

## Возбуждение и релаксация метастабильных состояний атомов в активной среде импульсно-периодического лазера на парах меди

П.А.Бохан, Дм.Э.Закревский, М.А.Лаврухин, Н.А.Лябин, А.Д.Чурсин

*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. Эксперименты проведены с промышленными лазерными активными элементами с внутренним диаметром разрядного канала 14 и 20 мм. 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. Моделирование, проведенное с использованием полученных экспериментальных результатов, показало, что в активном элементе диаметром 14 мм при уменьшении длительности переднего фронта импульса от ~25 нс до 0.6 нс энергия генерации не уменьшается до частоты следования ~50 кГц при средней мощности генерации 70 Вт/м и эффективности ~11%.*

**Ключевые слова:** лазер на парах меди, генерация, эффективность генерации, предимпульсная концентрация электронов, предимпульсная концентрация метастабильных уровней.

Бурный прогресс в развитии исследований и разработке лазеров на парах меди (ЛПМ), вызванный, прежде всего, масштабными работами по лазерному разделению изотопов в 80–90-е годы XX века [1, 2], замедлился к началу XXI века. Охлаждение интереса к ЛПМ обусловлено двумя основными причинами: потерей конкурентных преимуществ по сравнению с твердотельными лазерами с диодной накачкой и преобразованием излучения во вторую гармонику, а также отсутствием дальнейшего увеличения выходной мощности и эффективности генерации. Рост выходной мощности  $P_{\text{г}}$  остановился на уровне примерно 100 Вт/м [3–5] ( $P_{\text{г}}$  – средняя мощность генерации на единицу длины активного элемента (АЭ) лазера) по сравнению с  $P_{\text{г}} \approx 20$  Вт/м в первом импульсно-периодическом ЛПМ [6], а практическая эффективность  $\eta$  осталась на уровне около 1%. Несколько большие значения параметров достигнуты для кинетически модифицированных лазеров, в рабочую среду которых вводятся различные молекулярные добавки [7]. В частности, в работе [8] сообщается о достижении эффективности  $\eta \approx 3.8\%$  при  $P_{\text{г}} \approx 90$  Вт/м, а в [9] реализована мощность  $P_{\text{г}} \approx 150$  Вт/м при небольшом диаметре ( $D = 38$  мм) газоразрядного рабочего канала АЭ по сравнению с  $D = 80$ – $90$  мм в [3–5, 7, 8]. В ЛПМ с малой мощностью  $P_{\text{г}}$  получена эффективность  $\eta \approx 5\%$ – $9\%$  [10–12]. Тем не менее эти параметры остаются далекими от предсказанных величин для оптимальных условий возбуждения [13–15].

По мнению авторов настоящей работы, отсутствие прогресса в развитии ЛПМ частично связано, кроме упо-

мянутых причин, и с недостаточным пониманием процессов в активной среде лазера с высокой частотой следования импульсов генерации  $f$ . Долгое время предметом дискуссии были механизмы, ограничивающие среднюю мощность генерации  $P_{\text{ав}}$ , которая является экстремальной функцией  $f$ . Первоначально предполагалось, что с ростом  $f$  растет предимпульсная концентрация метастабильных состояний (МС) атомов меди  $n_m^0$  [16], которая при  $f \approx 10$  кГц в АЭ с  $D = 20$  мм [17] становится настолько большой, что начинает ограничивать  $P_{\text{г}}$ . Поэтому развитие мощных ЛПМ пошло по пути увеличения диаметра АЭ [18], что и позволило достичь средней мощности генерации  $P_{\text{ав}} \approx 600$  Вт с одного лазерного элемента [19] при типичных частотах  $f \approx 5$ – $6$  кГц. Однако с ростом частоты в АЭ с диаметром, большим 80 мм, из-за недостаточной скорости рекомбинации плазмы в межимпульсном интервале увеличивается предимпульсная концентрация электронов  $n_e^0$ . В результате при возбуждении активной среды импульсами длительностью около 100 нс накачке всего активного объема препятствует скин-эффект [18], который ограничивает  $P_{\text{г}}$  величиной около 100 Вт/м.

Несколько раньше в [20] было высказано предположение о том, что недостаточная скорость рекомбинации в активной среде лазера ведет к усилению нежелательного заселения МС на фронте импульса тока в АЭ любого диаметра вследствие недостатков систем питания лазеров. В дальнейшем было показано, что скорость девозбуждения МС в ближнем послесвечении настолько велика [21], что остаточная населенность МС не может быть основной причиной, приводящей к снижению  $P_{\text{г}}$  и  $\eta$ , в том числе при мощности генерации, по крайней мере, до  $P_{\text{г}} \approx 50$  Вт/м в АЭ с  $D = 20$  мм [15]. Для преодоления ограничений, связанных с влиянием  $n_e^0$ , в работе [20] было предложено вводить в рабочую смесь Cu–Ne водород, ускоряющий рекомбинацию. Развитие этого направления и привело к достижению упомянутых выше параметров ЛПМ.

Другим способом преодоления влияния  $n_e^0$  является возбуждение ЛПМ прямоугольными импульсами [13, 14]

П.А.Бохан, Дм.Э.Закревский, 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, zakrdm@isp.nsc.ru

Н.А.Лябин, А.Д.Чурсин. ОАО «НПП “Исток” им. Шокина», Россия, Московская обл., 141190 Фрязино, ул. Вокзальная, 2а

Поступила в редакцию 30 декабря 2014 г., после доработки – 17 февраля 2015 г.

с субнаносекундным фронтом нарастания [22]. В связи с недавней реализацией такой возможности с помощью кивотронов [23, 24] и необходимостью привлечения значительных материально-технических затрат на создание ЛПМ, работающих в частотно-импульсном режиме, следует еще раз обратиться к критической оценке состояния исследований по механизмам ограничения  $f$  и  $\eta$ . Актуальность этого исследования возрастает с учетом того, что в последнее время появились работы [25–27], в которых возрождается гипотеза о решающей роли  $n_m^0$  в ограничении  $P_{lg}$  и  $\eta$ . Утверждается, что влияние  $n_c^0$  проявляется только в лазерах с АЭ, в которых электроды расположены в горячей зоне, где велика концентрация атомов меди. В промышленных лазерах и в большинстве лабораторных ЛПМ электроды расположены в холодной зоне. В этом случае ввиду возможных особенностей эквивалентной схемы возбуждения ЛПМ, впервые предложенной в [28], населенности МС релаксируют медленно, и именно они, по утверждению авторов [25–27], ограничивают  $f$  и  $P_{lg}$ .

В основу анализа, проведенного в [25–27], положены данные о релаксации населенностей МС и об их заселении на фронте импульса тока, полученные в работе [17]. Эта единственная такого рода работа берётся за основу при анализе механизмов ограничения  $f$  в ряде публикаций в периодической печати и другой литературе. Однако данные [17] получены при исследовании одного из первых промышленных лазерных АЭ (УЛ-101). На его недостатки указано самими разработчиками в монографии [29]. В частности, несовершенная теплоизоляция рабочего канала вызывает необходимость использования высокой мощности накачки, что, в свою очередь, приводит к сильному рассогласованию генератора накачки с АЭ и к большой населенности МС в ближнем (3–5 мкс) послесвечении (почти на два порядка большей, чем в оптимизированных лазерах [15]). Для современных промышленных ЛПМ [29] характерны значительно большие  $P_{lg}$  и  $\eta$ , и уже поэтому выводы, полученные в [17] на основе исследований АЭ с  $D = 20$  мм, нельзя распространять на другие лазеры, выходные параметры которых существенно превышают таковые из [17] при том же диаметре АЭ.

В настоящей работе исследуется влияние концентрации  $n_m^0$  на энергетические параметры ЛПМ и проводится его сравнение с влиянием подзаселения МС на фронте импульса тока, вызванного предимпульсной концентрацией  $n_c^0$  и несовершенством систем питания лазера. Для решения поставленной задачи исследовалась система задающий генератор (ЗГ)–усилитель мощности (УМ), составленная из промышленных АЭ «Кулон» и «Кристалл» [29]. Исследования выполнены на экспериментальной базе ФГУП «Исток» с АЭ «Кулон 15» (ГЛ-206Д) и «Кулон 20» (ГЛ-206И) при рабочем давлении неона  $p_{Ne} = 300$  и  $220$  Тор соответственно. Диаметр разрядного канала АЭ «Кулон»  $D = 14$  мм, длина канала  $L_{ch} = 49$  и  $62.5$  см соответственно, длина концевых зон (расстояние от торца трубки до катода)  $3.6$  см, мощность источника питания, потребляемая от выпрямителя,  $P_p = 1.7–1.8$  кВт и  $1.9–2$  кВт соответственно. Схема возбуждения подробно описана в [29]. Параметры АЭ «Кристалл» (ГЛ-205А) таковы:  $D = 20$  мм,  $L_{ch} = 93$  см,  $p_{Ne} = 250$  Тор,  $P_p = 2.9–3.1$  кВт.

Задающий генератор построен на базе АЭ ГЛ-206Д с использованием неустойчивого резонатора с увеличением  $M = 200$ . Выходная мощность ЗГ в оптимальных условиях на обеих линиях генерации с  $\lambda_1 = 510.6$  нм (зеленая линия) и  $\lambda_2 = 578.2$  нм (желтая линия) была равна

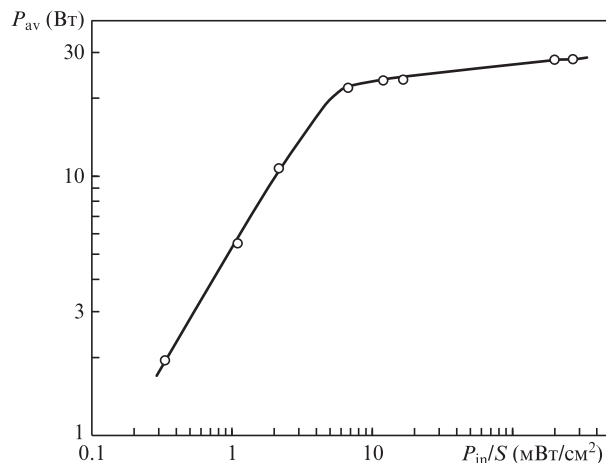


Рис.1. Зависимость средней выходной мощности  $P_{av}$  излучения ЛПМ с усилителем мощности на АЭ ГЛ-205А от плотности средней мощности на входе усилителя  $P_{in}/S$ .

4–5 Вт, длительность импульса генерации по основанию составляла 13–14 нс. На рис.1 показана зависимость средней мощности выходного излучения системы ЗГ и УМ, построенного на базе АЭ ГЛ-205А, от плотности средней мощности излучения на входе усилителя  $P_{in}/S$  ( $P_{in}$  – средняя выходная мощность ЗГ,  $S$  – площадь сечения активного элемента УМ). При  $P_{in}/S > 200$  мВт/см<sup>2</sup> и  $f = 12.5$  кГц (или при плотности энергии импульса, превышающей  $16$  мкДж/см<sup>2</sup>) осуществляется полное снятие инверсии в УМ, т.е. он работает в режиме насыщения. Вероятность поглощения  $n_p \sigma_a$  равна 3.2 и 2 соответственно для излучений на зеленой и желтой линиях, т.е. имеет место режим полного просветления в области поглощения ( $n_p$  – число фотонов, излученных за импульс через  $1$  см<sup>2</sup>,  $\sigma_a$  – сечение поглощения на рабочих переходах [30]).

На рис.2 показана зависимость средней выходной мощности  $P_{av}$  для АЭ ГЛ-206Д, работающего в режиме усиления, от временного сдвига  $\Delta t$  импульса излучения ЗГ относительно максимума усиления в УМ. Знак плюс у величины  $\Delta t$  означает опережение импульсом излучения ЗГ максимума усиления в УМ, а знак минус – запаздывание. За нуль принято значение  $\Delta t$ , при котором реализуется «идеальная» синхронизация, т.е.  $P_{av}$  максимальна. Здесь

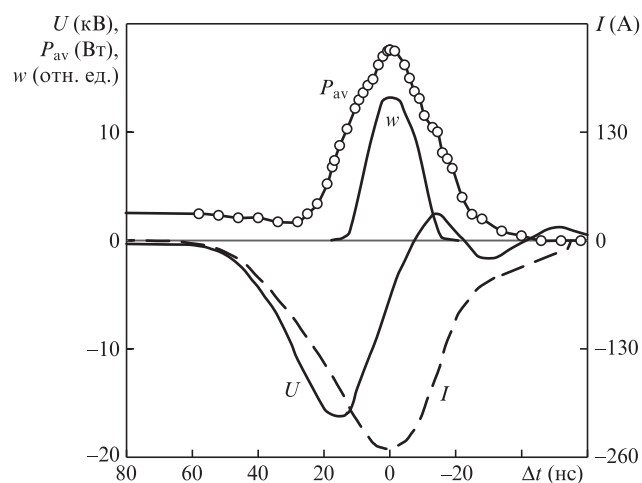


Рис.2. Осциллограммы импульсов напряжения  $U$ , тока  $I$  и усиленного лазерного импульса ( $w$ ), а также зависимость выходной мощности  $P_{av}$  для АЭ ГЛ-206Д от временного сдвига импульсов излучения ЗГ относительно максимума усиления в УМ при  $f = 13.6$  кГц.

же приведены осциллограммы импульсов напряжения, тока и лазерного импульса на выходе УМ. Длительность светового импульса по основанию равна  $\sim 35$  нс. При работе УМ в режиме генерации длительность импульса по основанию составляет  $\sim 41$  нс, и импульс начинается раньше, чем в режиме усиления. Различие объясняется тем, что длительность импульса излучения ЗГ меньше времени существования инверсии в УМ. При  $f = 13.6$  кГц полная выходная мощность УМ равна  $\sim 17.6$  Вт, из них 3.2 Вт приходится на излучение ЗГ, а остальные 14.4 Вт – на излучение УМ при примерно равном распределении мощности между зеленой и желтой линиями излучения. С учетом отражения от выходного окна ( $r \approx 0.106$ ), мощность, «снимаемая» с УМ, составляет  $\sim 8.05$  Вт для каждой линии.

Из рис.2 видно, что усиление в УМ при идеальной синхронизации ( $\Delta t = 0$ ) начинается с запаздыванием относительно начала импульса тока. Очевидно, что это запаздывание связано с необходимостью выполнения следующего условия: населенность резонансного состояния (РС) должна превышать населенность МС. Последняя складывается из предимпульсной населенности МС  $n_m^0$  и его населенности в результате заселения на фронте импульса тока. Кривые на рис.2 позволяют сравнить их влияние на  $P_{av}$ . Видно, что в зависимости  $P_{av}$  от  $\Delta t$  четко различаются четыре области: 1)  $P_{av}$  не зависит от  $\Delta t$  ( $\Delta t > +58$  нс); 2)  $P_{av}$  уменьшается ( $+58$  нс  $> \Delta t > +22$  нс); 3) регистрируется усиление ( $+22$  нс  $> \Delta t > -24$  нс); 4) происходит полное поглощение излучения ЗГ ( $\Delta t < -46$  нс). При выключении накачки УМ поглощение в нем из-за сближения значений  $T_g$  и  $T_e$  ( $T_g$  и  $T_e$  – газовая и электронная температуры) сначала уменьшается быстро, а в дальнейшем (через  $\sim 1$  мс) – медленно, что обусловлено охлаждением АЭ, снижением концентрации атомов меди и соответственно населенности МС.

Рассмотрим область 1. Распределение мощности на входе и на выходе УМ таково: на входе 4 Вт, на выходе  $\sim 2.5$  Вт, на окнах вследствие френелевского отражения теряется 0.71 Вт и  $\Delta P_a = 0.79$  Вт поглощается в УМ (из них  $\Delta P_{a1} = 0.71$  Вт для зеленой линии и  $\Delta P_{a2} = 0.08$  Вт для желтой). За это поглощение ответственна предимпульсная концентрация  $n_m^0$ . Поскольку эксперимент (рис.1) проводился в условиях полного просветления, то населенности РС и МС до ( $n_r^0$  и  $n_m^0$ ) и после ( $n_r'$  и  $n_m'$ ) прохождения импульса излучения ЗГ подчиняются следующим соотношениям:

$$\begin{aligned} n_{r1,r2}^0 + n_{m1,m2}^0 &= n'_{r1,r2} + n'_{m1,m2}, \\ n_{r1}' &= n'_{m1}(g_{r1}/g_{m1}) = 0.667n'_{m1}, \\ n_{r2}' &= n'_{m2}(g_{r2}/g_{m2}) = 0.5n'_{m2}, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $g_{ai}$  – статистические веса соответствующих уровней, а цифры 1 и 2 относятся к переходам в атоме меди  ${}^2P_{3/2}^0 - {}^2D_{5/2}$  с  $\lambda_1 = 510.6$  нм и  ${}^2P_{1/2}^0 - {}^2D_{3/2}$  с  $\lambda_2 = 578.2$  нм соответственно. Поскольку до прохождения импульса излучения ЗГ величины  $n_r^0 = 0$ , то из (1) для зеленой и желтой линий следует, что

$$\begin{aligned} n_{m1}^0 &= 1.667n'_{m1}, \quad \Delta n_{m1} = n_{m1}^0 - n'_{m1} = 0.4n_{m1}^0, \\ n_{m2}^0 &= 1.5n'_{m2}, \quad \Delta n_{m2} = n_{m2}^0 - n'_{m2} = 0.33n_{m2}^0. \end{aligned} \quad (2)$$

В свою очередь, при условии полного просветления справедливо выражение

$$\Delta n_{m1,m2} = \Delta P_{a1,a2}/(h\nu_{1,2}fV), \quad (3)$$

где  $h\nu_1 = 2.43$  эВ – энергия квантов для  $\lambda_1 = 510.6$  нм, а  $h\nu_2 = 2.14$  эВ – для  $\lambda_2 = 578.2$  нм;  $f = 13.6$  кГц;  $V \approx 75$  см<sup>3</sup> – объем активного элемента УМ. Из (2), (3) следует, что  $n_{m1}^0 = 4.47 \times 10^{12}$  см<sup>-3</sup> при  $\Delta P_{a1} = 0.71$  Вт, т.е. предимпульсная населенность МС меди  ${}^2D_{5/2}$  примерно в 3.4 раза меньше, чем в работе [17] при  $f = 10$  кГц ( $n_{m1}^0 \approx 1.51 \times 10^{13}$  см<sup>-3</sup>). В то же время величина  $P_{lg}$  в настоящей работе втрое больше, что еще раз свидетельствует о неоптимальной организации возбуждения в [17]. Аналогичным образом получаем, что  $n_{m2}^0 \approx 0.8 \times 10^{12}$  см<sup>-3</sup> для уровня  ${}^2D_{3/2}$ .

Изменение выходной энергии  $W$  импульса УМ вследствие влияния  $n_m^0$  рассчитано по методике работы [15]:

$$\frac{\Delta W}{W} = \frac{g_r n_m^0}{(g_r + g_m) n_{ph}^0}, \quad (4)$$

где  $n_{ph}^0$  – удельное число фотонов, «снимаемых» с УМ в режиме, когда  $n_{ph}$  не зависит от  $f$ . В результате измерений при  $f = 8$  кГц, одинаковых температурных условиях и импульсах накачки были получены концентрации  $n_{ph1}^0 = 3.21 \times 10^{13}$  см<sup>-3</sup> для  $\lambda_1 = 510.6$  нм и  $n_{ph2}^0 = 3.16 \times 10^{13}$  см<sup>-3</sup> для  $\lambda_2 = 578.2$  нм (выходная мощность УМ с учетом потерь на окнах  $P_{av1} = 7.5$  Вт и  $P_{av2} = 6.5$  Вт соответственно). Тогда  $\Delta W/W \approx 5.6\%$  для  $\lambda_1 = 510.6$  нм и  $\sim 1.1\%$  для  $\lambda_2 = 578.2$  нм. Суммарное изменение энергии из-за влияния предимпульсной концентрации МС составляет  $\sim 3.4\%$ , что совпадает с данными [15] для оптимизированных лазеров.

В работе [17] при почти втрое меньшей мощности  $P_{lg}$  и вчетверо меньшей удельной энергии генерации величина  $n_m^0$  примерно втрое больше. Полагая  $n_{ph}^0 \approx 9 \times 10^{12}$  см<sup>-3</sup> и  $n_m^0 \approx 1.5 \times 10^{13}$  см<sup>-3</sup>, получаем  $\Delta W/W = 66.7\%$ . Поэтому в [17]  $P_{lg}$  действительно ограничивается высокой концентрацией  $n_m^0$ . Однако это ограничение связано не с физическими свойствами среды АЭ ЛПМ, а с его техническим несовершенством. Именно поэтому, как упоминалось выше, выводы [17] нельзя распространять на другие, более совершенные лазеры.

Для определения влияния подзаселения МС на фронте импульса накачки на энергию генерации рассмотрим две области зависимости  $P_{av}(\Delta t)$ :  $+58$  нс  $> \Delta t \geq +30$  нс и  $+30$  нс  $\geq \Delta t > +25$  нс (при  $\Delta t = +25$  нс среда в УМ становится прозрачной). При  $\Delta t = +30$  нс, когда ослабление входного излучения максимально, имеем следующее распределение мощности в УМ: на входе 4 Вт, на выходе 1.73 Вт, потери на окнах 0.64 Вт, потери на поглощение в среде  $\Delta P_a = 1.64$  Вт (из них 1.33 Вт на зеленой линии и 0.31 Вт на желтой). Согласно соотношениям (2), (3) при  $\Delta t = +30$  нс МС меди  ${}^2D_{5/2}$  заселяется до концентрации  $n_{m1} \approx 8.38 \times 10^{12}$  см<sup>-3</sup>, а МС меди  ${}^2D_{3/2}$  – до  $n_{m2} \approx 2.68 \times 10^{12}$  см<sup>-3</sup>, и, следовательно, к этому моменту времени влияние подзаселения МС на фронте импульса тока на энергию генерации сравнивается с влиянием на нее концентрации  $n_m^0$  для зеленой линии, а для желтой линии снижение энергии за счет подзаселения втрое больше, чем за счет  $n_m^0$ .

По мере дальнейшего развития импульса накачки населенности МС продолжают увеличиваться вместе с ростом населенности РС. При  $\Delta t \approx +25$  нс населенности МС и РС сравниваются (в расчете на единицу статистического веса), и далее среда становится усиливающей. Исходя из данных рис.2, рассчитаем рост населенностей рабочих уровней перехода  ${}^2P_{3/2}^0 - {}^2D_{5/2}$  с  $\lambda_1 = 510.6$  нм, т.к. влияние  $n_m^0$  на этот переход больше, чем на переход  ${}^2P_{1/2}^0 - {}^2D_{3/2}$  с  $\lambda_2 = 578.2$  нм.

В общем случае на фронте импульса тока в отсутствие генерации и в пренебрежении спонтанным распадом населенности МС и РС подчиняются уравнениям

$$\dot{n}_m = n_e n_{Cu} k_{em} - n_e n_m k_{em}^s + n_e (n_m k_{mr} - n_r k_{rm}), \quad (5)$$

$$\dot{n}_r = n_e n_{Cu} k_{er} - n_e n_r k_{er}^s + n_e (n_r k_{rm} - n_m k_{mr}),$$

где  $k_{er}$  и  $k_{em}$  – константы скоростей возбуждения РС и МС;  $k_{er}^s$  и  $k_{em}^s$  – константы ступенчатого расселения РС и МС [31];  $k_{rm}$ ,  $k_{mr}$  – константы перемешивания рабочих уровней, связанные принципом детального равновесия;  $n_e$ ,  $n_{Cu}$  – концентрация электронов и атомов меди. В свою очередь,

$$n_e = j/(ev_{dr}), \quad (6)$$

где  $j$  – плотность тока;  $v_{dr}$  – дрейфовая скорость электронов, зависящая от приведенной напряженности электрического поля  $E/N$  ( $E$  – напряженность электрического поля,  $N$  – концентрация частиц). Принимая, что в настоящей работе  $v_{dr}$  определяется неонем [32], и используя аппроксимацию  $v_{dr} = 0.455 \times 10^6 (E/N)^{0.908}$  ( $v_{dr}$  измеряется в см/с,  $E/N$  – в единицах  $10^{-17}$  В·см<sup>2</sup>), полученную из данных работы [33], находим из начальных участков осциллограмм  $U$  и  $I$  на рис.2, что  $n_e^0 \approx 5.4 \times 10^{13}$  см<sup>-3</sup> и не зависит от  $U$  и  $I$  до примерно 6 кВ и 25 А соответственно. Интересно отметить, что постоянство  $n_e$  в начале накачки, по-видимому, характерно для активных элементов «Кулон» и «Кристалл» [29]. Подтверждением этого служат осциллограммы работы [34], которые подобны приведенным на рис.2.

Для нахождения электронной температуры  $T_e$  на фронте импульса тока воспользуемся данными работ [31, 32]. Как следует из [32], температура  $T_e$  инвариантна относительно величины  $E/(px^{1/2})$ , где  $x = 10^3 n_{Cu}/n_{Ne}$ , а  $p$  – давление смеси. Значения  $E/(px^{1/2})$  в [31] и в настоящей работе близки ( $n_{Cu}$  определялась из условия  $n_{Cu} = (g_0/g_{m1})n_{m1} \times \exp[\Delta E/(kT_g)] = 1.7 \times 10^{15}$  см<sup>-3</sup>, где  $g_0$  – статистический вес основного состояния меди;  $n_{m1}$  – населенность уровня меди  $^2D_{5/2}$ , вычисляемая согласно формуле (4) сразу после выключения накачки лазера;  $\Delta E$  – энергия этого уровня;  $T_g = 1650$  °С равна температуре стенки разрядного канала АЭ). Принимая во внимание, что действующее напряжение, от которого зависят  $E$  и  $v_{dr}$ , отличается от приложенного к АЭ на величину  $L(dI/dt)$ , где  $dI/dt$  – экспериментальная величина, найденная из осциллограммы (рис.2), а  $L = 0.3$  мкГн – индуктивность трубки, получаем изменение  $T_e$  с развитием импульса накачки (рис.3,а).

Основные данные по константам скоростей процессов взяты из работы [31]. Контрольными экспериментальными параметрами для проверки правильности решенной системы (5) являются населенность МС при  $\Delta t = 30$  нс (в области максимального поглощения), а также населенности РС и МС и энергосъем в приближении насыщенной мощности в максимуме инверсии. Полученные зависимости от  $\Delta t$  концентраций  $n_r$  и  $n_m$ , а также мощности  $P_{av}$ , рассчитанной в приближении насыщенной мощности, представлены на рис.3,б. Видно, что при  $\Delta t = 30$  нс, т.е. при максимальном поглощении,  $n_m = 7.6 \times 10^{12}$  см<sup>-3</sup> и  $n_r = 1 \times 10^{12}$  см<sup>-3</sup>, что находится в хорошем согласии с экспериментальными результатами. Это свидетельствует в пользу того, что система уравнений (5) с константами процессов из [31, 32] правильно описывает кинетику заселения

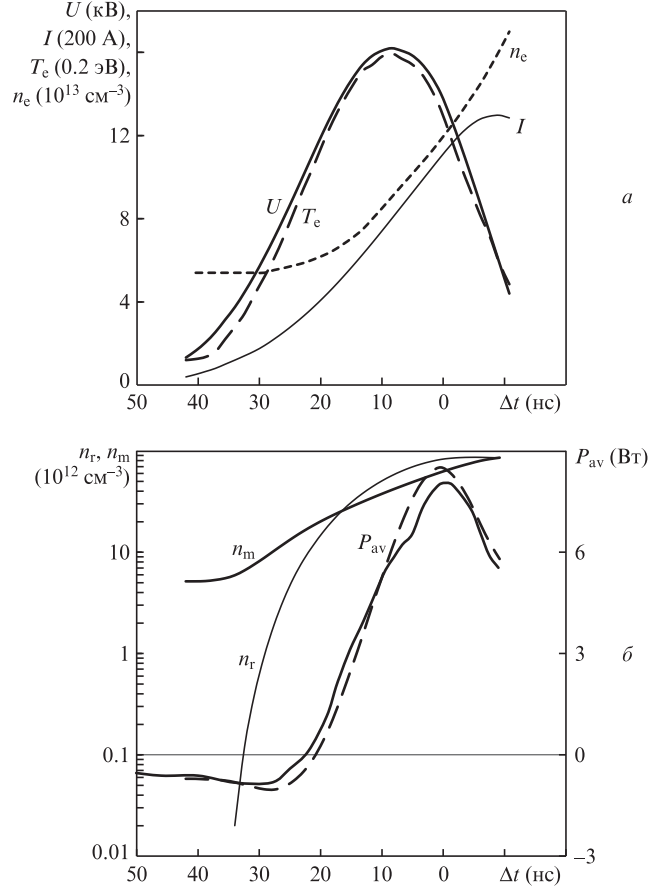


Рис.3. Характеристики накачки и генерации АЭ ГЛ-206Д при  $n_e^0 \approx 5.4 \times 10^{13}$  см<sup>-3</sup>: осциллограммы импульсов напряжения  $U$  и тока  $I$ , а также зависимости от  $\Delta t$  концентрации электронов  $n_e$  и электронной температуры  $T_e$  (а); временные зависимости населенностей РС  $n_r$  и МС  $n_m$ , а также выходной мощности излучения  $P_{av}$  с  $\lambda_1 = 510.6$  нм (сплошная кривая – эксперимент; штриховая – расчет) (б).

рабочих уровней на начальном участке импульса накачки. Отметим, что к моменту времени  $\Delta t = 30$  нс вклад ступенчатых процессов и перемешивания рабочих уровней электронами пренебрежимо мал.

Из рис.3,б видно, что при  $\Delta t \approx 22$  нс, когда  $n_r/g_r = n_m/g_m$  (т.е. среда становится оптически прозрачной),  $n_{m1} = 1.8 \times 10^{13}$  см<sup>-3</sup>. Принимая во внимание соотношение (4), получаем  $\Delta W/W = 22.4\%$  или уменьшение энергии излучения на 29%. Из них 5.6% приходится на уменьшение энергии за счет предимпульсной концентрации  $n_m^0$ , а остальные 23.4% – за счет подзаселения МС на фронте импульса тока. Таким образом, уже к этому времени снижение энергии вследствие подзаселения в 4.2 раза больше, чем вследствие  $n_m^0$ . «Эхо» этого подзаселения продолжает влиять на величину инверсии по мере дальнейшего развития импульса накачки, т.к. при  $\Delta t = 22$  нс температура  $T_e = 2.15$  эВ, а  $k_{er}/k_{em} = 1.9$ . Наиболее благоприятные условия реализуются в нашем эксперименте к моменту времени  $\Delta t = 8.4$  нс, когда  $T_e = 3.19$  эВ, а  $k_{er}/k_{em} = 3.5$ . К этому времени МС заселяется до  $n_{m1} = 4.1 \times 10^{13}$  см<sup>-3</sup>, что приводит к снижению энергии излучения на  $\Delta W = 0.44W$  или в 1.8 раза по сравнению со случаем, когда заселением МС на фронте импульса тока можно пренебречь. Наибольшая мощность реализуется при  $\Delta t = 0$  и составляет 8.51 Вт, что на ~9% больше полученной в эксперименте. Это различие объясняется, прежде всего, неточностью данных по константам скоростей процессов, в первую очередь ступенчатого рас-

селения РС, и неоднородностью распределений температуры и концентрации меди  $n_{Cu}$  по длине трубки. Некоторое несовпадение расчетных и экспериментальных значений  $P_{av}$  в области  $\Delta t < 30$  нс объясняется, с одной стороны, тем, что в эксперименте импульс ЗГ имеет длительность  $\sim 14$  нс, в то время как в расчетах излучение ЗГ рассматривается в виде стробимпульса, а с другой стороны, неточностью регистрации осциллограмм на начальной стадии из-за наводок.

Для окончательной оценки влияния  $n_c^0$  рассчитаем величину  $P_{lg}$  при  $n_c^0 \approx 1.8 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$ , что соответствует межимпульсному интервалу 125 мкс. Населенность МС  $n_{m1}^0$  принимается равной, как и в предыдущем случае, примерно  $4.47 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$ . Для этого случая осциллограммы импульса напряжения и тока, временные зависимости  $n_r$  и  $n_m$ , а также выходной мощности  $P_{av}$  в режиме насыщения приведены на рис.4. Видно, что в максимуме предимпульсного поглощения ( $\Delta t \approx 28$  нс) в излучении на  $\lambda_1 = 510.6$  нм из-за подзаселения теряется 0.073 Вт, или примерно в 10 раз меньше, чем при  $n_c^0 \approx 5.4 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$ . К моменту времени  $\Delta t \approx 20$  нс, когда  $n_r/g_r = n_m/g_m$ , концентрация  $n_{m1} \approx 1 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$  по сравнению с  $n_{m1} \approx 2 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$  для случая  $n_c^0 \approx 5.4 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$ . В максимуме инверсии выходная мощность  $P_{av} = 12.4$  Вт в пересчете на  $f = 13.6$  кГц и энергия генерации в 1.46 раза больше, чем при  $n_c^0 \approx 5.4 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$ .

Таким образом, в рассматриваемых условиях эксперимента (АЭ «Кулон 15») с системой питания, используемой в [29], снижение энергии генерации при  $f = 13.6$  кГц

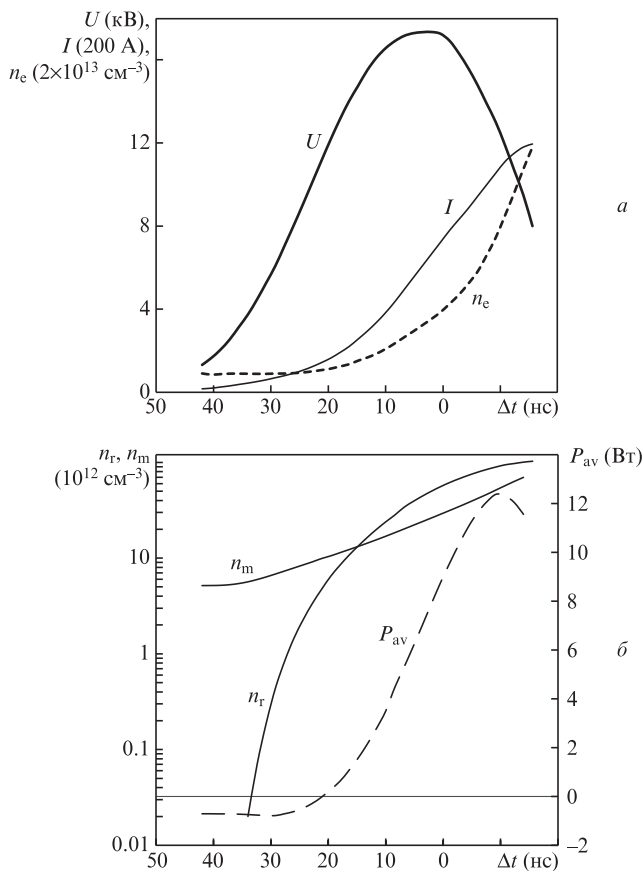


Рис.4. Характеристики накачки и генерации АЭ ГЛ-206Д при  $n_c^0 \approx 1.8 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$ : осциллограммы импульсов напряжения  $U$  и тока  $I$ , а также временная зависимость концентрации электронов  $n_c$  в режиме усиления (а); временные зависимости населенностей РС  $n_r$  и МС  $n_m$ , а также выходной мощности излучения  $P_{av}$  с  $\lambda_1 = 510.6$  нм (б).

за счет  $n_c^0$  в 8.2 раза больше, чем за счет  $n_m^0$ . При дальнейшем уменьшении межимпульсного интервала  $n_c^0$  растет значительно быстрее, чем  $n_m^0$  [14], поэтому относительная роль  $n_c^0$  усиливается. К такому же эффекту приводит и увеличение индуктивностей цепей питания.

На рис.5,а представленные данные, аналогичные приведенным на рис.2, для АЭ ГЛ-206И при  $f = 13.6$  кГц. По сравнению с АЭ ГЛ-206Д длина АЭ увеличена на 28%, а энергия генерации возросла в 1.36 раза. В ГЛ-206И амплитуда тока  $I \approx 310$  А по сравнению с  $I \approx 260$  А в ГЛ-206Д. Распределение мощности ЗГ таково: 5 Вт на входе УМ, 3.5 Вт на выходе УМ в области  $\Delta t > +60$  нс, потери на окнах  $\sim 1$  Вт, потери в УМ  $\Delta P_{av1} = 0.5$  Вт для  $\lambda_1 = 510.6$  нм и  $\Delta P_{av2} = 0.06$  Вт для  $\lambda_2 = 578.2$  нм, потери в зоне слабого поглощения 0.81 Вт для  $\lambda_1 = 510.6$  нм и 0.19 Вт для  $\lambda_2 = 578.2$  нм. Расчеты, аналогичные предыдущим, показывают, что для зеленой линии уменьшение энергии генерации  $\Delta W/W$  за счет  $n_m^0$  составляет 2.2%, а вследствие заселения МС на фронте импульса тока до момента максимума инверсии – 31% или в 1.45 раза, что более чем в 20 раз

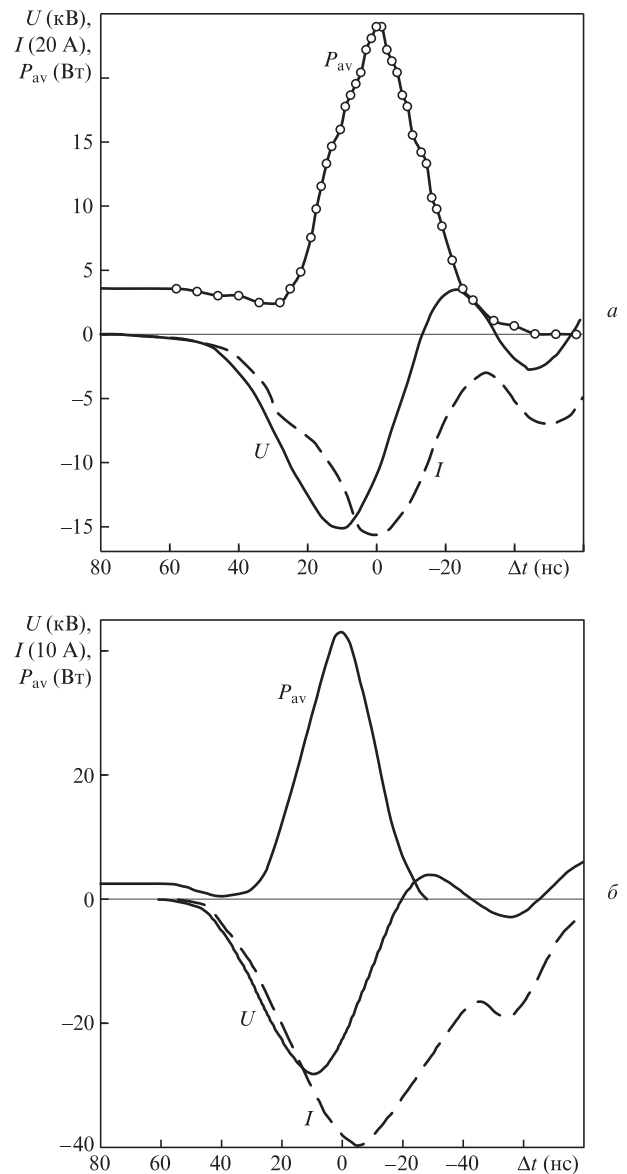


Рис.5. Осциллограммы импульсов напряжения  $U$  и тока  $I$ , а также временные зависимости выходной мощности  $P_{av}$  для АЭ ГЛ-206И при  $f = 13.6$  кГц (а) и ГЛ-205А при  $f = 12$  кГц (б).

превышает уменьшение энергии за счет  $n_m^0$ . Таким образом, АЭ ГЛ-206И лучше согласован с системой питания лазера, чем ГЛ-206Д [15], что подтверждается его более высокой эффективностью. Практически такие же результаты получены для АЭ ГЛ-205А при мощности  $P_{av} = 45$  Вт на частоте  $f = 12$  кГц (рис.5,б), и они согласуются с более ранними данными для АЭ ГЛ-206Б того же диаметра [15]. Следовательно, уменьшение энергии генерации, обусловленное предимпульсной концентрацией электронов  $n_e^0$  вследствие ограниченной скорости их нагрева на фронте импульса тока, для АЭ такого типа более чем на порядок превышает уменьшение, обусловленное предимпульсной населенностью МС.

Таким образом, нет никаких различий в механизмах ограничения частотно-энергетических характеристик ЛПМ с разным расположением электродов, например в промышленных лазерах [29] и в лазерах, исследованных в работах [15, 20]. Безосновательность этого ранее была показана в [35] на основе данных о реальных характеристиках активной среды ЛПМ.

С учетом полученных результатов представляет определенный интерес оценить характеристики ЛПМ при дальнейшем техническом совершенствовании систем возбуждения, в частности при укорочении переднего фронта импульса напряжения до  $\sim 0.6$  нс по сравнению с  $\sim 25$  нс в настоящей работе (по уровню 0.1–0.9). Предположим, что используется АЭ ГЛ-206Д при  $n_e^0 = 5.4 \times 10^{13}$  см<sup>-3</sup>,  $n_{Cu} = 5 \times 10^{15}$  см<sup>-3</sup> (давление паров меди 1 Тор) и  $p_{Ne} = 300$  Тор. Выбираем температуру  $T_e = 3$  эВ, при которой  $k_{er}/k_{em} = 3.13$  ( $k_{er} \approx 3.6 \times 10^{-8}$  см<sup>3</sup>/с,  $k_{em} \approx 1.15 \times 10^{-8}$  см<sup>3</sup>/с). Данная температура реализуется при  $E/N = 18.8 \times 10^{-17}$  В·см<sup>2</sup>, что соответствует действующему напряжению  $U = 13.8$  кВ,  $v_{dr} = 6.53 \times 10^6$  см/с и  $I = 87$  А (активное сопротивление АЭ равно 160 Ом). Трубка и обратный токопровод конструируются таким образом, чтобы их волновое сопротивление также составляло 160 Ом. При этих условиях можно получить фронт нарастания тока в АЭ, равный времени коммутации кивотрона  $\sim 0.6$  нс при  $U \approx 14$  кВ [22–24]. Длительность накачки выбираем из условия, чтобы к концу импульса возбуждения  $n_r k_{er}^2 \approx 0.1 k_{er} n_{Cu}$ , что соответствует финальной населенности РС  $n_r^f = 5.2 \times 10^{13}$  см<sup>-3</sup> и длительности импульса накачки  $\tau = n_r^f / (n_{Cu} k_{er} n_e) \approx 5.3$  нс. Населенность МС к концу импульса накачки  $n_m^f = n_m^0 + n_{Cu} k_{em} n_e$ . Поскольку концентрация  $n_{Cu}$  в этом случае примерно в три раза больше, чем в рассмотренных выше примерах, то  $n_m^0 = 1.52 \times 10^{13}$  см<sup>-3</sup> и  $n_m^f = 3.25 \times 10^{13}$  см<sup>-3</sup>.

При данных концентрациях  $n_r^f$  и  $n_m^f$  удельное число излучаемых фотонов за импульс  $n_{ph} = 1.82 \times 10^{13}$  см<sup>-3</sup>, что для  $\lambda_1 = 510.6$  нм соответствует выходной мощности 0.46 Вт/кГц. Аналогично для  $\lambda_2 = 578.2$  нм получаем 0.28 Вт/кГц. Далее полагаем, что все возбужденные атомы меди при выключении накачки в процессе остывания электронов и ступенчатой ионизации ионизируются за время  $\sim 100$  нс [15]. В этом предположении финальная концентрация электронов  $n_e^f \approx 1.5 \times 10^{14}$  см<sup>-3</sup>. Для возвращения плазмы к первоначальной концентрации  $n_e^0 \approx 0.54 \times 10^{14}$  см<sup>-3</sup> требуется  $\sim 20$  мкс [14]. Следовательно, до частоты  $f = 50$  кГц при рассматриваемых параметрах накачки энергия генерации не изменяется, т. е. мощность генерации  $P_{av}$  достигает 36 Вт (более 70 Вт/м). Эффективность генерации, рассчитанная по формуле  $\eta = P_{av} / (IU\tau f)$ , составляет около 11.3%.

Подводя итог, приходим к выводу, что выходная мощность и эффективность генерации современных промышленных лазеров ограничиваются несовершенством их си-

стем питания, которое проявляется через паразитное заселение МС на фронте импульса тока. При использовании кивотронов или других коммутаторов и прямоугольным импульсе накачки с фронтом  $\sim 0.6$  нс возможно повышение эффективности генерации более чем на порядок при значительном росте выходной мощности.

- Emmet J.L., Krupke W.F., Davis J.E. *IEEE J. Quantum Electron.*, **20**, 591 (1984).
- Warner B.E. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **737**, 2 (1987).
- Hackel R.P., Warner B.E. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **1859**, 120 (1993).
- Chang J.J., Boley C.D., Martinez M.W., Molconder I., Warner B.E. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **2118**, 2 (1994).
- Iseki Y., Hayashi K., Watanabe I., Noda E., Suzuki S. *Jpn. J. Appl. Phys., Part 2*, **33**, L860 (1994).
- Исаев А.А., Казарян М.А., Петраш Г.Г. *Письма в ЖЭТФ*, **16**, 40 (1972).
- Jones D.R., Maitland A., Little C.E. *IEEE J. Quantum Electron.*, **30**, 2385 (1994).
- Le Guadec E., Coutance P., Bertrand G., Peltier C.A. *IEEE J. Quantum Electron.*, **35**, 1616 (1999).
- Withford M.Y., Brown D.J.W., Mildren R.P., Carman R.J., Marshall G.D., Piper J.A. *Prog. Quantum Electron.*, **28**, 165 (2004).
- Соколов А.В., Свиридов А.В. *Квантовая электроника*, **8**, 1686 (1981).
- Солдатов А.Н., Федоров В.Ф., Юдин Н.А. *Квантовая электроника*, **21**, 733 (1994).
- Солдатов А.Н., Суханов В.Б., Федоров В.Ф., Юдин Н.А. *Оптика атмосферы и океана*, **8**, 1626 (1995).
- Батенин В.М., Вохмин П.А., Климовский И.И., Селезнева Л.А. *ТВТ*, **20**, 177 (1982).
- 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).
- Бохан П.А., Закревский Д.Э. *Квантовая электроника*, **32**, 602 (2002).
- Walter W.T., Solimene N., Piltch M., Gould G. *IEEE J. Quantum Electron.*, **2**, 474 (1966).
- Исаев А.А., Михельсоо В.Т., Петраш Г.Г., Пеэт В.Э., Пономарев И.В., Трещалов А.Б. *Квантовая электроника*, **15**, 2510 (1988).
- Kushner M.J., Warner B.E. *J. Appl. Phys.*, **54**, 2970 (1983).
- Konagai C., Sano Y., Aoki N., in *Pulsed Metal Vapour Lasers* (Dortrecht: Kluwer Academic Publishers, 1996, vol. 5, p. 371).
- Бохан П.А., Силантьев В.И., Соломонов В.И. *Квантовая электроника*, **7**, 1264 (1980).
- Бохан П.А. *Квантовая электроника*, **13**, 1837 (1986).
- Бохан П.А., Гугин П.П., Закревский Дм.Э., Казарян М.А., Лаврухин М.А., Лябин Н.А. *Квантовая электроника*, **43**, 715 (2013).
- Бохан П.А., Гугин П.П., Закревский Дм.Э., Лаврухин М.А. *Письма в ЖТФ*, **38** (8), 63 (2012); **39** (17), 44 (2013).
- Bokhan P.A., Gugin P.P., Lavrukhin M.A., Zakrevsky D.E. *Phys. Plasmas*, **20**, 033507 (2013).
- Юдин Н.А., Третьякова М.Р., Юдин Н.Н. *Оптика атмосферы и океана*, **25**, 254 (2012).
- Юдин Н.А., Третьякова М.Р., Юдин Н.Н. *Изв. вузов. Сер. Физика*, **55** (9), 93 (2012).
- Юдин Н.А. *Изв. вузов. Сер. Физика*, **57** (1), 116 (2014).
- Юдин Н.А., Суханов В.Б., Губарев Ф.А., Евтушенко Г.С. *Квантовая электроника*, **38**, 23 (2008).
- Григорьянц А.Г., Казарян М.А., Лябин Н.А. *Лазеры на парах меди* (М.: Физматлит, 2005).
- 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).
- Carman R.J., Brawn D.J.W., Piper J.A. *IEEE J. Quantum Electron.*, **30**, 1876 (1994).
- Мнацаканян А.Х., Найдис Г.В., Штернов Н.П. *Квантовая электроника*, **5**, 597 (1978).
- Küçükarpaci H.N., Saelee H.T., Lucas J. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **14**, 9 (1981).
- Евтушенко Г.С., Костыря И.Д., Суханов В.В., Тарасенко В.Ф., Шиянов Д.В. *Квантовая электроника*, **31**, 704 (2001).
- Бохан П.А. *Изв. вузов. Сер. Физика*, **57** (1), 112 (2014).