

Генерация лазера на парах меди на частотах следования до 100 кГц с выходной мощностью свыше 200 Вт/м

П. А. Бохан, П. П. Гугин, Д. Э. Закревский¹⁾, В. А. Ким, М. А. Лаврухин

Институт физики полупроводников имени А. В. Ржанова Сибирского отделения РАН, 630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 8 июня 2026 г.

После переработки 8 июня 2026 г.

Принята к публикации 9 июня 2026 г.

В работе проведены параметрические исследования Ne–Cu и Ne–Cu–H₂ лазера в широком диапазоне условий при фронте импульса возбуждения ~ 1 нс. Показано, что в газоразрядной трубке с диаметром 2 см при давлении водорода в рабочей смеси 1.5 Торр средняя мощность генерации в цуговом режиме линейно растет до 100 кГц, достигая погонной величины 270 Вт/м. В смеси Ne–Cu эффективность генерации превышает 5%. Обсуждаются перспективы дальнейшего повышения энергетических параметров лазера на парах меди.

DOI: 10.7868/S3034576626070216

1. Введение. Лазерная генерация на самоограниченных переходах атома меди с $\lambda_1 = 510.6$ нм и $\lambda_2 = 578.2$ нм зарегистрирована в 1966 г. [1] и уже в 1967 г. была достигнута импульсная мощность ~ 40 кВт при эффективности $\eta \approx 1\%$ [2]. Однако, несмотря на уникальные для того времени характеристики, лазер на парах меди (ЛПМ) не привлек большого внимания как исследователей, так и разработчиков приборов.

Положение изменилось в 1972 г., когда в работе [3] была получена генерация в импульсно-периодическом режиме на частотах следования импульсов f свыше 10 кГц со средней мощностью $P_{av} \approx 15$ Вт (погонная мощность $P_l \approx 20$ Вт/м) при сохранении эффективности $\eta \approx 1\%$. С этого времени исследования и разработки по ЛПМ получили широкий размах [4], в том числе и для масштабных проектов, в частности, для лазерного разделения изотопов по программе AVLIS в США [5] и других странах. В результате была достигнута P_l до 100 Вт/м в крупногабаритных газоразрядных трубках (ГРТ) с внутренним диаметром разрядного канала $d = 8–10$ см. Дополнительной привлекательностью ЛПМ являлась близость выходных характеристик стендового [3] и приборного [4] вариантов лазера.

Достоинства ЛПМ тем не менее оказались недостаточными по сравнению с твердотельными лазерами с диодной накачкой с внутрирезонаторным преобразованием ИК-излучения в видимое. Поэтому с 2000-х почти все программы по развитию ЛПМ, в том числе для AVLIS, были свернуты. Помимо техни-

ческих сложностей, дополнительным препятствием для применения ЛПМ являлась сравнительно низкая эффективность лазерной генерации, которая мало изменилась по сравнению с первыми работами [1, 2, 4], и необходимость использования ГРТ большого диаметра для достижения высокой средней мощности [5].

Одним из препятствий для совершенствования ЛПМ и достижения первоначально предполагаемых параметров [6] является дискуссионный вопрос о механизмах ограничения эффективности и средней мощности генерации [7–12, и др.]. Первоначально предполагалось, что частота следования импульсов и, следовательно, средняя выходная мощность P_{av} ограничивается остаточной населенностью нижних метастабильных состояний (МС) атома меди, релаксирующих в послесвечении в процессе диффузии к стенкам [1, 2]. Поэтому оптимальная частота должна быть $f \approx 1$ кГц. Однако прямые эксперименты [3] показали, что f может превышать 10 кГц и она обеспечивается девозбуждением МС остывающими электронами в межимпульсном интервале [7]. Последующие исследования [8] показали, что в оптимизированных лазерах МС рассеиваются за доли микросекунд. Следовательно, скорость этого процесса не может препятствовать достижению частоты следования импульсов в сотни кГц, что и подтвердилось в многочисленных прямых экспериментах [13, 14]. Тем не менее эти результаты не привели к увеличению погонной мощности генерации по сравнению с работой [3].

Альтернативные механизмы ограничения η и P_{av} связаны с высокой проводимостью предимпульсной

¹⁾e-mail: zakrdm@isp.nsc.ru

плазмы, приводящей к нежелательным процессам на фронте импульса возбуждения. К ним относятся заселение МС на фронте импульса тока [7, 9–11], скин-эффект [15], ступенчатое расселение верхних резонансных состояний (РС) [16] и др. Для преодоления этих ограничений предложено [17] и реализовано [18] укорочение переднего фронта импульса возбуждения до $\tau \sim 10^{-9}$ с. В настоящее время именно с этим направлением связана возможность существенного прогресса в повышении мощности и эффективности ЛПМ [12, 18–20], и лазеров на самоограниченных переходах атомов и ионов паров других металлов [21]. Решение данной задачи является целью данной работы.

2. Экспериментальная установка. В экспериментах использовалась газоразрядная трубка из ВеО – керамики с внутренним диаметром $d = 2$ см и длиной 50 см (объем 157 см^3), аналогичная описанной в работе [20]. Так как исследования должны быть выполнены в широком диапазоне условий, то традиционное использование для этого разогреваемых разрядом ГРТ [3] непригодно. Поэтому для поддержания необходимой рабочей температуры использовался внутренний нагрев с помощью Мо спирали, намотанной с внешней стороны ВеО трубки. Нагрев проводился полупериодами сетевого напряжения, а возбуждение генерации осуществлялось в паузе между полупериодами цугом до 50 импульсов при частоте заполнения $f = 2\text{--}100$ кГц. Частота цугов составляла 5 Гц. В качестве рабочего газа использовался неон Ne при давлении $p_{\text{Ne}} = 60$ Торр или его смесь с водородом $\text{Ne} + \text{H}_2$, прокачиваемые с малой скоростью через ГРТ таким образом, чтобы его полная смена осуществлялась за время 0.5–1 ч.

Для реализации возбуждения активной среды импульсом напряжения с фронтом $\tau_U \approx 1$ нс использовался газоразрядный коммутатор – эйтрон, функционирующий на основе разряда в капиллярном канале с плазменным катодом. Его особенности и режимы коммутации подробно описаны в работе [22]. В качестве рабочих газов в эйтроне использовались Ne, H_2 и их смеси. Формирование импульсов возбуждения осуществлялось в основном при разряде емкости $C_0 = 370$ пФ через коммутатор и ГРТ, соединенных последовательно, при рабочем напряжении на эйтроне $U_0 = 10\text{--}24$ кВ.

3. Результаты экспериментов и их обсуждение. На рисунке 1 в качестве примера приведены осциллограммы напряжения на эйтроне U_0 (1) и тока через него I_R (2) на омической нагрузке $R = 68 \Omega$ при давлении водорода в эйтроне $p_{\text{H}_2} = 1.5$ Торр и частоте следования импульсов в цуге $f = 20$ кГц.

Время сброса напряжения на эйтроне, равное времени подъема напряжения на нагрузке по уровню 0.1–0.9, составляет $\tau_U \approx 1.05$ нс, а время развития тока $\tau_I \approx 1.7$ нс. Увеличение τ_I по сравнению с τ_U вызвано конечной индуктивностью разрядной цепи. Уменьшение R увеличивает τ_I и повышает остаточное напряжение на эйтроне в первые 5–6 нс после начала коммутации вследствие недостаточной эмиссии плазменного катода [22]. В меньшей степени это относится к случаю заполнения эйтрона неоном или его смесью с водородом. Осциллограммы при подключении в качестве нагрузки газоразрядной трубки имеют другой вид. На рисунке 1 показаны осциллограммы (3, 4, 5) соответственно импульсов U_0 , I_l и U_l – напряжения на ГРТ, w_l – лазерной генерации (6) для 20-го импульса на частоте следования $f = 5$ кГц при температуре газоразрядной трубки $T = 1500^\circ\text{C}$ и давлении неона $p_{\text{Ne}} = 60$ Торр.

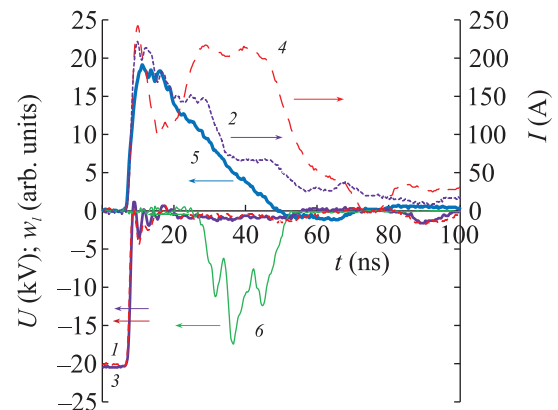


Рис. 1. (Цветной онлайн) Осциллограммы напряжения U_0 на коммутаторе (1) и тока I_R (2) при включении на активную нагрузку $R = 68 \Omega$. Осциллограммы напряжения на коммутаторе U_0 (3), напряжения на ГРТ U_l (5), тока через нее I_l (4); лазерной генерации w_l (6)

Видно, что импульс I_l состоит из двух пиков. Первый пик вызван зарядкой C_l – собственной емкости ГРТ, второй – током разряда в ГРТ. Из известного соотношения $I_l \times \tau_l = C_l \times U_0$, где τ_l – длительность первого импульса тока, собственную емкость можно оценить величиной $C_l \approx 50\text{--}70$ пФ, которая сказывается на характеристиках генерации при высоких f . Лазерная генерация начинается с первого в цуге импульса фактически на фронте второго пика тока и продолжается до его окончания, а энергия импульса генерации мало меняется, начиная со второго импульса. При увеличении частоты следования f пики тока сближаются, и при $f \approx 50$ кГц они практически сливаются.

На рисунке 2а показаны зависимости эффективности генерации η от U_0 при разных температурах ГРТ и при $f = 5$ кГц, а на рис. 2б зависимости установившейся мощности генерации в цуге $P_{av}(f)$ для разных U_0 при $T = 1520^\circ\text{C}$ (кривые 1, 2), при $T = 1400^\circ\text{C}$ (кривая 3, 4). Под эффективностью генерации понимается величина $\eta = w_l/w_p$, где w_l – энергия генерации, $w_p = C_0 U_0^2/2$ – энергия накачки. Из рисунка 2а видно, что оптимальная величина U_0 с точки зрения получения высокой η лежит в области $U_0 \approx 12$ –13 кВ. Максимальное значение эффективности генерации достигает $\eta \approx 5.2\%$ при $T = 1520^\circ\text{C}$ и $U_0 = 13$ кВ. Зависимость средней мощности генерации в цуге P_{av} в этих условиях показана кривой (1) на рис. 2б, а при $U_0 = 20$ кВ – кривой (2). В обоих случаях величина максимальной средней мощности генерации лежит в области $f \approx 15$ кГц. Падение P_{av} с ростом f сопровождается уменьшением амплитуды напряжения на ГРТ, ростом амплитуды тока и сокращением длительности импульса генерации, прежде всего за счет деградации мощности зеленой линии, а генерация прекращается при $f_{\text{lim}} \approx 40$ кГц.

Уменьшение рабочей температуры до $T \approx 1400^\circ\text{C}$ (кривая 3, рис. 2б) увеличивает f_{lim} так, что при $f > 30$ кГц мощность P_{av} при этой температуре больше, чем при $T \approx 1520^\circ\text{C}$ (кривая 2, рис. 2б). Это согласуется с известными работами по методам увеличения f_{lim} [14] и при более длинном фронте импульса возбуждения. Более сильное влияние на η и f_{lim} оказывает введение водорода в рабочую среду лазера. Если при $U_0 < 15$ кВ w_l и η больше в отсутствие водорода, то уже его минимальные добавки на уровне $p_{\text{H}_2} \approx 0.05$ Торр увеличивают η при $U_0 > 15$ кВ (кривая 4, рис. 2а) и особенно P_{av} (кривая 4, рис. 2б). Степень увеличения эффективности генерации зависит от рода газа, заполняющего эйтрон. Использование в качестве рабочего газа неона более эффективно, чем водорода на $\sim 15\%$.

На рисунках 3, 4 показаны зависимости P_{av} и эффективности генерации η от частоты следования импульсов f при разных условиях: P_{av} (рис. 3а) и η (рис. 3б) при $T \approx 1520^\circ\text{C}$, $U_0 = 20$ кВ и разных p_{H_2} , а на рис. 4 – P_{av} и η при разных U_0 .

С ростом давления водорода наблюдается устойчивое падение эффективности η при малых f и ее увеличение при высоких частотах вплоть до $p_{\text{H}_2} \approx 1$ Торр. Дальнейшее повышение p_{H_2} приводит к уменьшению как мощности (кривая 4, рис. 3а), так и эффективности генерации (кривая 4, рис. 3б). При среднем давлении p_{H_2} , в отличие от смеси Ne–Cu наблюдается рост η до $f = 40$ кГц и максимального зна-

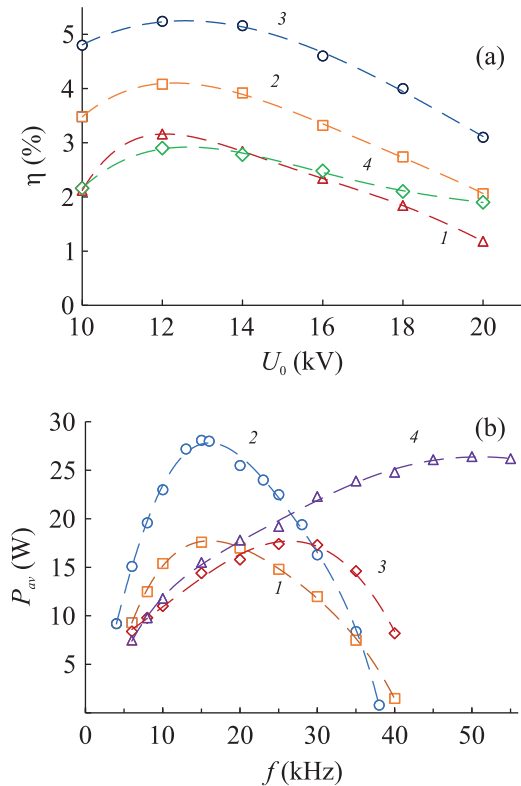


Рис. 2. (Цветной онлайн) (а) – Зависимость эффективности генерации η от напряжения на эйтроне U_0 при разных температурах ГРТ: $T = 1400$ (1, 4), 1445 (2) и 1520°C (3), среда Cu–Ne (1, 2, 3), Cu–Ne–H₂ (4). (б) – Зависимость установившейся средней мощности генерации P_{av} от частоты следования импульсов f : $T = 1520^\circ\text{C}$ (1, 2), $U_0 = 13$ (1) и 20 кВ (2); $T = 1400^\circ\text{C}$ (3, 4), $U_0 = 20$ кВ, среда Cu–Ne (1, 2, 3), Cu–Ne–H₂ (4)

чения мощности генерации до $f = 60$ –70 кГц. Снижение температуры, например, до $T = 1435^\circ\text{C}$, сопровождается почти пропорциональным ростом P_{av} при $f > 70$ кГц (кривая 5, рис. 3а) с $\eta \approx 0.9\%$. При повышенном давлении $p_{\text{H}_2} \approx 1.5$ Торр происходит резкое уменьшение η , f_{lim} и P_{av} (рис. 4). Однако увеличение U_0 приводит к быстрому росту энергетических параметров вплоть до частоты $f = 100$ кГц: $P_{av} = 135$ Вт, $P_l = 270$ Вт/м. Другая особенность состоит в том, что эффективность генерации при $U_0 = 22$ –24 кВ, начиная с $f = 20$ кГц и до $f = 100$ кГц, в пределах ошибки измерений не зависит от f и превышает 1%.

Полученные данные подтверждают предварительные результаты [20] по влиянию длительности переднего фронта импульса накачки τ_U на энергетические параметры ЛПМ. В меньшей степени это относится к величине эффективности генерации в смеси Ne–Cu, которая достигает $\eta \approx 5\%$ по сравнению с лучшими результатами $\eta \approx 3\%$ [4, 23]

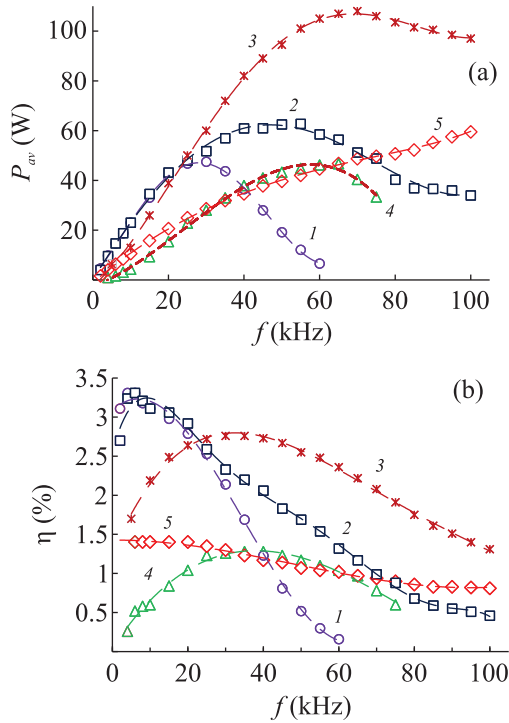


Рис. 3. (Цветной онлайн) Зависимости установившейся средней мощности генерации P_{av} (a) и эффективности генерации η (b) от частоты следования импульсов f и давления водорода $p_{H_2} = 0.4$ (1); 0.6 (2); 1 (3); 1.5 (4) и 0.8 (5) Торр, $T = 1520$ (1–4) и 1435°C (5)

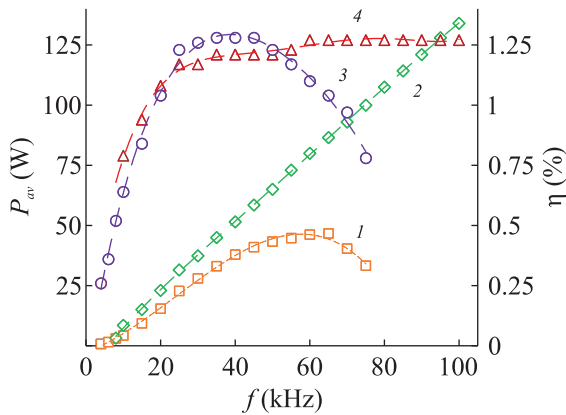


Рис. 4. (Цветной онлайн) Зависимость установившейся средней мощности P_{av} (1, 2) и эффективности генерации η (3, 4) от частоты следования f при давлении водорода $p_{H_2} = 1.5$ Торр и напряжении на эитроне $U_0 = 20$ (1, 3) и 24 кВ (2, 4)

относительно энергии, запасаемой в рабочей емкости C_0 . Более того, известно и достижение $\eta \approx 9\%$ в ГРТ малого диаметра при пониженном энергокладе [24] из расчета $\eta = w_l/w_{\text{inr}}$, где w_{inr} – вложенная в ГРТ энергия. Намного сильнее уменьшение τ_U влияет на P_{av} в смеси Ne–Cu, которая достигает

$P_{av} = 28$ Вт или $P_l = 56$ Вт/м (кривая 2, рис. 2b) по сравнению с типичным $P_l = 20$ Вт/м [3, 4, 15]. Еще более глубокое влияние сокращения τ_U оказывает на P_{av} при заполнении ГРТ смесью Ne + H₂. При низких частотах мощность и эффективность ниже, чем в неоне, однако при высоких f они намного выше.

Природу отличия можно понять, сравнивая характеристики импульсов возбуждения в смесях с водородом и без него. На рисунке 5 показаны изменения амплитуды напряжения U_l на ГРТ и тока I_l через нее при увеличении f ($U_0 = 20$ кВ, $T = 1400^\circ\text{C}$). Видно более быстрое падение U_l и рост I_l в активной среде Ne–Cu по сравнению со смесью Ne–Cu–H₂. Уменьшение U_l вызвано перераспределением напряжения между коммутатором – эитроном и ГРТ. Оно связано с тем, что полный сброс напряжения на эитроне осуществляется только через 6–8 нс после начала коммутации, рис. 1. При снижении сопротивления нагрузки величина остаточного напряжения увеличивается, как и длительность фронта импульса тока на нагрузке.

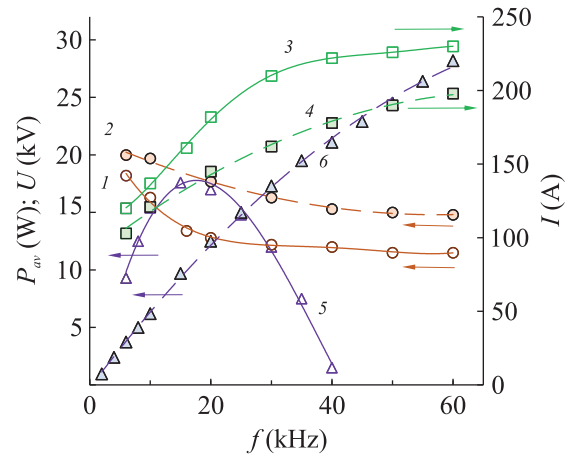


Рис. 5. (Цветной онлайн) Зависимости U_l (1, 2) – напряжения на ГРТ, I_l (3, 4) – ток через ГРТ, P_{av} (5, 6) – средней мощности генерации от частоты следования f : активная среда Cu–Ne (1, 3, 5); Cu–Ne–H₂ (2, 4, 6), $T = 1400^\circ\text{C}$, $p_{H_2} = 0.8$ Торр

В ЛПМ при малых f полный сброс напряжения на эитроне, несмотря на наличие C_l , происходит к 2–3 нс (рис. 1), а величина остаточного напряжения на эитроне даже меньше, чем при $R = 68 \Omega$. При высоких частотах следования импульсов f из-за большой предимпульсной проводимости плазмы фронт сброса напряжения на эитроне затягивается до 2–2.5 нс, а величина остаточного напряжения в первые 6–8 нс достигает $\sim 20\%$ от амплитудного. В результате снижение U_l приводит к падению тем-

пературы электронов и перераспределению скоростей возбуждения между метастабильными и резонансными состояниями атомами меди в пользу метастабильных. Это вызывает снижение P_{av} , несмотря на рост величины импульсной мощности накачки $P = U_l \times I_l$. Введение водорода замедляет падение U_l с ростом f и приводит к его стабилизации, как и η при $p_{H_2} > 1$ Торр и $f > 30$ кГц.

4. Заключение. Таким образом, в работе показано, что при сокращении длительности переднего фронта импульса возбуждения газоразрядного ЛПМ до $\tau_U \approx 1$ нс в ГРТ с внутренним диаметром канала $d = 2$ см приводит к росту погонной мощности до $P_l \approx 270$ Вт/м, что более чем вдвое выше, чем в крупногабаритных ГРТ с $d = 8-10$ см, и более чем на порядок выше, чем в ГРТ сходного диаметра. При $p_{H_2} \approx 1.5$ Торр наблюдается линейный рост мощности генерации вплоть до $f = 100$ кГц. Дальнейший прогресс увеличения как f , P_l , так и η можно ожидать при совершенствовании эитрона, особенно его плазменного катода [22], и при разработке и использовании других коммутаторов с субнаносекундными временами переключения при высоких частотах следования импульсов накачки [25]. К повышению η может привести и использование оптимизированной кабельной линии вместо сосредоточенной емкости. Ключевой задачей является снижение стартовых потерь в течение первых 3–5 нс после начала коммутации, что позволит снизить давление водорода в рабочей смеси лазера и сохранить высокую величину эффективности лазерной генерации вплоть до $f = 100$ кГц и выше.

Финансирование работы. Исследования выполнены при финансовой поддержке гранта Российского научного фонда РНФ 24-19-00037 (<http://rscf.ru/project/24-19-00037>)

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. W. T. Walter, M. Piltch, N. Solimene, and G. Gould, "Pulsed-laser action in atomic copper vapor", *Bulletin of the American Physical Society* **11**(1), 113 (1966).
2. W. T. Walter, "40 kW pulsed copper laser", *Bulletin of the American Physical Society* **12**, 90 (1967).
3. А. А. Исаев, М. А. Казарян, Г. Г. Петраш, "Эффективный импульсный лазер на парах меди с высокой средней мощностью генерации", *Письма в ЖЭТФ* **16**(4), 40 (1972) [A. A. Isaev, M. A. Kazaryan, and G. G. Petrash, "Effective Pulsed Copper-vapor Laser with High Average Generation Power", *JETP Lett.* **16**(1), 27 (1972)].
4. А. Г. Григорьянц, М. А. Казарян, Н. А. Лябин, *Лазеры на парах меди* (Физматлит, М., 2005) [A. G. Grigor'yants, M. A. Kazaryan, and N. A. Lyabin, *Lazery na parakh medi* (Fizmatlit, Moscow, 2005) [in Russian]].
5. B. E. Warner, "An overview of copper-laser development for isotope separation", *Proceedings of SPIE, Laser Applications in Meteorology and Earth and Atmospheric Remote Sensing* **0737**, 114 (1987); <https://doi.org/10.1117/12.939660>.
6. Г. Г. Петраш, "Импульсные газоразрядные лазеры", *Успехи физических наук* **105**(4), 645 (1971) [G. G. Petrash, "Pulsed gas-discharge lasers", *Soviet Phys.-Uspekhi* **14**(6), 747 (1972)].
7. П. А. Бохан, В. А. Герасимов, В. И. Соломонов, В. А. Щеглов, "О механизме генерации лазера на парах меди", *Квантовая электроника* **5**(10), 2162 (1978) [P. A. Bokhan, V. A. Gerasimov, V. I. Solomonov, and V. B. Shcheglov, "Stimulated emission mechanism of a copper vapor laser", *Soviet Journal of Quantum Electronics* **8**(10), 1220 (1978)].
8. П. А. Бохан, "Процессы релаксации и влияние метастабильных состояний атомов и ионов на механизм генерации и энергетические характеристики лазеров", *Квантовая электроника* **13**(9), 1837 (1986) [P. A. Bokhan, "Relaxation processes and influence of metastable states of metal atoms and ions on the lasing mechanism and energy characteristics of lasers", *Soviet Journal of Quantum Electronics* **16**(9), 1207 (1986)].
9. Г. Г. Петраш, "Влияние предимпульсной плотности электронов и населенности нижнего лазерного уровня на достижимую частоту повторения импульсов в лазере на парах меди", *Квантовая электроника* **32**(2), 179 (2002) [G. G. Petrash, "Effect of the prepulse electron density and population of the lower laser level on the pulse repetition rate achievable in a copper vapour laser", *Quantum Electronics* **32**(2), 179 (2002)].
10. А. М. Бойченко, С. И. Яковленко, "Критические предимпульсные плотности электронов и метастабильей в лазере на парах меди", *Квантовая электроника* **32**, 172 (2002) [A. M. Boichenko and S. I. Yakovlenko, "Critical prepulse densities of electrons and metastable states in copper vapour lasers", *Quantum Electronics* **32**(2), 172 (2002)].
11. M. Withford, D. Brown, R. Mildren, R. Carman, G. Marshall, and J. Piper, "Advances in copper laser technology: kinetic enhancement", *Prog. Quantum Electron.* **28**, 165 (2004).
12. А. А. Юркин, "Лазер на парах меди с эффективным полупроводниковым генератором накачки с соизмеримыми длительностями импульсов накачки и генерации", *Квантовая электроника* **46**(3), 201 (2016) [A. A. Yurkin, "Copper vapour laser with an efficient semiconductor pump generator having comparable pump pulse and output pulse durations", *Quantum Electronics* **46**(3), 201 (2016)].

13. М. А. Алаев, А. И. Баранов, Н. М. Верещагин, И. Н. Гнедин, Ю. П. Жеребцов, В. Ф. Москаленко, Ю. М. Цуканов, “Лазер на парах меди с частотой повторения импульсов излучения 100 кГц”, Квантовая электроника **3**(5), 1134 (1976) [M. A. Alaev, A. I. Baranov, N. M. Vereschagin, I. N. Gnedin, Y. M. Zherebtsov, Y. P. Moskalenko, and V. F. Tsukanov, “Copper vapor laser with a pulse repetition frequency of 100 kHz”, Soviet Journal of Quantum Electronics **6**(5), 610 (1976)].
14. Г. С. Евтушенко, Д. В. Шиянов, Ф. А. Губарев, *Лазеры на парах металлов с высокими частотами следования импульсов* (Издательство Томского политехнического университета, Томск, 2010) [G. S. Evtushenko, D. V. Shiyanov, and F. A. Gubarev, *Lazery na parakh metallov s vysokimi chastotami sledovaniya impul'sov* (Publishing House of the Tomsk Polytechnic University, Tomsk, 2010) [in Russian]].
15. M. J. Kushner and B. E. Warner, “Large-bore copper-vapor lasers: Kinetics and scaling issues”, J. Appl. Phys. **54**(6), 2970 (1983).
16. Ю. А. Пиотровский, Н. М. Реутова, Ю. А. Толмачев, “О роли ступенчатой ионизации в процессах формирования инверсной заселенности в лазерах на самоограниченных переходах”, Оптика и спектроскопия **57**(1), 99 (1984) [Y. A. Piotrovskii, N. M. Reutova, and Y. A. Tolmachev, “Role of multistage ionization in producing an inverted population in lasers using self-limited transitions”, Opt. Spectrosc. **57**, 60 (1984)].
17. В. М. Батенин, И. И. Климовский, Л. А. Селезнева, “К вопросу о предельных средних мощностях генерации лазеров на парах меди”, Теплофизика высоких температур **18**(4), 707 (1980) [V. M. Batenin, I. I. Klimovskii, and L. A. Selezneva, “K voprosu o predel'nykh srednikh moshchnostyakh generatsii lazerov na parakh medi”, Teplofizika vysokikh temperatur **18**(4), 707 (1980)].
18. П. А. Бохан, П. П. Гугин, Д. Э. Закревский, М. А. Лаврухин, М. А. Казарян, Н. А. Лябин, “Влияние уменьшения длительности фронта импульса напряжения на частоту следования импульсов генерации лазера на парах меди”, Квантовая электроника **43**(8), 715 (2013) [P. A. Bokhan, P. P. Gugin, D. E. Zakrevskii, M. A. Lavrukhin, M. A. Kazaryan, and N. A. Lyabin, “Influence of the voltage pulse front shortening on the pulse duration rate in a copper vapour laser”, Quantum Electronics **43**(8), 715 (2013)].
19. В. М. Батенин, П. А. Бохан, В. В. Бучанов, Г. С. Евтушенко, М. А. Казарян, В. Т. Карпухин, И. И. Климовский, М. М. Маликов, *Лазеры на самоограниченных переходах атомов металлов-2* (Физматлит, М., 2011), т. 2 [V. M. Batenin, P. A. Bokhan, V. V. Buchanov, G. S. Evtushenko, M. A. Kazaryan, V. T. Karpukhin, I. I. Klimovskii, and M. M. Malikov, *Lazery na samoogranichennykh perekhodakh atomov metallov-2* (Fizmatlit, Moscow, 2011), v. 2 [in Russian]].
20. П. А. Бохан, П. П. Гугин, Д. Э. Закревский, М. А. Лаврухин, “Частотно-энергетические характеристики Cu–Ne-лазера при различной длительности переднего фронта импульса возбуждения”, Квантовая электроника **49**(8), 749 (2019) [P. A. Bokhan, P. P. Gugin, D. E. Zakrevskii, and M. A. Lavrukhin, “Frequency and energy characteristics of a Cu–Ne laser at different durations of the leading edge of the excitation pulse”, Quantum Electronics **49**(8), 749 (2019)].
21. М. А. Лаврухин, П. А. Бохан, П. П. Гугин, and Д. Э. Закревский, “100-kHz RM calcium ion NIR laser”, Optics and Laser Technology **170**, 110174 (2024).
22. P. A. Bokhan, P. P. Gugin, M. A. Lavrukhin, D. E. Zakrevsky, and I. V. Schweigert, “Peculiarities of the mechanism of subnanosecond switching of high-voltage pulses in eptron”, Phys. Plasmas **32**, 123501(2025).
23. П. А. Бохан, В. А. Герасимов, “Оптимизация условий возбуждения в лазере на парах меди”, Квантовая электроника **6**(3), 451 (1979) [P. A. Bokhan and V. A. Gerasimov, “Optimization of the excitation conditions in a copper vapor laser”, Soviet Journal of Quantum Electronics **9**(3), 273 (1979)].
24. А. Н. Солдатов, В. Ф. Федоров, Н. А. Юдин, “Эффективность лазера на парах меди с частичным разрядом накопительной емкости”, Квантовая электроника **21**(8), 733 (1994) [A. N. Soldatov, V. F. Fedorov, and N. A. Yudin, “Efficiency of a copper vapour laser with partial discharge of a storage capacitor”, Quantum Electronics **24**(8), 677 (1994)].
25. S. N. Rukin, “Pulsed power technology based on semiconductor opening switches: A review”, Rev. Sci. Instrum. **91**, 011501 (2020).