

Возбуждение коаксиальных лазеров на парах меди импульсно-периодическим индукционным разрядом

В.М. Батенин¹, М.А. Казарян², В.Т. Карпухин¹, Н.А. Лябин³,
М.М. Маликов¹, В.И. Сачков^{2*}

¹ Объединенный институт высоких температур РАН
127412, г. Москва, ул. Ижорская, 13, стр. 2

² Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН
119991, г. Москва, Ленинский пр., 53

³ Научно-производственное предприятие «Исток»
141190, г. Фрязино Московской области, ул. Вокзальная, 2а

Поступила в редакцию 19.12.2015 г.

Представлены результаты численного моделирования возбуждения лазера на парах меди (ЛПМ) импульсно-периодическим индукционным (безэлектродным) разрядом. Исследован вариант ЛПМ с кольцевым рабочим объемом разрядной камеры. Показано, что такая камера в большей степени удовлетворяет особенностям индукционного способа накачки, чем обычная цилиндрическая камера. В численных экспериментах достигнуты высокие выходные характеристики лазера, что свидетельствует о возможности эффективной накачки ЛПМ новым для него индукционным методом.

Ключевые слова: лазер на парах меди, индуктор, трансформатор, индукционный разряд, численное моделирование, лазерная кинетика; copper vapor laser, inductor, transformer, inductive discharge, numerical simulation, laser kinetics.

Введение

Исследование различных способов возбуждения активной среды лазеров на самоограниченных переходах атомов металлов [1] вызвано стремлением повысить выходные характеристики и получить ряд технических и эксплуатационных преимуществ. Импульсно-периодический индукционный разряд трансформаторного типа давно предлагался для возбуждения газовых лазеров [2–4]. Этот метод успешно применялся ([5–7] и др.) для накачки лазеров на атомарных и молекулярных рабочих средах. Впервые индукционный метод возбуждения лазера на парах меди (ЛПМ) был апробирован в экспериментальной работе [8], и хотя лазерная генерация не была достигнута, эта работа вызвала большой интерес и дала толчок дальнейшим исследованиям. Первые результаты численных экспериментов [9, 10] по возбуждению ЛПМ индукционным разрядом уже свидетельствовали о возможности создания такого типа лазеров. Отметим, что безэлектродный индукционный способ возбуждения представляет интерес и с чисто фундаментальной точки зрения. Например, в определенных условиях возникающие в плазме импульсные магнитные поля

могут изменить спектральные и электрические характеристики плазмы разряда.

В настоящей статье приводятся результаты численного моделирования работы индукционного лазера на парах меди (ИЛПМ) с кольцевым рабочим объемом разрядной камеры. Проводится сравнение с результатами работы [10], полученными для цилиндрической камеры. Обсуждаются физические условия и конструктивные параметры, при которых может быть достигнута эффективная генерация лазерного излучения.

1. Физическая модель и постановка расчетной задачи

Простейшая конструкция ИЛПМ с накачкой импульсно-периодическим индукционным разрядом представлена на рис. 1, а. Накопительная емкость C_n разряжается через ключ на индуктор 1, представляющий собой сплошной виток, облегающий теплоизоляционный объем 2. Рабочая среда лазера (пары меди и неон) расположена в коаксиальном зазоре $\Delta r_{пл} = (r_2 - r_1)$ между центральной керамической вставкой 3 радиусом r_1 и внешней стенкой разрядной камеры 4 радиусом r_2 . Импульсное магнитное поле индуктора вызывает появление вихревого электрического поля $E_\varphi(r, t)$ и азимутального тока проводимости в плазме рабочей смеси. При этом индуктор рассматривается как первичная обмотка трансформатора (без сердечника), а плаз-

* Вячеслав Михайлович Батенин; Мишик Айразатович Казарян (kazarmishik@yahoo.com); Вячеслав Тимофеевич Карпухин; Николай Александрович Лябин; Михаил Максимович Маликов (mmalikov@oivtran.ru); Виктор Иванович Сачков.

менный виток — как вторичная обмотка. Отличается ИЛПМ от индукционных лазеров [5–7], упомянутых выше, прежде всего, наличием толстой теплоизоляции, которая увеличивает расстояние между плазменным витком и индуктором, что приводит к значительному снижению коэффициента связи $K_{св}$ трансформатора и негативно сказывается на его работе. Другими особенностями ИЛПМ являются: высокая частота следования импульсов накачки (десятки килогерц) и сравнительно низкое предимпульсное сопротивление плазмы $\sim 1 \text{ Ом} \cdot \text{см}$. Для возникновения инверсной заселенности рабочих уровней требуется очень быстро вводить электрическую энергию в плазму за время $\sim 10\text{--}100 \text{ нс}$. Температура стенок 3 и 4 разрядной трубки должна составлять $\sim 1900 \text{ К}$, что необходимо для поддержания нужного давления паров меди. Давление буферного газа неона $0,1\text{--}1 \text{ атм}$.

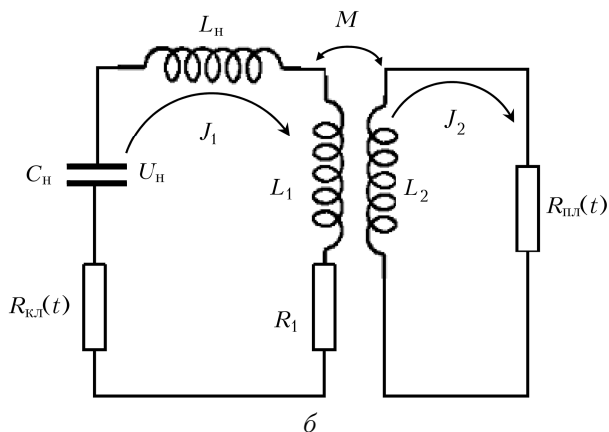
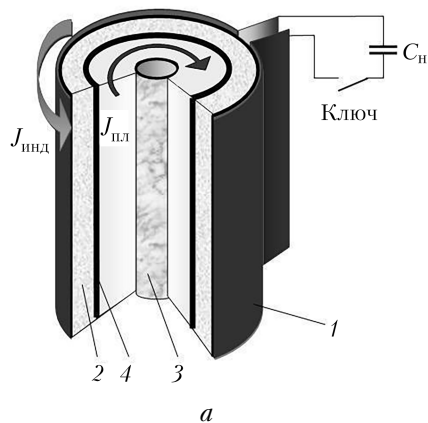


Рис. 1. Коаксиальная конструкция ИЛПМ с кольцевым рабочим объемом разрядной камеры (а); электрическая схема импульсно-периодической индукционной накачки (б)

На рис. 1, б представлена упрощенная электрическая схема генератора импульсной индукционной накачки трансформаторного типа (с чисто индуктивной связью катушек). Здесь L_1 и J_1 — индуктивность индуктора и ток в первичной цепи; L_2 и J_2 — индуктивность и ток плазменного витка. Значения L_1 , L_2 и взаимная индуктивность M вычислялись по соответствующим формулам из [11]. Электрическое сопротивление ключа $R_{клт}(t)$ описы-

валось модельной функцией, позволявшей задавать как время коммутации, так и величину джоулевых потерь в ключе. Учитывалось и омическое сопротивление R_1 индуктора. Задавались начальное напряжение $U_n(0)$ на накопительной емкости и индуктивность L_n цепи ключа.

Используя известные дифференциальные уравнения трансформатора [12] и законы Кирхгофа, можно записать систему уравнений, описывающую работу схемы на рис. 1, б.

$$U_n = (L_n + L_1) \frac{dJ_1}{dt} - M \frac{dJ_2}{dt} - J_1 (R_{клт}(t) + R_1),$$

$$0 = R_{пл}(t) J_2 + L_2 \frac{dJ_2}{dt} - M \frac{dJ_1}{dt}, \quad (1)$$

$$\frac{dU_n}{dt} = \frac{J_1}{C_n}.$$

Сопротивление плазменного витка $R_{пл}(t)$ зависит от удельной электрической проводимости $\sigma(r, t)$ и распределения плотности тока в плазме по радиусу $j(r, t)$. Все эти величины, включая и $R_{пл}(t)$, круто изменяются в течение импульса возбуждения. Для нахождения $R_{пл}(t)$ необходимо систему уравнений (1) решать совместно с уравнениями, описывающими физические процессы и $\sigma(r, t)$ в неравновесной плазме рабочего тела. Для этого использованы разработанная ранее модель и программа расчета обычного ЛПМ [13–15].

Основу модели ЛПМ составляли нестационарные дифференциальные уравнения, описывающие кинетику заселенностей возбужденных уровней атомов, концентрации электронов, баланса энергии индуцированного излучения в оптическом плоском резонаторе. В модель входила и специально разработанная методика расчета тепловых параметров рабочего тела и элементов высокотемпературной конструкции лазера. Учитывалось большое количество энергетических уровней атомов меди и неона, а также обширный набор элементарных процессов.

Отметим, что в установившемся (по частоте следования импульсов накачки) режиме работы численно находились самосогласованные значения всех параметров плазмы, удельной электрической проводимости $\sigma(t)$, токов и напряжений (в первичной и вторичной цепях). Определялись мощность излучения и кпд лазера. Численная модель и программа расчетов протестированы по ряду экспериментальных результатов, полученных на обычных ЛПМ с продольным межэлектродным разрядом.

Необходимо учесть, что в модели [13, 14] уравнения записаны в нольерном приближении, т.е. все параметры плазмы, включая и $\sigma(t)$, усреднены по объему плазмы, а процессы переноса учтены приближенно. Поэтому в баланс энергии электронов подставляется величина средней по объему удельной мощности джоулева тепловыделения ω :

$$\omega = \frac{1}{V_p} \int (\sigma E_{\phi}^2) dV_p \approx \frac{J_2^2 R_{пл}(t)}{V_p} \quad (2)$$

(здесь V_p – рабочий объем). С другой стороны, для того чтобы с использованием (2) установить связь между эффективным сопротивлением плазменного витка $R_{пл}(t)$ и удельной средней (по объему) проводимостью $\sigma(t)$, необходимо знать радиальную зависимость вихревого электрического поля и проводимости в плазменном цилиндрическом объеме. Существует обширная литература (например, [16–18]), посвященная расчету радиального распределения электрических параметров в плазме индукционного разряда. Для проводящего сплошного цилиндра индуцированное вихревое поле $E_\phi(r)$ в плазме имеет максимальное значение вблизи наружной стенки и падает до нуля на его оси. В случае полого цилиндра (кольцевого плазменного объема, рис. 1, а), в зазоре $\Delta r_{пл}$ величина $E_\phi(r)$ не падает до нуля на внутренней стенке ($r = r_1$) и при слабом скин-эффекте ($\delta \gg (r_2 - r_1)$) изменяется не очень сильно [17] (здесь δ – глубина проникновения поля в проводящую среду). Таким образом, в разрядной камере с кольцевым рабочим объемом можно создать более однородную плазму, чем в цилиндрической камере, что является положительным фактором для генерации лазерного излучения. Кроме того, в этом случае более обоснованным является описание плазменных процессов с помощью нольмерной модели. Ниже будет показано, что использование такой камеры позволяет также существенно увеличить коэффициент связи $K_{св}$ трансформатора.

В работах [17, 18] приводятся формулы для расчета $R_{пл}(t)$ применительно к сплошному или полному цилиндрам с однородной проводимостью σ и любой глубиной проникновения δ . Выражения состоят из сложных комбинаций функций Бесселя первого и второго рода. Они очень громоздки, и мы их здесь не приводим. При $\delta \gg (r_2 - r_1)$ выражения для $R_{пл}(t)$ приобретают наглядный вид [17] для сплошного и кольцевого плазменного цилиндров соответственно:

$$R_{пл}(t) \approx 4\pi/\sigma\ell_{тр}, \quad R_{пл}(t) \approx \frac{4\pi}{\sigma\ell_{тр}} \frac{(r_2^2 + r_1^2)}{(r_2^2 - r_1^2)}. \quad (3)$$

Здесь $\ell_{тр}$ – длина плазменного объема (трубки).

В реальных условиях проводимость плазмы неоднородна. В этом случае аналитические решения для распределения электрических параметров в плазме отсутствуют. Значения полей $E_\phi(r, t)$, плотностей токов $j_\phi(r, t)$, $\sigma(r, t)$ и полного сопротивления $R_{пл}(t)$ находят численными методами при сов-

местном решении нестационарной одномерной электромагнитной задачи и нестационарных одномерных уравнений, описывающих неравновесную двухтемпературную плазму. Детальный обзор подобных расчетных моделей индукционного нагрева плазмы можно найти в [16, 18]. В [18] рекомендуется использовать формулы, подобные (3), в качестве первого приближения. В наших экспериментах мы ограничимся, как уже отмечалось выше, нольмерной моделью плазменных процессов и уравнениями (2), (3), связывающими проводимость плазмы σ с системой уравнений (1) электрической трансформаторной схемы.

В численных экспериментах рассмотрено два варианта конструкции ИЛПМ с кольцевыми камерами, отличающимися друг от друга размерами и различными коэффициентами связи $K_{св}$ (таблица). За основу первого варианта ИЛПМ взяты параметры, соответствующие обычному серийному активному элементу ЛТ-30Cu [19]: величина рабочего объема $V_p \approx 280 \text{ см}^3$ и диаметр внешней обложки ~ 10 см, значения накопительной емкости $C_H = 0,25\text{--}0,5$ нФ и начальное напряжение на ней $U_H(0) = 28$ кВ. Второй вариант отличается увеличенными геометрическими размерами, объемом разрядной камеры ($V_p \approx 1410 \text{ см}^3$) и величинами накопительной емкости C_H . В обоих вариантах давление неона 250 мм рт. ст., температура внутренней стенки 4 (рис. 1, а) $T_4 = 1823$ К, концентрация паров меди $\sim 1,5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ были одинаковы и соответствовали примерно параметрам рабочего тела ЛТ-30Cu. Частота следования импульсов накачки составляла 10 кГц. Индуктивность L_H , представляющая собой сумму индуктивностей ключа, емкости C_H и проводников, задавалась равной $0,5L_1$. Сопротивление R_1 первичной цепи трансформатора с учетом скин-эффекта для медного проводника бралось порядка 10^{-3} Ом. Коэффициент связи вычислялся по известной формуле $K_{св} = M/\sqrt{L_1L_2}$. Длительность импульса (цуга) накачки $\tau_{им}$ определялась в расчетах по моменту времени, при котором 99% первоначальной (запасенной в C_H) энергии переходило в джоулево тепло в плазме и на сопротивлениях первичной цепи. При этом использовалось уравнение баланса электрической энергии [12]:

$$\frac{C_H U_H^2(0)}{2} = \left[\frac{(L_H + L_1)J_1^2}{2} + \frac{L_2 J_2^2}{2} - M J_1 J_2 + \frac{C_H U_H^2}{2} \right]_t + \int_0^t [J_2^2 R_{пл} + J_1^2 (R_{кл} + R_1)] dt. \quad (4)$$

Варианты геометрических и электротехнических параметров ИЛПМ

№ варианта	r_1 , см	r_2 , см	$\Delta r_{пл}$, см	$r_{инд}$, см	$\Delta r_{т.и.}$, см	$\ell_{тр}$, см	V_p , см ³	L_1 , нГн	L_2 , нГн	M , нГн	$K_{св}$
1	2	2,5	0,5	5	2,5	40	280	25	3,6	4,4	0,47
2	2	3,0	1,0	5,5	2,5	90	1410	13	1,9	2,6	0,53

В данной работе модельная функция $R_{\text{кл}}(t)$ подбиралась так, чтобы в ключе терялось 30–40%, а в плазме соответственно 70–60% энергии, запасенной в накопительной емкости. Эта пропорция является типичной при возбуждении традиционного ЛПМ [1, 20, 21]. Таким путем в численных экспериментах с индукционной накачкой обеспечивался импульсный удельный энерговклад в плазму, равный примерно энерговкладу в обычном лазере на парах меди при тех же значениях $C_{\text{н}}$ и $U_{\text{н}}(0)$. Такой подход мы выбрали для объективного сравнения ЛПМ обоих типов. Время коммутации варьировалось от 2–3 до 5 нс. Рассматривался сплошной одновитковый индуктор, изображенный на рис. 1, а.

2. Результаты численных экспериментов

В первом варианте ИЛПМ (см. таблицу) индуктор радиуса $r_{\text{инд}}$ облегают непосредственно внешнюю оболочку элемента LT-30Cu, внутри которого установлен новый кольцевой рабочий объем, при этом толщина тепловой изоляции $\Delta r_{\text{т.и}} = r_{\text{инд}} - r_2$ активного элемента уменьшена с 4 до 2,5 см, а длина трубки $\ell_{\text{тр}}$ — в 2,2 раза. В этом случае получается коэффициент связи $K_{\text{св}}$, равный 0,47. Отметим, что при использовании LT-30Cu с обычным цилиндрическим рабочим объемом без изменения толщины теплоизоляции и длины $\ell_{\text{тр}}$ величина $K_{\text{св}}$ составляла всего лишь 0,18 [10]. Во втором варианте ИЛПМ толщина теплоизоляции остается равной 2,5 см, но увеличены радиус индуктора $r_{\text{инд}}$, радиус плазменного объема r_2 и длина трубки (и индуктора) $\ell_{\text{тр}}$. Как видно из таблицы, это также приводит к росту $K_{\text{св}}$ до величины, равной 0,53.

Рассмотрим динамику процессов на примере первого варианта ИЛПМ с кольцевой разрядной камерой (при $U_{\text{н}}(0) = 28$ кВ и $C_{\text{н}} = 0,25$ нФ). На рис. 2 показаны типичные импульсы напряжения $U_{\text{н}}(t)$ на накопительной емкости и тока $J_1(t)$ в первичной цепи.

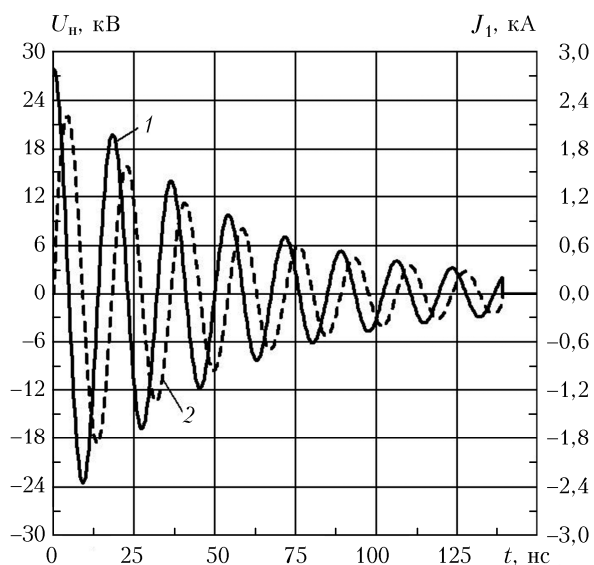


Рис. 2. Напряжение $U_{\text{н}}$ (1) и ток J_1 (2) в первичной цепи

На рис. 3 представлены импульсы тока $J_2(t)$ во вторичной цепи (в плазменном витке) и импульс активного напряжения $U_{\text{ак}} = J_2(t)R_{\text{пл}}(t)$ (при одном обходе по азимуту).

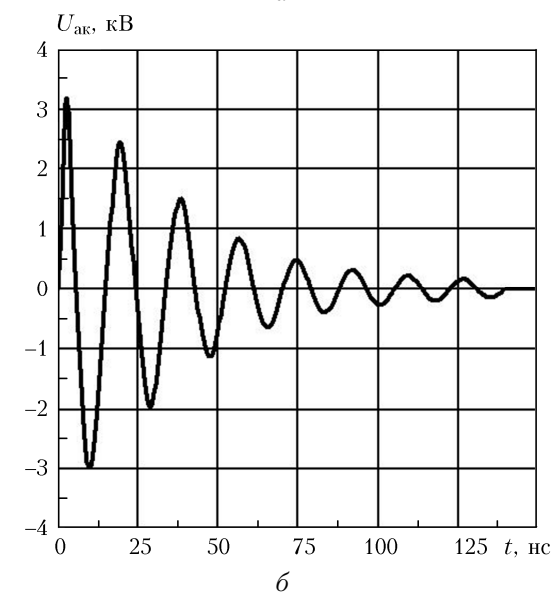
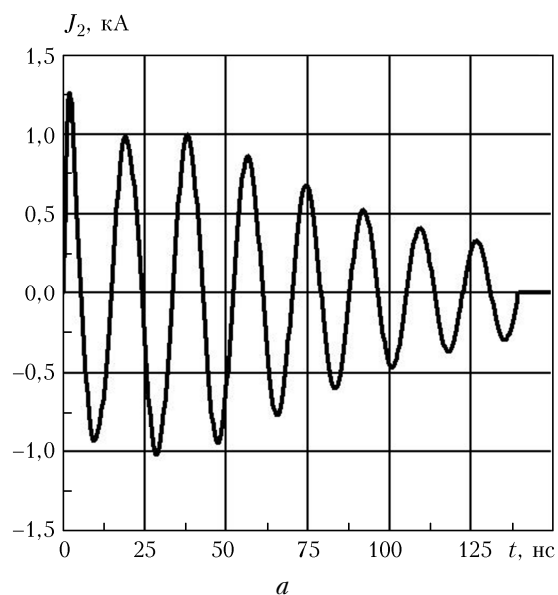


Рис. 3. Импульс тока J_2 в плазменном витке (а); импульс активного напряжения $U_{\text{ак}}$ (б)

Видно, что токи и напряжения имеют форму цуга быстро затухающих колебаний с частотой $f_{\text{цуг}}$ порядка 50 МГц. Длительность импульса тока J_2 (цуга) $\tau_{\text{им}}$ в данном варианте составила 140 нс, максимум полного тока $J_2 \approx 1,25$ кА, а средняя по сечению плотность тока $j_{2\text{ср}} \approx 144$ А/см². Затухание $U_{\text{ак}}$ происходит значительно круче, чем затухание тока. Максимальному значению $U_{\text{ак}} = 3,1$ кВ соответствует эффективное вихревое электрическое поле $E_{\text{эф}} \approx 180$ В/см (здесь $E_{\text{эф}}$ определяется как $E_{\text{эф}}(t) \approx (J_2^2 R_{\text{пл}} / V_{\text{р}} \sigma)^{0,5}$). Отметим, что полученные величины $j_{2\text{ср}}$ и $E_{\text{эф}}$ примерно соответствуют типичным

значениям плотности тока и электрического поля в разрядной плазме обычного ЛПМ.

Импульс мощности джоулева тепловыделения в плазме $W_j = J_2^2(t)R_{пл}(t)$ представлен на рис. 4, а. Кривая 1 для $W_j(t)$ также носит колебательный характер с характерным временем затухания энергии $\tau_{дж} \sim 55$ нс. На кривой 2 температуры электронов T_e наблюдаются значительные пульсации в такт с колебаниями W_j , в то время как электронная концентрация n_e (кривая 3) нарастает плавно и медленно. На рис. 4, б представлена динамика изменения сопротивлений плазмы $R_{пл}$, ключа $R_{кл}$ и тока в индукторе J_1 . На кривой $R_{пл}(t)$ тоже наблюдаются небольшие пульсации. Медленный рост и плавный характер поведения n_e связаны с тем, что характерное время развития ионизации рабочей смеси значительно превышает период колебаний W_j и T_e .

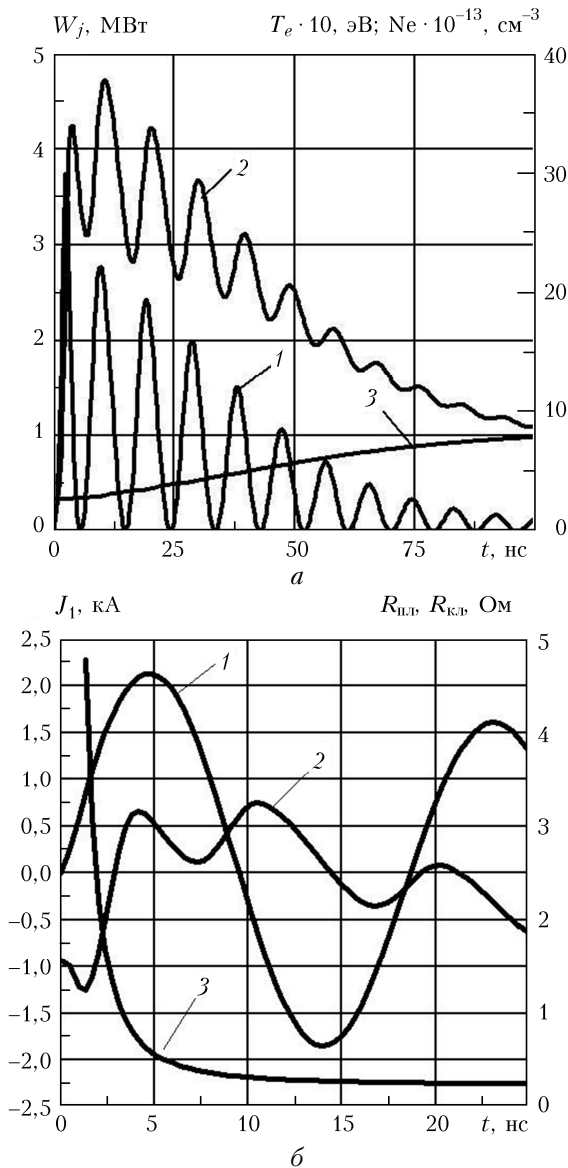


Рис. 4. Параметры импульса возбуждения: 1 — W_j ; 2 — T_e ; 3 — n_e (а); динамика параметров на начальном участке: 1 — J_1 ; 2 — $R_{пл}$; 3 — $R_{кл}$ (б)

Пиковая мощность 1 (рис. 5) излучения ИЛПМ в данном примере составила 190 кВт, а средняя (по частоте следования импульсов накачки) мощность $W_{ср} \approx 27$ Вт, что соответствует типичным показателям активного элемента ЛТ-30Cu [19]. Однако отличительной чертой является наличие колебаний на импульсах излучения 1, 2 и 3.

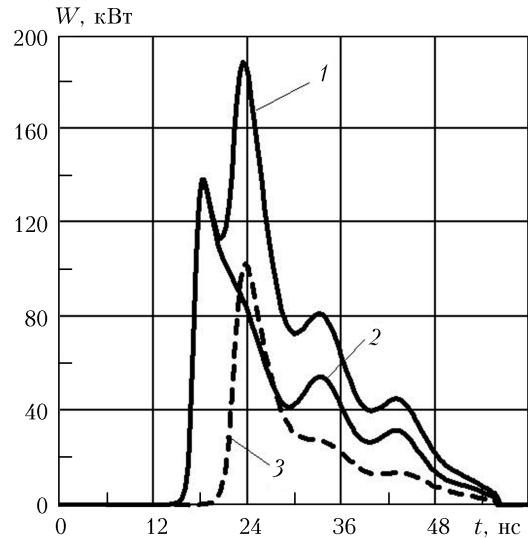


Рис. 5. Импульсы мощности генерации лазера: 1 — на сумме двух длин волн; 2 — 0,51 мкм; 3 — 0,578 мкм

Динамика концентраций верхних резонансных n_r и нижних метастабильных n_m возбужденных уровней лазерного перехода для двух линий генерации 0,51 и 0,578 мкм представлена на рис. 6, а. Поведение инверсии заселенностей $D = (n_r - n_m g_r / g_m)$ (здесь g_r и g_m — статистические веса) показано на рис. 6, б. В момент времени $t \approx 15$ –20 нс, соответствующий началу лазерной генерации, наблюдаются типичные резкие спады n_r , D и подъем n_m . При $20 \leq t \leq 48$ нс в период развитого импульса излучения величина инверсии D мала, что соответствует генерации в режиме «насыщенной» мощности. В отличие от обычного ЛПМ в этот период времени на плато наблюдаются небольшие колебания D , что можно объяснить пульсациями температуры электронов (см. рис. 4, а).

Для второго варианта параметров ИЛПМ (см. таблицу) расчет динамики во времени всех вышеперечисленных физических величин дает аналогичную картину. На рис. 7 представлены зависимости средней мощности излучения $W_{ср}$ (суммарной по двум линиям излучения) от начального напряжения $U_n(0)$ на накопительной емкости и от величины этой емкости C_n для обоих вариантов. Мощность $W_{ср}$ во втором варианте существенно выше, чем в первом (примерно пропорционально увеличению рабочего объема ИЛПМ).

Видно, что средние мощности повышаются с ростом $U_n(0)$ и C_n , в то время как физический η_f и технический η_t кпд лазера падают (рис. 8). Здесь η_f определяется как отношение энергии импульса

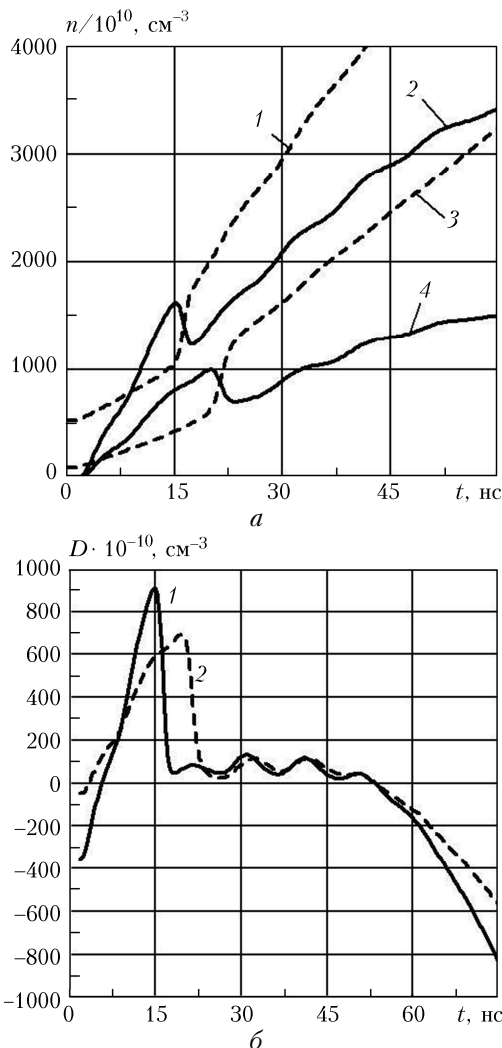


Рис. 6. Динамика концентраций возбужденных уровней: 1 – нижний уровень n_m ; 2 – верхний уровень n_r , генерация ИЛПМ на длине волны 0,51 мкм; 3, 4 – то же на длине волны 0,578 мкм (а); динамика инверсии D для длин волн 0,51 мкм (1) и 0,578 мкм (2) (б)

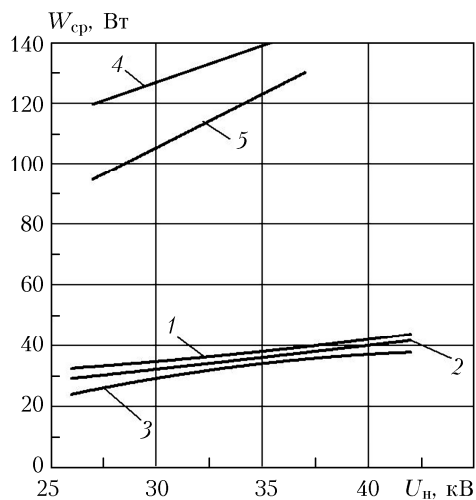


Рис. 7. Средняя мощность генерации $W_{\text{ср}}$. Вариант № 1, C_n равно: 1 – 0,5; 2 – 0,35; 3 – 0,25 нФ. Вариант № 2, C_n равно: 4 – 0,8; 5 – 1,5 нФ

излучения лазера к электрической энергии, вложенной в плазму к моменту окончания импульса генерации. Величина η_r определяется как отношение энергии импульса излучения к начальной энергии, запасенной в накопительной емкости C_n . Максимальное значение $W_{\text{ср}}$ во втором варианте составило 140 Вт, а в первом 37,5 Вт. Максимальные значения КПД в обоих вариантах достигали: $\eta_{\text{ф}} \approx 5-5,5\%$, $\eta_r \approx 2,7-3,1\%$ при меньших средних мощностях.

С ростом C_n происходит снижение частоты колебаний $f_{\text{цуг}}$ в цугах и увеличение длительности импульса тока $\tau_{\text{им}}$ и времени выделения джоулева тепла в плазме $\tau_{\text{дж}}$ (рис. 9).

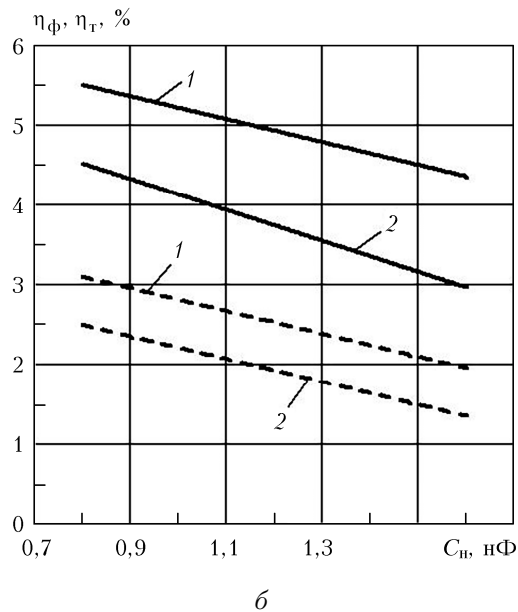
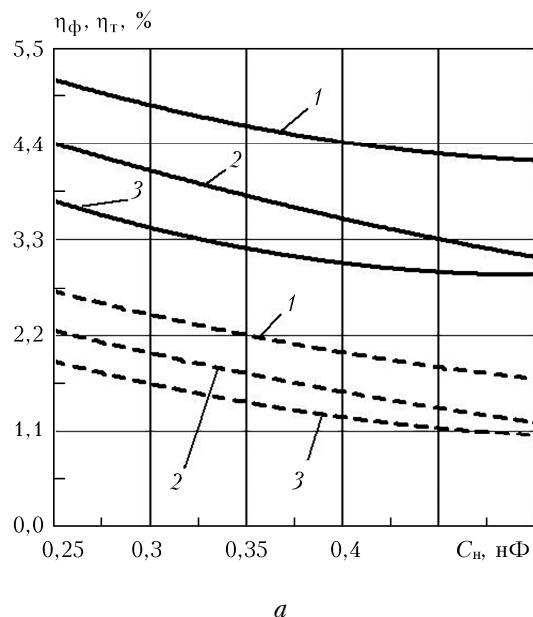


Рис. 8. Зависимость физического $\eta_{\text{ф}}$ (сплошная) и технического η_r (пунктир) кпд: а – вариант № 1; б – вариант № 2; при $U_n(0)$, равном: 1 – 28; 2 – 35; 3 – 40 кВ

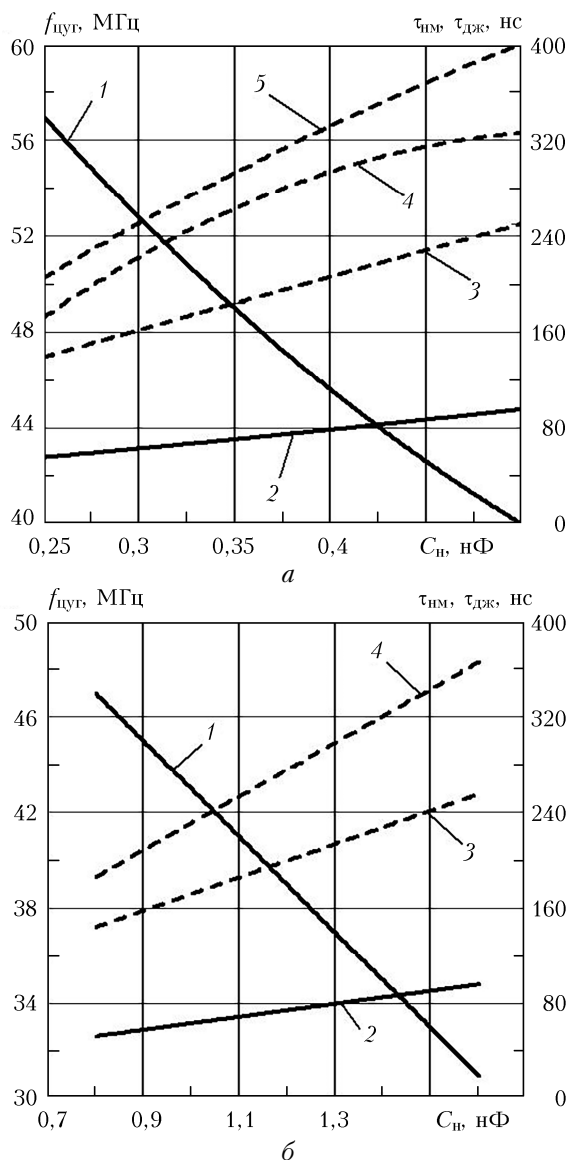


Рис. 9. Вариант № 1 (а); вариант № 2 (б): 1 — $f_{цуг}$; 2 — $\tau_{дж}$; $\tau_{им}$ при $U_n(0)$, равном: 3 — 28; 4 — 35; 5 — 40 кВ

3. Обсуждение результатов

Приведенные расчеты и результаты [10] показывают, что при индукционном методе возбуждения ЛПМ импульс тока накачки представляет собой цуг высокочастотных колебаний с периодом 10–30 нс, в то время как в обычном ЛПМ импульс тока имеет форму, близкую к форме апериодического разряда с длительностью 150–200 нс. Высокая частота колебаний тока обусловлена тем, что индуктивность плазменного витка, индуктивность индуктора и коэффициент взаимной индукции на 2–3 порядка меньше индуктивности разрядной цепи в традиционном ЛПМ с продольным разрядом между электродами (при одинаковых V_p). Отметим также, что и эффективное сопротивление плазмы $R_{пл}$ примерно на 2 порядка меньше, чем сопротивление продольного разряда в обычном ЛПМ (при одинаковых значениях σ). Последнее связано

с большим поперечным сечением азимутального тока и малой длиной вдоль тока (при одном обходе по азимуту). По этим параметрам рассматриваемые ИЛПМ с кольцевым рабочим объемом стоят, скорее, ближе к так называемым ЛПМ с поперечным разрядом (см., например, [22]).

Как показали расчеты, за первые 35–50 нс к моменту окончания импульса генерации (см. рис. 4, а и рис. 5) выделяется 70–80% энергии от всей энергии, вложенной в плазму в течение импульса тока $\tau_{им}$. Кроме того, в данных численных экспериментах и в работах [9, 10] получен довольно крутой (примерно за 5 нс) подъем температуры электронов до 4–5 эВ. Все это свидетельствует о высокой скорости ввода электрической энергии в плазму при индукционном способе накачки, что, согласно известным воззрениям [11], является положительным фактором для эффективной работы лазера. В свою очередь, высокую скорость ввода энергии можно объяснить большой крутизной колебаний тока в цуге и значительным увеличением сопротивления плазмы $R_{пл}(t)$ на начальном этапе (см. рис. 4, б) от 1,5 ($t \approx 0$) до 3,3 Ом ($t \approx 5$ нс). Это увеличение сопротивления связано с ростом частоты упругих столкновений электронов с атомами неона вследствие резкого повышения T_e . На этом интервале времени n_e (см. рис. 4, а) не успевает значительно вырасти и ослабить рост $R_{пл}(t)$. В обычных ЛПМ с большой длительностью переднего фронта импульса тока подобные эффекты не проявляются столь сильно.

Тепловые расчеты проводились согласно методике [14, 15] при заданной температуре T_4 внешней стенки 4 (см. рис. 1, а) с использованием рассчитанной средней (по частоте следования импульсов накачки) мощности, идущей на нагрев газа, $k_n \langle W_j \rangle_t$. Здесь $k_n < 1$ — коэффициент, учитывающий выход из плазмы части энергии непосредственно на стенки камеры за счет спонтанного излучения, амбиполярной диффузии и электронной теплопроводности. Принимался во внимание также сброс тепла за счет радиационного теплообмена между центральной вставкой 3 и стенкой 4. При высоких температурах стенок (~1800–2000 К) радиационный теплообмен приводит к существенному снижению температуры газа в коаксиальном зазоре $\Delta r_{пл}$ и позволяет увеличить предельную по перегреву вкладываемую среднюю электрическую мощность по сравнению с цилиндрической камерой того же погонного объема. Это положительное свойство камер с кольцевым рабочим объемом хорошо сочетается с возможностью создавать в них более однородное распределение вихревого электрического поля и параметров плазмы, чем в цилиндрической камере индукционного ЛПМ.

Расчеты показали, что в обоих вариантах (см. таблицу) ИЛПМ средняя по рабочему объему температура газа не превышала 2073 К, температура центральной вставки 3 (рис. 1) составляла ~1890 К, а максимальная температура в середине коаксиального зазора $\Delta r_{пл}$ достигала 2200 К, что приемлемо

для работы ЛПМ. Тепловой поток на внутреннюю стенку 4 равен полной средней электрической мощности $\langle W_j \rangle_t$, вводимой в рабочий объем. Для обеспечения сброса такого теплового потока через теплоизоляционный слой толщиной 2,5 см при $T_4 = 1823$ К и температуре наружной стенки индуктора 1 (охлаждаемого водой) 333 К необходимо использовать теплоизоляционный материал с эффективной теплопроводностью от 0,1 до 0,4 Вт/(м·К) в зависимости от вкладываемой в плазму средней мощности. Разработанные на практике многослойные теплоизоляционные материалы, применяемые в промышленных ЛПМ, имеют типичные значения эффективной теплопроводности 0,15–0,5 Вт/(м·К) [19], что почти перекрывает рассчитанные выше значения для ИЛПМ.

Особенностью индукционного способа возбуждения лазеров является наличие в плазме магнитного поля, создаваемого током индуктора и током плазменного витка. В связи с этим все процессы, происходящие в плазме, нужно рассматривать с учетом влияния магнитного поля H на процессы переноса, электропроводность и учитывать зеemanовское расщепление спектральных линий. Однако в рассмотренных вариантах магнитное поле, создаваемое индуктором, невелико. Специфика ЛПМ заключается в том, что удельные импульсные энерговклады в плазму должны быть небольшими, чтобы не вызывать значительную ионизацию рабочей смеси [1, 23–25]. Соответственно ограничена и начальная запасенная энергия в накопительной емкости, точнее $C_n U_n^2(0)/(2\pi r_{\text{инд}}^2 \ell_{\text{тр}})$. Если даже вся эта энергия перейдет в энергию магнитного поля с плотностью $H^2/8\pi$, то максимально возможная величина H будет невелика – от 90 до 180 эрстед (независимо от числа витков индуктора). При таких значениях H и плотностях атомов рабочей смеси параметр Холла мал (не превышает 0,3) и влиянием магнитного поля на проводимость σ и на баланс энергии электронов можно пренебречь. Как показывают эксперименты, проведенные с плазмой ЛПМ в магнитном поле [26, 27], и расчеты [14, 23], зеemanовское расщепление рабочих (лазерных) уровней при этих H незначительное и не влияет на генерацию лазерного излучения.

Следует отметить, что в рассмотренных вариантах расчета ИЛПМ с прямым включением коммутатора (ключа) в первичной цепи (см. рис. 1, б) крутизна тока dJ_1/dt (см. рис. 2) составила большую величину $\sim 4 \cdot 10^{11}$ А/с, что существенно превосходит допустимые значения для коммутаторов на основе водородных тиратронов. Кроме того, такие коммутаторы не могут работать при двухполярном токе. В этом случае для практической реализации индукционной накачки с тиратронными ключами можно использовать более сложные схемы, например с непрямым включением коммутатора. Такой подход широко применяется при создании ЛПМ и других лазеров [1, 19, 24]. Отметим, что полученный результат не является окончательным и при дальнейшей оптимизации индукционных

ЛПМ, возможно, удастся существенно понизить крутизну тока.

Заключение

Результаты численного исследования [9, 10] и настоящей статьи подтверждают возможность создания эффективного ЛПМ, возбуждаемого импульсно-периодическим индукционным (безэлектродным) разрядом. Предварительные расчеты показали, что с увеличением коэффициента связи в ИЛПМ удается достичь значений мощности и эффективности генерации, типичных для традиционных лазеров на парах меди.

Индукционные лазеры на парах меди с кольцевым рабочим объемом могут иметь более высокие коэффициенты связи. В численных экспериментах, представленных выше, получены большие мощности излучения на уровне 100 Вт, значительные физические кпд порядка 5% и технические кпд в 1,5–3%. Проведенный нами анализ показывает, что в целом коаксиальные разрядные камеры с кольцевым рабочим объемом лучше подходят для создания на их основе ИЛПМ, чем камеры с цилиндрическим объемом.

Для определения перспективы создания эффективных ИЛПМ и использования их на практике необходимо детально исследовать работу таких лазеров и провести оптимизацию по основным задаваемым физическим и геометрическим параметрам для определения предельных выходных характеристик. Использование индукционной накачки, по всей вероятности, позволит решить задачу долговечности и надежности отпаянных лазерных элементов. Создание эффективных ИЛПМ значительно расширяет круг применений ЛПМ в промышленности, в прецизионной микрообработке материалов [19], в селективных технологиях, физических исследованиях, диагностике многофазных газовых потоков [28, 29], в медицине и т.п.

Авторы выражают благодарность В.М. Мхитаряну за помощь и интерес к работе.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ 14-02-92019ННС_а.

1. Батенин В.М., Бойченко А.М., Бучанов В.В., Казарян М.А., Климовский И.И., Молодых Э.И. Лазеры на самоограниченных переходах атомов металлов – 2. Т. 1. М.: Физматлит, 2009. 544 с.
2. Мхитарян В.М. Лазеры и источники излучения на основе индукционного разряда в среде // Лазер-Информ. 2004. № 15–16. С. 18–19.
3. Ражев А.М., Мхитарян В.М., Чуркин Д.С. FI-лазер в области 703–731 нм с возбуждением индукционным поперечным разрядом // Письма в ЖЭТФ. 2005. Т. 82, № 5. С. 290–294.
4. Ражев А.М., Чуркин Д.С. Индукционный ультрафиолетовый азотный лазер // Письма в ЖЭТФ. 2007. Т. 86, вып. 6. С. 479–483.
5. Razhev A.M., Mekhitarian V.M., Zhupikov A.A., Churkin D.S. Laser action on the F, He, Ne, Ar atoms and XeCl and XeF molecules excited by an inductive transverse discharge // Proc. SPIE. 2006. V. 6263. P. 8–17.
6. Ражев А.М., Чуркин Д.С., Жутиков А.А. Исследование УФ-излучения индукционного азотного лазера // Квант. электрон. 2009. Т. 39, № 10. С. 901–905.

7. Razhev A.M., Churkin D.S., Kargapol'tsev E.S. Pulsed IR inductive lasers // *Laser Phys.* 2014. V. 24. 074004. (5 p).
8. Манучарян Р.Г., Мхитарян В.М., Исаев А.А., Казарян М.А., Лябин Н.А., Азизбекян Г.А., Погосян Л.А. Возбуждение атомов меди импульсно-периодическим индукционным разрядом в парах CuBr // Сб. тезисов симпозиума «Лазеры на парах металлов (ЛПМ-2006)». Лоо, 25–29 сентября 2006 г. Ростов-на-Дону, 2006. С. 14.
9. Маликов М.М., Карпукхин В.Т., Казарян М.А. Численное моделирование возбуждения мощных лазеров на парах меди импульсно-периодическим индукционным разрядом // Сб. тезисов симпозиума «Лазеры на парах металлов (ЛПМ-2014)». Лоо, 22–26 сентября 2014 г. Ростов-на-Дону, 2014. С. 64–65.
10. Malikov M.M., Kazaryan M.A., Karpukhin V.T. On the Possibility of Efficient Pumping of Copper Vapor Lasers by a Pulse-Periodic Inductive Discharge // *Bulletin of the Lebedev Physics Institute.* 2015. V. 42, N 5. P. 138–143.
11. Калантаров П.Л., Цейтлин Л.А. Расчет индуктивностей: Справочная книга. Л.: Энергия. Ленингр. отделение, 1970. 416 с.
12. Попов В.П. Основы теории цепей. М.: Высшая школа, 2007. 576 с.
13. Директор Л.Б., Маликов М.М. Физическая модель и методика расчета параметров лазера на парах меди. Препринт №5-249 ИВТАН. М.: 1988. 52 с.
14. Маликов М.М. Экспериментальное и расчетно-теоретическое исследование физических процессов в лазерных системах на парах меди с целью улучшения удельных выходных характеристик: Дис. ... д.ф.-м.н. М., 2011. 332 с.
15. Direktor L.B., Karpukhin V.T., Malikov M.M. Thermophysical Model of Metal Vapor Lasers with Discharge Chambers of Cylindrical and Coaxial Geometry // *High Temp.* 2014. V. 52, N 3. P. 428–435.
16. Райзер Ю.П. Высокочастотный индукционный разряд высокого давления и безэлектродный плазматрон // *Успехи физ. наук.* 1969. Т. 99, вып. 4. С. 687–712.
17. Установки индукционного нагрева / Под ред. А.Е. Слухоцкого. Л.: Энергоиздат, 1981. 328 с.
18. Дресвин С.В. Основы теории и расчета высокочастотных плазматронов. Л.: Энергоатомиздат, 1991. 312 с.
19. Григорьянц А.Г., Казарян М.А., Лябин Н.А. Лазеры на парах меди: конструкция, характеристики и применения. М.: Физматлит, 2005. 312 с.
20. Климовский И.И., Селезнева Л.А. О некоторых особенностях работы схемы с резонансной перезарядкой накопительной емкости, используемой для возбуждения лазеров на самоограниченных переходах // *Теплофиз. высок. температур.* 1979. Т. 17, вып. 1. С. 27–30.
21. Исаев И.И., Лиммерман Г.Ю. Система питания импульсных лазеров на парах металлов // *Тр. ФИАН.* 1987. Т. 181. С. 164–179.
22. Vorovich V.L. Transverse-discharge copper-vapor laser. In *Metal Vapor Lasers and Their Applications. CIS Selected Papers* / Ed. by G. Petrash // *Proc. SPIE.* 1993. V. 2110, 46–63.
23. Батенин В.М., Бохан П.А., Бучанов В.В., Евтушенко Г.С., Казарян М.А., Карпукхин В.Т., Климовский И.И., Маликов М.М. Лазеры на самоограниченных переходах атомов металлов – 2. Т. 2. М.: Физматлит, 2011. 616 с.
24. Евтушенко Г.С., Шиянов Д.В., Губарев Ф.А. Лазеры на парах металлов с высокими частотами следования импульсов. Томск: Изд-во Том. политехн. ун-та, 2010. 276 с.
25. Солдатов А.Н., Федоров В.Ф., Юдин Н.А. Эффективность лазера на парах меди с частичным разрядом накопительной емкости // *Квант. электрон.* 1994. Т. 21, № 8. С. 733–734.
26. Батенин В.М., Климовский И.И., Морозов А.В., Селезнева Л.А. // V Всес. Симпоз. по распространению лазерного излучения в атмосфере. Томск, 1979. С. 121.
27. Васильев Л.А., Герц В.Е., Директор Л.Б., Качалов В.В., Маликов М.М., Менделеев В.Я., Ратников Г.Е., Рязанский В.М., Сокол Г.Ф., Соколов А.В., Татаринцев Л.В., Фомин В.А., Шпильрайн Э.Э. Лазер на парах меди с магнитным полем // *Теплофиз. высок. температур.* 1982. Т. 20, № 5. С. 995–997.
28. Varaksin A.Yu., Protasov M.V., Teplitskii Yu.S. About choice of particle parameters for visualization and diagnostics of free concentrated air vortices // *High Temp.* 2014. V. 52, N 4. P. 554–559.
29. Varaksin A.Yu. Clusterization of particles in turbulent and vortex two-phase flows // *High Temp.* 2014. V. 52, N 5. P. 752–769.

V.M. Batenin, M.A. Kazaryan, V.T. Karpukhin, N.A. Lyabin, M.M. Malikov, V.I. Sachkov. Excitation of coaxial copper vapor lasers by a pulse-periodical inductive discharge.

Results of numerical simulation of exciting a copper vapor laser (CVL) by a pulse-periodical inductive (electrodeless) discharge are presented. A variant of CVL with a ring active volume of the discharge chamber is studied. It is shown that such a chamber to a higher degree satisfies all the requirements for pumping by the inductive method than an ordinary cylindrical chamber. High output characteristics of lasing obtained in the numerical simulation confirm the possibility of CVL efficient pumping by the new inductive method.