



Отделение физических наук

**В.М. Батенин, В.Т. Карпухин,  
М.М. Маликов, И.Н. Феофанов**

**Особенности индукционной  
накачки лазеров  
на самоограниченных  
переходах**

Москва 2017

УДК 66.086.4  
ББК 32  
О75

ISBN 978–5–906906–29–8

© Российская академия наук, 2017  
© В.М. Батенин, В.Т. Карпухин,  
М.М. Маликов, И.Н. Феофанов, 2017

# Особенности индукционной накачки лазеров на самоограниченных переходах

В.М. Батенин<sup>1</sup>, В.Т. Карпухин<sup>1</sup>, М.М. Маликов<sup>1</sup>, И.Н. Феофанов<sup>2</sup>

<sup>1</sup> ФГБУН Объединенный институт высоких температур РАН (ОИВТ РАН),  
125412 Россия, Москва, ул. Ижорская, 13, стр. 2  
e-mail: mmalikov@oivtran.ru, м.т.: 8(916) 735-61-66  
<sup>2</sup>ФИАН, 119991 Россия, Москва, Ленинский пр-т, 53

**Аннотация.** *Представлены результаты численного моделирования возбуждения лазера на парах меди (ЛПМ) импульсно-периодическим индукционным (безэлектродным) разрядом. Исследован вариант ЛПМ с коаксиальной разрядной камерой. Показано, что коаксиальная 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, коаксиальная камера, численное моделирование, лазерная кинетика.

## 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 в [5-7] и других работах для накачки лазеров на атомарных и молекулярных рабочих средах. Впервые индукционный метод возбуждения лазера на парах меди 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 спектроскопические и электрические характеристики плазмы разряда. В данной статье приводятся результаты численного моделирования работы индукционного лазера на парах меди (ИЛПМ) с коаксиальной разрядной камерой. 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.

### **Физическая модель и постановка задачи**

Простейшая конструкция ИЛПМ с накачкой импульсно-периодическим индукционным разрядом представлена на рис. 1а. Накопительная емкость  $C_n$  разряжается через ключ на индуктор  $I$ , 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 радиуса  $r_1$  и внешней стенкой разрядной камеры 4 радиуса  $r_2$ . Импульсное магнитное поле индуктора вызывает появление вихревого электрического поля  $E_\phi(r,t)$  и азимутального тока проводимости в плазме рабочей смеси. При этом, индуктор рассматривается как первичная обмотка трансформатора (без сердечника), а плазменный виток как вторичная обмотка. Отличительной чертой ИЛПМ от индукционных лазеров [5-7] упомянутых выше является наличие 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  $\sim 1$  ом/см. Для возникновения инверсной заселенности рабочих уровней требуется очень быстро вводить электрическую

энергию в плазму за время  $\sim 10 - 100$  нс. Температура стенок 3 и 4 разрядной трубки должна составлять  $\sim 1900$  К, что необходимо для поддержания нужного давления паров меди. Давление буферного газа неона 0,1-1 атм.

На рис. 1б. 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  $R_{\text{кл}}(t)$  описывалось модельной функцией, позволявшей задавать как время коммутации, так и величину джоулевых потерь в первичной цепи трансформатора. При этом учитывалось омическое сопротивление  $R_1$  индуктора. Задавались начальное напряжение  $U_{\text{н}}(0)$  на накопительной емкости и индуктивность  $L_{\text{н}}$  цепи ключа.

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

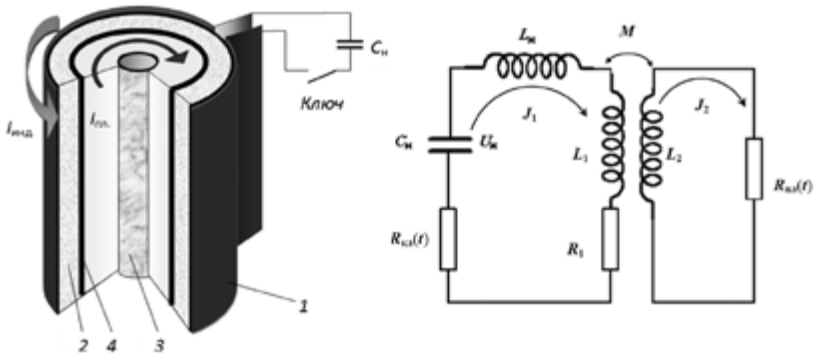


Рис. 1. а – конструкция ИЛПИМ с коаксиальной разрядной камерой, б – электрическая схема импульсно-периодической индукционной накачки.

$$\begin{aligned}
 U_{\text{н}} &= (L_{\text{н}} + L_1) \frac{dJ_1}{dt} - M \frac{dJ_2}{dt} - J_1 (R_{\text{н}}(t) + R_1) \\
 0 &= R_{\text{н}}(t) J_2 + L_2 \frac{dJ_2}{dt} - M \frac{dJ_1}{dt} \\
 \frac{dU_{\text{н}}}{dt} &= - \frac{J_1}{C_{\text{н}}}
 \end{aligned}
 \tag{1}$$

Сопротивление плазменного витка  $R_{\text{пл}}(t)$  зависит от удельной электрической проводимости  $\sigma(r,t)$  и распределения плотности тока в плазме по радиусу  $j(r,t)$ . Все эти величины включая и  $R_{\text{пл}}(t)$  круто изменяется в течение импульса возбуждения. Для нахождения  $R_{\text{пл}}(t)$ , необходимо систему уравнений (1) решать совместно с уравнениями, описывающими физические процессы и  $\sigma(r,t)$  в неравновесной плазме рабочего тела. Для этого использована разработанная ранее модель и программа расчета обычного ЛПМ [13-15]. Основу модели ЛПМ составляли уравнения, описывающие кинетику заселенностей возбужденных уровней атомов, концентрации электронов, баланса энергии электронов. Использовались уравнения развития 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 так же 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 цепи). Определялись мощность джоулевого тепловыделения, температура электронов и газа, мощность излучения и КПД лазера. Необходимо учесть, что в модели [13,14] уравнения записаны в нольмерном приближении, то есть все параметры плазмы, включая и  $\sigma(t)$ , усреднены по объему плазмы, а процессы переноса учтены приближенно. Поэтому в баланс энергии электронов подставляется величина средней удельной мощности джоулевого тепловыделения  $w$  равная:

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

(здесь  $V_p$  - рабочий объем). С другой стороны для того, что бы используя (2) установить связь между эффективным сопротивлением плазменного витка  $R_{\text{пл}}(t)$  и удельной средней 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  $E_{\phi}(r,t)$  в плазме имеет максимальное значение вблизи наружной стенки и спадает до нуля на его оси. В случае полого цилиндра (коаксиального плазменного объема - рис. 1а), в зазоре  $\Delta r_{\text{пл}}$  величина  $E_{\phi}(r)$  не падает до нуля на внутренней стенке ( $r=r_1$ ) и при слабом скин-эффекте ( $\delta \geq (r_2 - r_1)$ ), изменяется не очень сильно [17] (здесь  $\delta$  - глубина проникновения поля в проводящую среду). Таким образом, в коаксиальной разрядной камере 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 коаксиальной камеры позволяет так же существенно увеличить коэффициент связи  $K_{\text{св}}$  трансформатора.

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

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

Здесь  $\ell_{\text{тр}}$  - 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  $R_{\text{пл}}(t)$ , находят численными методами при совместном 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 нашей работе

мы ограничимся, как уже отмечалось выше, нульмерной моделью плазменных процессов и уравнениями (2), (3), связывающими проводимость плазмы с системой уравнений (1) электрической трансформаторной схемы.

В численных экспериментах рассмотрено два варианта конструкции ИЛПМ с коаксиальными камерами, отличающимися друг от друга размерами и различными коэффициентами связи  $K_{св}$  (см. табл.1). 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 оболочки  $\sim 10 \text{ см}$ , номинальное значения накопительной емкости  $C_n = 0,5 \text{ нф}$  и начальное напряжение на ней  $U_n(0) = 28 \text{ кВ}$ . Второй вариант отличается увеличенными геометрическими размерами, объемом коаксиальной разрядной камеры ( $V_p \approx 1410 \text{ см}^3$ ) и величинами накопительной емкости  $C_n$ . В обоих вариантах давление неона – 250 мм. рт. ст., температура внутренней стенки 4 (рис.1а) –  $T_4 = 1823 \text{ °К}$ , 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  $L_n$  цепи ключа задавалась равной  $0,5 \cdot L_1$ , сопротивление  $R_1$  первичной цепи трансформатора с учетом скин-эффекта для медного проводника порядка  $10^{-3} \text{ ом}$ . Коэффициент связи вычислялся по известной формуле  $K_{св} = M / \sqrt{L_1 L_2}$ . Длительность импульсов тока накачки  $\tau_{им}$  определялась в расчетах по моменту времени, при котором 98-99 % первоначальной (запасенной в  $C_n$ ) энергии переходило в джоулево тепло в плазме и на сопротивлениях первичной цепи и ключа. При этом использовалось уравнение баланса электрической энергии [12]:

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

Величина  $R_{кл}(t)$  подбирались такой, чтобы в первичной цепи и ключе терялось 30-40 %, а в плазме соответственно 70-60 % запасенной энергии. Такая пропорция является типичной при возбуждении традиционного ЛПМ с тиратронным ключом.



Таким образом, в численных экспериментах с индукционной накачкой обеспечивался импульсный удельный энерговклад в плазму примерно равный энерговкладу в обычном лазере на пара меди. Такой подход мы выбрали для объективного сравнения ЛПМ обоих типов. В данной работе рассматривается сплошной одновитковый индуктор, изображенный на рис. 1а

## Результаты численных экспериментов

В первом варианте ИЛПМ (см. табл.1) индуктор радиуса  $r_{\text{инд}}$  облегает непосредственно внешнюю оболочку активного элемент ЛТ-30Cu, а толщина тепловой изоляции  $\Delta r_{\text{ти}} = (r_{\text{инд}} - r_2)$  активного элемента уменьшена с 4 см до 2,5 см, при этом получается коэффициент связи  $K_{\text{св}}$ , равный 0,47. Отметим, что при использовании ЛТ-30Cu с обычным цилиндрическим рабочим объемом без изменения толщины теплоизоляции, величина  $K_{\text{св}}$  составляла всего лишь 0,18 [10]. Во втором варианте толщина теплоизоляции остается равной 2,5 см., но увеличены радиус индуктора  $r_{\text{инд}}$ , радиус коаксиального плазменного объема  $r_2$  и длина трубки (и индуктора)  $\ell_{\text{тр}}$ . Как видно из таблицы, это так же, приводит к росту  $K_{\text{св}}$  до величины равной 0,53.

Табл. 1. Варианты геометрических и электротехнических параметров ИЛПМ.

№ вар.	$r_1$ см	$r_2$ см	$\Delta r_{\text{ти}}$ см	$r_{\text{инд}}$ см	$\Delta r_{\text{ти}}$ см	$\ell_{\text{тр}}$ см	$V_p$ см <sup>3</sup>	$L_1$ нГн	$L_2$ нГн	$M$ нГн	$K_{\text{св}}$
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

Рассмотрим динамику процессов на примере первого варианта ИЛПМ с коаксиальной разрядной камерой (при  $U_{\text{н}}(0)=28$  кВ и  $C=0,25$  нф). На рис. 2 показаны типичные импульсы напряжения  $U_{\text{н}}(t)$  на накопительной емкости и тока  $J_1(t)$  в первичной цепи. На рис. 3 а,б, представлены импульсы тока  $J_2(t)$  во вторичной цепи (в плазменном витке), импульс активного напряжения  $U_{\text{тр.ак}} = J_2 \cdot R_{\text{пл}}(t)$  (при одном обходе по азимуту).

Видно, что токи и напряжения имеет 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/см<sup>2</sup>. Затухания  $U_{\text{тр.ак}}$  происходит значительно круче, чем затухание тока. Максимально-

## Особенности индукционной накачки лазеров на самоограниченных переходах

му значению  $U_{\text{др}}^{\text{ак}} = 3,1$  кВ соответствует эффективное вихревое электрическое  $E_{\text{эф}}^{\text{др}} \approx 180$  В/см. Отметим, что полученные величины  $j_{2\text{ср}}$  и  $E_{\text{эф}}^{\text{др}}$  примерно соответствуют типичным значениям плотности тока и электрического поля в разрядной плазме обычного ЛПИМ.

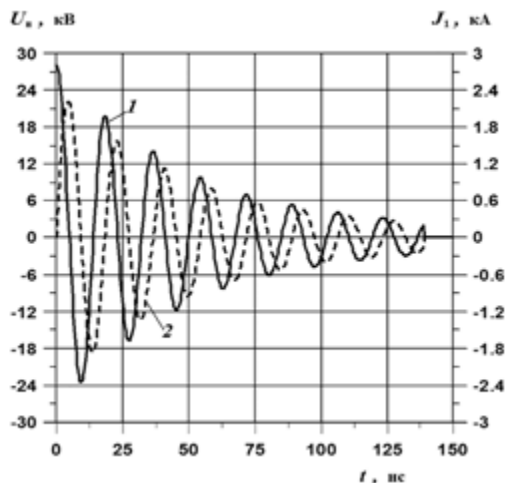


Рис. 2. Напряжение  $U_{\text{н}}$  – 1 и ток  $J_1$  – 2 в первичной цепи.

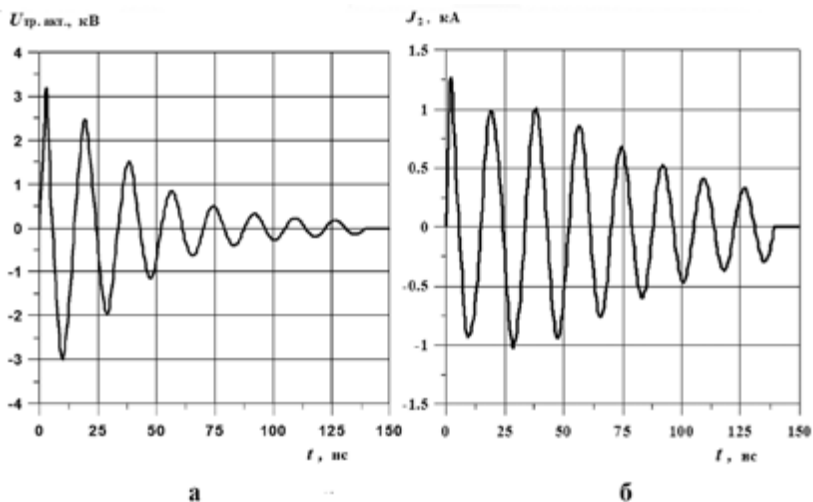


Рис. 3. а – импульс тока  $J_2$  в плазменном витке, б –  $U_{\text{тр.акт}}$  эффективное падение напряжения на сопротивлении  $R_{\text{пл}}$  при одном обороте плазменного витка.

Импульс мощности джоулевого тепловыделения в плазме  $W_j = J_2^2(t) \cdot R_{пл}(t)$  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 кривой  $R_{пл}(t)$  (рис. 4б) тоже наблюдаются небольшие пульсации. Медленный рост и плавный характер поведения  $n_e$  связан с тем, что характерное время развития ионизации рабочей смеси значительно превышает период колебаний  $W_j$  и  $T_e$ .

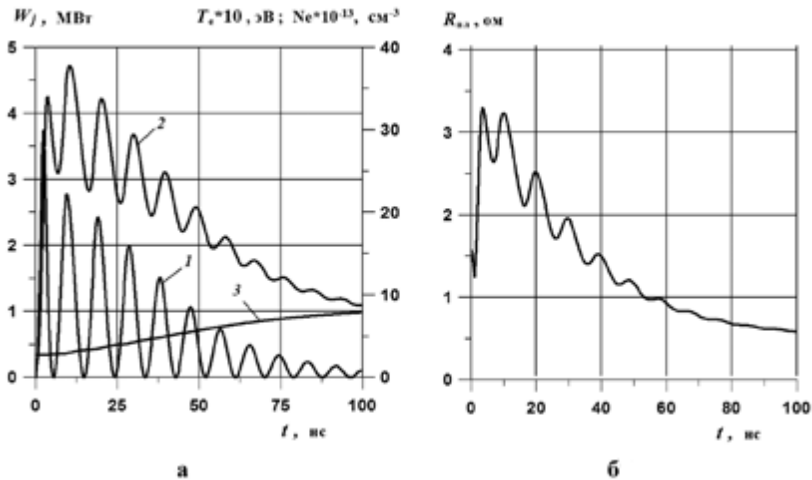


Рис. 4. а – параметры импульса возбуждения: 1 –  $W_j$ , 2 –  $T_e$ , 3 –  $n_e$ ; б – сопротивление плазменного витка  $R_{пл}$ .

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

Динамика концентраций верхних резонансных  $n_r$  и нижних метастабильных  $n_m$  возбужденных уровней лазерного перехода для

## Особенности индукционной накачки лазеров на самоограниченных переходах

двух линий генерации 0,51 мкм и 0,578 мкм представлена на рис. 6а. Поведение инверсии заселенностей  $D = (n_r - n_m g_r / g_m)$ , (здесь  $g_r$  и  $g_m$  - статистические веса), показано на рис. 6б. В момент времени  $t \approx 15$  нс, соответствующий началу лазерной генерации, наблюдается типичные резкие спады  $n_r$ ,  $D$  и подъем  $n_m$ . При  $15 \leq t \leq 17$  нс в период развитого импульса излучения величина инверсии  $D$  мала, что соответствует генерации в режиме насыщенной мощности. В отличие от обычного ЛППМ в этот период времени на плато наблюдаются небольшие колебания  $D$ , что можно объяснить пульсациями температуры электронов (см. рис. 4 а).

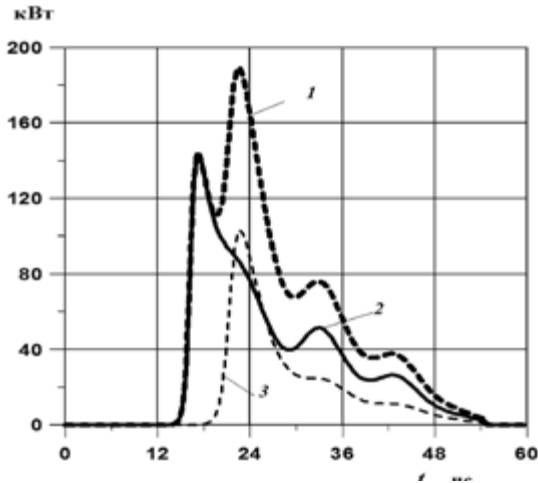


Рис. 5. Импульсы мощности генерации лазера: 1 – на сумме двух длин волн, 2 – 0,51 мкм, 3 – 0,578 мкм.

Для второго варианта параметров ИЛППМ (см. табл. 1.) расчет динамики во времени всех выше перечисленных физических величин дает аналогичную картину. На рис. 7 представлены зависимости средней мощности излучения  $W_{\text{ср}}$  (суммарной по двум линиям излучения) от начального напряжения  $U_{\text{н}}(0)$  на накопительной емкости и от величины этой емкости  $C_{\text{н}}$  для обоих вариантов. Мощность  $W_{\text{ср}}$  во втором варианте, существенно выше, чем в первом варианте (примерно пропорционально увеличению рабочего объема ИЛППМ).

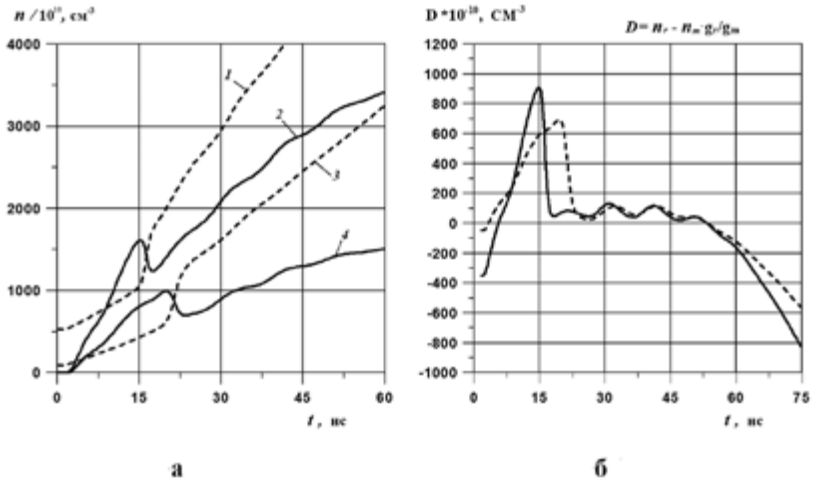


Рис. 6. а – динамика концентраций возбужденных уровней: 1 – нижний  $n_m$ , 2 – верхний  $n_u$  уровни, генерация ИЛПМ на длине волны 0,51 мкм, 3, 4 – тоже на длине 0,578 мкм; б – динамика инверсии  $D$ : сплошная для – 0,51 мкм, пунктир – 0,578 мкм.

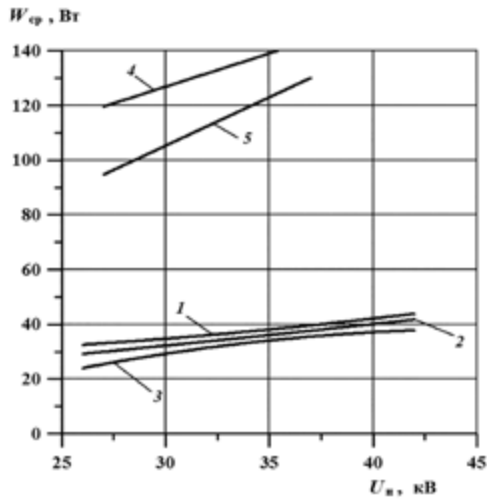


Рис. 7. Средняя мощность генерации  $W_{\text{ср}}$ . Вариант № 1,  $C_n$  равно: 1 – 0,5; 2 – 0,35; 3 – 0,25 нф. Вариант № 2,  $C_n$  равно: 4 – 0,8; 5 – 1,5 нф.

## Особенности индукционной накачки лазеров на самоограниченных переходах

Из рис. 7 так же видно, что средние мощности повышаются с ростом  $U_n(0)$  и  $C_n$ , в то время как физический  $\eta_f$  и технический  $\eta_t$  кпд лазера падают - рис.8аб. Здесь  $\eta_f$  определяется как отношение энергии импульса излучения лазера к электрической энергии, вложенной в плазму к моменту окончания импульса генерации. Величина  $\eta_t$  определяется как отношение энергии импульса излучения к начальной энергии, запасенной в накопительной емкости  $C_n$ . Максимальное значение  $W_{cp}$  во втором варианте составило 140 Вт, а в первом 37,5 Вт. Максимальные значения кпд в обоих вариантах достигали  $\eta_f \approx 5-5,5\%$ ,  $\eta_t \approx 2,7-3,1\%$  при меньших средних мощностях.

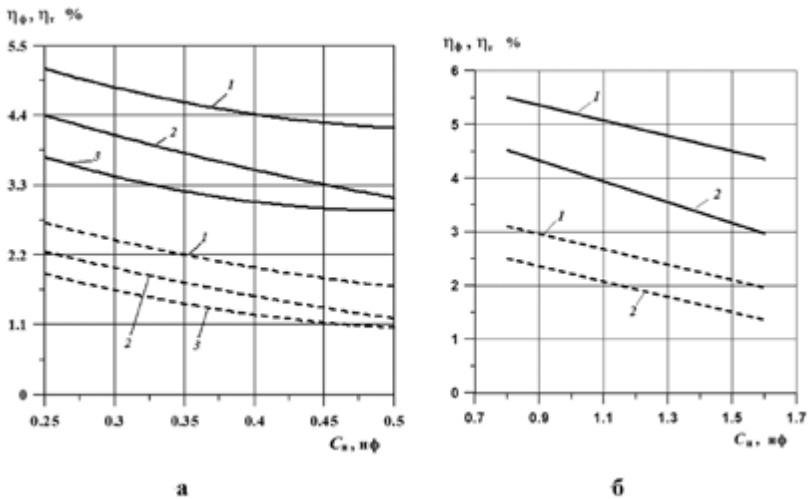


Рис. 8. Зависимость физического  $\eta_f$  (сплошная) и технического  $\eta_t$  (пунктир) кпд: а – вариант № 1; б – вариант № 2; при  $U_n(0)$  равным: 1 – 28, 2 – 35, 3 – 40 кВ.

С ростом величины  $C_n$  происходит снижение частоты колебаний  $f_{цуг}$  в цугах, а так же наблюдается увеличение длительности импульса тока  $\tau_{им}$  и времени выделения джоулевого тепла в плазме  $\tau_{дж}$  – рис. 9 а, б.

## Обсуждение результатов

Приведенные расчеты и результаты [10] показывают, что при индукционном методе возбуждения ЛПМ импульс тока накачки

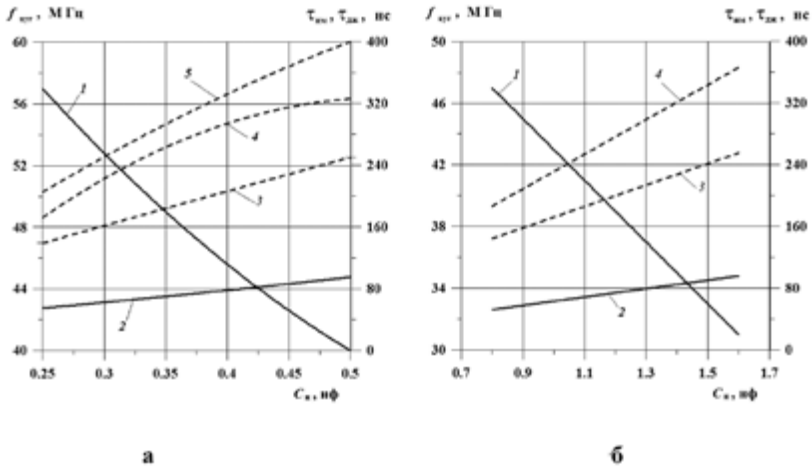


Рис.9. а – вариант № 1, б – вариант № 2: 1 –  $f_{\text{цир}}$ , 2 –  $\tau_{\text{дж}}$ ;  $\tau_{\text{им}}$  при  $U_{\text{н}}(0)$  равным: 3 – 28, 4 – 35, 5 – 40 кВ.

представляет собой цуг высокочастотных колебаний с периодом 10-30 нс, в то время как в обычном ЛПМ импульс тока имеет форму близкую к форме аperiодического разряда с длительностью 150-200 нс. Высокая частота колебаний тока обусловлена тем, что индуктивность плазменного витка, индуктивность индуктора и коэффициент взаимной индукции на два-три порядка меньше индуктивности разрядной цепи в традиционном ЛПМ с продольным разрядом между электродами (при одинаковых  $V_p$ ). Отметим также, что и эффективное сопротивление плазмы  $R_{\text{пл}}$  примерно на два порядка меньше чем сопротивление продольного разряда в обычном ЛПМ (при одинаковых значениях  $\sigma$ ). Последнее связано с большим поперечным сечением азимутального тока и малой длиной вдоль тока (при одном обходе по азимуту). По этим параметрам рассматриваемые коаксиальные ИЛПМ стоят скорее ближе к так называемым ЛПМ с поперечным разрядом (см. например [20]).

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 течении импульса тока  $\tau_{\text{им}}$ . 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 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  $R_{\text{пл}}(t)$  на начальном этапе (см. рис. 4 б) от 1,5 ом ( $t \approx 0$ ) до 3,3 ом ( $t \approx 5$  нс). Это увеличение сопротивления связано с ростом частоты упругих столкновений электронов с атомами неона в следствие резкого повышения  $T_e$ . На этом интервале времени  $n_e$  (рис. 4 а) не успевает значительно вырасти и ослабить рост  $R_{\text{пл}}(t)$ . В обычных ЛПМ с большой длительностью переднего фронта импульса тока подобные эффекты не проявляются столь сильно.

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

Расчеты показали, что в обоих вариантах (табл. 1) ИЛПМ средняя по рабочему коаксиальному объему температура газа не превышала 2073 °К, температура центральной вставки 3 (рис. 1) составляла  $\sim 1890$  °К, а максимальная температура в середине коаксиального зазора  $\Delta r_{\text{пл}}$  достигала 2200 °К, что приемлемо для работы ЛПМ. Тепловой поток на внутреннюю стенку 4 равен полной средней электрической мощности  $\langle W_j \rangle$ , вводимой в рабочий объем. Для обеспечения сброса такого теплового потока через теплоизоляционный слой в 2,5 см при  $T_4 = 1823$  °К, и тем-



пературе 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. Поэтому все процессы, происходящие в плазме нужно рассматривать, в принципе, с учетом влияния магнитного поля  $H$  на процессы переноса, электропроводность и учитывать зеемановское расщепление спектральных линий. Однако в рассмотренных вариантах магнитное поле, создаваемое индуктором невелико. Специфика ЛПМ заключается в том, что удельные импульсные энергоклады в плазму должны быть небольшими, так что бы не вызывать значительную ионизацию рабочей смеси [19, 21]. Соответственно ограничена и начальная запасенная энергия в накопительной емкости, точнее  $\check{N}_i \cdot U_i^2(0) / (2\pi r_{\text{вн}}^2 \ell_{\text{д}})$ . 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 (не зависимо 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  $\sigma$  и на баланс энергии электронов можно пренебречь. Как показывают эксперименты, проведенные с плазмой ЛПМ в магнитном поле [22, 23] и расчеты [14, 21] зеемановское расщепление рабочих (лазерных) уровней при этих  $H$  незначительное и не влияет на генерацию лазерного излучения.

## Заключение

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

ИЛПМ с коаксиальными разрядными камерами 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%. Эти расчетные кпд заметно превосходят кпд обычных серийных ЛПМ, работающих на чистых смесях меди и неона. Проведенный в работе анализ показывает, что в целом коаксиальные разрядные камеры лучше подходят для создания на их основе ИЛПМ, чем цилиндрические камеры.

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 расширит круг применений ЛПМ в промышленности, в прецизионной микрообработке материалов [19], в селективных технологиях, физических исследованиях, диагностике многофазных газовых потоков [24, 25], в медицине и т.п.

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

## Список литературы

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. В.М. Мхитарян, Лазер – Информ, № 15–16. С. 18 (2004).
3. А. М. Ражев, В. М. Мхитарян, Д. С. Чуркин. Письма в ЖЭТФ 82, 290 (2005).
4. А.М. Ражев, Д.С. Чуркин. Письма в ЖЭТФ 86, 479 (2007).
5. А.М. Razhev, V.M. Mekhitarian, A.A. Zhurikov, D.S. Churkin. Proc. SPIE 6263, 8 (2006)
6. А.М. Ражев, Д.С. Чуркин, А.А. Жуников. Квантовая электроника 39, 901 (2009)
7. А.М. Razhev, D.S. Churkin and, E.S. Kargapol'tsev. Laser Phys. 24, 074004 (5pp) (2014)
8. Р.Г. Манучарян, В.М. Мхитарян, А.А. Исаев, М.А. Казарян и др., Сб. тезисов симпозиума «Лазеры на парах металлов (ЛПИМ-2006)», Ростов-на-Дону, с. 14 (2006).
9. М.М. Маликов, В.Т. Карпунин, М.А. Казарян. Сб. тезисов симпозиума «Лазеры на парах металлов (ЛПИМ-2014)», Ростов-на-Дону, с. 64 (2014)
10. М.М. Маликов, М.А. Казарян, В.Т. Карпунин. О возможности эффективной накачки лазеров на парах меди импульсно-периодическим индукционным разрядом // Краткие сообщения по физике, .... (2015)
11. П.Л. Калантаров, Л.А. Цейтлин. Расчет индуктивностей. – Л.: Энергия, 1970.
12. В.П. Попов. Основы теории цепей. – М.: Высш. Шк. 2007
13. Л. Б Директор, М. М Маликов. Физическая модель и методика расчета параметров лазера на парах меди. Препринт № 5 –249 ИВТАН. –М., 1988. –52 с.
14. М.М. Маликов. «Экспериментальное и расчетно-теоретическое исследование физических процессов в лазерных системах на парах меди с целью улучшения удельных выходных характеристик» Диссертация на соискание ученой степени д.ф.-м.н. Москва, 2011.
15. L.B. Direktor, V.T. Karpukhin and M.M. Malikov. High Temperature, 52, 428, (2014).
16. Ю.П. Райзер. Высокочастотный индукционный разряд высокого давления и безэлектродный плазмотрон. // Успехи физических наук 99, 687, (1969)
17. Установки индукционного нагрева. Под ред. А.Е. Слухоцкого. Л.: – ЭНЕРГОИЗДАТ. 1981
18. С.В. Дресвин. Основы теории и расчета высокочастотных плазмотронов. Л.: – ЭНЕРГОАТОМИЗДАТ, 1991.
19. А.Г. Григорьянц, М.А. Казарян, Н.А. Лябин. Лазеры на парах меди: конструкция, характеристики и применения. – М.: Физматлит, 2005. –312 с.

20. *Borovich B.L.* Transverse-discharge copper-vapor laser. In *Metal Vapor Lasers and Their Applications*. CIS Selected Papers. G. Petrash Editor. // Proc. SPIE. 1993. V. 22110. P. 46–63.

21. Батенин В.М., Бохан П.А., Бучанов В.В., Евтушенко Г.С., Казарян М.А., Карпухин В.Т., Климовский И.И., Маликов М.М. Лазеры на самоограниченных переходах атомов металлов – 2 (М.: ФИЗМАТЛИТ, 2011, т.2).

22. Батенин В.М., Климовский И.И., Морозов А.В., Селезнева Л.А. Спектрально-временные характеристики индуцированного излучения лазера на парах меди. Тр. V Всес. Симпозиума по распространению лазерного излучения в атмосфере. С. 121-125. – Томск, 1979.

23. 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. // *Теплофизика высоких температур*. 1982. Т. 20. № 5. С. 995–997.

24. *A.Yu. Varaksin, M.V. Protasov, Yu.S. Teplitskii.* *High Temperature*, 52, 554, (2014).

25. *A.Yu. Varaksin.* *High Temperature*, 52, 753, (2014).



Отделение физических наук

В.М. Батенин, В.Т. Карпухин,  
М.М. Маликов, И.Н. Феофанов

**Особенности индукционной накачки лазеров  
на самоограниченных переходах**

Формат 60 x 84/16  
Гарнитура Таймс  
Усл. печ. л. 1,2. Усл. изд. л. 0,7  
Тираж 20 экз.

Издатель – Российская академия наук

Подготовлено к печати  
Управлением научно-издательской деятельности РАН

Отпечатано на оборудовании Управления делами РАН

Издано в авторской редакции

Издается в соответствии с распоряжением  
президиума Российской академии наук  
от 24 октября 2017 г. №10106-765,  
распространяется бесплатно.