

УДК 621.375.826

## О механизме ограничения частотно-энергетических характеристик лазеров на парах металлов

А.Н. Солдатов, Н.А. Юдин, Ю.П. Полунин, Н.Н. Юдин\*

Национальный исследовательский Томский государственный университет  
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36

Поступила в редакцию 26.12.2017 г.

Проведен анализ электрофизических процессов в разрядном контуре импульсных лазеров на парах металлов. Наибольшее внимание уделено начальному периоду развития разряда и условиям формирования инверсии. Показано, что ограничение частотно-энергетических характеристик (ЧЭХ) генерации обусловлено процессом заселения метастабильных уровней атомов металла на фронте импульса возбуждения и перераспределением скоростей заселения лазерных уровней в пользу метастабильных с ростом предимпульсной концентрации электронов. Какой из процессов играет определяющую роль в ограничении ЧЭХ генерации, зависит от электрофизического процесса в разрядном контуре лазера, на развитие которого существенно влияет расположение электродов в газоразрядной трубке (ГРТ). Расположение электродов в ГРТ определяет также условия формирования инверсии и выбор оптимальных параметров накачки. Обсуждаются технические решения, при которых эффективность накачки лазера на парах меди может составлять ~10%.

*Ключевые слова:* лазеры на самоограниченных переходах, лазеры на парах металлов, импульсно-периодический газовый разряд; self-terminating lasers, metal vapor lasers, pulsed-periodic gas discharge.

### Введение

Известно, что энергетические характеристики лазеров на самоограниченных переходах атомов металлов (ЛСПМ) зависят от скорости девозбуждения верхних лазерных уровней ступенчатыми процессами в ионизацию [1–3], которые ограничивают населенность резонансных уровней [4] и энергосъем [2]. Величина инверсной населенности в этих условиях полностью определяется процессами заселения нижних лазерных уровней на фронте импульса возбуждения и их релаксацией в межимпульсный период, а увеличение средней мощности генерации возможно только за счет повышения частоты следования импульсов (ЧСИ) генерации. Ограничение частотно-энергетических характеристик (ЧЭХ) ЛСПМ определяется процессом заселения метастабильных уровней на фронте импульса возбуждения [5]. Это ограничение обусловлено тем, что разрядный контур лазера можно в первом приближении рассматривать как простой колебательный контур, в котором, как хорошо известно, реализуются аperiodический или колебательный электрофизические процессы. Заселение метастабильных уровней на фронте импульса возбуждения в случае аperiodического процесса, согласно [6], пропорционально  $\Delta N_m \sim L(n_{e0})^2$ , где  $L$  — индуктивность разрядного контура,  $n_{e0}$  — пред-

импульсная концентрация электронов. Время нарастания напряжения на активной составляющей разрядного контура  $\tau \sim L/R_0 \sim L n_{e0}$  ( $R_0$  — предимпульсное сопротивление плазмы). Следовательно, нейтрализация эффекта заселения метастабильных уровней на фронте импульса возбуждения возможна за счет уменьшения индуктивности в разрядном контуре и повышения эффективности объемной трехчастичной рекомбинации в активной среде. Обострить фронт нарастания напряжения на активной составляющей импеданса газоразрядной трубки (ГРТ) можно в условиях колебательного процесса, повышая частоту свободных колебаний в контуре за счет уменьшения емкости накопительного конденсатора. Однако в этом случае будет расти добротность контура и, значит, снижаться амплитуда напряжения на активной составляющей импеданса ГРТ. Это обуславливает перераспределение скоростей заселения лазерных уровней в пользу метастабильных с ростом ЧСИ возбуждения (с ростом  $n_{e0}$ ). Нейтрализация данного эффекта возможна путем снижения добротности контура, т.е. тоже за счет уменьшения индуктивности в разрядном контуре и повышения эффективности объемной трехчастичной рекомбинации в активной среде.

Вышесказанное иллюстрирует механизм ограничения ЧЭХ [5] в идеальных условиях — при использовании в разрядном контуре лазера идеального коммутатора. В общем случае заселение метастабильных уровней на фронте импульса возбуждения определяется электрофизическим процессом в разрядном контуре, более сложным по сравнению с идеальными условиями; в результате в контуре реализуются

\* Анатолий Николаевич Солдатов (general@tic.tsu.ru); Николай Александрович Юдин (yudin@tic.tsu.ru); Юрий Петрович Полунин (eniseuchka@mail.ru); Николай Николаевич Юдин (rach3@yandex.ru).

процессы [7–9], усиливающие действие рассмотренного механизма ограничения [5].

Для анализа электрофизических процессов в электрической цепи, согласно теории электрических цепей, необходимо составить ее эквивалентную схему. Ранее проведенные исследования [7–9] показали, что эквивалентная схема разрядного контура ЛСПМ зависит от расположения электродов в ГРТ (в холодных буферных зонах или в горячей зоне разрядного канала). Это обуславливает различия электрофизических процессов в разрядных контурах лазеров, условий формирования инверсии и технических решений по оптимизации условий накачки активной среды.

Цель настоящей работы – оценить перспективы повышения ЧЭХ ЛСПМ, т.е. выяснить, с использованием какой из конструкций ГРТ можно реализовать параметры накачки, близкие к идеальным условиям при газоразрядном способе возбуждения.

## 1. Газоразрядные трубки с электродами в горячей зоне разрядного канала

Идеальные условия накачки активной среды должны реализовываться в ГРТ с электродами, расположенными в горячей зоне разрядного канала. Это утверждение следует из того, что эквивалентная схема разрядного контура с данной конструкцией ГРТ, согласно [9], представляет собой простой колебательный контур, в электрическую цепь которого включен коммутатор. Следовательно, необходимо определить параметры, при которых коммутатор можно рассматривать как идеальный ключ.

Критерием оценки идеальности коммутатора, очевидно, может служить время его открывания ( $\tau_k$ ), которое должно быть меньше времени нарастания напряжения на активной составляющей разрядного контура при идеальном коммутаторе ( $\tau_k < L/R_0$ ). Наиболее широко используемый коммутатор в ЛСПМ – тиратрон ТГИ1-1000/25 с допустимой скоростью нарастания тока  $\sim 4$  А/нс. Его можно рассматривать как идеальный ключ при токе в контуре до 400 А и типичных значениях  $L \sim 1$  мкГн [10],  $R_0 \sim 10$  Ом и  $L/R_0 \sim 100$  нс. В этих условиях на фронте накачки реализуется населенность метастабильных уровней  $\sim (2-3) \cdot 10^{13}$  см<sup>-3</sup>, близкая к критическому значению (с учетом теплового заселения метастабильных уровней).

В [11] представлены результаты исследования энергетических характеристик лазера на парах меди с минимально возможной индуктивностью  $L \sim 0,2$  мкГн, обусловленной техническими решениями изготовления коаксиальной конструкции ГРТ [9, 12]. В этом случае тиратрон ТГИ1-1000/25 можно рассматривать как идеальный ключ при токе в контуре до 80 А,  $R_0 \sim 10$  Ом,  $L/R_0 \sim 20$  нс, а на фронте накачки реализуется концентрация атомов в метастабильном состоянии  $\sim 0,5 \cdot 10^{13}$  см<sup>-3</sup>. Это позволило достигнуть рекордного практического КПД лазера на

парах меди  $\sim 3\%$  [11] и удельной энергии импульса генерации  $\sim 30-40$  мкДж/см<sup>3</sup> [5] в лазерных трубках с малым рабочим объемом. Чтобы обеспечить условия «идеальности» ключа при токе в контуре  $\sim 800$  А и  $L/R_0 \sim 20$  нс, необходимо на порядок увеличить допустимую скорость нарастания тока в тиратроне. Технически это реализуется за счет включения параллельно  $\sim 10$  тиратронов ТГИ1-1000/25. Однако обеспечить одновременное включение даже двух тиратронов проблематично из-за наличия джиттера тиратронов [13]. Вышесказанное, по-видимому, стало одной из главных причин, по которой данные конструкции ГРТ не используются при разработке ЛСПМ. В настоящее время разработано новое поколение коммутаторов – тиратроны с холодным полым катодом типа ТПИ [14], что позволяет реанимировать исследование ЛСПМ с конструкцией ГРТ [12].

## 2. Газоразрядные трубки с электродами в холодных буферных зонах

Наиболее широко в исследованиях и разработках ЛСПМ используются газоразрядные трубки с электродами, расположенными в холодных буферных зонах. Уже в первой публикации [15] был получен практический КПД  $\sim 1\%$  в саморазогревном режиме работы лазера на парах меди с такой конструкцией ГРТ, что вселило оптимизм в отношении возможности достижения прогнозируемого КПД ЛСПМ при оптимизации параметров накачки. Однако практический КПД лазера на парах меди остался на уровне  $\sim 1\%$ , несмотря на большой объем исследований [11, 16] по оптимизации этих параметров. Неудача, видимо, объясняется тем, что электрофизический процесс в разрядном контуре лазера с такой конструкцией ГРТ существенно отличается от процесса, реализуемого в простом колебательном контуре [8], а следовательно, должны отличаться условия формирования инверсии и технических решений по оптимизации условий накачки активной среды, в то время как оценка оптимальных параметров накачки осуществлялась на основе представлений об электрофизическом процессе в простом колебательном контуре.

Оценим реализуемость прогнозируемых энергетических характеристик ЛСПМ исходя из анализа электрофизического процесса в разрядном контуре лазера [8]. Накачка активной среды в таких конструкциях ГРТ осуществляется в два этапа. На первом (подготовительном) этапе происходит зарядка емкостных составляющих разрядного контура (обостряющей емкости  $C_0$  и собственной емкости  $C_{ГРТ}$ ) от накопительного конденсатора  $C$ . Возможны два режима зарядки [7], которые определяют дальнейший процесс формирования инверсии; их условно можно назвать режимы «пониженных» и «повышенных энерговкладов». Наличие двух режимов обусловлено тем, что активная среда, геометрические размеры которой определяются теплоизолированным разрядным

каналом, отделена от электродов буферными зонами, в которых отсутствуют пары металлов. Нейтрализация зарядов в межимпульсный период в таких конструкциях ГРТ осуществляется в процессе объемной трехчастичной рекомбинации в активной среде и за счет диссоциативной рекомбинации в буферных зонах. Поскольку скорость диссоциативной рекомбинации выше, чем трехчастичной [6, 17], то зарядка емкостных составляющих может происходить в условиях полной или частичной рекомбинации в холодных буферных зонах.

### 2.1. Формирование инверсии населенности при «пониженных энергозкладах»

Режим «пониженных энергозкладов» можно реализовать в условиях полной рекомбинации плазмы в холодных буферных зонах с параметрами накачки, при которых ток через коммутатор падает до нуля после зарядки емкостных составляющих от накопительного конденсатора, т.е. если напряжение на ГРТ – величина одного порядка с напряжением пробоя в холодной буферной зоне со стороны анода ГРТ. После разрядки  $C_{ГРТ}$  в процессе пробоя, согласно [8], возникает разность потенциалов на активной среде, и (на втором этапе) накачка осуществляется в процессе разрядки  $C$  и  $C_0$ . Граничное условие начала накачки активной среды  $I_1 = 0$  и  $I_2 = 0$ , где  $I_1$  и  $I_2$  – ток в контурах, образованных конденсаторами  $C$  и  $C_0$  соответственно. В таких условиях накачка должна определяться энергозкладом от  $C_0$ , поскольку емкость накопительного конденсатора обычно на порядок превышает емкость  $C_0$ . Это означает, что можно на порядок повысить эффективность накачки, если исключить энергозклад от накопительного конденсатора в активную среду, используя управляемый коммутатор, например таситрон. Вышесказанное иллюстрирует результаты исследования электрофизического процесса в разрядном контуре лазера на парах меди. Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1.

Исследования проводились с теплоизолированной ГРТ лазера на парах меди при давлении буферного газа (Ne) ~80 торр. Разрядный канал ГРТ изготовлен из BeO-керамической трубки внутренним диаметром 8 мм и длиной 30 см. В качестве накопительного и обостряющего конденсаторов использовались конденсаторы КВИ-3 ( $C = 2200$  и  $C_0 = 330$  пФ). Контроль импульсов тока и напряжения осуществлялся осциллографом Tektronix DPO-4034B. Средняя мощность генерации определялась измерителем мощности ОРНН-NOVA. Вольт-амперные характеристики разряда и параметры генерации измерялись (рис. 2) при ЧСИ возбуждения, равной 10 кГц, потребляемой мощности от высоковольтного выпрямителя ~350 Вт и напряжении  $U_B \sim 2,5$  кВ после выхода лазера на стационарный режим со средней мощностью генерации ~300 мВт. Импульсы тока в точках (3.1), (3.2) и (3.3) (рис. 1) измерялись одним и тем же датчиком тока фирмы Textronix, чтобы исключить погрешность. Пиковое напряжение на накопительном конденсаторе  $U_C = 2U_B \sim 5$  кВ при указанных параметрах накачки, т.е. устанавливался режим согласования источника питания с нагрузкой, что не позволяло поднимать напряжение на накопительном конденсаторе выше 5 кВ из-за неустойчивой работы тиратрона.

На рис. 2 приведены типичные для лазера на парах меди осциллограммы импульсов тока, протекающего через ГРТ (1), напряжения на ГРТ (2) и генерации (3). Дополнительно приведены осциллограммы тока, протекающего через тиратрон в процессе разрядки накопительного конденсатора (4) и (инвертированный) ток зарядки (5.1) и разрядки  $C_0$  (5.2). Ток, протекающий через тиратрон, состоит из двух частей: тока зарядки  $C_0$  на подготовительном этапе (4.1) и тока разрядки накопительного конденсатора на этапе накачки активной среды (4.2). Подтверждением вышесказанного является полная идентичность импульсов тока 4.1 и 5.1. Генерация реализуется (см. рис. 2) во время разрядки  $C_0$ , а энергозклад в активную среду от накопительного конденсатора осуществляется после импульса

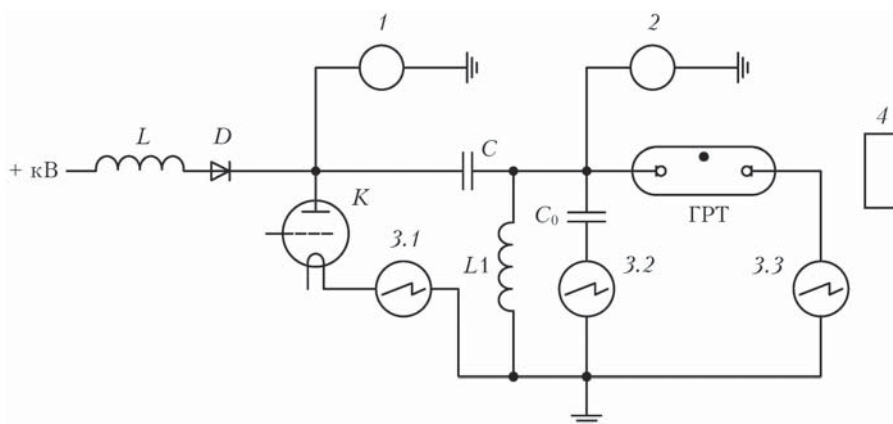


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: ГРТ – газоразрядная трубка;  $K$  – тиратрон ТГИ1-1000/25;  $L$ ,  $D$  – зарядные дроссель и диод соответственно;  $L1$  – шунтирующая индуктивность;  $C$  – накопительный конденсатор;  $C_0$  – обостряющая емкость; 1 – статический киловольтметр; 2 – делитель напряжения; 3 – токовые датчики; 4 – ФЭК

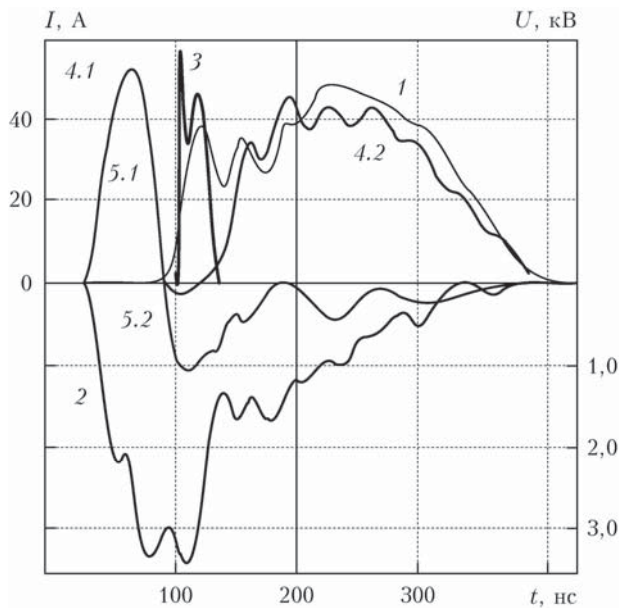


Рис. 2. Осциллограммы импульсов тока, протекающего через ГРТ (1); напряжения на ГРТ (2); генерации (3); тока, протекающего через тиратрон (4) и тока зарядки и разрядки  $C_0$  (5); 4.1 – ток зарядки  $C_0$  на подготовительном этапе от накопительного конденсатора; 4.2 – ток разрядки накопительного конденсатора на этапе накачки; 5.1 – ток зарядки  $C_0$  на подготовительном этапе; 5.2 – ток разрядки  $C_0$  на этапе накачки

генерации и, следовательно, не вносит вклад в формирование инверсной населенности. Поэтому при «отсечке» энерговклада в активную среду после импульса генерации в [18, 19] не наблюдалось изменения положения и формы импульса генерации. В действительности, как следует из приведенных результатов, «отсечка» энерговклада в активную среду [18, 19] осуществлялась перед импульсом генерации, т.е. после зарядки  $C_0$ , когда ток в коммутаторе падает до нуля, что позволяет запирать тиратрон.

Емкость  $C_0$ , оцененная из приведенных на рис. 2 осциллограмм, равна примерно 500 пФ. Такое же значение ( $C_0 \sim 500$  пФ) дает оценка исходя из закона сохранения заряда при вышеприведенных параметрах накачки, что на  $\sim 170$  пФ выше указанного номинала  $C_0 \sim 330$  пФ и определяется величиной емкости подводящих шин, которая подключена параллельно  $C_0 \sim 330$  пФ. При указанных параметрах накачки КПД лазера относительно потребляемой мощности от выпрямителя  $\eta_v \sim 0,09\%$ , относительно энергии, запасаемой в накопительном конденсаторе,  $\eta_c \sim 0,11\%$ , и относительно энергии, запасаемой в  $C_0$ ,  $\eta \sim 0,75\%$ . Данные результаты подтверждают, что в режиме «отсечки» энерговклада в активную среду можно на порядок повысить эффективность накачки ЛСПМ. Тем не менее реализованный КПД ( $\eta \sim 0,75\%$ ) на порядок ниже КПД  $\eta \sim 9\%$ , указанного в [18, 19]. Столь существенное расхождение может быть обусловлено неоптимальным значением  $C_0 \sim 500$  пФ.

С целью проверки данного предположения ГРТ подключалась к накопительному конденсатору и шунтирующей индуктивности (см. рис. 1) отрезком коаксиального кабеля длиной  $\sim 2$  м. В этих условиях роль  $C_0$  выполняет емкость коаксиального кабеля, изменяя длину которого можно оптимизировать параметры накачки. Средняя мощность генерации лазера с коаксиальным кабелем составила  $\sim 350$  мВт при вышеуказанных параметрах накачки, а  $\eta \sim 2,2\%$  относительно энергии, запасаемой в  $C_0$ . При тех же параметрах накачки был реализован  $\eta \sim 2,8\%$  с отрезком коаксиального кабеля длиной  $\sim 1$  м.

Все сказанное указывает на необходимость более детального изучения данного режима накачки активной среды ЛСПМ, результаты которого будут представлены в последующих публикациях.

## 2.2. Формирование инверсии населенности при «повышенных энерговкладах»

Переход от режима «пониженных энерговкладов» к «повышенным» происходит с увеличением напряжения на накопительном конденсаторе или с увеличением ЧСИ возбуждения, т.е. когда зарядка (на подготовительном этапе) емкостных составляющих разрядного контура осуществляется от накопительного конденсатора в условиях неполной рекомбинации плазмы в холодных буферных зонах [7, 8]. В основном исследования проводились именно в этом режиме работы ЛСПМ [10, 16]. Электрофизический процесс в разрядном контуре практически не исследовался, а именно он определяет ЧЭХ генерации ЛСПМ. Емкостные составляющие заряжаются от накопительного конденсатора (в режимах «пониженных» и «повышенных энерговкладов») токами заряда до выравнивания напряжения на  $C$ ,  $C_0$  и  $C_{ГРТ}$ . В рассматриваемом режиме зарядка происходит в условиях шунтирования емкостных составляющих плазмой холодной буферной зоны со стороны анода ГРТ [8], что ограничивает напряжение, до которого могут заряжаться  $C_0$  и  $C_{ГРТ}$  от накопительного конденсатора, поскольку напряжение в процессе зарядки нарастает до момента выравнивания скоростей поступления заряда от накопительного конденсатора и их ухода на анод ГРТ. После зарядки емкостных составляющих, согласно [8], происходит разрядка  $C_{ГРТ}$  (псевдопробой), возникает разность потенциалов на активной среде и накачка осуществляется в процессе разрядки  $C$  и  $C_0$ . Граничное условие начала накачки активной среды в данном режиме  $I_1 = I_{\max}$  и  $I_2 = 0$ , где  $I_{\max}$  – ток, протекающий через коммутатор в момент псевдопробоя, т.е. в максимуме напряжения на ГРТ [7, 20]. При указанных граничных условиях начала накачки обостряется фронт нарастания напряжения на активной составляющей импеданса ГРТ, что устраняет преимущественное заселение метастабильных уровней на начальном этапе накачки [4]. Происходит суммирование (по первому закону Кирхгоффа) токов от двух контуров на нагрузке, и амплитуда

тока, протекающего через ГРТ, в этот период времени превышает амплитуду тока, протекающего через коммутатор [7]. Определяющим в формировании инверсной населенности является энерговклад от накопительного конденсатора, в то время как  $C_0$  обеспечивает примерно 20-процентное увеличение энергии импульса генерации [10].

Следует отметить, что обострение фронта нарастания напряжения не устраняет основную причину ограничения ЧЭХ генерации, поскольку увеличение  $n_{e0}$  в активной среде и холодных буферных зонах с ростом ЧСИ возбуждения ведет к снижению напряжения на активной составляющей импеданса ГРТ и, как следствие, перераспределению скоростей заселения лазерных уровней в пользу метастабильных. Вышесказанное – не единственный фактор ограничения ЧЭХ генерации ЛСПМ. Например, экспериментально наблюдается медленная релаксация метастабильных состояний в течение всего межимпульсного периода [4], что обусловлено процессом диссипации энергии, запасенной в реактивных составляющих импеданса ГРТ, и устраняется с помощью дополнительных технических решений [6].

### 2.3. Заселение метастабильных уровней в процессе зарядки емкостных составляющих

В [21] исследовано влияние предимпульсной населенности метастабильных состояний атома меди и их подзаселения на фронте импульса тока на энергию генерации лазера на парах меди в оптимальных температурных условиях. Установлено, что при частоте следования импульсов 12–14 кГц, соответствующей максимальной мощности генерации, снижение энергии, обусловленное остаточной населенностью метастабильных состояний, на порядок меньше, чем в результате их подзаселения на фронте импульса тока, т.е. подзаселение на фронте импульса тока осуществляется на подготовительном этапе накачки активной среды в процессе зарядки емкостных составляющих. При этом не наблюдаются ионизации активной среды и заселения резонансных состояний во время протекания фантомного тока (также на подготовительном этапе) [20].

Процессы, происходящие на подготовительном этапе накачки, можно объяснить следующим. Активная среда с высокой проводимостью ( $n_{e0} \sim 10 \text{ см}^{-3}$ ), разрядный канал и обратный токопровод ГРТ конструктивно представляют собой конденсатор  $C_{\text{ГРТ}}$ , в котором одна из обкладок – это активная среда. В процессе зарядки  $C_{\text{ГРТ}}$  (на подготовительном этапе) возникает разность потенциалов между обкладками конденсатора, т.е. между активной средой и обратным токопроводом, но при этом активная среда остается под одним потенциалом, что должно препятствовать возбуждению и ионизации в ней. Однако плазма (активная среда с высокой проводимостью) по определению квазинейтральная, и в ней не может накапливаться избыточный заряд. Значит избыточный заряд должен располагаться на поверхности плазмы – на стенке керамического разрядного

канала в процессе зарядки  $C_{\text{ГРТ}}$ , а активная среда в этом случае является проводником заряда. Дрейф зарядов в плазме обеспечивает подогрев ее электронной компоненты на подготовительном этапе. Если принять, что при этом происходит подзаселение метастабильных состояний без заселения резонансных уровней, то зарядный ток в плазме должен обеспечивать подогрев электронной компоненты до температуры  $T_e \sim 0,3\text{--}0,5 \text{ эВ}$ , при которой константа скорости заселения метастабильных уровней  $k_m \sim 10^{-8} \text{ см}^3/\text{с}$ , а резонансных  $k_r \sim 10^{-10} \text{ см}^3/\text{с}$  [22].

Лучше всего подтверждают вышесказанное результаты измерения временного хода населенности лазерных уровней (рис. 3) во время импульса возбуждения [4]. Как показали исследования [4], вблизи оптимальной для генерации температуры  $T_w$  стенки разрядного канала ГРТ усиление на рабочем переходе падало с уменьшением задержки между импульсами и пропадало при задержке  $\Delta t = 15 \text{ мкс}$ . При этом с уменьшением задержки амплитуда импульса тока и скорость его нарастания увеличивались, а амплитуда импульса напряжения падала, что связано с ростом  $n_{e0}$ . Измерения проведены в оптимальных для генерации условиях при  $T_w = 1570 \text{ }^\circ\text{C}$ . Максимум усиления в этих экспериментах наблюдался при всех задержках с точностью до ошибок измерения в один и тот же момент импульса возбуждения  $t_1$ , отмеченный на рис. 3 штриховой линией.

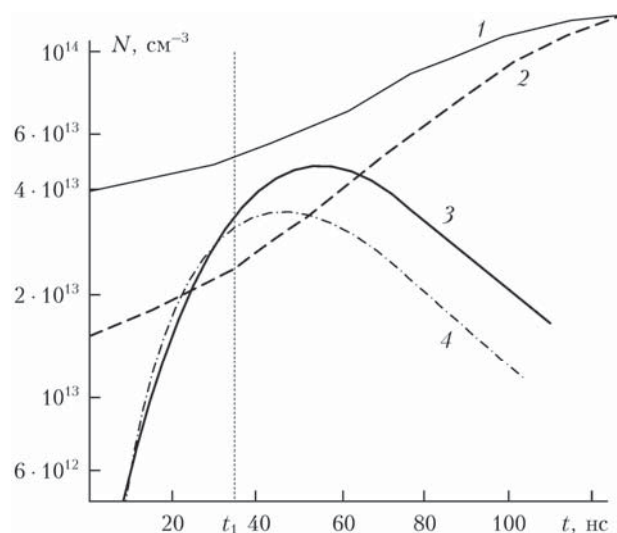


Рис. 3. Кинетика рабочих уровней Si-лазера на оси разряда во время импульса возбуждения [4]: 1, 2 – метастабильный уровень  ${}^2D_{5/2}$ ; 3, 4 – резонансный уровень  ${}^2P_{3/2}^0$ ; 1, 4 – задержка 15 мкс; 2, 3 – задержка 70 мкс;  $t_1$  – момент существования максимального усиления на рабочем переходе

На рис. 3 видно, что максимальная населенность резонансного уровня  $N_r$  с уменьшением задержки от 70 до 15 мкс упала с  $4,9 \cdot 10^{13}$  до  $3,8 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ . Предимпульсная населенность метастабильного уровня  $N_m$  при этом увеличилась с  $1,5 \cdot 10^{13}$  до  $4,0 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ , а максимальная за импульс населенность метастабильного уровня изменилась мало. Однако не следует

рассматривать высокую предимпульсную населенность  $N_m$  как определяющий фактор ограничения ЧЭХ генерации, поскольку она обусловлена процессом диссипации энергии, запасенной в реактивных составляющих импеданса ГРТ, и устраняется с помощью дополнительных технических решений [6], что подтверждают экспериментальные исследования [23]. Большое значение имеют населенности уровней к моменту  $t_1$ .

Видно, что рост  $N_r$  в начальные моменты времени почти одинаков при обеих задержках, в момент же  $t_1$  населенность  $N_r$  при меньшей задержке примерно на 12% ниже, чем при большей. Значения  $N_m$  в этот момент сильно отличаются из-за разницы предимпульсных населенностей, но рост  $N_m$  от начала импульса возбуждения до момента  $t_1$  с точностью до ошибок измерения одинаков —  $\Delta N_m \sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$  для обеих задержек.

Наблюдаемые зависимости определяются используемым в [4] коммутатором — модуляторной лампой ГМИ-29А, через которую коммутируемый ток с амплитудой  $\sim 300$  А ограничивается эмиссионной способностью катода лампы. Поэтому зарядка емкостных составляющих контура осуществляется в [4] за время  $\sim 10$  нс независимо от  $n_{e0}$ , что определяет совпадение начала накачки резонансных уровней при изменении задержки между импульсами. За время зарядки емкостных составляющих  $\sim 10$  нс происходит подзаселение метастабильных состояний на  $\Delta N_m \sim 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$  (см. рис. 3) в отсутствие заселения резонансных уровней. В этом случае константа скорости заселения метастабильных уровней  $k_m \sim 10^{-8} \text{ см}^3/\text{с}$ , если для ее оценки принять типичные значения  $n_{e0} \sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$  и предимпульсной концентрации атомов меди в основном состоянии  $N_{\text{Cu}} \sim 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ , что подтверждает вывод о сокращении подзаселения метастабильных состояний с увеличением фронта, сделанный в [21]. Однако неясно, какой из процессов вносит большой вклад (или их совокупность) в подогрев электронной компоненты плазмы при зарядке емкостных составляющих — непосредственно процесс зарядки или шунтирование емкостных составляющих плазмой со стороны анода ГРТ. В первом случае подзаселение  $N_m$  можно сократить, используя высокоскоростные коммутаторы, во втором — устраняя условия шунтирования емкостных составляющих с помощью, например, дополнительного ключа — кивотрона [24]. Для анализируемого режима «повышенных энергокладов» это не существенно, поскольку использование более высокоскоростных коммутаторов позволяет развить больший ток в контуре к моменту псевдопробоя и обострить фронт нарастания напряжения на активной составляющей импеданса ГРТ на этапе накачки, а устранение шунтирования позволяет заряжать емкостные составляющие до большего напряжения. Сказанное выше лишь подтверждает результаты моделирования [21], если не учитывать тепловой режим работы лазера, который естественно ограничивает ЧЭХ генерации.

Ограничение ЧЭХ генерации, обусловленное тепловым режимом работы лазера, можно проде-

монстрировать, используя результаты экспериментов [4] с применением ГРТ УЛ-101 (потребляемая мощность от выпрямителя в режиме саморазогрева  $\sim 1,5$  кВт). Рассмотрим идеальный случай, предположив, что используемый коммутатор — модуляторная лампа — идеальный ключ, который можно мгновенно закрыть после зарядки емкостных составляющих, ток зарядки емкостных составляющих  $\sim 300$  А, они заряжаются до напряжения  $\sim 10$  кВ за время  $\sim 10$  нс. Суммарная емкость в этом случае должна быть  $(C_0 + C_{\text{ГРТ}}) \sim 300$  пФ, а запасаемая энергия в емкостных составляющих  $E_C \sim 15 \cdot 10^{-3}$  Дж. Такое же количество энергии должно быть затрачено на работу по смещению заряда в процессе зарядки емкостных составляющих. При этом в индуктивной составляющей контура будет запасена энергия  $E_L = [L(I_{\text{max}})^2]/2 \sim 45 \cdot 10^{-3}$  Дж при типичных значениях  $L \sim 10^{-6}$  Гн для рассматриваемой конструкции ГРТ [10]. Режим саморазогрева при таких параметрах будет реализоваться на ЧСИ возбуждения  $\sim 20$  кГц. Средняя мощность при этом достигает  $\sim 25$  Вт, а практический КПД  $\sim 1,7\%$ , если принять, что  $C_{\text{ГРТ}} \sim 50$  пФ для такой конструкции трубки и КПД накачки  $\sim 10\%$  относительно энергии, запасенной в  $C_0$ . Это доказывает бесперспективность дальнейшего поиска путей реализации энергетического потенциала ЛСПМ в режиме «повышенных энергокладов», хотя существует потенциальная возможность увеличения средней мощности генерации с ростом ЧСИ возбуждения, например за счет уменьшения толщины теплоизолятора ГРТ.

## Заключение

Ограничение ЧЭХ генерации ЛСПМ обусловлено процессом заселения метастабильных уровней атомов металла на фронте импульса возбуждения и перераспределением скоростей заселения лазерных уровней в пользу метастабильных с ростом предимпульсной концентрации электронов. Какой из процессов играет определяющую роль в ограничении ЧЭХ генерации, зависит от электрофизического процесса в разрядном контуре лазера, на развитие которого существенно влияет расположение электродов в ГРТ. Оно же определяет условия формирования инверсии и выбор оптимальных параметров накачки.

Наиболее изученным к настоящему времени [10, 16] является режим «повышенных энергокладов», который реализуется в ГРТ с электродами, расположенными в холодных буферных зонах. Данная конструкция позволяет реализовать требуемые энергетические характеристики ЛСПМ с приемлемой для многих практических применений эффективностью  $\sim 1\%$  в условиях недостаточной скорости нарастания тока в коммутаторе. Использование скоростных коммутаторов, как показал анализ, не приводит к увеличению эффективности накачки, что определяет ограничение ЧЭХ генерации тепловым режимом работы ЛСПМ.

Для повышения эффективности накачки необходимо устранить вклад в активную среду энергии,

запасаемой в индуктивной составляющей импеданса разрядного контура, в собственной емкости ГРТ и энергозатраты на работу по смещению заряда в процессе зарядки емкостных составляющих. Эти задачи частично решаются в режиме «пониженных энергозатрат», а также с использованием газоразрядных трубок, у которых электроды расположены в горячей зоне разрядного канала. При этом конструкция ГРТ [12], согласно [9], позволяет реализовать минимально возможную индуктивность газоразрядной трубки при продольной накачке активной среды. Вышесказанное определяет путь реализации энергетического потенциала активной среды ЛСПМ при газоразрядном способе возбуждения.

1. Елецкий А.В., Земцов Ю.К., Родин А.В., Старостин А.И. Оптимальные характеристики лазера на парах металлов высокого давления // Докл. АН СССР. 1975. Т. 220, № 2. С. 318–321.
2. Пиотровский Ю.А., Реутова Н.М., Толмачев Ю.А. О роли ступенчатой ионизации в процессах формирования инверсной заселенности в лазерах на самоограниченных переходах // Оптика и спектроскопия. 1984. Т. 7, вып. 1. С. 99–104.
3. Юдин Н.А., Клишкин В.М., Прокопьев В.Е. Оптогальванический эффект в лазере на самоограниченных переходах атома меди // Квант. электрон. 1999. Т. 28, № 3. С. 273–276.
4. Исаев А.А., Михельсоо В.Т., Петраш Г.Г., Пезт В.Э., Пономарев И.В., Трещалов А.Б. Кинетика возбуждения рабочих уровней лазера на парах меди в режиме двойных импульсов // Квант. электрон. 1988. Т. 15, № 12. С. 2510–2513.
5. Бохан П.А., Герасимов В.А., Соломонов В.И., Щеголов В.Б. О механизме генерации лазера на парах меди // Квант. электрон. 1978. Т. 5, № 10. С. 2162–2173.
6. Юдин Н.А., Третьякова М.Р., Юдин Н.Н. Релаксация метастабильных состояний в лазерах на самоограниченных переходах // Оптика атмосф. и океана. 2012. Т. 25, № 3. С. 254–259.
7. 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 // Квант. электрон. 2008. Т. 38, № 1. С. 23–29.
8. Юдин Н.А., Юдин Н.Н. О механизме ограничения частотно-энергетических характеристик лазеров на самоограниченных переходах атомов металлов // Изв. вузов. Физика. 2015. Т. 58, № 12. С. 105–112.
9. Юдин Н.А., Юдин Н.Н. Эффективность накачки активной среды лазеров на парах металлов: газоразрядные трубки с электродами в горячей зоне разрядного канала // Изв. вузов. Физика. 2016. Т. 59, № 6. С. 49–56.
10. Батенин В.М., Бучанов В.В., Казарян М.А., Климовский И.И., Молодых Э.И. Лазеры на самоограниченных переходах атомов металлов. М.: Науч. книга, 1998. 544 с.
11. Бохан П.А., Герасимов В.А. Оптимизация условий возбуждения в лазерах на парах меди // Квант. электрон. 1979. Т. 6, № 3. С. 451–455.
12. Бохан П.А., Закревский Д.Э., Лаврухин М.А. Исследование газоразрядного лазера на самоограниченном переходе таллия // Квант. электрон. 2009. Т. 39, № 10. С. 911–916.
13. Юдин Н.А. Нестабильность срабатывания тиратронов в источниках питания лазеров на парах металлов // Приборы и техн. эксперим. 2015. № 1. С. 57–62.
14. Энциклопедия низкотемпературной плазмы Вводный том. Кн. 4 / под ред. В.Е. Фортова. М.: Наука, 2000. С. 446–459.
15. Исаев А.А., Казарян М.А., Петраш Г.Г. Эффективный импульсный лазер на парах меди с высокой средней мощностью генерации // Письма в ЖЭТФ. 1972. Т. 16, вып. 1. С. 40–42.
16. Little C.E. Metal Vapour Lasers. Physics, Engineering and Application. New York: John Wiley & Sons, 1999. 62 p.
17. Земсков К.И., Исаев А.А., Петраш Г.Г. Развитие разряда в импульсных лазерах на парах металлов // Квант. электрон. 1999. Т. 27, № 2. С. 183–188.
18. Солдатов А.Н., Федоров В.Ф., Юдин Н.А. Эффективность лазера на парах меди с частичным разрядом накопительной емкости // Квант. электрон. 1994. Т. 21, № 8. С. 733–734.
19. Солдатов А.Н., Суханов В.Б., Федоров В.Ф., Юдин Н.А. Исследование лазера на парах меди с повышенным КПД // Оптика атмосф. и океана. 1995. Т. 8, № 11. С. 1626–1636.
20. Hogan G.P., Webb C.E. Pre-ionization and discharge breakdown in the copper vapour laser: The phantom current // Opt. Commun. 1995. V. 117. P. 570–579.
21. Бохан П.А., Закревский Д.Э., Лаврухин М.А., Лябин Н.А., Чурсин А.Д. Возбуждение и релаксация метастабильных состояний атомов в активной среде импульсно-периодического лазера на парах меди // Квант. электрон. 2016. Т. 46, № 2. С. 100–105.
22. 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 Electron. 1994. V. 30, N 8. P. 1876–1895.
23. Бохан П.А., Закревский Д.Э. Влияние согласования генератора накачки с лазерной трубкой и условий накачки на релаксацию метастабильных состояний и частотно-энергетические характеристики лазера на парах меди // Квант. электрон. 2002. Т. 32, № 7. С. 602–608.
24. Бохан П.А., Гугин П.П., Закревский Д.Э., Лаврухин М.А., Казарян М.А., Лябин Н.А. Влияние уменьшения длительности фронта импульса напряжения на частоту следования импульсов генерации лазера на парах меди // Квант. электрон. 2013. Т. 43, № 8. С. 715–719.

*A.N. Soldatov, N.A. Yudin, Yu.P. Polunin, N.N. Yudin. Mechanism limiting the frequency-energy characteristics of metal vapor lasers.*

Electro-physical processes in the discharge circuit of a pulsed metal vapor laser are analyzed. The greatest attention is paid to the initial period of the discharge development and conditions for the inversion formation. It is shown that the limitation of the frequency-energy characteristics (FEC) of lasing is due to the process of population of the metastable levels of metal atoms on the excitation pulse front and redistribution of the rates of population of the laser levels in favor of metastable ones with an increase in the prepulse electron density. Which of the processes plays a decisive role in limiting the lasing FEC depends on the electro-physical process in the discharge circuit of the laser, the development of which is significantly influenced by the arrangement of electrodes in the gas-discharge tube (GDT). The arrangement of the electrodes in the GDT also determines the conditions for the inversion formation and the choice of the optimum pumping parameters. Technical solutions are discussed which allow the copper vapor laser pumping efficiency to attain ~10%.