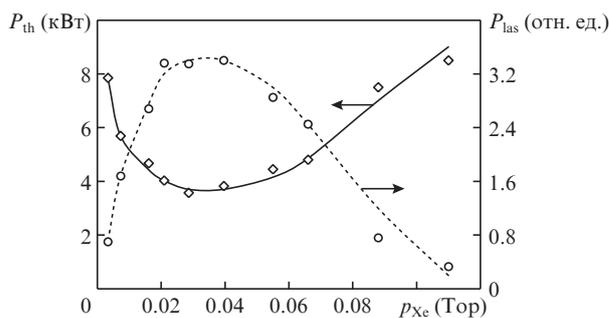


Рис.9. Зависимости пороговой мощности разряда P_{th} и мощности лазерной генерации P_{las} при $P = 10$ кВт и $p_{Xe} = 5$ Тор.

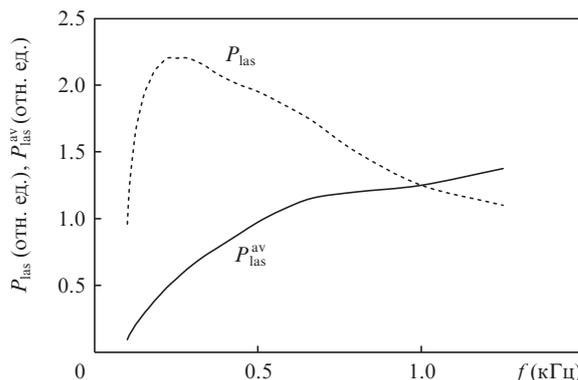


Рис.10. Зависимость импульсной (P_{las}) и средней (P_{las}^{av}) мощности лазерного излучения от частоты следования импульсов накачки f .

для лазерной генерации на переходе ксенона соотношение давлений в смеси определяется и совпадает с давлением, при котором ток разряда наибольший ($p_{Xe} = 20$ мТор и $p_{He} = 6$ Тор).

Зависимость мощности лазерного излучения от давления ксенона, как и от давления гелия, имеет экстремальный характер: при $p_{He} = 5$ Тор оптимальное давление ксенона составляет 20–60 мТор (рис.9). В этом же диапазоне пороговая мощность разряда P_{th} , при которой появляется генерация на линии ксенона с $\lambda = 2.026$ мкм, минимальна (в экспериментах пороговая мощность определялась как мощность разряда, при которой $P_{las} = 0.2$ отн. ед.). При уменьшении или увеличении p_{Xe} пороговые напряжение и ток возрастают, а мощность генерируемого при одинаковой мощности разряда лазерного излучения уменьшается. Для генерации оптимальным является соотношение концентраций в газовой смеси He : Xe = 99.5 : 0.5.

На рис.10 приведены зависимости импульсной P_{las} и средней $P_{las}^{av} = P_{las} \cdot f$ мощности генерации лазерного излучения от частоты следования импульсов накачки. При изменении частоты f от 100 до 1250 Гц средняя мощность излучения увеличивается в 14 раз, достигая 95 мВт. В свою очередь, зависимость импульсной мощности P_{las} от частоты носит экстремальный характер: резкое возрастание мощности излучения при увеличении частоты до $f = 200$ Гц при $f \geq 300$ Гц сменяется постепенным ее уменьшением.

5. Обсуждение результатов

Отметим основные результаты работы. Экспериментально показано, что открытый разряд с катодной полостью устойчиво функционирует в каждой катодной полости независимо от их количества и формы. Соответственно, значительное увеличение площади катода (от

$S = 2.5 \text{ см}^2$ в работе [18] до $S = 2500 \text{ см}^2$ в настоящей работе) и использование щелевых цилиндрических отверстий в диэлектрической структуре вместо прямоугольных или круглых не приводят к потере стабильности разряда. Полученная в исследуемой цилиндрической кювете ($D = 8.4 \text{ см}$, $L = 110 \text{ см}$) плотность тока близка к реализованной в ячейке с диаметром плоского катода 1.8 см [18]. Этот факт указывает на масштабируемость открытого разряда с катодной полостью.

В работах [18–21] было показано, что эффективность генерации ЭП превышает 95% при $U > 1 \text{ кВ}$. Такие же значения параметров должны сохраняться и в условиях эксперимента настоящей работы, т. к. эффективности мало зависят от площади и геометрии открытой части катода при ее характерном размере, превышающем 3 мм [21]. Исходя из характера ускоряющего поля в открытых разрядах [21], можно полагать, что генерируемый в разряде пучок электронов моноэнергетичен с энергией, равной величине прикладываемого напряжения. При напряжении $U > 1.5 \text{ кВ}$ энергии ЭП достаточно для пересечения апертуры кюветы и возбуждения всего объема лазерной кюветы, поэтому реализованный пучок можно использовать для накачки лазерной среды.

Получена и исследована квазинепрерывная генерация на переходе атома ксенона с $\lambda = 2.026 \text{ мкм}$ при электронно-пучковом возбуждении. Наибольшая импульсная мощность излучения при одинаковой мощности накачки реализуется при соотношении концентраций в газовой смеси $\text{He}:\text{Xe} = 99.5:0.5$ ($p_{\text{He}} = 4\text{--}8 \text{ Тор}$) (рис. 9), когда пороговая мощность минимальна. Такое соотношение было оптимальным и в плотных газах при давлениях буферного газа $1\text{--}3 \text{ атм}$ [24]. Зависимость мощности излучения от мощности разряда в исследуемом диапазоне параметров линейна при напряжении U до 2 кВ и токе разряда до 10 А . Наибольшая достигнутая мощность импульсной генерации в оптимальных условиях превышает 100 Вт при практической эффективности более 1% . По-видимому, применение более высокодобротного резонатора позволит увеличить как импульсную, так и среднюю мощность генерации.

6. Заключение

В данной работе в коаксиальной кювете большого объема ($V = 6.2 \text{ л}$, $D = 8.5 \text{ см}$, $L = 110 \text{ см}$) реализован открытый разряд с катодной полостью, который устойчиво генерирует электронный пучок. В квазинепрерывном режиме в гелии была достигнута средняя мощность ЭП 2.5 кВт

при напряжении на аноде 1.5 кВ и давлении гелия 7.5 Тор , что достаточно для возбуждения всего объема лазерной кюветы. Реализована лазерная генерация на атомарном переходе ксенона $5d[3/2]_0^0\text{--}6p[3/2]_1$ с $\lambda = 2.026 \text{ мкм}$ при возбуждении смеси $\text{He}\text{--}\text{Xe}$ ЭП, генерируемым в открытом разряде с катодными полостями.

Полученные результаты указывают на возможность использования открытого разряда с катодной полостью в качестве источника пучка электронов для возбуждения газовых лазеров. По мнению авторов, наиболее перспективными при данном виде накачки являются ионные лазеры на парах металлов ($\text{He}\text{--}\text{Cd}$, $\text{He}\text{--}\text{Zn}$ и др.) [25].

1. Rocca J.J., Meyer J.D., Farrell M.R., Collins G.J. *J. Appl. Phys.*, **56**, 790 (1984).
2. Hartmann P., Matsuo H., Ohtsuka Y., et al. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **42**, 3633 (2003).
3. Ульянов К.Н. *ТВТ*, **43**, 645 (2005).
4. Бохан П.А., Сорокин А.Р. *ЖТФ*, **55**, 88 (1985).
5. Бохан П.А. В кн.: *Энциклопедия низкотемпературной плазмы*. Под ред. В.Е.Фортова (М.: Физматлит, 2005, сер. Б, т. XI-4, с. 316).
6. Бохан П.А., Сорокин А.Р. *Письма в ЖТФ*, **8**, 947 (1982).
7. Колбычев Г.В., Самышкин Е.А. *Квантовая электроника*, **10**, 437 (1983).
8. Bokhan P.A., Sorokin A.R. *Opt. Quantum Electron.*, **23**, 523 (1991).
9. Азаров А.В., Митько С.В., Очкин В.Н. *Квантовая электроника*, **32**, 675 (2002).
10. Бельская Е.В., Бохан П.А., Закревский Д.Э. *Квантовая электроника*, **38**, 823 (2008).
11. Муратов Е.А., Рахимов А.Т., Суетин Н.В. *ЖТФ*, **74** (5), 121 (2004).
12. Ашурбеков Н.А., Иминов К.О., Кобзева В.С. и др. *Изв. вузов. Сер. Физика*, **4**, 89 (2009).
13. Jiang Ch., Kuthi A., Gunderson M.A., Hartmann W. *Appl. Phys. Lett.*, **87**, 131501 (2005).
14. Бохан П.А. *Письма в ЖТФ*, **12**, 161 (1986).
15. Arlantsev S.V., Borovich B.L., Buchanov V.V. *J. Russ. Laser Research*, **16**, 99 (1995).
16. Bokhan P.A., Molodykh E.I., in *Pulsed Metal Vapour Lasers* (Dordrecht–Boston–London: Kluwer Acad. Press, 1996, p. 137).
17. Jánossy M., Rózsa K., Csillag L., Bergou J. *Phys. Lett. A*, **68** (3, 4), 317 (1978).
18. Bokhan P.A., Zakrevsky D.E. *Appl. Phys. Lett.*, **81**, 2526 (2002).
19. Бохан П.А., Закревский Д.Э. *Письма в ЖТФ*, **28** (2), 74 (2002).
20. Бохан П.А., Закревский Д.Э. *Письма в ЖТФ*, **28** (11), 21 (2002).
21. Бохан П.А., Закревский Д.Э. *Физика плазмы*, **32**, 853 (2006).
22. Клименко К.А., Королев Ю.Д. *ЖТФ*, **60** (9), 138 (1990).
23. Belskaya E.V., Bokhan P.A., Zakrevsky D.E. *Appl. Phys. Lett.*, **93**, 091503 (2008).
24. Серeda О.В., Тарасенко В.Ф., Феденев А.В., Яковленко С.И. *Квантовая электроника*, **20**, 535 (1993).
25. Иванов И.Г., Латуш Е.Л., Сэм М.Ф. *Ионные лазеры на парах металлов* (М.: Энергоатомиздат, 1990).