

На правах рукописи

***ЮДИН НИКОЛАЙ АЛЕКСАНДРОВИЧ***

**ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В АКТИВНЫХ СРЕДАХ ЛАЗЕРОВ  
НА САМООГРАНИЧЕННЫХ ПЕРЕХОДАХ В ПАРАХ МЕТАЛЛОВ  
И ИХ ВЗАИМОСВЯЗЬ С ПАРАМЕТРАМИ РАЗРЯДНОГО КОНТУРА**

*специальность: 01.04.21 – лазерная физика*

**АВТОРЕФЕРАТ**  
**диссертации на соискание ученой степени**  
**доктора физико-математических наук**

**Томск – 2009**

Работа выполнена в Томском государственном университете,  
Институте оптики атмосферы СО РАН (г. Томск),  
Институте физики полупроводников СО РАН (г. Новосибирск).

Научный консультант: доктор физико-математических наук,  
Солдатов Анатолий Николаевич

Официальные  
оппоненты: доктор физико-математических наук,  
Соломонов Владимир Иванович  
доктор физико-математических наук,  
Сорокин Александр Разумникович  
доктор физико-математических наук,  
Тарасенко Виктор Федотович

Ведущая организация:  
Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО  
РАН, г. Новосибирск

Защита состоится “8” апреля 2010 г. в 14 час. 30 мин. на заседании диссертационного Совета Д 212.267.04 при Томском государственном университете (634050, г. Томск, пр. Ленина, 36)

С диссертацией можно ознакомиться в Научной библиотеке Томского государственного университета

Автореферат разослан “\_\_\_” декабря 2009 г.

Ученый секретарь диссертационного Совета

Пойзнер Б.Н.

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Диссертация посвящена исследованию частотно-энергетических характеристик лазеров на самоограниченных переходах атомов металлов, повышению надежности работы лазеров, их срока службы и определению оптимальных условий накачки активной среды при газоразрядном способе возбуждения.

**Актуальность темы.** Лазеры на самоограниченных переходах атомов металлов (ЛПМ) – лазеры, инверсная заселенность в которых возникает между резонансными и метастабильными уровнями атомов и ионов металлов в период ионизационной неравновесности плазмы, являются одним из наиболее эффективных источников излучения в видимой области спектра среди газовых лазеров. Существенный прогресс в развитии ЛПМ, наметился благодаря реализации саморазогревного способа получения паров за счет диссипации энергии импульсно - периодического разряда с высокой частотой следования импульсов (ЧСИ) возбуждения. Простота и надежность высокотемпературной техники, созданной на этом принципе, позволили реализовать практический КПД ЛПМ  $\sim 1\%$  и существенно повысить как импульсную, так и среднюю мощности генерации. Однако потребности таких областей науки и техники, как зондирование атмосферы, локация и связь, лазерная обработка материалов, лазерная фотохимия, лазерное разделение изотопов и др., по-прежнему стимулируют работы по созданию эффективных лазеров видимого диапазона. Саморазогревной режим работы, в его классическом варианте, позволил улучшить выходные параметры ЛПМ, но не исчерпал их потенциала по повышению эффективности, которая составляет по оценкам  $\sim 10\%$ , средней мощности  $\sim 1 \text{ Вт/см}^3$  и ЧСИ генерации  $> 100 \text{ кГц}$  [1-4]. Возможность достижения вышеперечисленных параметров в газоразрядных трубках (ГРТ) с малым рабочим объемом экспериментально была показана в работах А.Н. Солдатова и И.И. Климовского.

Для эффективной накачки ЛПМ, как хорошо известно, необходимо формировать импульс возбуждения с крутым фронтом и длительностью импульса соизмеримой со временем существования инверсии [1-5]. Реальные условия накачки существенно отличаются от идеальных условий возбуждения (прямоугольный импульс возбуждения), что накладывает определенные ограничения на частотно-энергетические характеристики (ЧЭХ) лазеров. Экспериментально наблюдаемые зависимости позволили П.А. Бохану и др. сделать заключение, что одной из основных причин ограничения ЧЭХ рассматриваемого класса лазеров при газоразрядном способе возбуждения является наличие индуктивной составляющей в разрядном контуре лазера. Это не позволяет быстро разогревать предимпульсные электроны ( $n_{e0}$ ), что приво-

дит к заселению метастабильных состояний на фронте импульса возбуждения и к перераспределению скоростей заселения лазерных уровней в пользу метастабильных с ростом  $n_{e0}$ . В тоже время, исходя также из наблюдаемых экспериментальных зависимостей, Г.Г. Петраш и др. обуславливают ограничения ЧЭХ ЛПМ медленной релаксацией метастабильных состояний в межимпульсный период. Очевидно, что существующая неоднозначность интерпретации экспериментальных результатов не позволяет, с одной стороны, однозначно оценить энергетический потенциал активной среды ЛПМ и возможные практические пути его реализации, а с другой стороны, указывает на возможность неоднозначного проявления механизма ограничения ЧЭХ ЛПМ, в зависимости от условий накачки. Последнее предположение обусловлено следующим. Всегда полагалось, что развитие разряда в активных средах с высокой проводимостью плазмы осуществляется без стадии пробоя. Поэтому эквивалентную схему разрядного контура в модельных расчетах представляют в виде активной и индуктивной составляющих импеданса ГРТ, параллельно которым подключена обостряющая емкость. Однако данная эквивалентная схема применима только для анализа процессов в ГРТ с электродами расположенными в горячей зоне разрядного канала. Впервые о наличии пробоя в активных средах с высокой проводимостью плазмы указано в [6]. Проведенный в [7] анализ показал, что в типичных условиях работы ЛПМ сопротивление разряда в его начальной стадии определяется в основном не проводимостью нагретой активной части ГРТ, где  $n_{e0}$  может быть велико, а процессами на электродах и в холодных приэлектродных областях. Это дает основание предположить [7], что в концевых зонах к приходу следующего импульса возбуждения плотность электронов мала, сопротивление, соответственно, велико, и в этих зонах происходит пробой с образованием катодного слоя с большим падением напряжения и контрагированием разряда. В этом случае должны изменяться как эквивалентная схемы разрядного контура так и, соответственно, кинетика процессов в разрядном контуре и активной среде ЛПМ. Вышесказанное дает основание предположить наличие дуализма кинетики процессов ЛПМ в зависимости от расположения электродов в горячей зоне разрядного канала или холодных буферных зонах ГРТ.

В соответствии с вышесказанным, **общей задачей диссертационной работы** являлось выяснение закономерностей формирования инверсной населенности в активной среде лазеров на парах металлов и физических причин ограничения частотно-энергетических характеристик, а также разработка способов эффективной накачки активной среды лазеров на самоограниченных переходах атомов металлов.

Ее конкретная реализация предполагала решение таких самостоятельных вопросов, как:

1. Экспериментальное исследование процесса ступенчатой ионизации с верхних лазерных уровней и его влияния на формирование инверсной населенности.
2. Изучение механизма влияния предимпульсных параметров плазмы на энергетические характеристики лазеров.
3. Исследование причин, приводящих к ограничению частоты следования импульсов генерации, и на их основе уточнение принципов управления характеристиками излучения лазеров.
4. Определение параметров накачки, оптимальных для эффективного возбуждения активной среды.

**Методы исследований.** В качестве методов исследований в работе принят физический эксперимент с использованием методов численного расчета изучаемых физических процессов в условиях идеальной накачки (прямоугольный импульс возбуждения), а процессов в контуре, исходя из анализа экспериментальных данных с привлечением теории нелинейных электрических цепей.

**Научные положения, выносимые на защиту:**

1. В импульсных лазерах на самоограниченных переходах атома меди из-за высокой скорости процесса ступенчатой ионизации с резонансных уровней и наличия вынужденных переходов наблюдается оптогальванический эффект, проявляющийся в уменьшении тока разряда и обратного напряжения на аноде тиратрона при возникновении светового поля в резонаторе. При этом обобщенная константа ступенчатой ионизации с резонансных уровней атома меди оценивается значением  $\langle \sigma v \rangle \sim (1,9 \div 3,9) \cdot 10^{-7} \text{ см}^3 \text{ сек}^{-1}$ . Высокая скорость ступенчатой ионизации не только определяет насыщение населенности резонансных уровней в импульсе возбуждения, но и обуславливает снижение эффективности накачки активной среды с ростом предимпульсной концентрации электронов.
2. Накачка активной среды происходит после пробоя промежутка “плазма – анод” в случае расположения электродов в холодных буферных зонах газоразрядной трубки (ГРТ). Момент начала пробоя определяется прекращением токов смещения зарядов в процессе зарядки от накопительного конденсатора всех емкостных составляющих разрядного контура в условиях, когда импеданс активной среды до момента пробоя проявляет себя как система с сосредоточенными параметрами. Скорость нарастания напряжения на плазме определяется временем развития пробоя промежутка “плазма – анод”. Импеданс

данс активной среды с момента пробоя проявляет себя как система с сосредоточенными параметрами только в случае, когда время развития пробоя превышает время распространения электромагнитного поля в активной среде. В противоположном случае импеданс активной среды с момента пробоя проявляет себя как система с распределенными параметрами.

3. Величина инверсной населенности определяется энерговкладом от трех параллельных контуров возбуждения, образованных собственной емкостью ГРТ, обостряющим и накопительным конденсаторами, при условии, что время развития пробоя промежутка “плазма – анод” превышает время распространения электромагнитного поля в активной среде лазера. При этом:

– собственная емкость ГРТ определяет обострение тока на фронте импульса возбуждения и является источником подогрева электронов в межимпульсный период;

– к числу основных факторов, ограничивающих энергию импульса генерации, относятся также эмиссионная способность катода электронных ламп и допустимая скорость нарастания тока в тиратроне;

– энергозатраты на формирование инверсии в активной среде снижаются в режиме двухимпульсного возбуждения, когда первым импульсом формируется оптическое поле в резонаторе, а вторым – его усиление.

4. Время развития пробоя определяется временем прохождения промежутка “плазма – анод” электроном, стартовавшим из плазмы на анод с момента пробоя. В случае перехода электронов в режим убегания, когда граничное значение напряженности поля  $E_{cr}$  для пробоя соответствует условию  $\alpha_i(E_{cr}, N_{He})d = 1$  ( $\alpha_i$  – таунсендовский коэффициент размножения электронов,  $d$  – расстояние между разрядным каналом и анодом ГРТ,  $N_{He}$  – концентрация буферного газа в промежутке “плазма – анод”), величина инверсной населенности в лазере на парах стронция определяется энерговкладом собственной емкости ГРТ с эффективностью генерации  $\sim 6-8\%$ . При этом формируется однородное распределение излучения лазера по сечению разрядного канала, энергоъем растет пропорционально объему активной среды и в парогазовой смеси (Sr + He + Ne) наблюдается одновременная генерация на самоограниченных переходах SrI и SrII, атома гелия ( $2^1P_1 - 2^1S_0$ ) –  $\lambda = 2058$  нм и переходах  $2s - 2p$  атома неона. Средняя мощность генерации на  $\lambda = 2058$  нм атома гелия  $\sim 15-20\%$  от суммарной средней мощности генерации на всех линиях.

5. Критическая населенность метастабильных состояний  $N_{mcr}$ , при которой инверсия в активной среде не возникает, определяется как сумма предым-

пульсной плотности метастабильных состояний  $N_{m0}$  и заселенности метастабильных состояний  $N_{mf}$  на фронте импульса возбуждения в течение времени разогрева электронов до критической температуры, при которой скорость заселения верхних лазерных уровней начинает превышать скорость заселения нижних уровней. Это определяет два предельных случая ограничения частотно-энергетических характеристик лазеров, а именно:

- $N_{mf}$  является определяющим фактором ограничения в случае расположения электродов в горячей зоне разрядного канала ГРТ;
- $N_{m0}$  является определяющим фактором ограничения в случае расположения электродов в холодных буферных зонах ГРТ.

В этих условиях изменение населенности метастабильных состояний через подогрев электронов определяет минимальные энергозатраты на управление характеристиками лазерного излучения. Данный метод управления не эффективен для лазерных переходов с квантовым КПД  $< 20\%$ .

#### **Достоверность научных положений подтверждается:**

1. Совпадением полученного значения константы скорости ступенчатой ионизации с резонансного уровня  $\text{CuI}$  с расчетными значениями [9].
2. Совпадением экспериментальных результатов с расчетными, а также с оценками и экспериментальными данными, полученными другими авторами [6-7, 13].
3. Экспериментально наблюдаемыми зависимостями частотно-энергетических характеристик лазеров на самоограниченных переходах, полученными другими авторами [1-4], а также прямыми измерениями временного хода населенности рабочих уровней [11].
4. Экспериментально наблюдаемыми зависимостями энергетических характеристик лазера на парах стронция в условиях накачки, соответствующих критерию перевода электронов в режим убегания [12, 16] в промежутке “плазма – анод”.
5. Экспериментально наблюдаемыми зависимостями энергетических характеристик лазеров, полученными другими авторами: в случае расположения электродов в горячей зоне разрядного канала [8, 17]; в случае расположения электродов в холодных буферных зонах [1-4, 11].

#### **Новизна защищаемых положений:**

1. Обнаружен (1999 г.) оптогальванический эффект в лазере на парах меди. Дано объяснение (2004 г.) снижению эффективности накачки с увеличением предимпульсной концентрации электронов.
2. Установлена зависимость (2007-2008 гг.) изменения эквивалентной схемы ГРТ от расположения электродов. Обнаружен момент начала накачки актив-

ной среды в случае расположения электродов в холодных буферных зонах ГРТ. Предложена интерпретация импеданса активной среды как системы с сосредоточенными или распределенными параметрами в зависимости от времени развития пробоя.

3. Выявлена (2008-2009 г.) роль собственной емкости ГРТ в обострении фронта импульса возбуждения и подогреве электронов в межимпульсный период. Подтверждается полученными патентами РФ (№2242828; №2288536)

4. Обнаружены (2008-2009 гг.) факторы определяющие время развития пробоя, а также величину инверсной населенности.

5. Показаны (1997-2008 гг.) два предельных случая ограничения частотно-энергетических характеристик лазеров, которые возникают в зависимости от расположения электродов в ГРТ. Определен фактор, позволяющий управлять характеристиками лазерного излучения с минимальными энергозатратами. Оригинальность технических решений подтверждается полученными авторскими свидетельствами СССР (№1101130; №1253397; №1676410), патентами РФ (№2082263; №2230409; №2237955; №2254651).

**Научная значимость защищаемых положений:**

1. Дано объяснение снижению эффективности накачки с увеличением предымпульсной концентрации электронов.

2. Исходя из физических представлений о процессах в разрядном контуре лазеров на парах металлов, найден путь преобразования эквивалентной схемы ГРТ в зависимости от расположения электродов. Определен момент начала накачки активной среды в случае расположения электродов в холодных буферных зонах ГРТ. Предложена интерпретация импеданса активной среды как системы с сосредоточенными или распределенными параметрами в зависимости от времени развития пробоя.

3. Определен источник подогрева электронов в межимпульсный период, снижающий скорость релаксации метастабильных состояний. Определены условия его возникновения и причины, обуславливающие неоднозначность масштабирования энергетических характеристик лазерного излучения с изменением геометрических размеров и диэлектрических характеристик разрядного канала ГРТ.

4. Показан путь реализации сверхбыстрого пробоя промежутка “плазма – анод” ГРТ, в условиях которого реализуются высокие энергетические параметры активной среды лазеров на парах металлов, что значительно изменяет представления о перспективности газоразрядного способа возбуждения.



5. Определены два предельных случая ограничения частотно-энергетических характеристик лазеров, которые возникают в зависимости от расположения электродов в ГРТ.

**Практическая значимость заключается в следующем:**

1. Физически обоснована техническая возможность повышения эффективности накачки в условиях высокой скорости ступенчатой ионизации с резонансных уровней за счет снижения энергозатрат на формирование инверсии.

2. Обоснована необходимость учета в модельных расчетах условия того, что эквивалентная схема ГРТ зависит от расположения электродов, геометрических размеров и диэлектрических характеристик разрядного канала. При этом законы Ома и Кирхгофа применимы только в случае, когда импеданс активной среды проявляет себя как система с сосредоточенными параметрами. Показано, что активную среду необходимо рассматривать как длинную линию в случае распределенных параметров ее импеданса.

3. Разработан ряд рекомендаций:

– при оптимизации параметров накачки необходимо учитывать, что собственная емкость ГРТ имеет пренебрежимо малую величину при малых диаметрах разрядного канала. В этих условиях отсутствует источник подогрева электронов в межимпульсный период, а формирование инверсии осуществляется внешними контурами – обостряющей емкостью и накопительным конденсатором. Это обуславливает неоднозначность масштабирования энергетических характеристик лазерного излучения с изменением геометрических размеров и диэлектрических характеристик разрядного канала ГРТ;

– в режиме двухимпульсного возбуждения реализуется возможность повышения до ~ 80% и более эффективности преобразования излучения лазера в пучок с дифракционной расходимостью и управления энергией импульса генерации без нарушения теплового режима работы лазера;

– срок службы тиратрона соответствует паспортным значениям при величине обратного напряжения < 3 кВ. Снизить величину обратного напряжения на аноде тиратрона в оптимальных условиях накачки можно за счет увеличения давления буферного газа и используя, в качестве контура накачки, систему связанных контуров.

4. Найдены условия, при которых величина инверсной населенности определяется энергокладом собственной емкости ГРТ.

5. Предложена методика и определены условия реализации одновременной генерации на всех компонентах парогазовой смеси активной среды лазера, что определяет принципиальную возможность создания многоволновых лазерных источников излучения.

6. Найдены условия, определяющие принципиальную возможность оперативного управления параметрами генерации, и установлены границы их применимости.

7. Предложена методика синхронизации работы тиратронов типа ТГИ в системах “задающий генератор – усилитель” с нестабильностью  $\sim 1$  нс.

8. Уточнена методика измерения концентрации электронов в ближнем послесвечении разряда лазеров на парах металлов по штарковскому уширению линии водорода  $H_{\beta}$ .

**Внедрение результатов диссертации и предложения по дальнейшему их использованию:**

Разработаны:

- Серия малогабаритных лазеров на парах меди со встроенным нагревателем в ГРТ “Милан-М”, “Милан-М/2Е”, работающих в широком диапазоне частот следования импульсов генерации со стабилизацией теплового режима работы и возможностью работы лазера в дежурном режиме. На базе этих лазеров разработаны лазерные створные маяки “Радуга 1” и “Радуга 2” для проводки судов в условиях ограниченной видимости, которые были приняты для экспериментальной эксплуатации в составе навигационного оборудования Вентспилским (Латвия) и Клайпедским (Литва) торговыми портами в 1989-1991 гг. (А.с. СССР №1253397; №1676410)
- Лазер на парах меди “Милан – 5/01” со стабилизацией выходных характеристик лазерного излучения. Лазер передан по контракту на лицензионной основе в Болгарию для серийного производства в 1983-1986 гг. (А.с. СССР №1101130, получен знак “Изобретатель СССР”).
- Лазеры на парах меди “Малахит” со 100% глубиной управления выходными характеристиками лазерного излучения (патент РФ №2082263, №2230409).
- Лазерный комплекс – система “задающий генератор - усилитель” на парах меди со средней мощностью в дифракционном пучке до 170-200 Вт для задач лазерного разделения изотопов.

Лазеры неоднократно демонстрировались на Российских и международных выставках. Лазер “Милан-М” награжден золотой медалью ВДНХ СССР в 1982 г. Результаты работы могут быть использованы при разработке лазеров на парах металлов, например, ФГУП НПО “ИСТОК” (г. Фрязино); Институтами оптики атмосферы и физики полупроводников СО РАН; Томскими государственным и политехническим университетами, Южным федеральным университетом и др.

### **Апробация работы и публикации.**

Основные результаты, приведенные в диссертации, обсуждались: на Всесоюзных симпозиумах по лазерному и акустическому зондированию атмосферы в 1982 г., 1984 г. (г. Томск); Всесоюзных и Российских семинарах “Лазеры на парах металлов и их применение” в 1982 г., 1991-2008 гг. (г. Ростов на Дону); Межотраслевой научно-технической конференции “Импульсные газоразрядные лазеры” в 1986 г. (г. Москва); рабочем совещании “Активные среды плазменных и газоразрядных лазеров” в 1987 г. (г. Гродно); Национальной конференции “Лазеры и их применение” в 1988 г. (г. Пловдив, Болгария); 5-7<sup>ой</sup> Всероссийских (международных) научных конференциях “Физико-химические процессы при селекции атомов и молекул” в 1999-2002 гг. (г. Звенигород); Международной конференции “Импульсные лазеры на переходах атомов и молекул” в 1992-2009 гг. (г. Томск); III Всероссийской конференции “Взаимодействие высококонцентрированных потоков энергии с материалами в перспективных технологиях и медицине” в 2009 г. (г. Новосибирск).

Основные результаты работы изложены в 66 печатных работах (из них 13 без соавторов), в том числе в изданиях, рекомендованных ВАК, 28 и 16 авторских свидетельствах СССР и патентах РФ.

**Личный вклад автора.** В исследованиях, представленных в диссертации, автору принадлежит инициатива проведения исследований, постановка задач, анализ и интерпретация полученных результатов. Результаты экспериментальных исследований и модельных расчетов получены лично автором либо при его определяющем участии. Подготовленные на их основе публикации сделаны по инициативе и при непосредственном участии автора. На различных этапах исследований в постановке некоторых конкретных задач и обсуждении результатов принимали участие А.Н. Солдатов, П.А. Бохан, Г.С. Евтушенко, Г.Г. Петраш и М.А. Казарян.

**Структура и объем диссертации.** Диссертация состоит из введения, шести глав, общих выводов, приложения и заключения, содержит 248 страниц текста, 133 рисунка, 11 таблиц и список литературы из 366 наименований.

### **СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ**

**Во введении** обоснована актуальность темы диссертации, формулируется цель работы, постановка задачи, показана научная новизна, приведены наиболее важные практические результаты и основные положения, представленные к защите.

**Глава I** посвящена определению условий накачки активной среды, при которых реализуется высокое значение физического КПД ЛПМ и экспериментальному изучению роли ступенчатых процессов ионизации.

КПД импульсных лазеров определяется соотношением

$$\eta_{np} = (E_g/P_{вып}) \times 100\%, \quad (1)$$

где  $E_g$  – энергия импульса генерации;  $f$  – ЧСИ генерации;  $E_g f$  – средняя мощность генерации;  $P_{вып}$  – мощность, потребляемая от выпрямителя. Поскольку  $P_{вып}$  определяет общие затраты энергии в лазере, в том числе и потери в коммутаторе, в зарядном контуре лазера и т.д., то реальный КПД лазера не может отражать энергетический потенциал активной среды. Энергетический потенциал активной среды определяется из соотношения

$$\eta_{np} = (E_g \times f / E_d \times f) \times 100\%, \quad (2)$$

где  $E_d$  – энергия импульса возбуждения;  $E_d \times f = P - const$  – мощность, вводимая в активную среду для поддержания режима саморазогрева. Известно, что с увеличением ЧСИ возбуждения уменьшается  $E_g$  и, соответственно, КПД лазера. В этом случае оптимизация условий возбуждения является многопараметрической задачей, из которой очень сложно вычленить параметр или параметры, определяющие энергетический потенциал активной среды. Методологически более правильным является подход к оценке энергетического потенциала, проводимый в три этапа. На первом этапе следует определить условия, при которых реализуется максимальное значение соотношения  $E_g/E_d$ , т.е. определить физический КПД активной среды

$$\eta_{физ} = (E_g/E_d) \times 100\%, \quad (3)$$

который определяет максимально возможный уровень энергетических характеристик ЛПМ, на втором этапе выяснить причины, ограничивающие ЧСИ генерации, т.е. практический КПД (2) лазера. И наконец, на третьем этапе рассмотреть причины, определяющие реальный практический КПД лазера (потери в коммутаторе, зарядных цепях и т.д.).

Исследуя зависимости энергетических характеристик Си-лазера от величины индуктивности разрядного контура в [8] был сделан вывод, что эффективность ЛПМ возрастает с уменьшением волнового сопротивления разрядного контура. Из этого следует, что эффективность ЛПМ должна возрастать относительно энергоклада до окончания импульса генерации с увеличением емкости накопительного конденсатора. Проведенные нами исследования подтверждают, что в этом случае действительно наблюдается рост эффективности Си-лазера относительно энергоклада в активную среду до окончания импульса генерации. Осуществляя “отсечку” энергоклада после им-

пульса генерации можно реализовать высокий физический КПД. Наиболее важный результат, полученный нами, свидетельствует, что режим “отсечки” резко снижает энергозатраты в разряд без потери мощности генерации. Физический КПД Cu-лазера в режиме полного обрыва энергозатраты в ГРТ после импульса генерации достигает 9%, что является наглядным подтверждением прогнозируемого энергетического потенциала активной среды Cu-лазера. Визуальное наблюдение разряда показало, что интегральное излучение в последнем случае ослаблено, и практически не наблюдается даже характерное свечение буферного газа в холодных зонах ГРТ. Детальный анализ спектра спонтанного излучения позволил определить, что 90% энергии вводимой в разряд обуславливают ступенчатые процессы возбуждения и ионизации рабочей среды после импульса генерации.

Особенностью лазерного перехода в CuI является энергетическая близость резонансного уровня к первой границе ионизации. Такое энергетическое положение резонансного уровня способствует его девозбуждению в состоянии ионизации либо непосредственно, либо через промежуточные высоковозбужденные состояния. В результате с ростом разрядного тока населенность резонансного состояния насыщается, что ограничивает энергетические параметры лазерного перехода. В расчетных моделях лазеров ступенчатая ионизация резонансного уровня, как правило, учитывается, и в части проводимости плазмы и в части удельных энергетических параметров лазерного излучения, однако, прямых экспериментальных подтверждений не было. С этой целью нами было предпринято экспериментальное наблюдение ступенчатой ионизации CuI в активной среде Cu-лазера. Для этого исследовалось влияние возмущений населенностей резонансного уровня CuI собственным световым полем на проводимость плазмы разряда. Резонатор лазера модулировался введением экрана между зеркалами резонатора и трубкой. В результате обработки осциллограмм было установлено, что световое поле уменьшает амплитуду разрядного тока на величину  $\sim 2\div 3\%$  (рис.1), а “быстрый” отклик плазмы более значителен и составлял  $\sim 4\div 5\%$  для тока. Наиболее заметно оптогальванический эффект проявлялся в изменении обратного напряжения на тиратроне - с 2,8 кВ при наличии поля до 2,9 кВ при перекрытии резонатора. Анализ полученных результатов позволил оценить константу скорости ионизации резонансного уровня  $\langle \sigma v \rangle = (1,9\div 3,9) \cdot 10^{-7} \text{ см}^3 \text{ сек}^{-1}$ . Эта величина, по крайней мере, на два порядка превышает константу скорости прямой ионизации из основного состояния CuI.

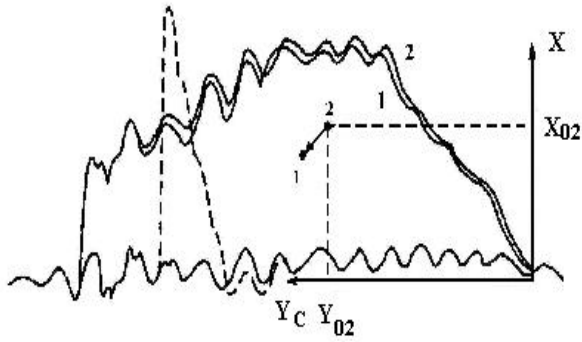


Рис.1. Осциллограммы импульсов тока с полем (1) и без поля (2) в резонаторе лазера.

Модуляция светового поля в резонаторе лазера, в условиях более высокой электронной температуры (коммутатор ГМИ-29А), приводила к бо-

лее существенной модуляции тока, причем модуляция тока была заметна и на осциллограммах импульсов тока, как в вышерассмотренном случае, и наблюдалась модуляция среднего тока, потребляемого от выпрямителя.

Это является подтверждением теоретических расчетов констант скоростей ступенчатых процессов в ЛПМ [9] и определяет единственно возможный путь повышения эффективности лазера за счет снижения предимпульсной концентрации электронов. Не менее важным, из вышесказанного, является вывод о том, что рост физического КПД лазера возможен не за счет увеличения энергии в импульсе генерации, а только за счет снижения энергозатрат на формирование инверсной населенности в активной среде. Это связывает, по сути, значения практического КПД и средней мощности генерации с ЧСИ генерации.

**Глава II** посвящена исследованию механизма влияния предимпульсных параметров плазмы на частотно-энергетические характеристики (ЧЭХ) лазеров на самоограниченных переходах атомов металлов.

### 2.1. Критическая плотность метастабильных состояний.

Рассмотрим идеальный случай, когда осуществляется мгновенный разогрев электронов до температуры, определяемой напряженностью поля на ГРТ, а электронная температура ( $T_e$ ) не меняется в течение всего импульса возбуждения. Кинетику плотности населенностей лазерных уровней Cu и плотности электронов во время импульса возбуждения рассмотрим исходя из модели, учитывающей заселение лазерных уровней из основного состояния CuI и ионизацию CuI за счет процессов прямой и ступенчатой ионизации с резонансных уровней:

$$dN_m/dt = N_{m0} + (N_{Cu} - N_{iCu})n_e k_{0m}, \quad (4)$$

$$dN_r/dt = (N_{Cu} - N_{iCu})n_e k_{0r} - N_r n_e k_{ri}, \quad (5)$$

$$dN_{iCu}/dt = n_{e0} + (N_{Cu} - N_{iCu})n_e k_{0i} + 2N_r n_e k_{ri}, \quad (6)$$

где  $N_{Cu}$ ,  $N_m$ ,  $N_r$ ,  $N_{iCu}$  — плотности населенностей основного, метастабильного, резонансного уровней CuI и ионов CuII, соответственно;  $n_e = N_{iCu}$  — плот-

ность электронов;  $n_{e0}$  – предимпульсная концентрация электронов;  $N_{m0}$  – предимпульсная плотность метастабильных состояний;  $k_{0m}$ ,  $k_{0r}$ ,  $k_{0i}$ ,  $k_{ri}$  – константы скоростей процессов возбуждения метастабильного, резонансного уровней, прямой ионизации из основного состояния, а также ступенчатой ионизации с резонансного уровня, соответственно. Соответствующие константы скоростей процессов возбуждения и ионизации взяты из [9], а  $k_{ri}$  – обобщенная константа, учитывающая девозбуждение резонансного уровня.

Моделирование показало, что с увеличением  $n_{e0}$  и  $T_e$  сокращается время достижения пороговых условий для генерации и время существования инверсии, возрастает скорость энерговыклада, но величина инверсной населенности возрастает только с увеличением  $T_e$ . С увеличением  $n_{e0}$  уменьшается не только величина инверсной населенности, но и время существования инверсии. Существует критическая плотность населенности нижних лазерных уровней  $N_{mkr} \sim 3-5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ , при которой инверсия не возникает. Наличие  $N_{mkr}$  с учетом конечной скорости их релаксации в межимпульсный период означает, что с увеличением ЧСИ возбуждения будет возрастать  $N_{m0}$  и предельная ЧСИ генерации определяется условием

$$N_{m0} = N_{mkr}. \quad (7)$$

Вышеприведенное рассмотрение проведено без учета влияния реактивных составляющих импеданса. Наличие реактивных составляющих в контуре не позволяет мгновенно разогревать  $n_{e0}$  и, соответственно, в реальном лазере существует определенная скорость разогрева электронов. Поэтому в течение времени разогрева электронов до критической температуры, при которой скорость заселения верхних лазерных уровней начнет превышать скорость заселения нижних уровней, будет дополнительно осуществляться заселение метастабильных состояний на величину  $N_{mf}$ . Поэтому предельно возможная ЧСИ генерации будет определяться суммой

$$N_{m0} + N_{mf} = N_{mkr} \quad (8)$$

и соответственно какой из параметров  $N_{m0}$  или  $N_{mf}$  более быстро достигает значения  $N_{mkr}$ , тот и является определяющим в ограничении ЧСИ генерации. Как известно, кинетика процессов в активной среде определяется константами скоростей этих процессов. Значение этих констант зависит от  $T_e$ , которая, согласно [3], отслеживает изменение напряжения на активной составляющей импеданса ГРТ. Изменение напряжения на активной составляющей импеданса в контуре, как известно, определяется аperiodическим или колебательным характером развития процесса. Анализ процессов в разрядном контуре и экспериментальные исследования показали, что нарастание напряжения на активной составляющей импеданса ГРТ определяется:

1) Постоянной времени  $L/R$  в случае апериодического процесса (для идеального коммутатора), где  $L$  – индуктивность ГРТ, а  $R$  – сопротивление плазмы. При этом  $N_{mf} \sim L(n_{e0})^2$ , что обуславливает определяющую роль  $n_{e0}$  в ограничении ЧСИ генерации;

2) Частотой свободных колебаний в случае колебательного процесса в контуре, что обуславливает принципиальную возможность устранения эффекта преимущественного заселения метастабильных уровней на фронте импульса возбуждения. Работа на высокой частоте свободных колебаний характеризуется рассогласованием источника питания с нагрузкой. Это приводит к перезаряду накопительного конденсатора до обратного напряжения  $U_{обр}$ , что накладывает определенные ограничения на работу тиратрона. При этом до  $U_{обр}$  заряжаются все емкостные составляющие разрядного контура и ГРТ. Диссипация этой энергии будет осуществляться в активной среде в межимпульсный период. Данный процесс может обуславливать наличие высокой плотности  $N_{m0}$ , если процесс диссипации энергии и, соответственно, подогрев электронной компоненты плазмы осуществляется в течение всего межимпульсного периода, поскольку хорошо известно, что метастабильные состояния эффективно тушатся в столкновениях с остывающими электронами в отсутствие источника их подогрева.

Продемонстрировать вышесказанное можно следующим примером. Формируя перед каждым импульсом возбуждения дополнительный импульс, подогревающий электроны, можно осуществлять заселение метастабильных уровней  $\geq N_{mkr}$ . Это приведет к срыву инверсии в импульсе возбуждения. Изменяя задержку между дополнительным и возбуждающим импульсами можно судить о скорости релаксации метастабильных состояний в межимпульсный период, исходя из процесса восстановления характеристик генерации в импульсе возбуждения. В то время как, энергоклад от дополнительного импульса демонстрирует уровень энергии, которая должна запасаться в реактивных составляющих импеданса разрядного контура, чтобы существенно ограничить процесс релаксации метастабильных уровней в межимпульсный период. Проведенные исследования в Си-лазере (рис.2) показали, что ограничения энергетических характеристик, связанные с  $N_{m0}$ , необходимо учитывать при ЧСИ возбуждения  $> 100$  кГц. Однако когда плазма характеризуется высокой степенью ионизации, необходимо пренебрежимо малый вклад энергии в активную среду, чтобы поддерживать высокую населенность нижних лазерных уровней. В этом случае  $N_{m0}$  в активной среде будет определяться не столько процессом релаксации, сколько “паразитными” вкладами энергии в межимпульсный период. Из сказанного следует, что  $N_{mkr}$  является



абсолютным фактором ограничения ЧЭХ генерации лазеров на самоограниченных переходах. А оптимизация параметров накачки активной среды сводится к выяснению источника “паразитного” энерговклада в межимпульсный период, выяснению механизма диссипации этой энергии в активной среде и роли элементов разрядного контура (коммутатора, шунтирующей индуктивности и ГРТ) в ограничении скорости нарастания напряжения на активной составляющей импеданса ГРТ.

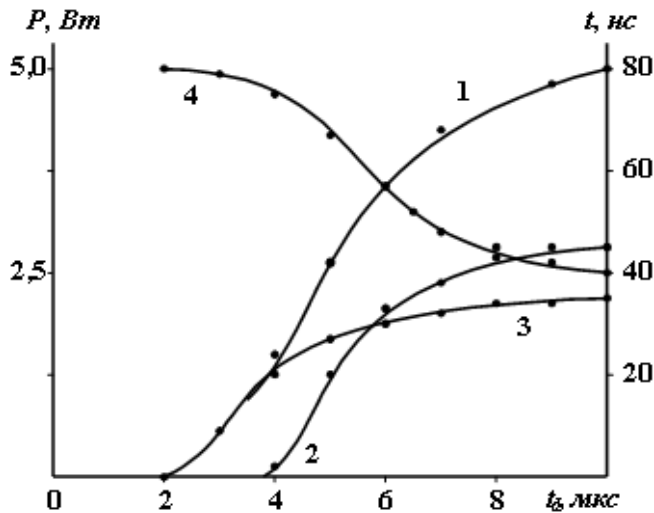


Рис.2.Изменение суммарной средней мощности (1), средней мощности генерации на  $\lambda = 510,6$  нм (2) и  $\lambda = 578,2$  нм (3), а также времени задержки генерации от начала импульса возбуждения (4) в зависимости от времени задержки  $t_d$  между импульсами.

## 2.2. Критическая плотность электронов.

В [10] рассмотрен один из механизмов срыва инверсии в ЛПМ, обусловленный высокой  $n_{e0}$ . При рассмотрении причин ограничения использовались простые кинетические модели, непосредственно опирающиеся на экспериментальные зависимости временного поведения плотности тока. Это позволяет, согласно [10], получить простую оценку критической плотности электронов. В качестве необходимого условия создания инверсии используется известное ограничение  $T_e$  снизу. Оценка критической плотности электронов в [10] проведена для экспериментальных условий работы [11]. Модельные расчеты [10] показали, что именно критическая плотность электронов является причиной срыва инверсии в ЛПМ, а не высокая  $N_{m0}$ , как полагалось в [11]. Одной из основополагающих ошибок, как показал анализ, в довольно логичном обосновании [10] существования  $N_{ecr}$  является предположение, что период квазистационарной ионизации реализуется с момента начала импульса возбуждения. В [10] записана система уравнений, для процесса прямой ионизации атомов меди и неона, а константы скорости прямой ионизации соответствуют константам скоростей возбуждения резонансных уровней, хотя хорошо известно, что эти константы различаются почти на два порядка. Для определения значения  $N_{ecr}$  необходимо использовать систему уравнений типа (6), описывающих ионизационный процесс с учетом ступенчатой ионизации

с резонансных уровней. Следовательно можно утверждать, что затраты энергии на ионизацию в период формирования инверсии в ЛПМ завышены в [10] как минимум на порядок и, в условиях эксперимента [11] не реализуются значения  $N_{ecr}$ . Тем не менее, если в [10] использовать систему уравнений типа (6), не меняя всей последовательности анализа, то вполне очевидно, что с ростом  $n_{e0}$  в активной среде будут возрастать затраты энергии на разогрев электронов без изменения величины инверсии (если полагать, что по каким то причинам  $N_{m0}$  пренебрежимо мала). Следовательно, с ростом  $n_{e0}$  должна снижаться эффективность накачки активной среды. Однако энергия импульса возбуждения всегда ограничена в реальных условиях работы ЛПМ режимом саморазогрева. В этих условиях возникает определенное ограничение. Оно определяется тем, что для реализации высокой средней мощности генерации необходимо увеличивать ЧСИ возбуждения. С ростом ЧСИ увеличивается предимпульсная концентрация электронов, а с ростом  $n_{e0}$  необходимо увеличивать энергию импульса возбуждения. Это определяет наличие оптимальной ЧСИ генерации, при которой реализуется максимальная средняя мощность генерации в саморазогревных ЛПМ, а  $n_{e0}$ , следовательно, имеет относительный характер ограничения ЧЭХ генерации лазеров.

**Глава III** посвящена изучению работы тиратрона в разрядном контуре лазеров. Проведен качественный анализ устойчивой работы тиратрона. Представлены результаты экспериментальных исследований, подтверждающие, что тиратроны имеют узкую область устойчивой работы, определяемую предельными значениями обратного напряжения на аноде тиратрона. Срок службы тиратрона возрастает с уменьшением обратного напряжения ( $U_{обр}$ ) на аноде тиратрона и соответствует паспортным значениям при  $U_{обр} \leq 3$  кВ. Рассматриваются причины: определяющие надежность работы тиратрона, ограничивающие коммутационные характеристики тиратрона, определяющие нестабильность срабатывания тиратронов относительно импульса запуска, запаздывания тока анода и разброса фронта импульса тока анода от импульса к импульсу. Приводятся технические решения, позволяющие устранить вышеперечисленные недостатки тиратронов. Показано, что низкая допустимая скорость нарастания тока в тиратроне является дополнительным фактором ограничения энергетических характеристик ЛПМ.

**Глава IV** посвящена изучению влияния шунтирующей индуктивности на энергетические характеристики ЛПМ, а также рассмотрены особенности формирования инверсии в активных средах с квантовым КПД  $< 20\%$  на примере лазера на парах стронция.

Показано, что в реальных условиях работы ЛПМ всегда можно выбрать параметры шунтирующей индуктивности, устраняющие протекание тока заряда накопительного конденсатора через ГРТ. При этом в шунтирующей индуктивности запасается энергия во время импульса возбуждения, которая вкладывается в активную среду в ближнем послесвечении разряда  $\sim 3-5$  мкс. Поскольку длительность энерговклада намного меньше межимпульсного периода, то он не должен оказывать существенного влияния на процесс релаксации метастабильных состояний в межимпульсный период, но обуславливает нарастание проводимости плазмы в ближнем послесвечении. Временной ход проводимости плазмы в ближнем послесвечении разряда соответствует временному ходу концентрации электронов в этот период времени, измеренному по штарковскому уширению линии водорода  $H_{\beta}$ . Проведенный анализ и представленные результаты в данной главе показали, что наблюдаемое нарастание проводимости плазмы в ближнем послесвечении разряда обусловлено изменением  $T_e$ , а не  $n_e$ . При этом наблюдаемое нарастание  $n_e$  в измерениях по штарковскому уширению линии  $H_{\beta}$  не отражает реальный процесс, а связано с погрешностью измерений, точнее с тем, что при обработке результатов не учитывалось влияние возбуждения водорода в ближнем послесвечении разряда на интенсивность линии  $H_{\beta}$ , которое может осуществляться в процессе тройной рекомбинации.

Показано, что имеется существенное различие в формировании инверсии в лазерах на самоограниченных переходах видимого и ближнего ИК диапазонов (Cu, Au, Pb, Bi, SrII и т.д.) и лазерах на самоограниченных переходах щелочноземельных (Sr, Ca) металлов, излучающих на ИК линиях среднего и дальнего диапазона ( $\geq 5$  мкм). Различие в формировании инверсии определяется тем, что в лазерах видимого и ближнего ИК диапазонов (с квантовой эффективностью рабочего перехода условно большей 20%) существует определенное значение  $T_e$  при которой скорость заселения верхних лазерных уровней начинает превышать скорость заселения нижних лазерных уровней (например, для CuI  $\sim 1,7$  эВ). Следовательно, формирование населенности на рабочих переходах атомов осуществляется группами электронов с разной энергией. В то время как, в лазерах с квантовой эффективностью рабочего перехода (условно) меньше 20%, излучающих на ИК линиях среднего и дальнего диапазона, отсутствуют пороговые условия по накачке. В этом случае в формировании населенности на рабочих переходах участвуют все электроны, а величина инверсии определяется отношением сечений возбуждения рабочих лазерных уровней. Поэтому, не смотря на то, что управление харак-

теристиками излучения лазеров на самоограниченных переходах можно осуществлять через изменение плотности метастабильных состояний подогревая электронную компоненту плазмы, данный способ управления не эффективен для лазерных переходов с квантовым КПД  $< 20\%$ . На рис. 3 представлены зависимости мощностей линий генерации Sr-лазера от напряжения дополнительного импульса для трех разных рабочих емкостей дополнительного канала. В этих экспериментах задержка дополнительного импульса выбиралась с точки зрения максимального влияния дополнительного импульса при его напряжении 1кВ на выходные параметры трубки. С увеличением энергии ( $C_p$  и  $U_{don}$ ) дополнительного импульса мощность генерации на  $\lambda \sim 3$  мкм и  $\lambda \sim 1$  мкм постепенно уменьшается и исчезает. Это способствует увеличению скорости заселения нижних уровней для указанных линий генерации атомов и ионов стронция до исчезновения инверсии между лазерными уровнями. В свою очередь мощность генерации на  $\lambda = 6.45$  мкм уменьшается при увеличении энергии дополнительного импульса лишь на 30%. Дальнейшее увеличение энергии дополнительного импульса ведет к появлению генерации в дополнительном импульсе.

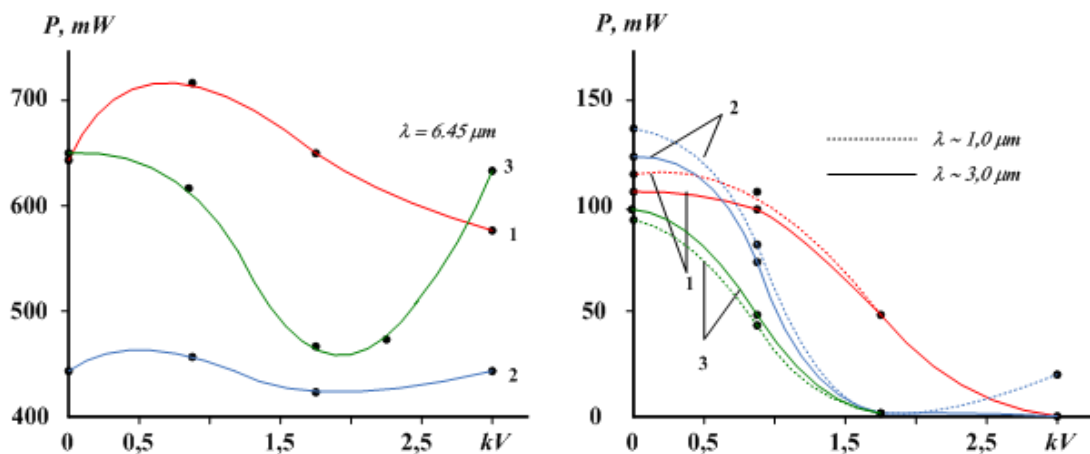


Рис. 4. Зависимости мощности генерации на  $\lambda = 6.45$  мкм,  $\lambda \sim 3$  мкм,  $\lambda \sim 1$  мкм от напряжения дополнительного импульса при рабочей емкости дополнительного канала  $C_p = 500$  пФ – 1,  $C_p = 891$  пФ – 2,  $C_p = 1650$  пФ – 3.

**Глава V** посвящена изучению влияния конструктивных особенностей ГРТ на ЧЭХ лазеров на самоограниченных переходах атомов металлов. Показано, что существенное влияние на кинетику процессов в активной среде оказывает расположение электродов в ГРТ.

Активная среда импульсно-периодических лазеров на парах металлов характеризуется высокой проводимостью плазмы с  $n_{e0} \sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$ . Поэтому полагалось, что развитие разряда в активной среде осуществляется без стадии пробоя разрядного промежутка. Эквивалентную схему разрядного контура

лазера всегда представляют в виде простого колебательного контура в модельных расчетах, а импеданс ГРТ в виде последовательно включенных активной и индуктивной составляющих, параллельно которым подключена обостряющая емкость. В действительности подобную эквивалентную схему разрядного контура можно использовать только при моделировании процессов в ГРТ с электродами, расположенными в горячей зоне разрядного канала. Аперриодический процесс в разрядном контуре лазера может наблюдаться только в таких конструкциях ГРТ. Определяющим фактором ограничения ЧЭХ для таких конструкций ГРТ является преимущественное заселение метастабильных состояний на фронте импульса возбуждения и быстрая релаксация этих состояний в межимпульсный период.

Впервые о наличии пробоя в активных средах с высокой проводимостью плазмы указано в [6]. Проведенный в [7] анализ показал, что в типичных условиях работы ЛПМ сопротивление разряда в его начальной стадии определяется в основном не проводимостью нагретой активной части разрядной трубки, где  $n_{e0}$  может быть велико, а процессами на электродах и в холодных приэлектродных областях. Можно предположить [7], что в концевых зонах к приходу следующего импульса возбуждения плотность электронов мала, сопротивление, соответственно, велико, и в этих зонах происходит пробой с образованием катодного слоя с большим падением напряжения и контрагированием разряда.

Проведенные нами исследования подтверждают наличие пробоя в концевых зонах разрядного канала в случае расположения электродов ГРТ в холодных буферных зонах. При этом эквивалентная схема ГРТ существенно отличается (рис.4) от используемой схемы в модельных расчетах. Формирование инверсии осуществляется после пробоя в промежутке “плазма – анод” ГРТ в процессе энерговклада от трех параллельных контуров, образованных собственной емкостью ГРТ, обостряющим и накопительным конденсаторами, которые определяют ЧЭХ лазера. Наиболее высокая частота свободных колебаний в разрядном контуре и, соответственно, скорость нарастания напряжения на активной составляющей импеданса ГРТ определяется первым контуром возбуждения, образованным собственной емкостью ГРТ. Поэтому экспериментально всегда наблюдается повышение КПД лазера с увеличением диаметра разрядного канала ГРТ, т.е. с увеличением собственной емкости и снижением оптимальной ЧСИ генерации. Последнее определяется тем, что после импульса возбуждения в собственной емкости ГРТ запасается энергия, которая диссипирует в активной среде в межимпульсный период. Согласно [7], рекомбинационный процесс в концевых зонах разрядного ка-

нала происходит намного быстрее, чем в активной среде. Поэтому диссипация энергии, запасаемой в собственной емкости ГРТ, происходит в межимпульсный период в результате высокочастотных колебаний в контуре с высокой добротностью, который образуется из-за наличия составляющих  $C_1$  и  $C_3$ . Моделирование показало, что диссипация этой энергии может наблюдаться (рис.5) в течение всего межимпульсного периода, что поддерживает высокий уровень  $N_{m0}$ . Собственная емкость ГРТ возникает вследствие того, что плазму можно рассматривать как проводник с высокой проводимостью, которая в предымпульсных условиях намного больше проводимости промежутка “плазма – анод”. Геометрические размеры плазмы определяются разрядным каналом, имеющим определенную диэлектрическую проницаемость. Поэтому плазма и разрядный канал относительно ”земли” или обратного токопровода лазера образуют конденсатор или длинную линию, в котором плазма является одной из обкладок конденсатора. Заряд обостряющей емкости и собственной емкости ГРТ осуществляется в процессе разряда накопительного конденсатора через тиратрон, который ограничивает скорость заряда этих емкостей. Поэтому импеданс ГРТ в процессе зарядки можно рассматривать как систему с сосредоточенными параметрами, а все точки плазмы будут находиться в течение этого времени под одним потенциалом. В этих условиях электроны в плазме не могут набирать энергию, необходимую для осуществления неупругих соударений.

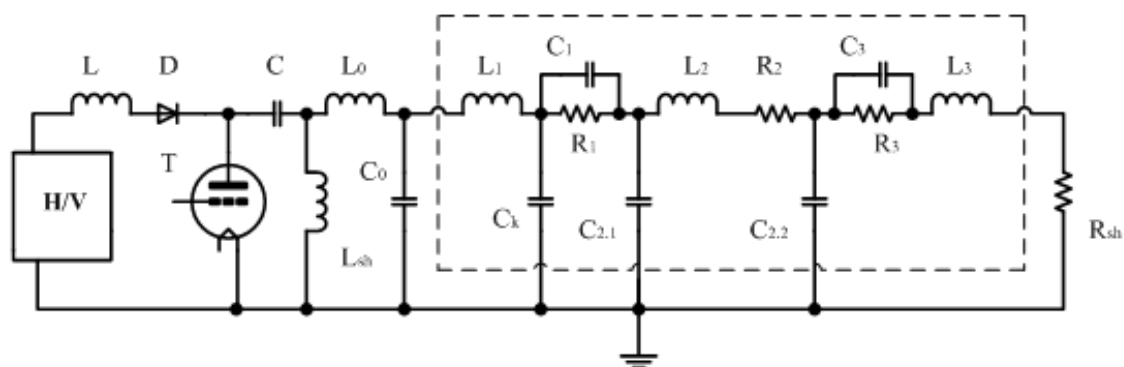


Рис.4. Схема генератора накачки лазера; где пунктирной линией выделена эквивалентная схема ГРТ, H/V – высоковольтный выпрямитель, L – D – зарядные дроссель и диод, соответственно, C – накопительный конденсатор,  $C_0$  – обостряющая емкость, T – тиратрон,  $L_{sh}$  - шунтирующая индуктивность,  $R_{sh}$  – измерительный шунт (пояс Роговского). Активная, емкостная и индуктивная составляющие импеданса ГРТ представлены в виде последовательно соединенных R-L-C цепочек, где  $L_1$  и  $L_3$  – индуктивности токовыводов ГРТ;  $R_2$ ,  $L_2$ ,  $C_2$  – активная, индуктивная и емкостная составляющие импеданса активной среды ГРТ, соответственно;  $R_1$ ,  $R_3$ ,  $C_1$ ,  $C_3$  - активная и емкостная составляющие электродных узлов относительно активной среды, соответственно.

Устранить недостатки и объединить преимущества рассмотренных конструкций ГРТ можно, используя двухимпульсное возбуждение активной среды, когда первым импульсом возбуждения осуществляется формирование (рис.6) собственного поля в резонаторе лазера, а вторым – его усиление. Данный способ накачки позволяет осуществлять управление характеристиками лазерного излучения (рис.7), а так же реализовать систему “генератор-усилитель” в одном активном элементе с преобразованием  $\sim 80\%$  энергии генерации в излучение с дифракционной расходимостью.

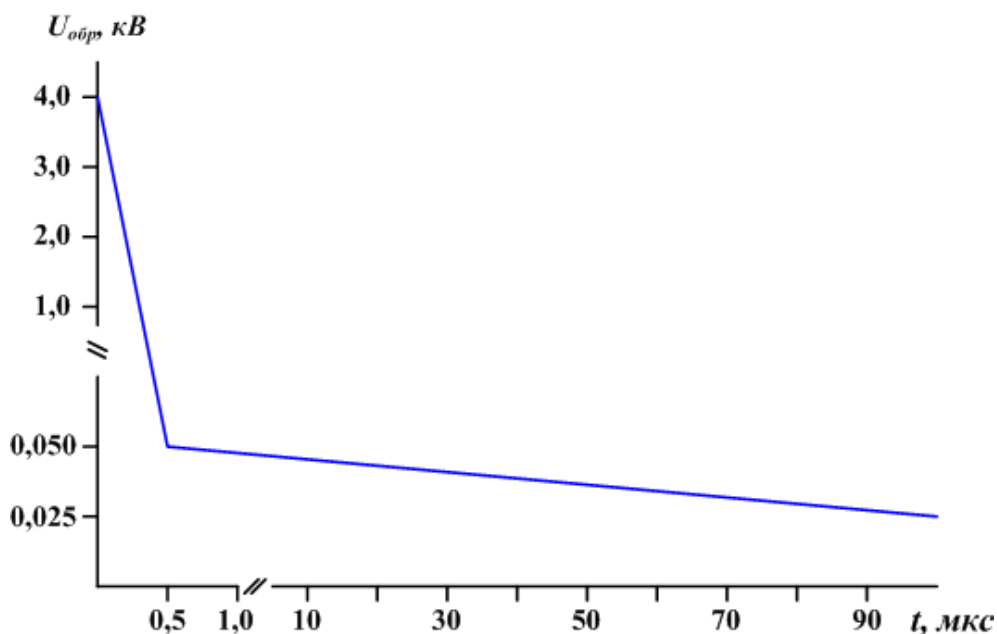


Рис.5. Изменение амплитуды напряжения на ГРТ в межимпульсный период после импульса возбуждения.

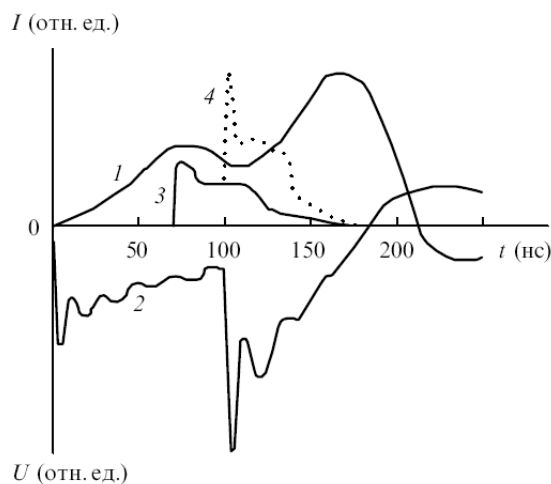


Рис.6. Осциллограммы импульсов тока (1), напряжения (2) на ГРТ и импульса генерации (3), формируемого в слаботочном импульсе возбуждения. (4) – усиление импульса генерации (3) сильноточным импульсом возбуждения.

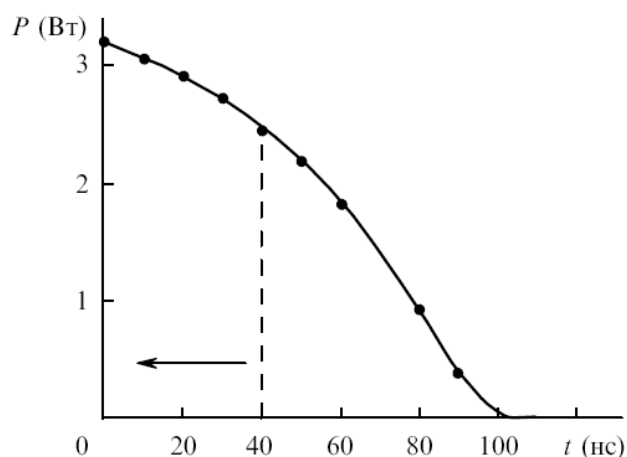


Рис.7. Изменение средней мощности генерации при изменении временного расположения сильноточного импульса возбуждения относительно импульса генерации.

**Глава VI** посвящена изучению влияния времени развития пробоя в концевых зонах ГРТ на кинетику процессов в активной среде.

В Главе 5 показано, что все точки плазмы находится под одним потенциалом во время зарядки собственной емкости ГРТ от накопительного конденсатора, а разность потенциалов возникает между обкладками собственной емкости ГРТ, т.е. между плазмой и “землей”, имеющей нулевой потенциал. Поскольку анод ГРТ также заземлен, то разность потенциалов возникает между плазмой и анодом. Возникающее напряжение между плазмой и анодом в данном случае можно рассматривать как внешнее поле, которое, как известно, может проникать в плазму на глубину порядка дебаевского радиуса экранирования. Если принять, согласно [6-7], предимпульсные значения  $T_e \sim 0,25$  эВ и среднее предимпульсное значение  $n_e \sim 2,5 \cdot 10^{13}$  см<sup>-3</sup>, то глубина проникновения внешнего поля в плазму составляет  $\sim 1$  мкм. Следовательно, только слой плазмы  $\sim 1$  мкм является эмиттером электронов на анод во время зарядки емкостных составляющих ГРТ и разрядного контура лазера. Уход заряда из плазмы на анод должен компенсироваться поступающим зарядом из накопительного конденсатора в этот период времени. Возможность подобной компенсации обусловлена тем, что в начальный момент (до зарядки емкостных составляющих) разность потенциалов между плазмой и анодом равна нулю. Скорость зарядки емкостных составляющих составляет  $\sim 4$  А/нс (для тиратрона ТГИ1-1000/25), что намного больше скорости нарастания тока в промежутке “плазма – анод” в этот период времени. Из вышесказанного следует, что пробой в промежутке “плазма – анод” может возникнуть только после зарядки емкостных составляющих ГРТ и разрядного контура, т.е. при достижении равенства напряжений на емкостных составляющих и накопи-



тельном конденсаторе, что подтверждается экспериментально. На рис. 8. в качестве иллюстрации приведены осциллограммы импульсов тока, протекающего через тиратрон, импульса напряжения на ГРТ и тока смещения заряда в газоразрядной трубке лазера на парах стронция. Представленные осциллограммы наиболее наглядно демонстрируют вышесказанное. Положительная часть осциллограммы (Рис. 8с) отражает скорость и время заряда емкостных составляющих. Начало процесса заряда совпадает по времени с началом протекания тока через тиратрон и ростом напряжения на ГРТ. Прекращение зарядки соответствует максимуму напряжения на ГРТ. Отрицательная часть осциллограммы (Рис. 8с) отражает процесс разряда собственной емкости ГРТ. С момента начала разряда наблюдается спад напряжения на ГРТ. Это подтверждает, что пробой промежутка “плазма – анод” в импульсно-периодическом режиме работы лазера происходит после заряда емкостных составляющих ГРТ и разрядного контура, т.е. когда эти емкости заряжаются до напряжения сопоставимого с напряжением на накопительном конденсаторе. Поэтому, напряжение “пробоя” промежутка “плазма – анод” не является какой-то определенной величиной, а определяется величиной напряжения на накопительном конденсаторе. Следовательно, напряжение пробоя не зависит от расстояния  $d$  между разрядным каналом ГРТ и электродами. Момент пробоя не означает возникновение разности потенциалов на плазме, а лишь отмечает точку отсчета начала формирования напряжения на плазме. Для возникновения разности потенциалов на плазме электрическая цепь должна быть замкнута, что будет определяться процессом образования электронной лавины, стартовавшей в момент пробоя с поверхности плазмы.

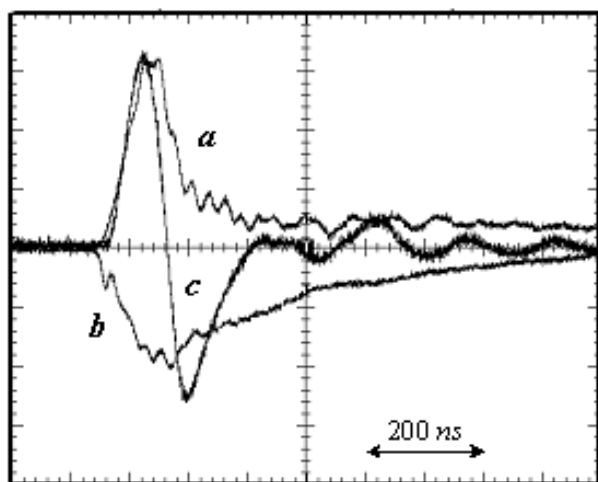


Рис.8. Осциллограммы импульсов тока – а, протекающего через тиратрон, b – напряжения на ГРТ и с – тока смещения зарядов. Временной масштаб – 200 нс/на клетку.

В этом случае, время развития пробоя и, соответственно, время нарастания напряжения на плазме будет определяться временем прохождения электроном, стартовавшим с поверхности плазмы в момент пробоя, расстояния между плазмой и анодом. Поскольку в процессе ускорения электрона в электрическом поле его энергия на длине свободного пробега может ме-

няться от нуля до потенциала ионизации, то средняя скорость движения электрона с поверхности плазмы до анода определяется, как  $v_{cp} = (E/2m_e)^{1/2}$ , где  $E$  – энергия электрона,  $m_e$  – масса электрона. Следовательно, время развития пробоя

$$t_{\phi p} = d/v_{cp} = d/(E/2m_e)^{1/2}. \quad (9)$$

Из теории электрических цепей хорошо известно, что главным условием выполнения квазистационарности тока, кроме замкнутости цепи является медленность изменения тока по сравнению со скоростью распространения электромагнитного возмущения по цепи. В этом случае для анализа цепи можно использовать законы Ома и Кирхгофа. Однако часто встречаются длинные цепи передач сигналов или линии не очень длинные, но служащие для передачи сигналов высокой частоты. В этих цепях мгновенные значения тока в различных точках цепи различны, и кроме того, здесь становится существенной распределенная емкость отдельных элементов цепи друг к другу. Из вышесказанного следует, что импеданс ГРТ с момента пробоя можно рассматривать как систему с сосредоточенными параметрами, если время развития пробоя превышает время распространения электромагнитного поля в активной среде лазера. В противоположном случае активную среду лазера необходимо рассматривать как длинную линию. Если расстояние  $d$  выбрать соизмеримое с длиной свободного пробега электрона, то имитируемый электрон из плазмы должен набирать энергию равную потенциалу на плазме. Время пробоя будет составлять  $\sim 0,1$  нс при  $d \approx 2$  мм и напряжении на промежутке “плазма – анод” 10 кВ. В общем случае критерий, определяющий граничное значение напряженности поля  $E_{cr}$  для “быстрого пробоя” можно записать аналогично [12], в виде

$$\alpha_i(E_{cr}, N_{He})d = 1, \quad (10)$$

где  $\alpha_i$  – коэффициент Таунсенда,  $N_{He}$  – концентрация буферного газа (гелия) в промежутке “плазма – анод”.

“Быстрый уход электронов” из пограничного слоя плазмы с момента пробоя на анод приводит к нарушению квазинейтральности плазмы на глубину дебаевского радиуса экранирования. Это приводит к поляризации плазмы между пограничными областями и возникновению электрического поля

$$\varepsilon = 4\pi\sigma = 4\pi eN_e x, \quad (11)$$

стремящемуся восстановить квазинейтральность плазмы в возмущенном слое, где  $x$  – толщина разделения пространственного заряда,  $\sigma$  – поверхностная плотность заряда. Таким образом, поле, возникшее в пограничном с анодом слое плазмы, порождает волну поляризации, которая

движется от анода к катоду и достигая катода, восстанавливает квазинейтральность плазмы. При этом, возникающая волна поляризации не меняет потенциал на плазме, что обеспечивает запирающие внешние контуры.

На электроны со стороны поля (11) действует также возвращающая сила

$$F = -e\varepsilon = -(4\pi e^2 N_e / m_e)x, \quad (12)$$

которая должна привести к возникновению плазменных колебаний на ленгмюровской частоте  $\omega_0$ . Однако поле заряженной собственной емкости ГРТ может являться фактором, устраняющим действие возвращающей силы. В этом случае вместо плазменных колебаний на ленгмюровской частоте может возникнуть направленное движение ионов к аноду ГРТ вслед за смещением электронов. В процессе резонансной перезарядки формируется пучок быстрых атомов направленный в сторону анода ГРТ, что должно приводить к осаждению металла в холодной части анода. В результате распространения волны поляризации предимпульсные электроны в плазме набирают энергию направленного движения с фронтом нарастания  $\sim 0,1$  нс и их движение поддерживается полем собственной емкости ГРТ, что должно приводить к возникновению диффузного разряда. При этом волна поляризации плазмы должна распространяться от анода к катоду без затухания, что позволяет формировать моноэнергетические электроны в плазме.

Также хорошо известно, что в случае “быстрого замыкания” заряженной линии возникает обратная высокоскоростная волна ионизации [13]. Поэтому в рассматриваемом нами случае мгновенные значения тока в различных точках активной среды различны, здесь нельзя применять законы Ома и Кирхгофа, нельзя считать распределенные параметры сосредоточенными в одном месте, кроме того, здесь становится существенной и распределенная емкость отдельных элементов цепи друг к другу. В электротехнике быстрых токов прибегают к упрощению. Распределенную линию разбивают на участки  $dz$ , меньшие длины волны, и для таких участков применяют теорию квазистационарных токов, т.е. вводят сосредоточенные элементы –  $R = R_n dz$ ;  $L = L_n dz$ ;  $C = C_n dz$ , где  $R_n$ ,  $L_n$ ,  $C_n$  - распределенные параметры на единицу длины, и записывают для такого элемента законы Ома и Кирхгофа. Для моделирования процесса формирования высокоскоростной волны ионизации в активной среде мы воспользовались компьютерными программами, применяемыми для моделирования переходных процессов в электротехнических цепях, при этом импеданс активной среды был представлен в виде 10 последовательно включенных цепочек  $L_n$ ,  $C_n$ ,  $R_n$  – элементов.

Моделирование данного процесса показало, что в плазме протяженностью  $\sim 50$  см реализуется бегущая волна с начальной напряженностью у ано-

да ГРТ  $\sim 1$  кВ/см при напряжении на емкостной составляющей активной среды  $\sim 10$  кВ и предимпульсной концентрации электронов  $\sim 10^{12} - 10^{13}$  см $^{-3}$ . Моделирование проводилось без учета распространения волны поляризации плазмы, что в совокупности представляет весьма сложную задачу. В случае справедливости представленной модели процессов, экспериментально должны реализоваться:

диффузный разряд, и соответственно, равномерное распределение излучения лазера по сечению разрядного канала ГРТ; энергосъем должен возрастать пропорционально объему активной среды; возможность получения генерации на всех компонентах парогазовой смеси активной среды; высокая предельная ЧСИ генерации; высокая эффективность накачки активной среды.

В качестве модельной среды в исследованиях использовался лазер на парах стронция, для которого характерно наличие генерации, как в случае ионизационной неравновесности плазмы [1-4], так и рекомбинационной [14].

Исследование Sr-лазера проводилось с ГРТ, разрядный канал которой выполнен из BeO – керамической трубки внутренним диаметром 2 см и длиной 50 см. В спектре излучения наблюдались типичные линии генерации на самоограниченных переходах SrI и SrII при уровне суммарной средней мощности генерации на всех линиях  $\sim 4$  Вт при ЧСИ генерации  $\sim 20$  кГц. Добавка к буферному газу He  $\sim 10\%$  Ne, приводила к увеличению средней мощности генерации до  $\sim 5$  Вт. При этом разряд имел диффузный характер, и не наблюдалось характерной для лазеров на парах металлов привязки разряда к электродам ГРТ в виде катодного и анодного пятен (рис.9с). Анодное и катодное пятна на поверхности электродов наблюдаются только в начальный момент разогрева разрядного канала ГРТ (рис.9а-б). Пленка стронция на аноде ГРТ, нарастающая в процессе работы лазера, отчетливо видна на рис.9.

Измерение вольтамперных характеристик разряда (рис.10) показало, что в начальный момент разрядки накопительного конденсатора параллельно заряжаются емкостные составляющие импеданса разрядного контура и ГРТ лазера. Поэтому наблюдается одновременное нарастание напряжения на ГРТ и тока, протекающего через тиратрон. При этом ток, протекающий через ГРТ пренебрежимо мал. После пробоя промежутка “плазма – анод” ГРТ, соответствующий максимуму напряжения на ГРТ, наблюдается нарастание тока через ГРТ и возникает генерация. Зная амплитуду напряжения на ГРТ –  $U$ , тока –  $I$ , протекающего через тиратрон и время заряда емкостных составляющих –  $t$  можно оценить их емкость, поскольку  $C = q/U = It/2U$  или  $C = C_0 + C_2 \sim 300$  пФ. Прямые измерения показали, что обостряющая емкость  $C_0 \sim 240-250$  пФ, соответственно, собственная емкость ГРТ  $C_2 \sim 50 - 60$  пФ. Следовательно,

мощность, вводимая в ГРТ от первого контура возбуждения, образованного собственной емкостью ГРТ составляет 60 – 70 Вт при частоте следования импульсов возбуждения  $\sim 20$  кГц. Первый контур должен определять формирование инверсии в активной среде лазера, а остальные, образованные обостряющей емкостью и накопительным конденсатором, обуславливают дополнительный энерговклад, приводящий к существенному снижению практического КПД лазера. В этом случае физический КПД лазера относительно энерговклада от первого контура должен составлять  $\sim 6-8\%$ .

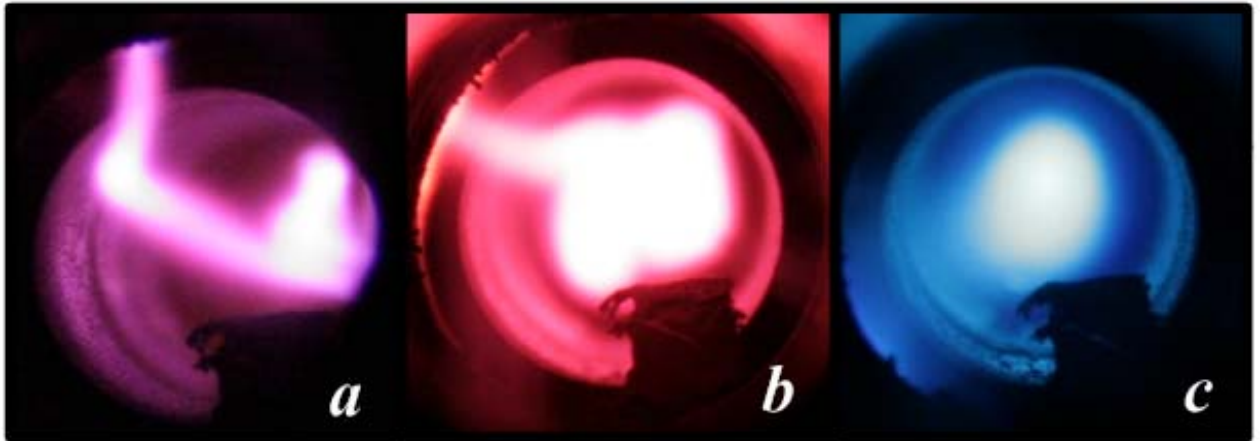
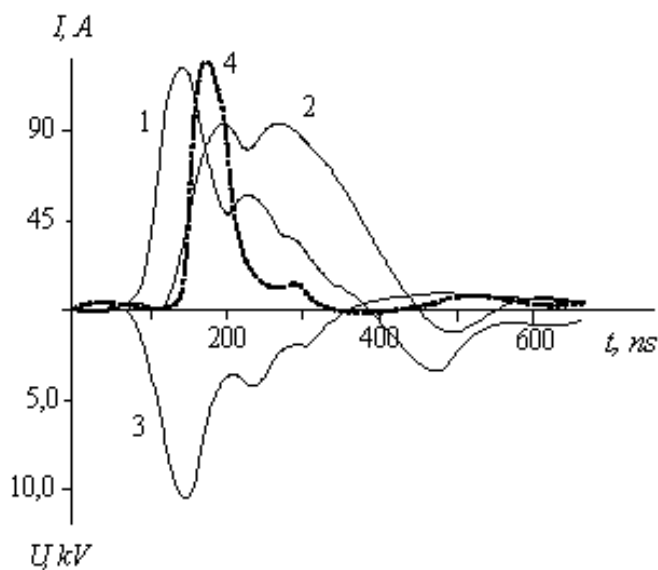


Рис.9. Изменение анодного пятна на поверхности электрода по мере разогрева разрядного канала ГРТ, *a* – разряд в гелии, *b* – расконтракция разряда, *c* – режим начала генерации.

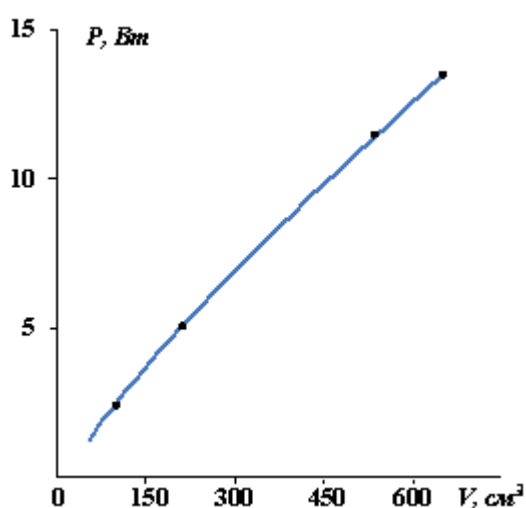


Однако чтобы действительно оценить физический КПД лазера, необходимо знать – осуществляется в этот период времени или нет подпитка из внешних контуров. Для этого необходимо последовательно “исключить” из накачки третий и второй контура.

Рис.10. Импульсы тока, протекающего через тиратрон – 1 и через ГРТ – 2, импульс напряжения на ГРТ – 3 и импульс генерации – 4

Только в случае, если не будет наблюдаться уменьшение средней мощности генерации, можно утверждать, что накачка активной среды осуществляется энергией, запасаемой в емкостной составляющей импеданса ГРТ. Для того

чтобы “исключить” из накачки третий и второй контур достаточно между обостряющей емкостью и ГРТ ввести индуктивность (использовали индуктивность  $\sim 20$  мкГн). Введение индуктивности приводит к резкому снижению частоты свободных колебаний второго и третьего контуров, и исключает их из процесса формирования инверсии. Проведенные нами исследования подтвердили, что в формировании инверсии участвует только первый контур возбуждения, а энерговклады от второго и третьего контуров в активную среду не осуществляются в течение этого времени. При этом реализуется режим практически полного согласования источника питания с нагрузкой, что позволяет рассчитывать на существенное увеличение ЧСИ генерации. Накачка активной среды лазера на парах стронция цугом сдвоенных импульсов в условиях саморазогревного режима работы лазера показала, что генерация наблюдается во втором импульсе возбуждения при задержке между импульсами возбуждения вплоть до 1.35 мкс, а предельная ЧСИ генерации, соответственно, может достигать  $\sim 1$  МГц. Экспериментальные исследования также подтвердили, что наблюдается линейный рост средней мощности генерации с увеличением объема активной среды лазера на парах стронция (рис.11). При объеме активной среды лазера  $650 \text{ см}^3$  суммарная средняя мощность на всех линиях генерации составляла 13,6 Вт. Отклонение от линейного нарастания средней мощности генерации наблюдалось с уменьшением объема активной среды ( $< 150\text{-}200 \text{ см}^3$ ), что связано с пренебрежимо малой величиной собственной емкости ГРТ. Исследование распределения мощности генерации по диаметру разрядного канала проводилось с ГРТ, диаметр разрядного канала



которой составлял 30 мм, а объем активной среды  $650 \text{ см}^3$ , соответственно.

Рис.11. Зависимость средней мощности генерации лазера на парах стронция от величины активного объема ГРТ [15].

Это распределение представлено на рис.12 при мощностях генерации  $\sim 4,6$  Вт; 7,4 Вт; 9 Вт, которое показывает, что распределение достаточно равномерное. Излучение занимает  $\sim 70$  % от всей рабочей площади или 85% его диаметра по полувысоте амплитуды мощности генерации.

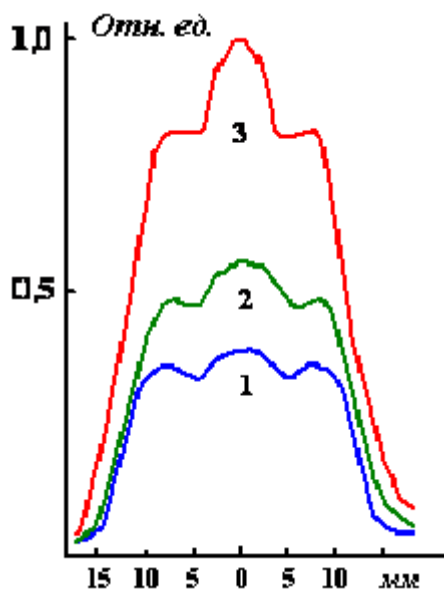


Рис.12. Распределение мощности излучения Sr-лазера по диаметру активного объема. Мощность генерации: 1 – 4,6 Вт; 2 – 7,4 Вт; 3 – 9 Вт, диаметр канала 30 мм [15].

Полученные в [16] результаты расчета условий для кривой убегания в парах меди соизмеримы с условиями накачки активной среды лазера на парах стронция в наших экспериментах, что указывает на принципиальную возможность перевода предимпульсных электронов в режим убегания. Доказательством осуществления такого режима может являться реализация одновременной генерации не только на самоограниченных переходах атома и иона стронция, но и на переходах буферных газов, например, на самоограниченных переходах атома гелия. Поскольку возможности повышения напряжения на накопительном конденсаторе ограничены тиратроном, то исследовалась возможность перевода предимпульсных электронов в режим убегания за счет снижения концентрации атомов стронция в разряде. Полагалось, что необходимые условия для перевода электронов в режим убегания должны возникнуть в результате снижения концентрации атомов стронция за счет выноса металла в холодные буферные зоны в процессе длительной работы лазера. Именно в этих условиях нами была получена генерация на самоограниченных переходах SrI и SrII, атома гелия ( $2^1P_1 - 2^1S_0$ ) –  $\lambda = 2058$  нм и переходах  $2s - 2p$  атома неона.

В **ПРИЛОЖЕНИИ** рассмотрены возможности увеличения средней мощности генерации ЛПМ за счет увеличения рабочего объема лазера при соответствующем увеличении коммутируемой энергии в условиях, когда коммутационные возможности используемых для накачки активной среды коммутаторов ограничены. Рассмотрены различные способы решения этой проблемы за счет параллельного и поочередного включения нескольких коммутаторов, разделения функций возбуждения и нагрева активной среды - за счет введения омических нагревателей в ГРТ, использования сдвоенных импульсов накачки. Приводятся примеры конкретной реализации полученных результатов в виде приборных образцов лазерной техники для различных применений.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Параметрические исследования лазеров на самоограниченных переходах атомов и ионов металлов, проводимые в течение почти 40 лет многими исследователями, позволили установить основные закономерности изменения частотно-энергетических характеристик лазерного излучения от параметров накачки. За истекшее время неоднократно проводилось обобщение результатов исследований [1-4] с целью объяснить наблюдаемые зависимости с позиций лазерной физики, физики газового разряда, физики низкотемпературной плазмы. В настоящей работе предпринята попытка объяснить наблюдаемые зависимости с позиций радиофизики, т.е. исходя из теории нелинейных электрических цепей; рассмотрены процессы в разрядном контуре лазеров на самоограниченных переходах и их влияние на кинетику процессов в активной среде. Совокупность радиофизического и традиционных методов анализа процессов в активной среде и разрядном контуре позволила:

1. **Определить** – зависимость изменения эквивалентной схемы ГРТ от расположения электродов; момент начала накачки активной среды в случае расположения электродов в холодных буферных зонах ГРТ; роль собственной емкости ГРТ в обострении фронта импульса возбуждения и подогреве электронов в межимпульсный период; факторы, определяющие время развития пробоя; два предельных случая ограничения частотно - энергетических характеристик лазеров.

При этом показано, что развитие пробоя в концевых зонах ГРТ и наличие трех параллельных контуров возбуждения (в случае расположения электродов в холодных буферных зонах ГРТ) объясняет экспериментально наблюдаемые зависимости частотно-энергетических характеристик лазеров на самоограниченных переходах. Поскольку релаксация метастабильных состояний в межимпульсный период связана с процессом диссипации энергии собственной емкости ГРТ, то ограничение ЧСИ генерации, обусловленное процессом релаксации метастабильных состояний, следует рассматривать как техническую причину, устраняя которую можно повышать среднюю мощность генерации. Однако затруднительно повысить практический КПД лазера в условиях, когда импеданс активной среды является системой с сосредоточенными параметрами, что обусловлено неэффективностью использования энергии, запасаемой в накопительном конденсаторе. По этой причине КПД лазеров на самоограниченных переходах до настоящего времени на порядок ниже прогнозируемого.

2. **Показать** принципиальную возможность и продемонстрировать путь технической реализации (Патенты РФ №2082263; № 2230409; №2237955)



управления населенностью метастабильных состояний в рекомбинирующей плазме. Данный эффект можно применять для повышения эффективности лазерного разделения изотопов, поскольку позволяет использовать для селективного возбуждения изотопов непосредственно излучение лазеров на самоограниченных переходах. По крайней мере, для разделения изотопов тех элементов, на которых получена генерация на самоограниченных переходах.

**3. Предсказать** – условия “сверхбыстрого пробоя”, когда электроны, имитируемые из плазмы на анод, с момента пробоя переходят в режим убегания в промежутке “плазма – анод”.

При этом экспериментально показано для лазера на парах стронция, что в условиях “сверхбыстрого пробоя” реализуется равномерное распределение излучения по сечению разрядного канала ГРТ, энергосъем возрастает пропорционально объему активной среды, предельная частота следования импульсов генерации может достигать  $\sim 1$  МГц, а эффективность  $\sim 6-8\%$ . Это позволяет рассчитывать на увеличение оптимальной ЧСИ генерации до  $\sim 100$  кГц в лазерах на парах металлов и оценить достижимый уровень средней мощности генерации в лазере на парах стронция  $\sim 100 - 200$  Вт, а в лазере на парах меди  $\sim 1,0 - 1,5$  кВт с литрового объема активной среды.

Очевидно, что необходимо детальное изучение механизма формирования разряда и инверсной населенности в условиях “сверхбыстрого пробоя” для выяснения энергетического потенциала активной среды, что обуславливает необходимость проведения дальнейших исследований. При этом независимо можно проводить параметрические исследования энергетических характеристик лазеров на парах металлов, поскольку технический путь реализации “сверхбыстрого пробоя” продемонстрирован, как и его преимущества относительно импульсно-периодического разряда, когда импеданс активной среды проявляет себя как система с сосредоточенными параметрами.

**Основные результаты диссертации опубликованы в работах:**

1. Воронов В.И., Кирилов А.Е., Солдатов А.Н., Федоров В.Ф., Юдин Н.А. Высокочастотная коммутация большой мощности // ПТЭ. – 1982. – №1. – С. 151-152.
2. Воронов В.И., Евтушенко Г.С., Егоров А.Л., Елаев В.Ф., Карманов Г.А., Мальцев А.Н., Мирза С.Ю., Суханов В.Б., Солдатов А.Н., Федоров В.Ф., Филонов А.Г., Юдин Н.А. Лазер на красителях с распределенной обратной связью и накачкой лазером на парах меди со стабилизацией выходных характеристик // Оптика атмосферы. – 1988. – №1. – С.86-91.

3. Гарагатый С.Н., Пеленков В.П., Юдин Н.А. Лазер на парах меди с независимым подогревом “Милан - М/2Е” // Квантовая электроника. – 1988. – Т. 15. – С. 1974-1975.
4. Демкин В.П., Солдатов А.Н., Юдин Н.А. Эффективность лазера на парах меди // Оптика атмосферы и океана. – 1993. – Т. 16. – №6. – С. 659-665.
5. Солдатов А.Н., Федоров В.Ф., Юдин Н.А. Эффективность лазера на парах меди с частичным разрядом накопительной емкости // Квантовая электроника. – 1994. – Т. 21(8). – С. 733-734.
6. Soldatov A.N. and Yudin N.A. Excitation Efficiency of Working Transitions in Copper-Vapour Lasers // J. of Russian Laser Research. – 1995. – Vol. 16. – №2. – P. 128-133.
7. Skripnitenko A.S., Soldatov A.N., Yudin N.A. Method of Two-pulse Frequency Regulation of Copper-Vapour Laser Parameters // J. of Russian Laser Research. – 1995. – Vol. 16. – №2. – P. 134-137.
8. Солдатов А.Н., Суханов В.Б., Федоров В.Ф., Юдин Н.А. Исследование лазера на парах меди с повышенным КПД // Оптика атмосферы и океана. – 1995. – Т. 8. – №11. – С. 1626-1636.
9. Елаев В.Ф., Солдатов А.Н., Юдин Н.А. Исследование поведения проводимости плазмы лазера на парах меди // Оптика атмосферы и океана. – 1996. – Т. 9. – №2. – С. 169-173.
10. Воронов В.И., Полуниин Ю.П., Солдатов А.Н., Кирилов А.Е., Шумейко А.С., Юдин Н.А. Лазер на парах бромида меди с воздушным охлаждением и средней мощностью генерации 10-15 Вт // Оптика атмосферы и океана. – 1998. – Т. 11. – №2-3. – С. 187-188.
11. Юдин Н.А. Устойчивость работы тиратрона в разрядном контуре лазеров на самоограниченных переходах // Оптика атмосферы и океана. – 1998. – Т. 11. – №2-3. – С. 213-215.
12. Воронов В.И., Солдатов А.Н., Суханов В.Б., Юдин Н.А. Медицинская установка на базе лазера на парах меди для дерматологии // Оптика атмосферы и океана. – 1998. – Т.11. – №2-3. – С. 240-242.
13. Юдин Н.А. Энергетические характеристики лазера на парах меди в области устойчивой работы тиратрона // Квантовая электроника. – 1998. – Т. 25. – №9. – С. 795-798.
14. Юдин Н.А., Клишкин В.М., Прокопьев В.Е. Оптогальванический эффект в лазере на самоограниченных переходах атома меди // Квантовая электроника. – 1999. – Т. 28. – №3. – С. 273-276.

15. Юдин Н.А., Климкин В.М., Прокопьев В.Е., Калайда В.Т. Экспериментальные наблюдения ступенчатой ионизации атома Cu в активной среде Cu-лазера // Известия вузов. Физика. – 1999. – №9. – С. 128-132.
16. Юдин Н.А. Влияние параметров разрядного контура на частотно - энергетические характеристики генерации лазера на самоограниченных переходах атома меди // Квантовая электроника. – 2000. – Т. 30. – №7. С. 583-586.
17. Юдин Н.А. Погрешность измерения концентрации электронов в лазере на парах меди по штарковскому профилю линии водорода // Оптика атмосферы и океана. – 2001. – Т. 14. – №11. – С. 1022-1026.
18. Юдин Н.А. Оптимальные режимы работы лазера на парах меди в условиях эффективной накачки // Оптика атмосферы и океана. – 2002. – Т. 15. – №3. – С. 228-233.
19. Юдин Н.А. Влияние параметров коммутатора на эксплуатационные характеристики лазера на парах меди // Квантовая электроника. – 2002. – Т. 32. – №9. – С. 815-819.
20. Полунин Ю.П., Юдин Н.А. Управление характеристиками излучения лазера на парах меди // Квантовая электроника. – 2003. – Т. 33, – №9. – С. 833-835.
21. Юдин Н.А. Ограничение эффективности лазера на парах меди и пути его преодоления // Оптика атмосферы и океана. – 2004. – Т. 17. – №2-3. – С. 140-145.
22. Юдин Н.А. Влияние предимпульсных параметров активной среды на характеристики генерации лазера на парах меди // Оптика атмосферы и океана. – 2004. – Т.17. – №8. – С. 689-691.
23. Kazaryan M.A., Lyabin N.A., Yudin N.A. Prospects for further development of self-heated lasers on the self-contained transitions of a copper atom // Journal of Russian laser Research. – 2004. – Vol. 25. – №3. – P. 267-297.
24. Kazaryan M.A., Lyabin N.A., Soldatov A.N. and Yudin N.A. Role of the density of lower laser levels in the control of generation parameters of copper vapor laser // Journal of Russian laser Research. – 2005. – Vol. 26. – №5. – P. 373-379.
25. Юдин Н.А. Влияние предимпульсных параметров плазмы на частотно-энергетические характеристики лазера на парах меди. // Оптика атмосферы и океана. – 2006. – Т.19. – №2-3. – С. 145-150.
26. Бохан П.А., Закревский Д.Э., Ким В.А., Фатеев Н.В., Юдин Н.А. Тушение атомов Pb( $6p^2\ ^1D_2$ ) в столкновениях с молекулами // Химическая физика. – 2007. – Т. 26. – №11. – С. 15-21.

27. Юдин Н.А., Суханов В.Б., Губарев Ф.А., Евтушенко Г.С. О природе фантомных токов в активной среде лазеров на самоограниченных переходах атомов металлов // Квантовая электроника. – 2008. – Т. 38. – №1. – С. 23-29.
28. Солдатов А.Н., Юдин Н.А., Полуниин Ю.П., Реймер И.В., Хохряков И.В. Импульсно-периодический лазер на RM-переходах гелия и стронция // Известия вузов. Физика. – 2008. – №1. – С. 6-9.
29. Солдатов А.Н., Юдин Н.А., Васильева А.В., Полуниин Ю.П., Чеботарев Г.Д., Латуш Е.Л., Фесенко А.А. О предельной частоте следования импульсов генерации ионного самоограниченного лазера на парах стронция // Квантовая электроника. – 2008. – Т. 38. – №11. – С. 1009-1015.
30. Солдатов А.Н., Юдин Н.А., Васильева А.В., Полуниин Ю.П., Латуш Е.Л., Чеботарев Г.Д., Фесенко А.А. О предельной частоте следования импульсов генерации самоограниченного He-Sr<sup>+</sup> лазера // Оптика атмосферы и океана. – 2008. – Т. 21. – №8. – С. 696-699.
31. Солдатов А.Н., Юдин Н.А., Васильева А.В., Полуниин Ю.П. Эффективность накачки лазера на парах стронция в условиях бегущей волны возбуждения // Известия вузов. Физика. – 2008. – №12. – С. 79-87.
32. Полуниин Ю.П., Солдатов А.Н., Юдин Н.А. Формирование инверсии в лазерах на самоограниченных переходах атомов металлов в условиях сверхбыстрого пробоя // Оптика атмосферы и океана. – 2009. – Т.22. – №11. С.1051-1056.
33. Солдатов А.Н., Юдин Н.А. Способ возбуждения импульсных лазеров на самоограниченных переходах // А.с. СССР №1101130. – 1982.
34. Воронов В.И., Юдин Н.А. Импульсный лазер на парах веществ // А.с. СССР №1253397. – 1984.
35. Пеленков В.П., Прокопьев В.Е., Юдин Н.А. Импульсный лазер на парах веществ // А.с. СССР №1445496. – 1986.
36. Воронов В.И., Юдин Н.А. Импульсный лазер на парах химических элементов // А.с. СССР №1676410. – 1989.
37. Скрипниченко А.С., Солдатов А.Н., Юдин Н.А. Способ возбуждения импульсных лазеров на самоограниченных переходах // Патент РФ №2082263. – 1997.
38. Воронов В.И., Кирилов А.Е., Солдатов А.Н., Юдин Н.А. Импульсный лазер на парах химических элементов // Патент РФ № 2230409. – 2004.
39. Юдин Н.А. Импульсный лазер на парах химических элементов // Патент РФ № 2175158. – 2001.

40. Юдин Н.А. Импульсно-периодический лазер на парах химических элементов с управляемыми параметрами генерации // Патент РФ №2237955. – 2004.
41. Юдин Н.А. Способ возбуждения импульсного лазера на самоограниченных переходах // Патент РФ №2242828. – 2004.
42. Юдин Н.А. Импульсно-периодический лазер на парах химических элементов // Патент РФ №2254651. – 2005.
43. Воронов В.И., Юдин Н.А. Генератор с умножением напряжения // Патент РФ №2288536. – 2006.

#### **Цитируемая литература.**

1. Петраш Г.Г. Импульсные газовые лазеры // УФН. – 1971. – Т.105. – С. 645-676.
2. Солдатов А.Н., Соломонов В.И. Газоразрядные лазеры на самоограниченных переходах в парах металлов / – Новосибирск: Наука. – 1985. – 151 с.
3. Батенин В.М., Бучанов В.В., Казарян М.А., Климовский И.И., Молодых Э.И. Лазеры на самоограниченных переходах атомов металлов / – М.: Научная книга. – 1998. – 544 с.
4. С.Е. Little. Metal Vapour Lasers. Physics, Engineering and Application / – New York: John Wiley & Sons. – 1999. – 620 p.
5. Вохмин П.А., Климовский И.И. Предельные характеристики лазеров на самоограниченных переходах // Теплофизика высоких температур. – 1978. – Т. 16. – Вып. 5. – С. 1080-1085.
6. Hogan G.P., Webb C.E. Pre-ionization and discharge breakdown in the copper vapour laser: the phantom current // Optics Communications. – 1995. – Vol. 117. – №5. – P. 570-579.
7. Земсков К.И., Исаев А.А., Петраш Г.Г. Развитие разряда в импульсных лазерах на парах металлов // Квантовая электроника. – 1999. – Т. 27. – №2. – С. 183-188.
8. Бохан П.А., Герасимов В.А., Соломонов В.И., Щеглов В.Б. О механизме генерации лазера на парах меди // Квантовая электроника. – 1978. – Т. 5. – №10. – С. 2162-2173.
9. Carman R.J., Brown D.J.W., Piper J.A. A self-consistent model for the discharge kinetics in a high-repetition-rate copper-vapor laser // IEEE J. Quantum Electronics. – 1994. – Vol. 30. – №8. – P. 1876-1895.
10. Яковленко С.И. Критическая плотность электронов при ограничении частоты следования импульсов в лазере на парах меди // Квантовая электроника. – 2000. – Т. 30. – №6. – С. 501-505.

11. Исаев А.А., Михельсоо В.Т., Петраш Г.Г. и др. Кинетика возбуждения рабочих уровней лазера на парах меди в режиме сдвоенных импульсов // Квантовая электроника. – 1988. – Т. 15. – №12. – С. 2510-2513.
12. Тарасенко В.Ф., Яковленко С.И. Механизм убегания электронов в плотных газах и формирование мощных субнаносекундных электронных пучков // УФН. – 2004. – Т.174. – С. 953-971.
13. Василяк Л.М., Костюченко С.В., Кудрявцев Н.Н., Филюгин И.В. Высокоростные волны ионизации при электрическом пробое // УФН. – 1994. – Т. 164. – С. 263-285.
14. Иванов И.Г., Латуш Е.Л., Сэм М.Ф. Ионные лазеры на парах металлов / – М.: Энергоатомиздат. – 1990. – 256 с.
15. Soldatov A.N., Filonov A.G., Polunin Yu.P., and Sidorov I.V. SrI- and SrII-Vapor Laser Active Volume Scaling // The 8-th International Symposium on Laser Physics and Laser Technologies. Tomsk. – 2006. – P.5-10.
16. Ткачев А.Н., Феденев А.А., Яковленко С.И. Коэффициент Таунсенда и кривая ухода для паров меди // Письма ЖТФ. – 2007. – Т. 33. – вып.2. – С. 68-73.
17. Бохан П.А., Бучанов В.В., Закревский Д.Э., Казарян М.А., Калугин М.М., Прохоров А.М., Фатеев Н.В. Лазерное разделение изотопов в атомарных парах / – М.: Физматлит. – 2004. – 208 с.