

УДК 535.374:621.375.8

ИССЛЕДОВАНИЕ КОМБИНИРОВАННОГО РАЗРЯДА В ТРУБКЕ С МЕТАЛЛИЧЕСКИМИ СЕГМЕНТАМИ КАК АКТИВНОЙ СРЕДЫ ГАЗОРАЗРЯДНЫХ ЛАЗЕРОВ

Г.Д. Чеботарев, Е.Л. Латуш, А.А. Фесенко

Южный федеральный университет, г. Ростов-на-Дону

E-mail: latush@phys.rsu.ru, fesenko_a@pochta.ru

Предложен и исследован комбинированный разряд в трубке с металлическими сегментами как способ возбуждения активных сред, сочетающий свойства продольного разряда и разряда с полым катодом. При возбуждении в комбинированном разряде получена и исследована импульсная генерация на $\lambda=585,3$ нм NeI, импульсная трехволновая генерация на переходах KrII ($\lambda=469,4$; 458,3 и 431,8 нм), импульсная и квазипрерывная трехволновая генерация на переходах CdII ($\lambda=441,6$; 533,7 и 537,8 нм), а также непрерывная генерация на $\lambda=441,6$ нм CdII. Достигнуты высокие коэффициенты усиления, существенно превышающие усиление в продольном разряде.

Ключевые слова:

Сегментированная разрядная трубка, разряд с полым катодом, рекомбинационный лазер, удары второго рода.

1. Введение

Активные среды рекомбинационных лазеров и лазеров с накачкой ударами второго рода, возбуждаемые в продольном разряде, имеют высокую однородность, допускают возможность больших энергокладов, активные элементы имеют простую конструкцию [1–4]. В лазерах на парах металлов высокая однородность может быть обеспечена за счет катафорезного ввода паров как в непрерывном [1–4], так и в импульсно-периодическом режиме [5, 6]. Однако, некоторые из указанных лазеров с продольным разрядом не свободны от недостатков. В частности, лазеры с накачкой ударами второго рода (перезарядка, реакция Пеннинга, резонансная передача возбуждения и т. п.) имеют относительно невысокие выходные характеристики, а генерация осуществляется на ограниченном числе переходов [1, 2]. Это является следствием того, что при близкой к максвелловской функции распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ), формирование которой происходит при ускорении тепловых электронов, образовавшихся в результате ионизации атомов рабочей смеси, в продольном разряде преимущественно возбуждается и ионизируется компонента смеси с низким потенциалом ионизации. Поэтому ее оптимальное парциальное давление, при котором скорость возбуждения и ионизации буферного газа максимальна, является невысоким (~ 1 Па), и как следствие скорость накачки также невысока [1, 2].

Отмеченный недостаток может быть преодолен при возбуждении активных сред в разрядах, имеющих «жесткую» составляющую ФРЭЭ. Одним из таких разрядов является разряд с полым катодом (РПК), где избыток быстрых электронов обусловлен формированием ФРЭЭ «со стороны» высоких энергий в условиях пространственного разделения зоны, где электроны набирают энергию от поля (тонкий слой катодного темного пространства, в котором сосредоточено практически все падение потенциала катодной области) и зоны, где электроны возбуждают и ионизируют атомы смеси

(область отрицательного свечения) [1–3]. Быстрые электроны преимущественно осуществляют возбуждение и ионизацию буферного газа, поэтому оптимальная концентрация низкопотенциальной компоненты в РПК при накачке ударами второго рода оказывается на 1–2 порядка больше, чем в продольном разряде. Соответственно, скорость накачки и усиление в РПК существенно выше. Поэтому в РПК реализуются более высокие выходные характеристики и расширяется набор линий генерации, на многих из которых возможна непрерывная генерация [1–3].

В рекомбинационных же лазерах в большинстве активных сред максимальная эффективность накачки достигается при возбуждении в продольном разряде, где обеспечивается эффективная ионизация низкопотенциальных атомов рабочего вещества, а атомы и ионы буферного газа выполняют функцию охлаждения электронов [1–4]. Исключение составляют рекомбинационные лазеры со столкновительной пеннинговской очисткой нижнего уровня [7]. В них рабочими атомами являются атомы неона или гелия, а очистка нижнего уровня осуществляется при пеннинговской ионизации низкопотенциальной компоненты смеси (водорода, аргона). При возбуждении в продольном разряде для ионизации рабочих атомов требуются достаточно большие энергоклады. Повысить эффективность ионизации можно при использовании разрядов с жесткой составляющей ФРЭЭ, в частности, РПК [7–9].

Но лазерам с РПК также свойственны недостатки, присущие большинству поперечных типов разряда — у них довольно сложные конструкции, они склонны к дугообразованию и продольным неоднородностям горения разряда, в связи с чем энергоклад в разряд ограничен [1–3]. Одним из путей повышения устойчивости и однородности РПК является сегментирование разряда (рис. 1, а).

Что касается лазеров с продольным разрядом, то наряду с традиционными конструкциями активных элементов в виде разрядных трубок из диэлек-

трических материалов нашли применение составные (сегментированные) металлодиэлектрические трубки. Такие трубки позволяют интенсифицировать теплоотвод и повысить срок службы активных элементов при больших токовых нагрузках [10–12]. Обычно такие трубки используются для возбуждения активных сред с накачкой в ионизационном режиме (ионный аргоновый лазер [10], лазер на парах меди [11], CO₂ лазер [12]). При этом обычно выбирается небольшая длина сегментов (до ~5 см), когда они еще не шунтируют разрядный ток.

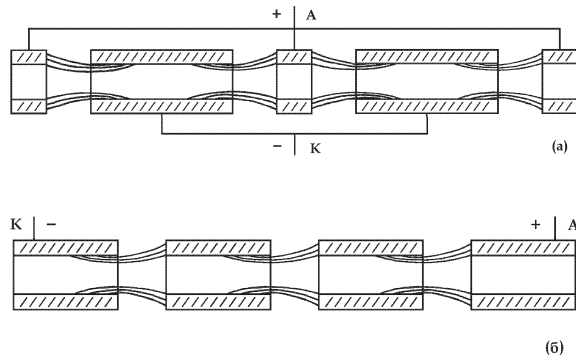


Рис. 1. Характер горения разрядов в сегментированных трубках: а) разряд с полым катодом продольно-поперечного типа, б) комбинированный разряд

Из условия равенства ионного и электронного тока на изолированный металлический сегмент, находящийся под «плавающим» отрицательным потенциалом по отношению к невозмущенной плазме, в [10] получено выражение для максимальной длины сегмента при установившемся продольном разряде

$$d_{\max} = \frac{kT_e}{|e|X} \left(\frac{2m_+}{\pi \cdot m_e} \right)^{1/2}, \quad (1)$$

где X – осевой градиент потенциала, m_+ и m_e – масса иона и электрона, соответственно.

В случае, если сегмент слишком длинный, часть его будет находиться уже под положительным потенциалом по отношению к плазме. Тогда часть тока будет течь через сегмент и будет возникать разряд между соседними сегментами. Такой режим разряда, когда возникает значительный шунтирующий ток, является нежелательным для возбуждения лазеров с накачкой в ионизационном режиме [10–12].

Представляется возможным при определенных условиях реализовать в продольной трубке с металлическими сегментами разряд (назовем его комбинированным), при котором каждый из внутренних металлических сегментов будет выполнять функцию анода для предыдущего и функцию полого катода для последующего сегмента (рис. 1, б). Такая функция будет выполняться ими автоматически, без каких-либо электрических соединений, при прохождении тока через трубку в продольном направлении. При этом некоторые участки металлических сегментов будут работать в режиме РПК, а в

промежутках между сегментами будет гореть продольный разряд. Характер горения разряда внутри металлических сегментов будет иметь сходство с РПК с цилиндрическим полым катодом продольно-поперечного типа (рис. 1, а), и при определенных значениях произведения давления p на внутренний диаметр d (параметра pd) в сегментах будет иметь место эффект полого катода (для разряда в гелии – при $p_{\text{He}} d \leq (6,65 \dots 13,3) \cdot 10^2$ Па·см), заключающийся в том, что внутри катодной полости за счет многократного наложения зон отрицательного свечения и более эффективной ионизации имеет место минимум напряжения при фиксированном токе [1, 2, 13–16].

Разделив металлические сегменты кольцевыми диэлектрическими вставками, чтобы сформировался разрядный канал, мы можем получить лазерную трубку с комбинированным продольно-поперечным разрядом, обладающую положительными свойствами как продольного разряда, так и РПК. В частности, такая трубка имеет простую конструкцию, наличие аксиального поля как между сегментами, так и внутри сегментов позволит осуществить введение паров рабочего вещества в разрядный канал за счет катафореза и тем самым обеспечить достаточно однородное распределение паров вдоль трубки. Кроме того, комбинированный разряд допускает возможность больших энергоскладов при сохранении устойчивости разряда. В то же время наличие жесткой составляющей ФРЭЭ на значительной части активной длины позволит существенно повысить по сравнению с продольным разрядом эффективность накачки активных сред ударами второго рода, а также рекомбинационной накачки в лазерах с пеннинговской очисткой нижнего уровня.

Целью настоящей работы является исследование комбинированного разряда в трубке с металлическими сегментами как активной среды Ne-H₂, He-Kr⁺, He-Cd⁺ лазеров.

2. Глубина проникновения разряда в катодную полость металлических сегментов

Поскольку эффективное возбуждение активных сред комбинированным разрядом возможно лишь при достаточно большой глубине проникновения разряда в полость сегментов, проведем анализ зависимости этой глубины от различных факторов. Также проанализируем условия реализации комбинированного разряда.

Рассмотрим отдельный металлический сегмент длиной l , помещенный между анодом и катодом (рис. 2, а). На длине сегмента падение потенциала в продольном разряде при напряженности аксиального электрического поля E_0 составит $U = E_0 l$.

Обозначим нормальное катодное падение потенциала U_{k0} . При $U < U_{k0}$ катодное падение не будет сформировано и внутри сегмента будет гореть продольный разряд, не шунтируемый сегментом. Ра-

спределение потенциала в этом случае показано на рис. 2, а. В противном случае ($U > U_{k0}$) будет возможно горение разряда на металлический сегмент [12], который будет выполнять функцию полого катода по отношению к аноду и функцию анода по отношению к катоду. При этом внутри сегмента на участке длиной x (рис. 2, б) сформируется область отрицательного свечения, окруженная слоем катодного темного пространства. По остальной части сегмента будет течь шунтирующий ток. Падение потенциала на длине сегмента в этом случае составит $U = U_{k0} + Ex$, где E – градиент потенциала на участке x .

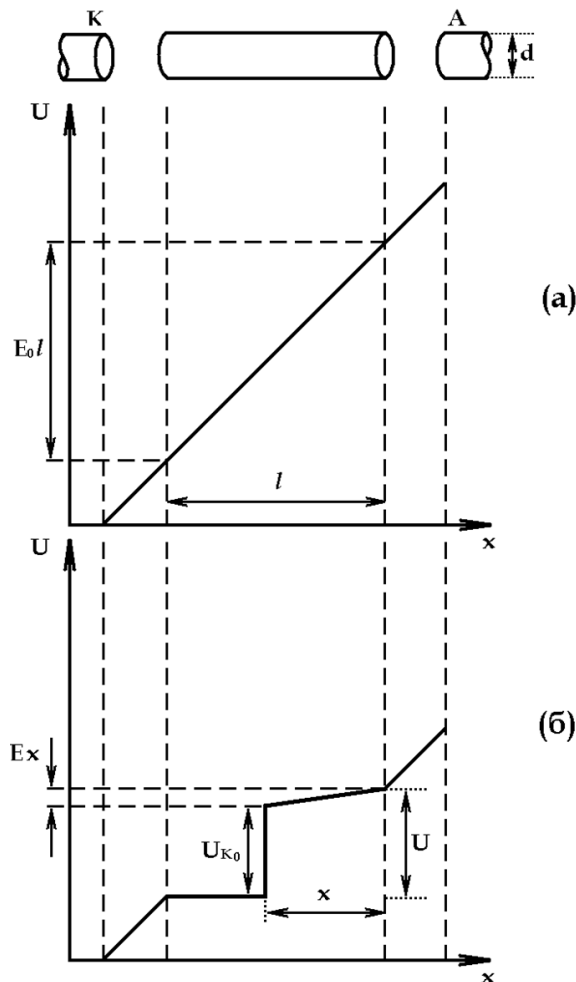


Рис. 2. Распределение потенциала в разрядном канале с металлическим сегментом при: а) продольном и б) комбинированном разрядах

Очевидно, что условие существования комбинированного разряда может быть выражено соотношением $l > l_{\min}$, где $l_{\min} = U_{k0}/E_0$ – минимальная длина сегмента, когда возможен комбинированный разряд. В качестве оценочного для $l_{\min}$ также может быть использовано значение $d_{\max}$, даваемое выражением (1).

Полный ток с поверхности цилиндрического металлического сегмента можно выразить в следующем виде [12]:

$$i = \int_0^x \left(\frac{j}{p^2} \right)_x p^2 2\pi r dx, \quad (2)$$

где $(j/p^2)_x$ – приведенная плотность разрядного тока в текущей точке сегмента. При этом плотность тока будет распределена вдоль длины сегмента неравномерно. В точке сегмента, соответствующей максимальной глубине проникновения разряда x (рис. 2, б) при нормальном катодном падении потенциала U_{k0} плотность тока будет соответствовать нормальной приведенной плотности тока j_n/p^2 . По мере приближения к анодному концу сегмента катодное падение потенциала будет расти и соответственно будет возрастать приведенная плотность тока (т. е. будет иметь место аномальный разряд) [12, 13]. Кроме того, при снижении параметра pd по мере перекрытия областей отрицательного свечения от противоположных участков вогнутой поверхности сегмента и развития осциллирующих движений электронов в поперечном сечении полости сегмента плотность тока будет резко возрастать по всей длине вследствие возникающего эффекта полого катода [13, 14]. В общем случае характер распределения тока и параметров плазмы по длине сегментов в комбинированном разряде, как и в РПК с цилиндрическим полым катодом, будет сложной функцией конфигурации и геометрических размеров разрядной трубки, состава и давления рабочей смеси, электрических параметров разряда [17].

Для оценок глубины проникновения разряда сделаем ряд упрощающих предположений. Во-первых, будем считать зависимость приведенной плотности тока от катодного падения линейной $((j/p^2)_x - j_n/p^2) \sim (U - U_{k0}) = Ex$ (согласно [18] для пары гелий – железо это справедливо в диапазоне $U = 150 \dots 300$ В). Во-вторых, будем считать, что приращение приведенной плотности тока $\Delta(j/p^2)_x$ в условиях эффекта полого катода определяется только параметром pd (аппроксимация экспериментальных данных [14] дает для этого приращения зависимость $\Delta(j/p^2)_x \sim 1/(pd)^3$).

С учетом вышесказанного полный ток (2) может быть выражен в следующем виде

$$i = \int_0^x \left(\frac{j_n}{p^2} + aEx + \frac{b}{(pd)^3} \right) p^2 \pi d \cdot dx,$$

где a и b – эмпирические коэффициенты.

После интегрирования получим выражение для глубины проникновения разряда

$$\frac{x}{d} = \frac{i}{\left(\frac{j_n}{p^2} + \frac{a}{2}(U - U_{k0}) + \frac{b}{(pd)^3} \right) (pd)^2 \pi}, \quad (3)$$

из которого видно, что отношение глубины x к диаметру d для конкретной пары газ – материал сегмента определяется тремя параметрами: произведением pd , током разряда i и падением потенциала на длине сегмента U .

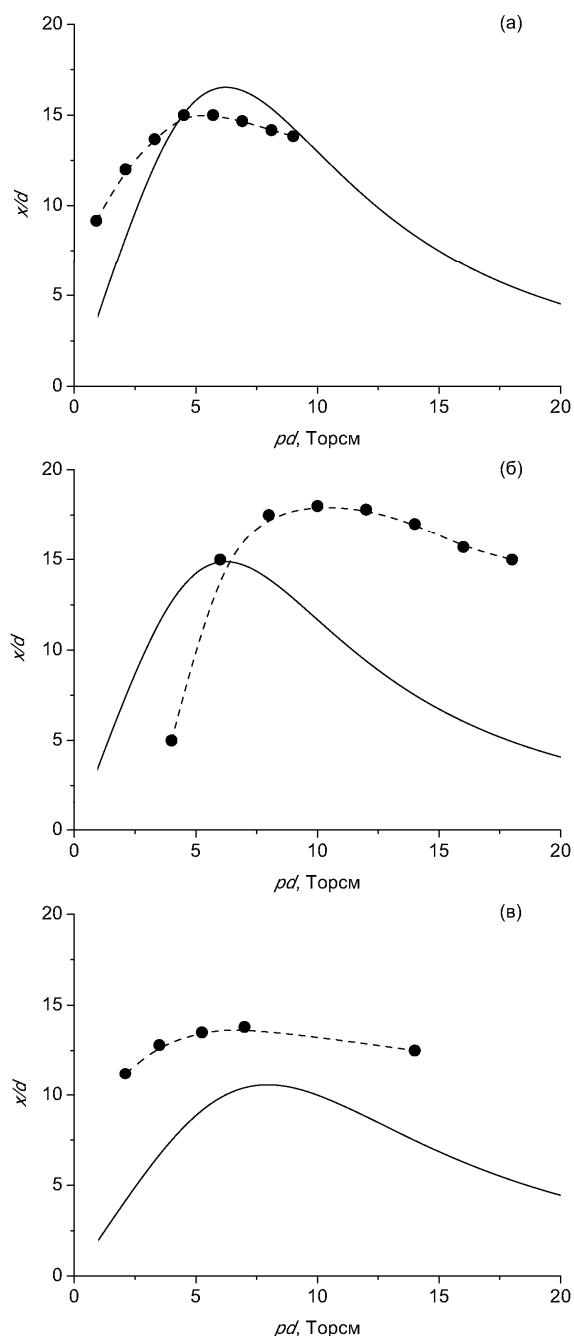


Рис. 3. Глубина проникновения разряда в полость катода при $d=0,6$ см, $i=100$ мА (а); $d=0,4$ см, $i=90$ мА (б); $d=0,7$ см, $i=50$ мА (в). Сплошные кривые – расчет по (3), штриховые кривые – экспериментальные данные: [14, 15] (а), [15] (б), [17] (в)

Эксперименты, использующие РПК с цилиндрическим полым катодом продольно-поперечного типа, показали, что глубина проникновения плазмы в полость катода имеет колоколообразную зависимость от давления [14–17]. На рис. 3 показаны экспериментальные зависимости отношения глубины проникновения к диаметру x/d от параметра pd для разрядных трубок разного диаметра и различных конструкций [14, 15, 17], а также рассчитанные нами с использованием (3) зависимости. При расчетах были использованы соответствующие условиям экспериментов типичные значения входящих

в (3) параметров: $(j_0/p^2)=1,2 \cdot 10^{-10}$ А/(см·Па)² [18, 19], $U_{k0}=160$ В [12], $a=3,2 \cdot 10^{-11}$ А/(см²·Па²·В) [12], $b=1,1$ А·см·Па [14], $U=210$ В при $i=90 \dots 100$ мА и $U=180$ В при $i=50$ мА [14–16].

Из рис. 3 видно, что выражение (3) качественно верно отражает зависимость x/d от pd и дает правильный порядок величины для глубины проникновения плазмы. Кроме того, даваемая (3) линейная зависимость x/d от тока i с приемлемой точностью соответствует экспериментам [12, 14, 15]. Расчет, проведенный для условий сегментированной трубки [12] ($d=2$ см, $p_{He} \approx 800$ Па, $i=100$ мА, $U=225$ В, $U_{k0}=160$ В), когда эффект полого катода отсутствует, в пренебрежении третьим слагаемым в знаменателе (3) дал для глубины проникновения плазмы значение $x=21,4$ см, близкое к экспериментально полученному $x=23$ см.

Анализ экспериментальных данных [14, 16] и результатов расчетов (рис. 3) показывает, что максимум глубины x проникновения разряда примерно соответствует условиям начала проявления эффекта полого катода, а уменьшение глубины, происходящее при снижении pd , обусловлено резким нарастанием приведенной плотности тока и соответствующим снижением покрываемой разрядом площади сегмента, вызванным усиливающимся эффектом полого катода (определяемым третьим слагаемым в знаменателе (3)). Заметим, что в РПК оптимальные условия для накачки активных сред ударами второго рода обычно реализуются при давлениях, несколько превышающих давления, соответствующие максимальному проявлению эффекта полого катода [1, 2, 14, 15]. При этом реализуется достаточно однородное радиальное распределение параметров плазмы, а в РПК продольно-поперечного типа – близкая к максимальной активная длина.

В импульсном режиме возбуждения РПК величина катодного падения в несколько раз превышает стационарное значение и составляет $U \sim 1 \dots 2$ кВ [1, 2]. Поэтому при оценках глубины проникновения плазмы в этом случае необходимо учитывать нелинейную зависимость приведенной плотности тока от катодного падения.

Также необходимо учитывать, что в активных средах на смесях гелия с парами металлов наблюдается повышение катодного падения с ростом давления паров, что необходимо для поддержания эмиссии катода в условиях происходящего замещения легких ионов буферного газа на тяжелые ионы металла, коэффициент эмиссии электронов из катода для которых ниже по сравнению с «чистым» газом [1, 2]. Кроме того, в смеси с парами происходит увеличение глубины проникновения плазмы до 2 раз [15].

3. Спектрально-временные характеристики комбинированного разряда

При разработке сегментированной разрядной трубки нами учитывалось, что длина сегмента l

должна быть соизмерима с типичной глубиной проникновения плазмы, составляющей $\sim(15...20)d$ (рис. 3). Для экспериментов нами была разработана и изготовлена разрядная трубка, конструкция которой приведена на рис. 4. Она представляет собой кварцевую трубку с помещенными в нее чередующимися металлическими (нержавеющая сталь) и диэлектрическими (BeO -керамика) сегментами. Диаметр разрядного канала составлял $d=0,3$ см, общая активная длина составляла $l_a=65$ см. При неизменной активной длине трубки длина металлических сегментов варьировалась и составляла $l=2,5; 5$ и $7,5$ см. Длина керамических сегментов составляла $0,5...1,5$ см. Первоначально в сегментированной трубке исследовались активные среды на газовых смесях (Ne-H_2 , Ne-Kr), а затем исследовалась He-Cd смесь после загрузки кадмия в резервуар вблизи анода (рис. 4). Ввод паров кадмия осуществлялся за счет катафореза из резервуара, который нагревался небольшой внешней печью.

На первом этапе исследование комбинированного разряда было направлено на поиск условий и режимов возбуждения, при которых в нем реализуются свойства РПК. При этом проводился сравни-

тельный анализ спектрально-временных характеристик спонтанного излучения в комбинированном и продольном разрядах при аналогичных условиях возбуждения (в экспериментах использовалась кварцевая продольная разрядная трубка длиной 50 см и диаметром 4 мм). В частности, для индикации наличия жесткой составляющей ФРЭЭ анализировалась эффективность двукратной ионизации атомов гелия в чистом газе, а также эффективность ионизации гелия в присутствии большого количества легкоионизируемой примеси, в качестве которой использовался водород.

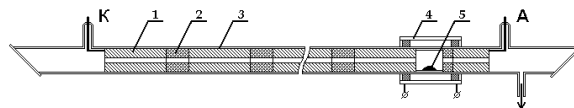


Рис. 4. Конструкция сегментированной разрядной трубки: 1) нержавеющая сталь, 2) BeO -керамика, 3) кварцевая трубка, 4) печь, 5) кадмий

Как известно, индикатором группы быстрых электронов в РПК может служить интенсивное свечение ионных линий гелия, имеющих высокий порог возбуждения [1, 2]. Нами исследовалось рекомбинационное послесвечение на линии

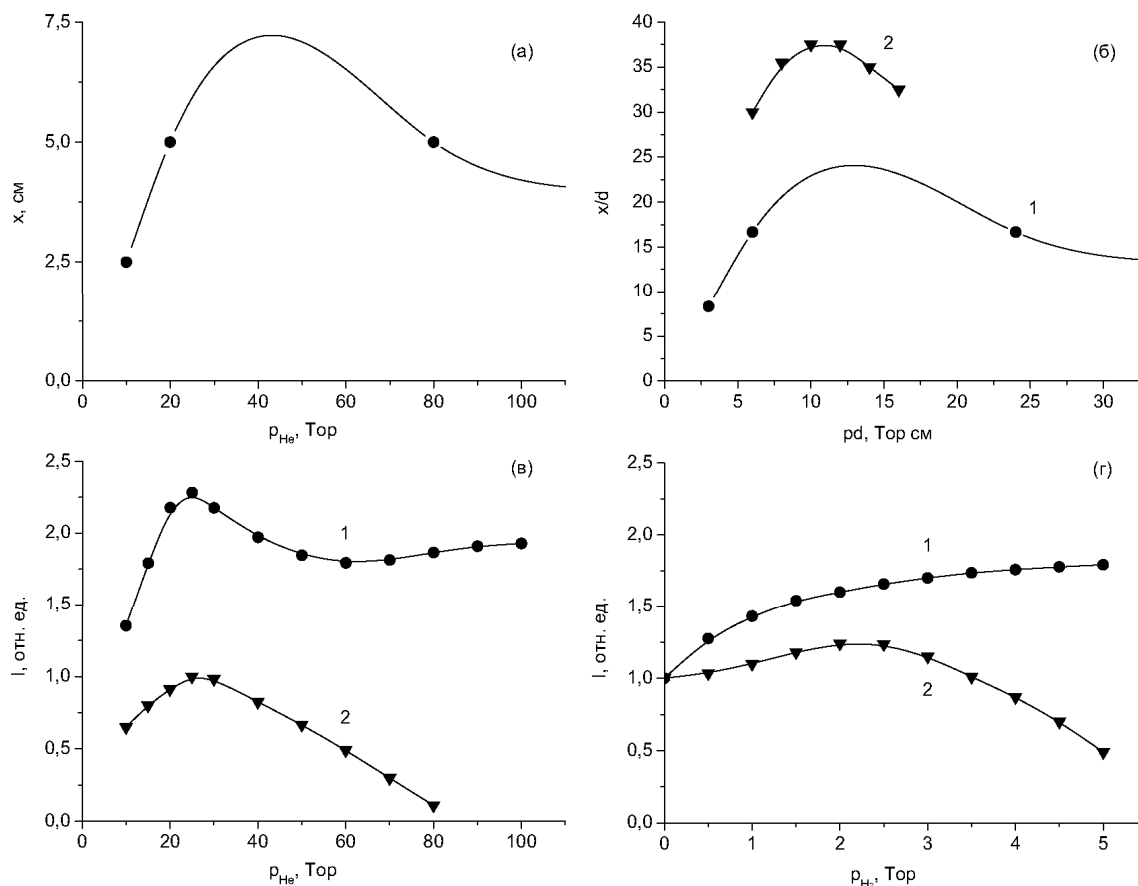


Рис. 5. Глубина проникновения плазмы в He-Cd смеси в непрерывном комбинированном разряде при $l=7,5$ см, $d=0,3$ см, $i=100$ мА, $T(\text{Cd})=300^\circ\text{C}$ (а; б – кривая 1) и в РПК [15] при $d=0,4$ см, $i=90$ мА, $T(\text{Cd})=320^\circ\text{C}$ (б – кривая 2); зависимость интенсивности рекомбинационного всплеска на $\lambda=468,6$ нм HeII от давления гелия в импульсном комбинированном (в – кривая 1) и продольном (в – кривая 2) разрядах; зависимость интенсивности рекомбинационного всплеска на $\lambda=587,6$ нм HeI от давления примеси водорода в импульсном комбинированном (г – кривая 1) и продольном (г – кривая 2) разрядах

$\lambda=468,6$ нм HeII, отражающее эффективность создания в импульсном разряде двукратных ионов He^{++} , имеющих энергию ~ 79 эВ. На рис. 5, в, представлены результаты измерений интенсивности послесвечения на $\lambda=468,6$ нм HeII в комбинированном и продольном разрядах в широком диапазоне давлений гелия. В качестве репера для сравнения интенсивностей в разных трубках использовалась интенсивность линий HeI при низких давлениях ($p_{\text{He}} \sim 1,33 \cdot 10^3$ Па). Наблюдаемый начальный рост интенсивности при увеличении давления обусловлен ростом скорости рекомбинации вследствие повышения скорости охлаждения электронного газа за счет упругих соударений с атомами и ионами гелия. При этом относительная интенсивность линии $\lambda=468,6$ нм HeII при низких давлениях вдвое выше в комбинированном разряде по сравнению с продольным разрядом. В продольном разряде после достижения максимума интенсивность быстро падает в области высоких давлений вследствие снижения T_e в импульсе возбуждения и соответствующего снижения скорости двукратной ионизации гелия, в то время как в комбинированном разряде интенсивность остается высокой вплоть до $p_{\text{He}} \sim 1,33 \cdot 10^4$ Па.

На рис. 5, г, показаны результаты измерений зависимости интенсивности рекомбинационного послесвечения на $\lambda=587,6$ нм HeI от давления примеси водорода в обоих типах разряда (при $p_{\text{He}} = 1,33 \cdot 10^3$ Па). Видно, что в продольном разряде небольшой рост интенсивности, обусловленный улучшением охлаждения электронов в послесвечении при малых добавках водорода, сменяется ее падением при больших добавках вследствие снижения скорости ионизации гелия. В комбинированном же разряде интенсивность возрастает и при достаточно больших добавках легкоионизируемой примеси.

Полученные экспериментальные результаты свидетельствуют о том, что в комбинированном разряде имеется избыток быстрых электронов (как и в РПК) по сравнению с продольным разрядом.

Нами также исследовалась глубина проникновения плазмы в полость сегментов в непрерывном комбинированном разряде в смеси He-Cd при температуре резервуара с кадмием $T(\text{Cd}) \sim 300$ °С. Для этого использовались металлические сегменты длиной $l=7,5$ см с двумя небольшими боковыми отверстиями, отстоящими от начала сегментов на 2,5 и 5 см. В эксперименте фиксировались условия, при которых глубина достигала значений $x=2,5$ см и $x=5$ см. Наблюдения показали, что глубина возрастает с ростом тока разряда и имеет выраженный максимум при вариациях давления. На рис. 5, а, б, показаны результаты измерений при токе $i=100$ мА, из которых видно, что максимальная глубина соизмерима с длиной сегмента, а характер зависимости x/d от pd такой же, как у РПК с $d=0,4$ см [15] (рис. 5, б). При этом максимальная величина x/d занимает промежуточное положение между

значениями в РПК для чистого гелия (рис. 3, б) и для смеси He-Cd при $T(\text{Cd})=320$ °С (рис. 5, б) и с учетом имеющейся зависимости глубины от давления паров металла [15] соответствует прогнозируемому соотношением (3) порядку величины.

Исходя из результатов измерений глубины проникновения плазмы с учетом проведенного в предыдущем разделе анализа можно заключить, что в комбинированном разряде имеет место эффект полого катода, наибольшая степень проявления которого соответствует растущей ветви зависимости x от p (т. е. диапазону давлений $p_{\text{He}} \sim (1,33 \dots 6,65) \cdot 10^3$ Па).

4. Исследование активных сред Ne-H₂, He-Kr*, He-Cd* лазеров с возбуждением в комбинированном разряде

Нами были проведены эксперименты по исследованию генерации на переходах NeI ($\lambda=585,3$ нм), KrII ($\lambda=469,4$; 458,3 и 431,8 нм) и CdII ($\lambda=441,6$; 533,7 и 537,8 нм) при возбуждении активных сред в комбинированном разряде.

Импульсная генерация на желтой линии неона $\lambda=585,3$ нм NeI при возбуждении в комбинированном разряде была получена и исследована в Ne-H₂ смеси. Механизмами генерации на $\lambda=585,3$ нм NeI при газоразрядном возбуждении являются накачка верхнего уровня тройной ударно-радиационной рекомбинацией ионов неона и столкновительная очистка нижнего (резонансного) уровня за счет реакции Пеннинга на водороде [7–9].

Диапазон оптимальных давлений смеси составлял $\sim (1,33 \dots 4) \cdot 10^3$ Па. Оптимальным было соотношение компонентов смеси Ne:H₂=1:1,5. Генерация осуществлялась в раннем послесвечении при оптимальных токах разряда $\sim 50 \dots 100$ А. Длительность импульсов генерации составляла ~ 1 мкс. Типичные осциллограммы спонтанного излучения и генерации на $\lambda=585,3$ нм NeI приведены на рис. 6, а, б.

Достигнутый коэффициент усиления, измеренный методом максимальных калиброванных потерь, составил 12 дБ/м, что превышает усиление в продольном разряде 10 дБ/м и в РПК 5,2 дБ/м [8, 9] и свидетельствует об эффективной ионизации неона в комбинированном разряде при значительных добавках водорода.

Особенностями комбинированного разряда как активной среды Ne-H₂ лазера является то, что, высокий коэффициент усиления на $\lambda=585,3$ нм NeI достигается при меньших напряжениях и удельных энерговкладах по сравнению с продольным разрядом, при этом устойчивость и однородность горения разряда позволяют достигать больших по сравнению с РПК плотностей тока и усиления на участках сегментов, функционирующих в режиме полого катода.

Поскольку ток разряда протекает по сегментам последовательно, то при соизмеримых плотностях тока в катодной полости потребляемый сегментированной трубкой ток в несколько раз меньше, чем

трубкой с РПК. При этом сопротивление плазмы в комбинированном разряде выше, чем в РПК, что облегчает согласование сегментированной трубки со схемой импульсного возбуждения и позволяет (также как в продольном разряде) использовать меньшие накопительные емкости, обеспечивающие малую длительность и короткий задний фронт возбуждающих импульсов (рис. 6, а), что повышает эффективность рекомбинационной накачки уровней NeI.

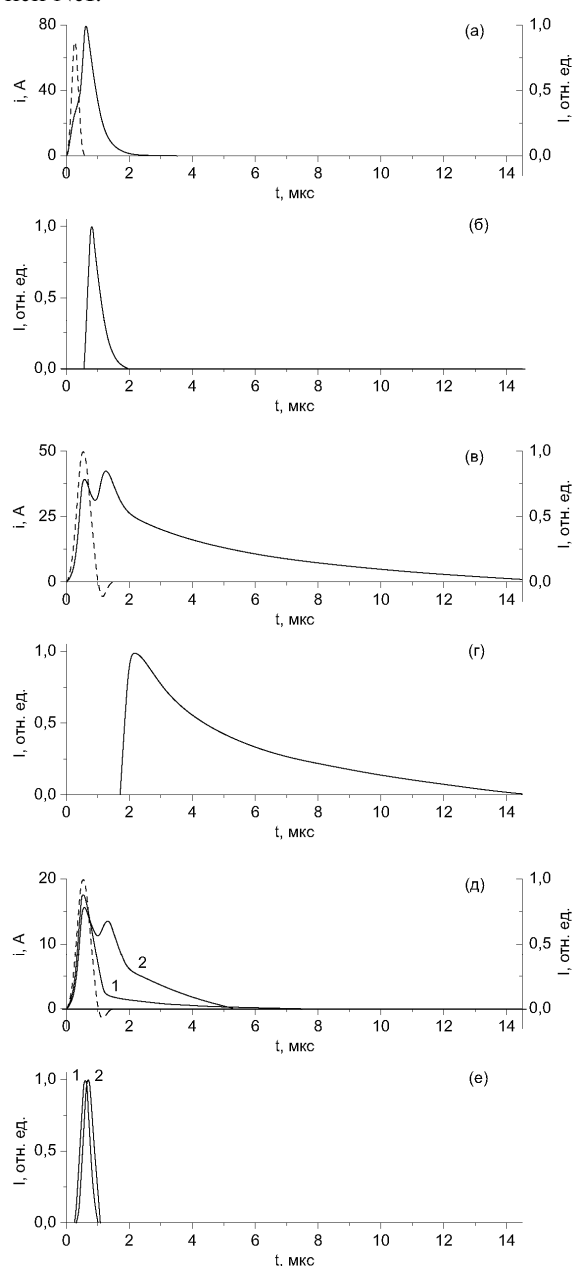


Рис. 6. Типичные осциллограммы импульсов тока (штриховые линии), спонтанного излучения (а, в, д) и генерации (б, г, е) на переходах NeI ($\lambda=585,3$ нм (а, б)), KrII ($\lambda=469,4$; 458,3 и 431,8 нм (в, г)), CdII ($\lambda=441,6$ нм (д, е – кривые 1), $\lambda=533,7$ и 537,8 нм (д, е – кривые 2)) в комбинированном разряде при возбуждении короткими импульсами тока

Импульсная трехволновая генерация в синей области спектра на ионных переходах криптона с $\lambda=469,4$; 458,3 и 431,8 нм KrII при возбуждении в комбинированном разряде была получена и исследована в He-Kr смеси. Генерация обусловлена селективной накачкой верхних уровней за счет резонансной передачи возбуждения ионам криптона от метастабилей гелия He(2^3S) [3].

Диапазон оптимальных давлений смеси составлял $\sim(2...6,6) \cdot 10^3$ Па при парциальных давлениях криптона $\sim(1,33...6,65) \cdot 10^2$ Па. Генерация осуществлялась в послесвечении с небольшой задержкой относительно окончания импульса тока при оптимальных токах разряда $\sim 40...80$ А. Длительность импульсов генерации составляла $\sim 10...25$ мкс. Типичные осциллограммы спонтанного излучения и генерации на линиях KrII приведены на рис. 6, в, г. В спонтанном излучении длительное послесвечение обусловлено накачкой за счет резонансной передачи возбуждения, а кратковременный всплеск интенсивности в раннем послесвечении – рекомбинационной накачкой.

Наиболее интенсивной в генерации была линия $\lambda=469,4$ нм KrII, коэффициент усиления на которой достигал 3 дБ/м, что существенно превышает измеренное нами усиление в продольном разряде ~ 1 дБ/м (при оптимальных $p_{He} \sim 1,33 \cdot 10^3$ Па, $p_{Kr} \sim 1,33$ Па). Достигнутое усиление свидетельствует об эффективной накачке уровней KrII в комбинированном разряде. При этом генерация осуществляется при меньших напряжениях и удельных энергозатратах по сравнению с продольным разрядом.

Для возбуждения активной среды He-Cd⁺ лазера в комбинированном разряде использовался импульсный, квазинепрерывный и непрерывный режимы. В результате экспериментов была получена и исследована трехволновая генерация на синей ($\lambda=441,6$ нм CdII) и зеленых ($\lambda=533,7$ и 537,8 нм CdII) линиях иона кадмия в импульсном и квазинепрерывном режиме, а также непрерывная генерация на $\lambda=441,6$ нм CdII при катодном вводе паров.

Основным механизмом накачки для синей линии $\lambda=441,6$ нм CdII является реакция Пеннинга с участием атомов кадмия и метастабилей гелия. Зеленые линии $\lambda=533,7$ и 537,8 нм CdII возбуждаются путем радиационных и столкновительных (за счет электронного девозбуждения) переходов с вышележащих уровней CdII, заселяемых перезарядкой ионов гелия на атомах кадмия [1–3].

При возбуждении разряда короткими (~ 1 мкс) импульсами тока была получена генерация на синей и зеленых линиях CdII в импульсно-периодическом режиме (при частотах следования импульсов $\sim(2...5) \cdot 10^3$ Гц). Генерация осуществлялась во время импульсов тока (с небольшой задержкой относительно начала тока) при оптимальных токах разряда $\sim 10...20$ А. Типичные осциллограммы спонтанного излучения и генерации на линиях

CdII приведены на рис. 6, д, е. В спонтанном излучении длительное послесвечение обусловлено накачкой ударами второго рода, а кратковременный всплеск интенсивности в раннем послесвечении на зеленых линиях — рекомбинационной накачкой.

По условиям возбуждения и характеристикам генерации на линиях CdII комбинированный разряд существенно отличается от продольного разряда и близок к разряду с полым катодом. В частности, в продольном импульсном разряде генерация на синей линии происходит в ближнем послесвечении, а генерация на зеленых линиях — в более дальнем послесвечении, при этом оптимальные токи для синей линии значительно ниже, чем для зеленых, и одновременная двухцветная генерация не достигается [1, 2]. В комбинированном же разряде оптимальные условия для трех линий CdII близки и наблюдается одновременная трехволновая сине-зеленая генерация во время импульса тока, как и в РПК.

При возбуждении разряда длинными импульсами тока (до ~30 мкс) была получена квазинепрерывная трехволновая сине-зеленая генерация на переходах CdII при оптимальных токах разряда ~1 А. Длительность импульсов генерации достигала ~10...20 мкс.

Область давлений гелия, при которых наблюдалась импульсная и квазинепрерывная генерация на синей линии ($\lambda=441,6$ нм CdII) составляла $p_{\text{He}} \sim (6,6...200) \cdot 10^2$ Па, а область давлений для зеленых линий ($\lambda=533,7$ и $537,8$ нм CdII) составляла $p_{\text{He}} \sim (33...200) \cdot 10^2$ Па. Диапазон давлений $p_{\text{He}} \sim (6,6...13,3) \cdot 10^3$ Па являлся оптимальным для одновременной трехволновой генерации. Оптимальное давление кадмия составляло $p_{\text{Cd}} \sim 1,33 \cdot 10^2$ Па, что типично для РПК [1–3]. Достигнутые коэффициенты усиления составили 4 дБ/м для $\lambda=441,6$ нм CdII и 2 дБ/м для $\lambda=533,7$ и $537,8$ нм CdII. Эти значения превышают усиление в импульсном продольном разряде (~3 и ~1 дБ/м [1–3]), что свидетельствует об эффективной накачке уровней CdII в комбинированном разряде.

В комбинированном разряде была также получена непрерывная генерация на $\lambda=441,6$ нм CdII. При увеличении тока разряда наблюдался монотонный рост мощности вплоть до токов ~300 мА, затем наступал перегрев трубки. По этой причине оптимальные токи, которые составляют ~1 А, в не-

прерывном режиме не достигались. Коэффициент усиления составлял 2 дБ/м при $i=100$ мА.

При вариациях длины металлических сегментов l наблюдалась тенденция к повышению оптимального давления рабочих смесей при увеличении l . Это обусловлено тем, что максимум усиления и интенсивности генерации достигается в условиях максимума активной длины, т. е. при соизмеримости глубины проникновения плазмы с длиной металлических сегментов. Увеличение длины сегментов влечет повышение давления (в пределах растущей ветви зависимости x от p), при котором достигаются максимальная глубина и активная длина.

Полученные результаты свидетельствуют о перспективности использования комбинированного разряда для возбуждения активных сред рекомбинационных лазеров с пеннинговской очисткой нижнего уровня, а также многоволновых лазеров с накачкой ударами второго рода. Набор одновременно генерирующих длин волн может быть расширен, как и в РПК, путем совмещения активных сред. В частности, могут быть перспективными активные среды на многокомпонентных смесях: He-Cd-Hg, He-Kr-Hg и др. [3].

5. Заключение

Предложен и исследован новый способ возбуждения активных сред — комбинированный разряд в трубке с металлическими сегментами, сочетающий свойства продольного разряда (устойчивость и однородность разряда, простота конструкции разрядной трубки, возможность катодорезного ввода паров металлов) и разряда с полым катодом (наличие «жесткой» составляющей функции распределения электронов по энергиям на значительной части активной длины). При возбуждении в комбинированном разряде получена и исследована импульсная генерация на $\lambda=585,3$ нм NeI, импульсная трехволновая генерация на переходах KrII ($\lambda=469,4$; $458,3$ и $431,8$ нм), импульсная и квазинепрерывная трехволновая генерация на переходах CdII ($\lambda=441,6$; $533,7$ и $537,8$ нм), а также непрерывная генерация на $\lambda=441,6$ нм CdII. Достигнуты высокие коэффициенты усиления, существенно превышающие усиление в продольном разряде.

Авторы выражают благодарность С.В. Гумбергу за помощь в проведении экспериментов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Иванов И.Г., Латуш Е.Л., Сэм М.Ф. Ионные лазеры на парах металлов. — М.: Энергоатомиздат, 1990. — 256 с.
2. Ivanov I.G., Latush E.L., Sem M.F. Metal Vapour Ion Lasers: Kinetic Processes and Gas Discharges. — Chichester, N.Y.: John Wiley & Sons, 1996. — 285 p.
3. Энциклопедия низкотемпературной плазмы. Т. XI-4. Газовые и плазменные лазеры. — М.: Физматлит, 2005. — 822 с.
4. Little C.E. Metal Vapour Lasers: Physics, Engineering and Applications. — Chichester, N.Y.: John Wiley & Sons, 1999. — 619 p.

5. Латуш Е.Л., Чеботарев Г.Д., Васильченко А.В. Импульсные катодорезные лазеры на парах кадмия и стронция // Оптика атмосферы и океана. — 1998. — Т. 11. — № 2–3. — С. 171–175.
6. Чеботарев Г.Д., Пруцаков О.О., Латуш Е.Л. Критерии пространственной однородности активных сред катодорезных импульсно-периодических лазеров на парах металлов // Квантовая электроника. — 2005. — Т. 35. — № 7. — С. 598–604.
7. Держиев В.И., Тарасенко В.Ф., Яковленко С.И., Янчарина А.М. Пеннинговские плазменных лазеры на переходах гелия и неона // Труды ИОФАН. — 1989. — Т. 21. — С. 5–43.

8. Бункин Ф.В., Держиев В.И., Латуш Е.Л., Муравьев И.И., Сэм М.Ф., Чеботарев Г.Д., Яковленко С.И., Янчарина А.М. Инверсия и генерация на переходе $\text{NeI } \lambda=585,3$ нм в разрядах с жесткой составляющей // Квантовая электроника. — 1986. — Т. 13. — № 12. — С. 2531–2533.
9. Латуш Е.Л., Сэм М.Ф., Чеботарев Г.Д. Механизмы генерации газоразрядного неон-водородного лазера на $\lambda=585,3$ нм // Квантовая электроника. — 1990. — Т. 17. — № 11. — С. 1418–1423.
10. Maitland A. Theory of segmented metal discharge tubes for argon lasers // J. Phys. D: Appl. Phys. — 1971. — V. 4. — P. 907–915.
11. Clark G.L., Maitland A. A copper vapour laser with the discharge confined by long metal tubes // J. Modern Optics. — 1988. — V. 35. — P. 615–621.
12. Smith A.L.S., Brooks M. Gas laser discharges in continuous metal tubes // J. Phys. D: Appl. Phys. — 1974. — V. 7. — P. 2455–2463.
13. Москалев Б.И. Разряд с полым катодом. — М.: Энергия, 1969. — 184 с.
14. McIntosh A.I., Dunn M.H., Belal I.K. Helium singlet and triplet metastable number densities in hollow-cathode/metal vapour lasers // J. Phys. D: Appl. Phys. — 1978. — V. 11. — P. 301–311.
15. Grace J.R., McIntosh A.I. Design and performance of an improved hollow cathode He-Cd^+ laser // J. Phys. D: Appl. Phys. — 1979. — V. 12. — P. 2043–2051.
16. Кириченко В.И., Ткаченко В.М., Тютюнник В.Б. Влияние геометрических размеров, материала катода и рода газа на область оптимальных давлений тлеющего разряда с цилиндрическим полым катодом // Журнал технической физики. — 1976. — Т. 46. — № 9. — С. 1857–1867.
17. Острицкий И.В., Ткаченко В.М. Исследование глубины проникновения плазмы в катодную полость тлеющего разряда с цилиндрическим полым катодом // Известия вузов. Радиофизика. — 1990. — № 2. — С. 258–260.
18. Энгель А., Штеенбек М. Физика и техника электрического разряда в газах. Т. 2. — М., Л.: ОНТИ, 1936. — 382 с.
19. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. — М.: Наука, 1987. — 592 с.

Поступила 03.10.2008 г.

УДК 519.624.2

ИССЛЕДОВАНИЕ ФУНКЦИЙ ДЛЯ УПРАВЛЯЮЩЕГО ПАРАМЕТРА КРАЕВОЙ ЗАДАЧИ ДИФFUЗИИ ПЛОТНОСТИ ПЛАЗМЫ

В.П. Зимин

Томский политехнический университет
E-mail: zimmin@ido.tpu.ru

Исследован алгоритм поиска решений нелинейной краевой задачи диффузии плотности плазмы в термоэмиссионном преобразователе энергии. Используя представление области возможных решений задачи на фазовой плоскости (плотность плазмы – ионный ток) показано, что область сходимости к физически адекватному решению существенным образом зависит от структуры функции для управляющего параметра краевой задачи. Даны практические рекомендации выбора этой функции и предложен алгоритм численного решения задачи. Проанализированы численные решения краевой задачи для характерных параметров преобразователя.

Ключевые слова:

Краевая задача, метод пристрелки, управляющий параметр, уравнение диффузии, низкотемпературная плазма, термоэмиссионный преобразователь энергии (ТЭП).

Введение

При анализе стационарных плазменных процессов в межэлектродном зазоре (МЭЗ) термоэмиссионного преобразователя энергии (ТЭП) необходимо решать краевую задачу, граничные условия которой задаются у электродов в виде уравнений баланса потоков частиц и энергии [1, 2]. Нахождение численного решения краевой задачи затруднено и объясняется наличием особых точек и особого поведения решений уравнения диффузии плотности плазмы в МЭЗ [3]. В [3] было предложено анализировать возможные решения стационарного уравнения диффузии на фазовой плоскости плотность плазмы – ионный ток. Для линейного случая, когда коэффициент ионизации функции генерации заряженных частиц в объеме

плазмы не зависит от плотности плазмы, распределение плотности плазмы в МЭЗ слабо зависит от температуры электронов, которая находится из трансцендентного уравнения [2, 3]. При сравнительно малой плотности плазмы на ионизацию оказывает существенное влияние излучение возбужденных атомов, которое ухудшает условия ионообразования. Функция генерации становится нелинейной относительно плотности плазмы [4]. В работе [5] приближенное решение нелинейной краевой задачи сводилось к решению модифицированного трансцендентного уравнения.

Точное решение данной краевой задачи может быть получено с помощью численных методов. В этом случае краевая задача редуцируется к множеству задач Коши и применяется достаточно эффек-