

Частотно-энергетические характеристики Cu–Ne-лазера при различной длительности переднего фронта импульса возбуждения

П.А.Бохан, П.П.Гугин, Дм.Э.Закревский, М.А.Лаврухин

Исследованы генерационные характеристики лазера на парах меди в трубке с принудительным нагревом, имеющей длину 50 см и диаметр 2 см, в режиме возбуждения цугом импульсов. Проведены сравнительные исследования частотно-энергетических характеристик лазера при длительности переднего фронта импульса возбуждения ~25 нс (при разряде емкости через тиратрон и линию магнитного сжатия) и ~3 и 1 нс (с использованием схем с быстродействующим ключом – кивотроном). Показано, что уменьшение длительности фронта приводит к увеличению оптимальной частоты следования импульсов до ~30 кГц, эффективности генерации до 3.2% и погонной мощности генерации свыше 100 Вт/м. Полученные результаты подтверждают концепцию ограничения частотно-энергетических характеристик лазера на парах меди из-за недостаточной скорости ввода энергии в плазму при высоких предимпульсных концентрациях электронов.

Ключевые слова: лазер на парах меди, частотно-энергетические характеристики, длительность фронта импульса возбуждения.

1. Введение

Несмотря на конкуренцию со стороны твердотельных лазеров видимого диапазона с диодной накачкой, лазер на парах меди благодаря ряду своих непревзойденных параметров находит применение в области точной обработки материалов [1, 2], медицины [3], в физическом эксперименте [4, 5], при высокоскоростной регистрации объектов и процессов с помощью усилителей яркости [6–10] и др. Для быстродействующих усилителей яркости требуются высокие частоты следования импульсов генерации f и большая выходная мощность. Этим требованиям удовлетворяют лазеры на смеси CuBr–Ne–H₂, имеющие максимум выходной мощности на частотах в десятки кГц [11, 12]. Однако для практических применений более перспективны долговечные отпаянные приборы, например на смеси Cu–Ne–H₂ или Cu–Ne при высоком (более 100 Тор) давлении неона. Оптимальная частота следования для этих лазеров, соответствующая максимальной мощности и эффективности генерации, лежит в диапазоне $f = 5–20$ кГц [12–15], для CuBr–Ne–H₂ характерны $f = 20–50$ кГц [12, 16]. С увеличением f энергетические параметры ухудшаются. В работе [17] эффективность генерации CuBr–Ne–H₂-лазера при оптимальной частоте $f = 50$ кГц составила ~0.7%, при повышении f до 100 кГц – 0.42%, а при $f = 200$ кГц – 0.13%. В работе [18] в лазере на

парах меди с модифицированной кинетикой эффективность генерации достигала 2.8% при $f = 18$ кГц, в [19] – 1.4% на $f = 25$ кГц, 0.7% на 50 кГц и 0.3% на 100 кГц. В настоящее время в условиях пониженного энергозатрата для Cu–Ne–H₂-лазеров достигнуты $f \approx 230$ кГц [20] и для CuBr–Ne–H₂-лазеров – $f \approx 700$ кГц [11], но они имеют малую выходную мощность и эффективность, что ограничивает область их применений.

В работе [21] было показано, что ограничение частотно-энергетических характеристик генерации в лазере на парах меди возникает из-за недостаточной скорости ввода энергии, что приводит к медленному разогреву электронов при их высокой предимпульсной концентрации n_e^0 . При сближении импульсов и росте n_e^0 происходят разнообразные процессы, ухудшающие условия получения генерации, такие как ослабление скорости нагрева электронного газа, скин-эффект, ступенчатые процессы расселения резонансных состояний, повышение степени ионизации паров и др. В конечном итоге это приводит к перераспределению скорости накачки верхних и нижних лазерных состояний в пользу последних, что ограничивает частотно-энергетические характеристики генерации [22, 23].

Одним из способов повышения эффективности лазерной генерации на самоограниченных переходах является укорочение переднего фронта импульса накачки, вплоть до «мгновенного», с длительностью фронта $\sim 10^{-9}$ с [14, 21, 24]. В работе [25] было показано, что в этом случае существенно улучшаются и частотно-энергетические характеристики. В частности, прогнозируется увеличение погонной средней мощности генерации до ~200 Вт/м без снижения эффективности в газоразрядных трубках (ГРТ) с диаметром $d = 2$ см [22]. В настоящее время именно с укорочением фронта и управлением длительностью импульса накачки связывают перспективы увеличения мощности и эффективности лазеров на самоограниченных переходах [14, 15, 25–27].

П.А.Бохан, П.П.Гугин, М.А.Лаврухин. Институт физики полупроводников им. А.В.Ржанова СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева, 13; e-mail: bokhan@isp.nsc.ru

Дм.Э.Закревский. Институт физики полупроводников им. А.В.Ржанова СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева, 13; Томский государственный университет, Россия, 634050 Томск, просп. Ленина, 36

Поступила в редакцию 1 марта 2019 г., после доработки – 12 апреля 2019 г.

Для генерации импульсов накачки с наносекундным фронтом нарастания в [28–30] был использован новый тип коммутатора – кивотрон, представляющий собой разрядное устройство с планарной или коаксиальной геометрией на основе «открытого» разряда с генерацией встречных электронных пучков. Исследования, проведенные в последнее время, позволили определить область условий и параметров функционирования, в которых сохраняются высокие коммутационные характеристики кивотронов, представляющие интерес для возбуждения лазеров. Предельные отдельно достигаемые параметры кивотронов таковы: время коммутации на активно-индуктивную нагрузку до 100 пс, f до 100 кГц, рабочие напряжения $U = 2–100$ кВ, коммутируемые плотности тока до 1 кА/см^2 [30].

Цель настоящей работы – сравнительное исследование частотно-энергетических характеристик Cu–Ne-лазера при различной длительности переднего фронта импульса возбуждения в более широком диапазоне условий, чем это было выполнено в работе [25].

2. Экспериментальная установка и методика измерений

Исследования были выполнены с лазером на парах меди, активный элемент, которого подобен описанному в работе [25], за исключением того, что ГРТ длиной 50 см и с внутренним диаметром $d = 2$ см была выполнена из ВеО-керамики. Цилиндрические электроды из реакционно спеченного карбида кремния SiC с удельным сопротивлением $\rho \approx 0.5 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ монтировались на концах ГРТ. Внешняя поверхность электродов металлизировалась пленкой молибдена и соединялась с водоохлаждаемыми цилиндрическими вводами, установленными на концах кварцевого кожуха. При установке обратного токопровода вблизи кожуха расчетная индуктивность активного элемента составляла ~ 150 нГн. Трубка помещалась в кварцевый кожух диаметром 60 мм, заполненный теплоизолятором из порошка ZrO₂ марки ОСЧ. ГРТ имела независимое управление температурой (до 1600 °С) с помощью встроенного нагревателя из Мо-проволоки, наматываемой на внешнюю поверхность. Контроль температуры осуществлялся с помощью инфракрасного пирометра серии КМЗст. Питание нагревателей осуществлялось полупериодами сетевого напряжения через понижающий

трансформатор, защищенный от воздействия высоковольтных импульсов LC-цепочками. В каждой четвертой паузе импульсов нагревателя подавался цуг из 10 высоковольтных импульсов накачки. Цуговый метод изучения свойств лазера имеет ряд преимуществ перед методом регулярных импульсов в саморазогревном режиме из-за сложности в последнем случае одновременного соблюдения оптимальных температурных условий и параметров накачки и позволяет исследовать характеристики лазерной генерации в широком диапазоне параметров возбуждения и температуры активной среды.

Сравнительные исследования проведены для трех видов импульсов накачки: 1 – формируемого при разряде емкости через тиратрон ТГИ1–1000/25 и линию магнитного сжатия с фронтом после окончательного каскада (по уровню 0.1–0.9) $\tau \approx 25$ нс; 2 – с помощью кивотрона с $\tau \approx 3$ нс, заполненного смесью Ne–H₂ с давлением 2 и 1 Тор соответственно и работоспособного до частоты следования $f \approx 30$ кГц с коммутируемым напряжением до $U_0 = 19$ кВ; 3 – с помощью кивотрона с $\tau \approx 1$ нс, заполненного смесью Ne–H₂ с давлением 4 и 0.5 Тор соответственно и работоспособного до $f \approx 13$ кГц при $U_0 = 17$ кВ. Использовался планарный кивотрон с генерацией встречных электронных пучков, состоящий из двух ускорительных зазоров длиной по 3 мм, разделенных общей молибденовой сеткой-анодом с геометрической прозрачностью $\sim 92\%$. Рабочий диаметр SiC-катодов с $\rho = 0.5 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ составлял 30 мм.

Схема включения ГРТ в цепь питания при использовании кивотрона показана на рис.1. В отличие от работы [25] ГРТ одним концом заземлялась через токоизмерительное сопротивление и шунтировалась тремя параллельными линейками из высокоскоростных SiC-диодов C4D05120E. Это позволило снизить импульс напряжения на ГРТ во время зарядки рабочей емкости за время 50–60 нс до напряжения $U \approx 300–400$ В, не влияющего на выходные характеристики лазера. В варианте с магнитной компрессией использовалась традиционная схема накачки с обострительной емкостью [14]. Регистрация параметров накачки и генерации проводилась осциллографом Tektronix TDS 2024В с полосой 200 МГц, сигналы на который подавались с резистивных делителей напряжения, токового шунта и вакуумного фотодиода ФК 32. Коммутационные характеристики кивотрона измерялись с помощью осциллографа Tektronix DPO 70804 с полосой

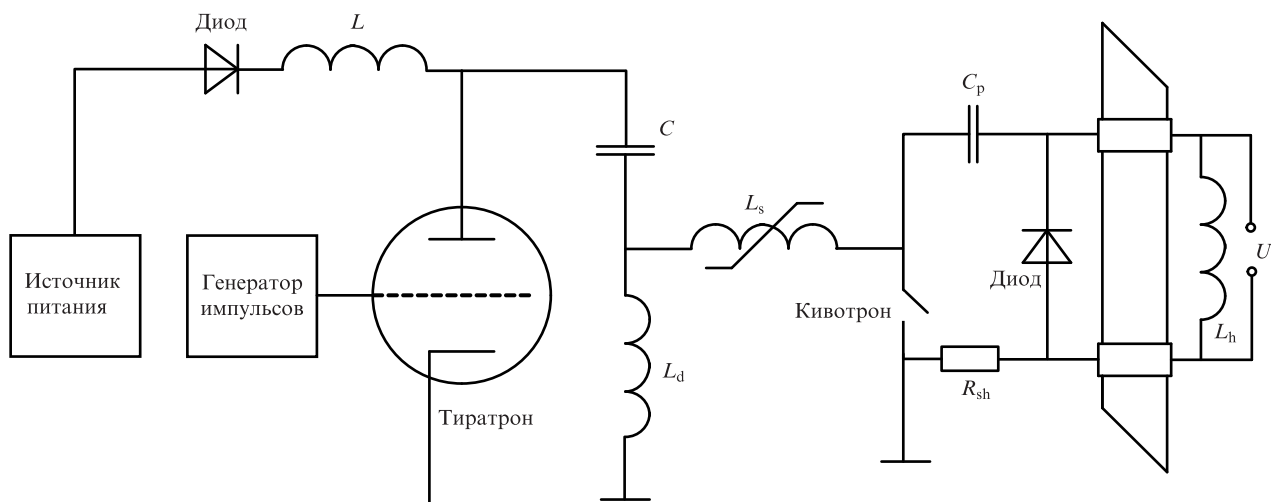


Рис.1. Схема включения активного элемента.

пропускания 8 ГГц, мощность генерации лазера фиксировалась тепловым датчиком S310C (Thorlabs). Как правило, параметры импульсов накачки и генерации устанавливались к третьему импульсу и далее оставались неизменными до конца цуга. Представленные ниже экспериментальные данные в основном получены при измерении параметров в десятом импульсе.

3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

На рис.2,а в качестве примера показаны осциллограммы напряжения U на ГРТ, тока I через нее, вкладываемой мгновенной мощности накачки, являющейся их произведением, $P = UI$, и импульса генерации при питании от генератора с линией магнитного сжатия. Использовалась оптимальная величина рабочей емкости $C = 15d^2/L \approx 1100$ пФ (d и L в см). Пиковая емкость составляла $C_p \approx 1000$ пФ. Давление буферного газа неона $p_{Ne} = 45$ Тор, температура трубки $T = 1525^\circ\text{C}$ была близка к оптимальной, $f = 3$ кГц, $U_0 = 16$ кВ. На рис.2,б приведены осциллограммы для случая питания ГРТ импульсами, формируемыми с помощью кивотрона, с $\tau \approx 1$ нс, $C = 1100$ пФ, $p_{Ne} = 45$ Тор, $T = 1570^\circ\text{C}$, $f = 10$ кГц, $U_0 = 17$ кВ. Из представленных осциллограмм тока I и вкладываемой мощ-

ности P видно, что они существенно различаются. В частности, при питании от кивотрона на переднем фронте импульса тока регистрируется выброс длительностью ~ 5 нс, вызванный током смещения через паразитную емкость ГРТ и индуктивностью датчика тока. Разрядный ток достигает максимума через время задержки τ_d , которое при $f = 10$ кГц равно ~ 10 нс. С ростом f эта задержка уменьшается и при $f > 20$ кГц пики тока смещения и разрядного тока сливаются. Величина τ_d также уменьшается с ростом температуры ГРТ. В результате на ГРТ формируется близкий к прямоугольному импульс накачки P , в отличие от колоколообразного импульса, формируемого в схеме с магнитным сжатием.

На рис.3 показано поведение энергии генерации (в десятом импульсе) w_{las} при изменении T газоразрядной трубки в схеме с магнитным сжатием для $f = 3$ кГц и в схеме с кивотроном для $f = 10$ кГц. Повышение оптимальной рабочей температуры T_{opt} , соответствующей максимуму w_{las} , при использовании кивотрона связано с достижением более высокой величины амплитуды напряжения при заданном значении U_0 , которая позволяет поддерживать требуемую температуру электронов при большем давлении паров меди.

На рис.4 для T_{opt} показаны зависимости от f средней мощности генерации P_{las} и эффективности генерации η_{las} , определяемой относительно энергии, запасенной в емкости C , для схемы с магнитным сжатием при $U_0 = 16$ кВ и для схемы с кивотроном с $\tau = 1$ нс при $U_0 = 17$ кВ. Выбор рабочего напряжения на кивотроне $U_0 = 17$ кВ был обусловлен тем, чтобы при $f = 3$ кГц энергия генерации для обоих вариантов была одинакова. Это условие приводит к тому, что η_{las} в схеме с кивотроном на низких частотах ниже, чем в схеме с магнитным сжатием. При $f \approx 5$ кГц величины η_{las} сравниваются, а при $f > 6$ кГц схема с использованием кивотрона оказывается намного эффективнее. В результате максимальная выходная мощность для кивотрона с $\tau = 1$ нс в ~ 3 раза выше, чем для схемы с магнитным сжатием. Примечательно, что η_{las} до $f \approx 10$ кГц в схеме с кивотроном возрастает, а затем наблюдается медленный спад. Он обусловлен тем, что при $f > 10$ кГц сам кивотрон срабатывает раньше, чем напряжение на C_p достигает максимальной величины, что приводит к снижению амплитуды напряжения на ГРТ.

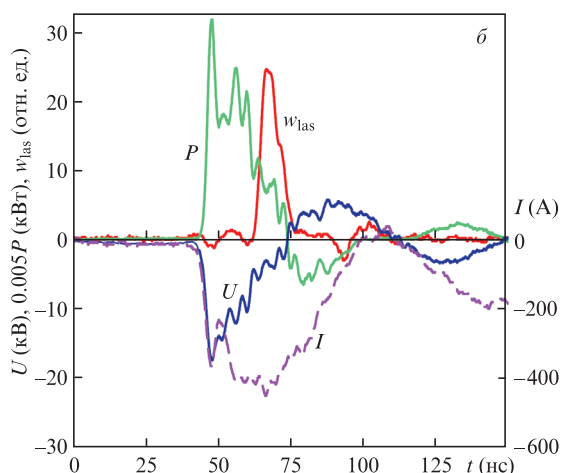
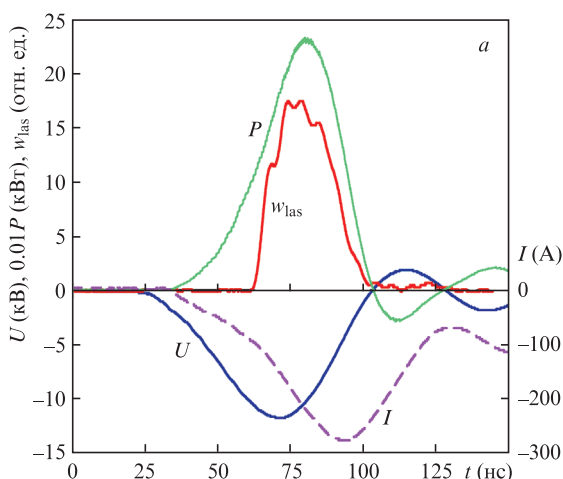


Рис.2. Осциллограммы импульсов напряжения U , тока I , мощности накачки P и генерации w_{las} для десятого импульса в цуге импульсов: схема с магнитным сжатием, $C = 1100$ пФ, $T = 1525^\circ\text{C}$, $f = 3$ кГц, $U_0 = 16$ кВ (а) и схема с кивотроном, $C = 1100$ пФ, $T = 1570^\circ\text{C}$, $f = 10$ кГц, $U_0 = 17$ кВ (б).

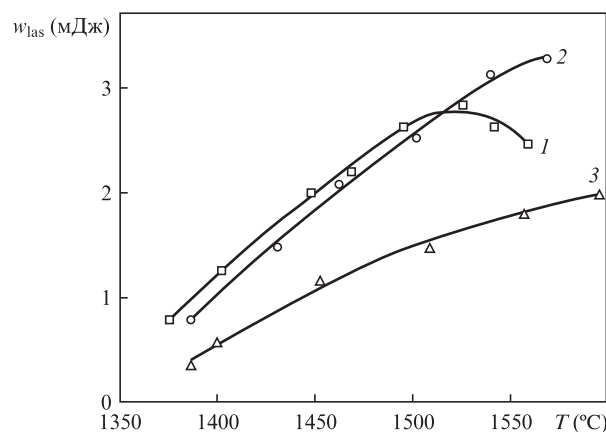


Рис.3. Влияние температуры T на энергию генерации w_{las} в десятом импульсе: схема с магнитным сжатием, $f = 3$ кГц, $\tau \approx 25$ нс, $U_0 = 16$ кВ, $C = 1100$ пФ, $p_{Ne} = 45$ Тор (1), схема с кивотроном, $f = 10$ кГц, $\tau \approx 1$ нс, $U_0 = 19$ кВ, $C = 1100$ пФ, $p_{Ne} = 45$ Тор (2), схема с кивотроном, $f = 20$ кГц, $\tau \approx 3$ нс, $U_0 = 20$ кВ, $C = 440$ пФ, $p_{Ne} = 150$ Тор (3).

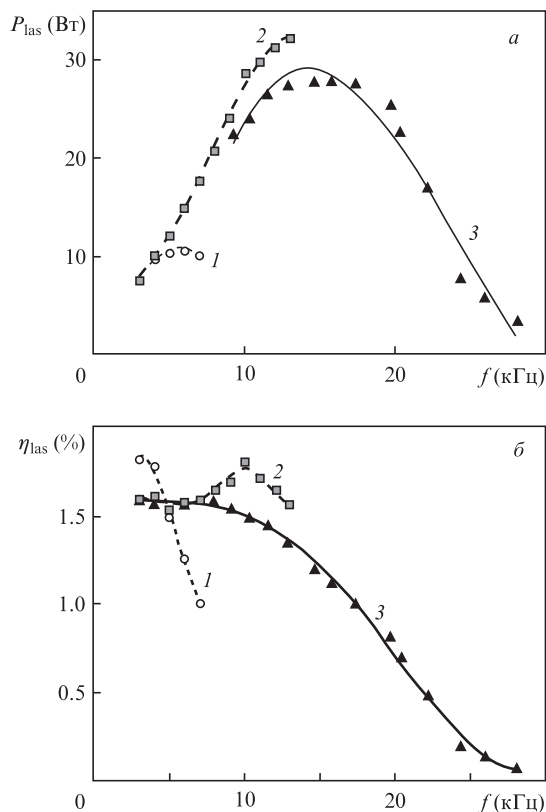


Рис.4. Зависимости средней мощности P_{las} (a) и эффективности генерации η_{las} (б) от частоты следования f : схема с магнитным сжатием, $\tau \approx 25$ нс, $p_{Ne} = 45$ Тор, $U_0 = 16$ кВ, $C = 1100$ пФ (1), схема с кивотроном, $\tau \approx 1$ нс, $p_{Ne} = 45$ Тор, $U_0 = 17$ кВ, $C = 1100$ пФ (2) и $\tau \approx 3$ нс, $p_{Ne} = 45$ Тор, $U_0 = 17$ кВ, $C = 1100$ пФ (3).

Для увеличения времени задержки срабатывания и, следовательно, для возможности работы на более высоких частотах следования использовалась работа кивотрона при пониженном давлении смеси $Ne-H_2$, что увеличивало длительность фронта коммутации τ до 3 нс. Характеристики генерации P_{las} и η_{las} в зависимости от f при $U_0 = 17$ кВ показаны на рис.4 зависимостями 3. Из них следует, что, хотя оптимальная частота следования в ~ 3 раза выше ($f \approx 16-17$ кГц), чем частота для схемы с магнитным сжатием, однако P_{las} и η_{las} меньше, чем эти характеристики для варианта при использовании кивотрона с $\tau = 1$ нс. Сравнение осциллограмм напряжения показывает, что с ростом f происходит перераспределение падения напряжения между ГРТ и кивотроном не в пользу ГРТ.

Для повышения импеданса ГРТ давление неона в активной среде лазера было увеличено до $p_{Ne} = 150$ Тор. Повышение рабочего давления приводит к необходимости повышения U_0 . Для сохранения энерговклада C была снижена до 440 пФ. На рис.3 показано влияние T на энергию генерации при $U_0 = 20$ кВ и $f = 20$ кГц (3). Повышение U_0 приводит к росту T_{opt} выше $1600^\circ C$, и в эксперименте она не достигалась. На рис.5 показаны зависимости P_{las} и η_{las} от f при $\tau = 3$ нс. Исследования проведены для $f \geq 15$ кГц, т. к. при меньших частотах квазистационарный режим в течение цуга из 10 импульсов не успевает устанавливаться. Видно существенное повышение оптимальной f по сравнению с частотой следования для $p_{Ne} = 45$ Тор. Благодаря лучшему согласованию генератора накачки с ГРТ получена и более высокая эффективность. Однако величина оптимальной вкладыва-

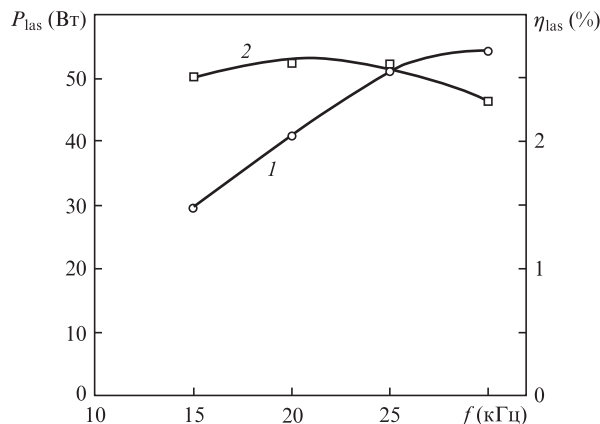


Рис.5. Зависимости средней мощности P_{las} (1) и эффективности генерации η_{las} (2) от частоты следования f ; схема с кивотроном, $\tau \approx 3$ нс, $p_{Ne} = 150$ Тор, $U_0 = 19$ кВ, $C = 440$ пФ.

емой энергии, соответствующей максимуму w_{las} , несмотря на большие различия в параметрах импульсов накачки, остается практически одинаковой, что следует из рис.6, на котором представлены зависимости эффективности генерации η_{las} от запасаемой энергии W . По-видимому, это обусловлено развитием ступенчатых процессов расселения верхних рабочих уровней, т. к. согласно расчетам по моделям из работ [31, 32] концентрация электронов к концу импульса генерации достигает $(2-3) \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$.

Видна существенная разница в генерационных характеристиках при использовании разных способов питания лазера. При $p_{Ne} = 45$ Тор и возбуждении импульсами в схеме с линией магнитного сжатия w_{las} и η_{las} уменьшаются при $f = 3$ кГц, а в схеме с $\tau = 1$ нс эти параметры возрастают до $f = 10$ кГц с дальнейшим постепенным уменьшением. В схеме с $\tau = 3$ нс при повышенном давлении неона $p_{Ne} = 150$ Тор во время цуга импульсов достигается средняя мощность генерации $P_{las} \approx 40-50$ Вт при $\eta_{las} \approx 2.6\%$ и ~ 54 Вт при $\eta_{las} \approx 2.3\%$. Из представленных выше результатов следует, что P_{las} повышается в 3 раза при использовании кивотрона для ГРТ с $p_{Ne} \approx 45$ Тор и в 5 раз – с $p_{Ne} \approx 150$ Тор по сравнению с P_{las} для схемы питания с магнитной схемой сжатия при давлении $p_{Ne} \approx 45$ Тор. Погонная мощность генерации при $p_{Ne} \approx 150$ Тор достигает ~ 100 Вт/м, что вдвое лучше, чем мощность для активного элемента «Кристалл LT-40Cu» с добавкой водорода и длиной ГРТ 120 см [13].

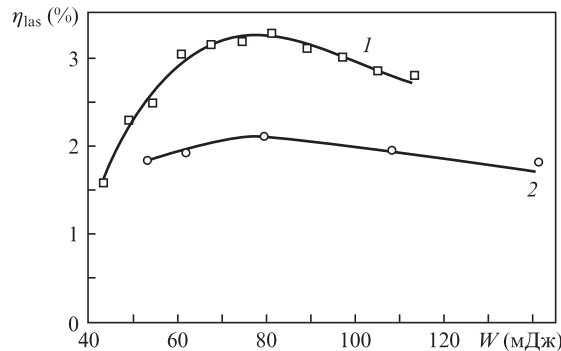


Рис.6. Зависимости эффективности генерации η_{las} от запасаемой энергии W : схема с кивотроном, $p_{Ne} = 150$ Тор, $f = 20$ кГц, $C = 440$ пФ, $\tau \approx 3$ нс (1), схема с магнитным сжатием, $p_{Ne} = 45$ Тор, $f = 3$ кГц, $C = 1100$ пФ, $\tau = 25$ нс (2).

4. Заключение

Экспериментальные исследования продемонстрировали положительное влияние уменьшения длительности фронта импульса напряжения на энергетические характеристики Cu–Ne-лазера. С уменьшением τ до 1–3 нс диапазон оптимальных частот следования импульсов увеличивается до $f \approx 30$ кГц, эффективность генерации достигает 3.2%, а погонная мощность генерации при $p_{\text{Ne}} \approx 150$ Тор превышает ~ 100 Вт/м. При этом величина вкладываемой энергии, соответствующей максимуму w_{las} , несмотря на различия в параметрах импульсов накачки, остается практически одинаковой. Полученные результаты подтверждают справедливость ранее разработанной концепции о механизмах ограничения частотно-энергетических характеристик лазера на парах меди [21, 22, 24, 25]. Поэтому можно ожидать дальнейшего существенного улучшения его выходных характеристик при совершенствовании генератора накачки.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ (грант № 17–08–00121).

1. Григорьянц А.Г., Казарян М.А., Лябин Н.А. *Лазерная прецизионная микрообработка материалов* (М.: Физматлит, 2016).
2. Солдатов А.Н., Мирза С.Ю., Полуниин Ю.П., Реймер И.В., Шумейко А.С., Юдин Н.А. *Стекло и керамика*, №11, 3 (2014).
3. Peng Q., Juzeniene A., Chen J., Svaasand L.O., Warloe T., Giercksky K.-E., Moan J. *Rep. Prog. Phys.*, **71**, 056701 (2008).
4. Kireev S.V., Shnyrev S.L., Simanovsky I.G., Suganeev S.V. *Laser Phys. Lett.*, **11**, 095701 (2014).
5. Дьячков А.Б., Горкунов А.А., Лабозин А.В., Миронов С.М., Панченко В.Я., Фирсов В.А., Цветков Г.О. *Квантовая электроника*, **48**, 75 (2018) [*Quantum Electron.*, **48**, 75 (2018)].
6. Абрамов Д.В., Аракелян С.М., Климовский И.И., Кучерик А.О., Прокошев В.Г. *Оптический журн.*, **74** (8), 73 (2007).
7. Бужинский Р.О., Земсков К.И., Исаев А.А., Власов А.В., Ральченко В.Г. *ПТЭ*, №2, 156 (2010).
8. Осипов В.В., Евтушенко Г.С., Лисенков В.В., Платонов В.В., Подкин А.В., Тихонов Е.В., Тригуб М.В., Федоров К.В. *Квантовая электроника*, **46**, 821 (2016) [*Quantum Electron.*, **46**, 821 (2016)].
9. Trigub M.V., Platonov V.V., Evtushenko G.S., Osipov V.V., Evtushenko T.G. *Vacuum*, **143**, 486 (2017).
10. *Methods and Instruments for Visual and Optical Diagnostics of Objects and Fast Processes*. Ed. by G.S. Evtushenko (Nova Science Publishers, Inc., 2018).
11. Нехорошев В.О., Федоров В.Ф., Евтушенко Г.С., Торгаев С.Н. *Квантовая электроника*, **42**, 877 (2012) [*Quantum Electron.*, **42**, 877 (2012)].
12. Евтушенко Г.С., Шиянов Д.В., Губарев Ф.А. *Лазеры на парах металлов с высокими частотами следования импульсов* (Томск: изд-во Томского политехнического университета, 2010).
13. Григорьянц А.Г., Казарян М.А., Лябин Н.А. *Лазеры на парах меди* (М.: Физматлит, 2005).
14. Батенин В.М., Бойченко А.М., Бучанов В.В., Казарян М.А., Климовский И.И., Молодых Э.И. *Лазеры на самоограниченных переходах атомов металлов – 2* (М.: Физматлит, 2009, Т. 1).
15. Батенин В.М., Бохан П.А., Бучанов В.В., Евтушенко Г.С., Казарян М.А., Карпунин В.Т., Климовский И.И., Маликов М.М. *Лазеры на самоограниченных переходах атомов металлов – 2* (М.: Физматлит, 2011, Т. 2).
16. Little С.Е. *Metal Vapour Lasers: Physics, Engineering and Applications* (Wiley-VCH, 1999).
17. Шиянов Д.В., Евтушенко Г.С., Суханов В.Б., Федоров В.Ф. *Квантовая электроника*, **32**, 680 (2002) [*Quantum Electron.*, **32**, 680 (2002)].
18. Le Guadec E., Coutance P., Bertrand G., Peltier C. *IEEE J. Quantum Electron.*, **35**, 1616 (1999).
19. Marshall G.D., Coutts D.W. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **6**, 623 (2000).
20. Солдатов А.Н., Федоров В.Ф. *Изв. Вузов. Сер. Физика*, **26** (9), 80 (1983).
21. Бохан П.А., Герасимов В.А., Соломонов В.И., Щеглов В.Б. *Квантовая электроника*, **5**, 2162 (1978) [*Sov. J. Quantum Electron.*, **8**, 1220 (1978)].
22. Бохан П.А., Закревский Д.Э. *Квантовая электроника*, **32**, 602 (2002) [*Quantum Electron.*, **32**, 602 (2002)].
23. Бохан П.А., Закревский Д.Э., Лаврухин М.А., Лябин Н.А., Чурсин А.Д. *Квантовая электроника*, **46**, 100 (2016) [*Quantum Electron.*, **46**, 100 (2016)].
24. Батенин В.М., Климовский И.И., Селезнева Л.А. *ТВТ*, **18**, 707 (1980).
25. Бохан П.А., Гугин П.П., Закревский Д.Э., Казарян М.А., Лаврухин М.А., Лябин Н.А. *Квантовая электроника*, **43**, 715 (2013) [*Quantum Electron.*, **43**, 715 (2013)].
26. Солдатов А.Н., Федоров В.Ф., Юдин Н.А. *Квантовая электроника*, **21**, 733 (1994) [*Quantum Electron.*, **24**, 677 (1994)].
27. Юркин А.А. *Квантовая электроника*, **46**, 301 (2016) [*Quantum Electron.*, **46**, 301 (2016)].
28. Бохан П.А., Гугин П.П., Закревский Д.Э., Лаврухин М.А. *ЖТФ*, **85** (10), 50 (2015).
29. Бохан П.А., Гугин П.П., Закревский Д.Э., Лаврухин М.А. *ЖТФ*, **85** (10), 58 (2015).
30. Bokhan P.A., Gugin P.P., Lavrukhin M.A., Schweigert I.V., Alexandrov A.L., Zakrevsky Dm.E. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **51**, 404002 (2018).
31. Борович Б.Л., Юрченко Н.И. *Квантовая электроника*, **11**, 2081 (1984) [*Sov. J. Quantum Electron.*, **14**, 1391 (1984)].
32. Carman R.J., Brown D.J.W., Piper I.A. *IEEE J. Quantum Electron.*, **30**, 1876 (1994).