

Влияние согласования генератора накачки с лазерной трубкой и условий накачки на релаксацию метастабильных состояний и частотно-энергетические характеристики лазера на парах меди

П.А.Бохан, Д.Э.Закревский

Исследована связь между эффективностью генерации лазера на парах меди и релаксацией метастабильных состояний (МС) при высоких средних уровнях накачки. Показано, что в лазерах с высокой (более 1%) эффективностью вплоть до погонных мощностей генерации ~ 50 Вт/м в трубках диаметром 2 см предимпульсная концентрация МС N_{ms0} пренебрежимо мала и не оказывает измеримого влияния на выходную мощность. При меньшей эффективности, вызванной рассогласованием генератора накачки с лазерной трубкой, населенность МС в послесвечении значительно возрастает и N_{ms0} может стать основным фактором, снижающим достижимую мощность генерации в импульсно-периодическом режиме. Повышение давления неона, как и введение водорода, облегчает согласование и уменьшает влияние N_{ms0} на генерационные характеристики Си-лазера большой мощности.

Ключевые слова: лазер на парах меди, частотно-энергетические характеристики, предимпульсная плотность электронов, релаксация метастабильных состояний.

1. Введение

Ограничение частотно-энергетических характеристик (ЧЭХ) лазеров на самоограниченных переходах, в частности лазера на парах меди, обычно связывают с недостаточной релаксацией населенностей метастабильных состояний (МС) [1] и с медленной рекомбинацией плазмы в послесвечении [2]. В первом случае предимпульсная населенность МС N_{ms0} может быть столь высока, что начинает оказывать влияние на энергию импульса генерации при увеличении частоты его следования F , а затем, с дальнейшим ростом F , приводит к уменьшению средней мощности. При некоторой пороговой населенности МС N_{ms}^{th} она оказывается настолько большой, что в течение всего импульса накачки разность $N_r - g_r/g_{ms}N_{ms} < 0$, и генерация не развивается (здесь N_{ms} , N_r – населенности метастабильного и резонансного состояния (РС); g_r , g_{ms} – соответственно статвеса РС и МС).

Во втором случае при сближении импульсов и росте предимпульсной концентрации электронов N_{e0} происходят разнообразные процессы, ухудшающие условия получения генерации. В компьютерных моделях кинетики импульсно-периодических лазеров влияние N_{e0} в явном или неявном виде учитывается через ослабление скорости нагрева электронного газа [3–6], скин-эффект [7], ступенчатые процессы расселения резонансных состояний [8], повышение степени ионизации паров и др.

Начиная с публикации [2], в которой было постулировано влияние N_{e0} на характеристики Си-лазера, выполнено большое число работ, направленных на снижение влияния N_{e0} путем ускорения рекомбинации плазмы. Положительные результаты получены при введении в

рабочую смесь водорода [2, 9], окиси бария [10, 11] и электроотрицательных примесей [12, 13], при увеличении давления неона [14, 15] и переходе на электронно-пучковый (ЭП) метод накачки [16]. В результате погонная мощность излучения $P_{r\text{las}}$ газоразрядного Си-лазера в трубках сравнительно малого диаметра ($d = 3.6$ см) доведена до ~ 130 Вт/м [13]. При ЭП накачке, когда число каналов влияния N_{e0} уменьшается [17, 18], предсказано получение $P_{r\text{las}} > 1$ кВт/м [11].

Однако до сих пор слабо исследованы физические процессы, которые отвечают за высокий уровень N_{ms} в послесвечении, и не предложены способы ее уменьшения. В результате не определены те технические параметры лазерных трубок и систем возбуждения, которые должны быть реализованы с целью снижения концентрации N_{ms0} и ее влияния на энергетические характеристики Си-лазера. Это приводит к получению противоречивых результатов в работах разных авторов. Так, по данным [19] ограничения, связанные с N_{ms0} в трубке с $d = 2$ см, наступают при $P_{r\text{las}} \sim 15$ Вт/м. В то же время в промышленных Си-лазерах с трубками того же диаметра $P_{r\text{las}} > 40$ Вт/м [15]. Противоречивость этих данных свидетельствует о том, что в работах [15, 19] МС релаксируют существенно разным образом, зависящим от условий возбуждения.

В настоящей работе исследованы влияние согласования [20] генератора накачки с лазерной трубкой на релаксацию МС в послесвечении и их воздействие на эффективность и ЧЭХ мощного Си–Не-лазера. Показано, что качество согласования, за относительную меру которого нами принята достигнутая в эксперименте эффективность генерации в оптимальных температурных условиях, оказывает сильнейшее влияние на физические процессы как во время импульса накачки, так и в послесвечении. В результате без его учета невозможно однозначно интерпретировать механизм ограничения величины $P_{r\text{las}}$ Си-лазера большой мощности и определить пути ее повышения. Особенно сильно качество согласования влияет на поведение концентрации N_{ms} в послесве-

чения смеси Cu – Ne, используемой в отпаянных лазерах, поэтому исследование условий, при которых проявляется влияние N_{ms0} на $P_{r,las}$, будет способствовать дальнейшему повышению мощности этих лазеров.

2. Влияние N_{ms0} на генерационные свойства оптимизированных отпаянных лазеров на парах меди

Впервые вывод о пренебрежимо малом влиянии N_{ms0} на ограничение $P_{r,las}$ в Cu-лазерах был сформулирован в работе [2]. Результаты [2] получены для оптимизированных лазеров [20] при сравнительно невысоких уровнях накачки ($P_{r,p} \sim 450$ Вт/м) и генерации ($P_{r,las} \sim 7$ Вт/м). Современные Cu-лазеры, в том числе отпаянные, функционируют при гораздо более высоких уровнях $P_{r,p} \sim 4$ кВт/м [15, 19] и $P_{r,las} \sim 40$ Вт/м [15]. Из данных работы [19] следует, что основным каналом ограничения $P_{r,las}$ в этих условиях является высокая концентрация N_{ms0} . Эти выводы находятся в противоречии с результатами работы [12] для Cu-лазера и [21] для Cu – Vg-лазера, где основным каналом ограничения является большая концентрация N_{e0} .

Для выяснения причин расхождения нами было проведено исследование влияния N_{ms0} на генерационные характеристики мощных Cu-лазеров с помощью лазерного комплекса, описанного в работе [22]. Излучение от задающего генератора на лазерной трубке на парах меди ГЛ-201 с неустойчивым резонатором направлялось в две последовательно расположенные трубки «Кристалл ЛТ-40Cu» ($d = 2$ см) [15]. Время запуска генератора накачки второй трубки можно было сдвигать относительно синхронно работающих генераторов накачки первой трубки и задающего генератора в пределах от нуля до ± 90 мкс (межимпульсный интервал).

Типичное значение $P_{r,las}$ одной трубки «Кристалл ЛТ-40Cu» в режиме генератор – усилитель превышает 50 Вт/м при общей мощности до 70 Вт, а эффективность генерации (по отношению к мощности, отбираемой от выпрямителя) составляет 1.3 – 1.8 %, что приближается к эффективности при малых мощностях накачки [2, 20]. Типичные параметры накачки, при которой достигается максимальная мощность генерации, таковы: $F = 11$ кГц, амплитудное напряжение $U_a \approx 25$ кВ, длительность переднего фронта ~ 25 нс, длительность импульса тока на полувывоте ~ 45 нс, средняя потребляемая мощность до 4.5 кВт. Передача импульса возбуждения от генератора накачки, построенного по схеме частичного разряда емкости через лампу ГМИ-29А, к трубке осуществляется кабелем длиной 10 м с волновым сопротивлением 75 Ом. Применение подобного драйвера не позволяет достигать такого же качества согласования генератора с нагрузкой, как в работе [20], поэтому при максимальной мощности генерации амплитуда первого положительного выброса тока, появляющегося через двойное время прохода импульса через кабель, составляла в настоящей работе ~ 50 % по сравнению с ~ 5 % в [20].

Измерения населенностей МС и их влияния на характеристики генерации проводились методом разнесенных областей поглощения и генерации, разработанным в [21]. Преимущество этого метода состоит в том, что он позволяет в неискаженном виде выделить влияние N_{ms0} на генерационные характеристики лазеров на самоограниченных переходах и отделить его от влияния N_{e0} .

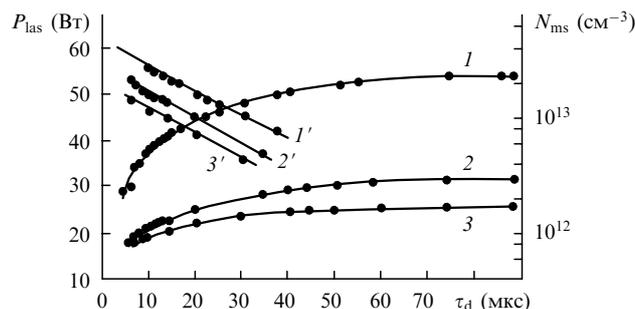


Рис.1. Временные зависимости прошедшей мощности излучения (1, 2, 3) и кривые распада населенности $Cu(^2D)$ в послесвечении (1', 2', 3'), при выходных мощностях 55, 35 и 27 Вт соответственно.

Методика эксперимента заключалась в следующем. Путем регулирования уровня накачки добивались таких условий, при которых мощность генерации на выходе первой трубки «Кристалл ЛТ-40Cu» составляла $\sim 1/2$ мощности на выходе второй трубки при идеальной синхронизации импульсов возбуждения, т.е. достигалась идентичность генерационных свойств лазерных трубок. Затем накачка первой трубки задерживалась, и в этих условиях измерялась мощность излучения первой трубки, прошедшего через вторую. Чтобы устранить влияние сверхизлучения от второй трубки, измерения проводились в дальней зоне.

На рис.1 кривыми 1–3 показаны временные зависимости прошедшей мощности излучения первой трубки при выходных мощностях 55, 35 и 27 Вт; 1'–3' – соответствующие этим случаям кривые распада суммарной населенности $Cu(^2D)$ в послесвечении. Видно, что при используемой частоте следования импульсов и близких к оптимальным условиям генерации (мощность лазера $P_{las} = 55$ Вт, эффективность $\eta = 1.31$ %) предимпульсная населенность МС не оказывает измеримого влияния на параметры генерации Cu-лазера.

3. Влияние формы импульса накачки и степени согласования генератора с лазерной трубкой на эффективность генерации и релаксацию населенностей МС

Полученный выше результат не противоречит данным работ [11, 16], согласно которым время расселения МС атома Cu $\tau = 1/k_e N_e < 0.5$ мкс в типичных условиях возбуждения лазера (здесь k_e – константа скорости де-возбуждения электронами, N_e – концентрация электронов). При этом полученные в эксперименте времена релаксации значительно превышают 0.5 мкс. Следовательно, время релаксации МС, как и в [16], определяется скоростью охлаждения электронов в данном временном интервале. Покажем, что существенное влияние на механизм релаксации в ближнем и, как ни странно, в дальнем послесвечении оказывают условия согласования лазерной кюветы и генератора накачки.

При неудовлетворительном согласовании, типичном для разогреваемых разрядом лазерных кювет, колебания тока могут продолжаться по крайней мере сотни наносекунд [23, 24] и даже в течение микросекунд [25]. В результате температура электронов T_e в послесвечении поддерживается на высоком уровне, что повышает как N_{ms} в послесвечении, так и N_e . Это приводит к затягиванию распада населенностей МС, проявлению их влияния на

Табл.1. Характеристики лазеров при оптимальных рабочих температурах.

Литература	w_p (мДж/см ³)	w_{las} (мкДж/см ³)	η (%)	C_{opt} (нФ)	C (нФ)	C/C_{opt}	d (см)	l (см)	P_p (кВт)	P_{las} (Вт)	F (кГц)	δ
[19]	1.6	4.0	0.25	–	*	–	2.0	40	2.0	5	10	~ 1
[26]	1.0	3.34	0.33	0.54	6.0	11.1	1.8	90	1.8	6	7.85	0.72
[27]	0.35	2.7	0.76	6.4	12	1.9	8.0	150	13.2	100	5.0	< 0.12
[9]	0.23	2.5	1.07	4.6	10	2.2	8.0	210	12.1	130	5.0	< 0.09
[2]	0.2	3.2	1.6	4.4	4	0.9	2.7	25	0.11	1.8	4.0	0.02
Данная работа	1	13.1	1.31	–	*	–	2	120	4.2	55	11.1	< 0.02

Примечание: w_p, w_{las} – удельные энергии накачки и генерации; η – эффективность лазера; C – рабочая емкость; P_p, P_{las} – средние мощности накачки и генерации; F – частота следования импульсов; * – частичный разряд емкости через ламповый коммутатор.

мощность генерации и к индивидуальным особенностям в механизме ограничения в каждом конкретном случае.

Одной из вынужденных причин, приводящих к сильному рассогласованию, является отступление от оптимальной цепи возбуждения лазера. В работе [20] на примере лазера на парах меди было показано, что в условиях максимальной эффективности оптимальная накопительная емкость

$$C_{opt} \sim 15d^2/l, \quad (1)$$

где d, l – соответственно диаметр и длина лазерной трубки в сантиметрах; C измеряется в нанофарадах. Это позволило достигнуть 3 %-ной эффективности Cu-лазера в одиночном режиме возбуждения и эффективности 2.6 % – в импульсно-периодическом. Отход от оптимальной емкости и связанной с ней удельной энергии накачки влияет на эффективность лазера и особенно сильно – на поведение населенностей МС в послесвечении.

Рассмотрим шесть случаев, включая настоящую работу, охватывающих широкий диапазон изменения условий накачки лазерных трубок, различных по геометрическим размерам. В пяти случаях удельная энергия излучения примерно одинакова (табл.1). На рис.2 показаны взятые из этих работ кривые распада населенностей метастабильных состояний Cu ($^2D_{5/2}$) в послесвечении. Данные по их распаду в условиях работы [2] приведены в [28].

Из табл.1 и рис.2 видно, что, вне зависимости от диаметра трубок, чем лучше согласован лазер по накопительной емкости C с C_{opt} , тем выше его эффективность и ниже концентрация МС в послесвечении. Сравнение данных работ [19, 26] и [2, 28] показало, что при практи-

чески одинаковом энергоусеке различия в населенностях МС достигают двух порядков величины.

4. Механизм затягивания распада МС в неоптимизированных лазерах

Необходимо понять, почему сравнительно небольшие изменения удельной энергии накачки (см. результаты работ [2, 19], табл.1 и рис.2) приводят к резкому (почти на два порядка величины) росту N_{ms} в диапазоне 10–15 мкс после окончания импульса накачки. Для этого рассмотрим баланс энергии электронов во время импульса накачки и в послесвечении.

Во время активной фазы импульса накачки, которая условно ограничивается моментом окончания генерации, происходит сильное заселение резонансных состояний. В течение всего этого периода эффективны ступенчатые процессы [8, 29], приводящие к существенному заселению более высоких, чем резонансные, состояний [30, 31] и к ионизации атомов меди. Метастабильные состояния не успевают заселяться до значительной величины. Так, фаза генерации, согласно теоретическим [4, 32] и экспериментальным [25, 33] данным, заканчивается при $N_e \sim (2-5) \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ко времени $\tau_f \sim 100 \text{ нс}$ после начала импульса тока. Следовательно, максимальная плотность атомов, попадающих на МС по прямому каналу возбуждения $\text{Cu}(4s^2S) + e \rightarrow \text{Cu}(4s^2^2D) + e - \Delta E$, есть

$$N_{ms}^f(^2D) = \int_0^{\tau_f} \langle \sigma v \rangle N_a N_e dt \leq 10^{13} \text{ см}^{-3}, \quad (2)$$

где $\langle \sigma v \rangle$ – константа скорости возбуждения МС из работ [32, 34]; N_a – концентрация атомов меди. Примерно столько же атомов попадает на МС по каналу генерации при энергоусеке $w_{las} \sim 4 \text{ мкДж/см}^3$ (табл.1), что подтверждается расчетами [34]. Вполне очевидно, что к моменту окончания генерации $N_r \sim (g_r/g_{ms})N_{ms}$.

Если по окончании этой фазы подогрев электронов последующими волнами тока отсутствует (как в оптимизированных лазерах, согласованных с генератором накачки), то благодаря ступенчатым процессам типа $\text{Cu}(4p^2P) + e \rightarrow \text{Cu}(ns^2S) + e - \Delta E$ происходит быстрый сброс T_e . Согласно данным [32, 35], скорость ступенчатых процессов k_e^* при $T_e > 1 \text{ эВ}$ превышает $10^{-7} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ при суммарной населенности резонансных и других высоковозбужденных состояний $\sum N_k \sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Это приводит к характерному времени остывания электронов $\sim 10^{-7} \text{ с}$. Совместно с падением T_e происходит быстрый сброс населенностей всех уровней, включая МС со своей константой скорости девозбуждения [11, 16], до

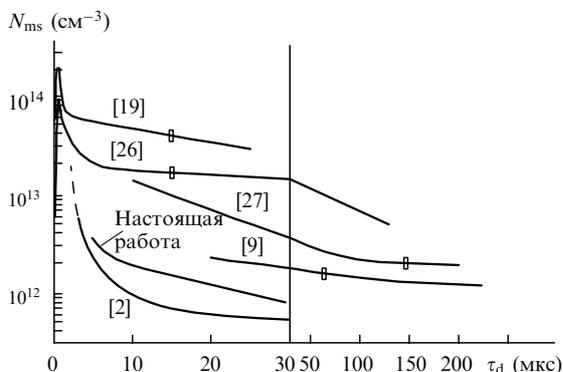


Рис.2. Зависимости населенности уровня Cu ($4s^2^2D$) от времени послесвечения. Кривые обозначены в соответствии с литературой, указанной в табл.1 (□ – время задержки возникновения генерации). Вертикальная линия разделяет участки с различным временным масштабом; штриховой участок кривой [2] – экстраполяция.

величин, при которых ступенчатые процессы становятся неэффективными. Последним из них, имеющим существенное значение для охлаждения электронов, является процесс $\text{Cu}(4p^2P) + e \rightarrow \text{Cu}(5s^2S) + e - \Delta E$ (расселение РС на ближайшее высоковозбужденное состояние, имеющее дипольную связь с РС).

Это происходит при $T_e \sim 0.4$ эВ, когда скорость ступенчатых реакций становится равной скорости девозбуждения МС, разогревающего электроны. И если значения N_r , N_{ph} (N_{ph} – удельное число излученных фотонов) сопоставимы с N_{ms}^f (см. (2)), то такой механизм охлаждения электронов совместно с механизмом девозбуждения МС в основном состоянии $\text{Cu}(4s^2D) + e + \text{Cu}(4s^2S) + e + \Delta E$ приводит к сбросу N_{ms} до уровня менее 10^{13} см⁻³ уже в ближнем послесвечении (фаза быстрого распада N_{ms} , когда населенность может не успевать за спадом T_e) с последующим замораживанием (фаза медленного распада N_{ms} , когда населенность МС определяется релаксацией температуры T_e).

Если же подогрев электронов последующими волнами тока происходит, то согласно, например, работе [32] (условия работы [26]) $T_e > 1$ эВ вплоть до времени послесвечения $\tau_d \sim 500$ нс и остается высокой (более 0.5 эВ) в течение единиц микросекунд [7, 36, 37]. К этому моменту МС успевают заселиться до уровня $N_{ms} \sim 10^{14}$ см⁻³ [34] и выше [19, 26], а все высоковозбужденные состояния, включая резонансные, успевают девозбудиться до уровня, когда $\sum_k N_k \ll N_{ms}$. В связи с этим единственными каналами охлаждения электронов остаются амбиполярная диффузия (в трубках малого диаметра при низком давлении буферного газа) и упругие соударения с тяжелыми частицами [38] (девозбуждение МС меди в соударениях с тяжелыми частицами и соответственно охлаждение по этому каналу неэффективны [16]).

Постоянная времени охлаждения электронов в соударениях с неоном в оптимальных условиях (при давлении неона $p_{Ne} \sim 20 - 30$ Тор) составляет ~ 20 мкс, и это значение является типичным для второй фазы распада населенности МС как в оптимизированных, так и в неоптимизированных лазерах. Однако начало этой фазы происходит при существенно разных N_{ms} , что оказывает, как видно из рис.2, большое влияние на релаксацию МС и на восстановление генерации в последующим импульсе.

5. Обсуждение результатов

Экспоненциальный характер уменьшения N_e в послесвечении [39] сохраняется при существенно разных энерговкладах и разных стартовых значениях N_e . В связи с этим восстановление условий по N_{e0} в оптимизированных и неоптимизированных лазерах происходит при примерно равных задержках. Однако в оптимизированных лазерах быстрый сброс T_e заканчивается при $N_{ms} < 10^{13}$ см⁻³, и уже к этому моменту среда восстанавливает способность к генерации по критерию N_{ms0} , т. е. через единицы микросекунд независимо от рабочей среды лазера, способа накачки и методики измерения N_{ms} [21, 40, 41]. В этом случае доминирующее воздействие N_{e0} на восстановление генерации легко детектируется. В неоптимизированных лазерах по вышеприведенным причинам сброс N_{ms} до уровня менее 10^{13} см⁻³ происходит значительно позже, и может случиться так, что N_{ms0} не только начинает влиять на энергию генерации, но и полностью определять ее [19].

Оценим влияние концентрации N_{ms0} для случаев, приведенных в табл.1. К настоящему времени не разработаны достаточно удобные в использовании методы оценки влияния N_{ms0} на генерационные характеристики лазеров на самоограниченных переходах. Качественные методы, развитые, например, в [42, 43], неудовлетворительны, т. к. находятся в противоречии с количественными данными этих же авторов.

Противоречия заключаются в том, что ограничения наступают при существенно разных населенностях МС [19, 43]. Так, в [19] исчезновение генерации происходит при $N_{ms0} \approx 4 \times 10^{13}$ см⁻³, а в [43] – при $N_{ms0} \approx 1.5 \times 10^{12}$ см⁻³ при близких энергосъемах на рабочих частотах следования импульсов. Количественные методы, основанные на компьютерных расчетах кинетики лазеров (см., напр., [4, 12, 32]), также уязвимы из-за неточности определения скоростей многих важных процессов. Поэтому при оценке влияния МС на параметры генерации воспользуемся полуколичественным методом расчета, основанным на первично измеряемых параметрах, таких как удельный энергосъем, коэффициент поглощения перед импульсом накачки и др.

В основе этого метода лежит модель генерации в лазере при наличии в резонаторе поглощающих частиц. Их присутствие перед импульсом накачки приводит к ослаблению генерации. Если частицы в нижнем состоянии не релаксируют в течение импульса генерации, как в лазерах на самоограниченных переходах, их наличие вызывает ослабление энергии генерации по сравнению со случаем свободной генерации на величину $\Delta w_{las} = hvN_{ab}/2$ [44], где N_{ab} – концентрация поглощающих атомов. Геометрическое положение поглощающих частиц в резонаторе и характер заселения рабочих уровней во время импульса накачки не имеют значения. Исходя из этой модели, относительное ослабление генерации в лазере на самоограниченном переходе, вызванное предимпульсной населенностью МС, можно записать в виде

$$\frac{\Delta W}{W} = \frac{g_r}{g_r + g_{ms}} \frac{N_{ms0}}{N_{ph0}}, \quad (3)$$

где N_{ph0} – удельное число фотонов, излучаемых при $N_{ms0} = 0$. В частотном режиме накачки N_{ph0} имеет смысл удельного числа фотонов для режима, когда N_{ph} не зависит от F . В пороговых условиях, когда $\Delta W/W = 1$,

$$N_{ms}^{th} = \frac{g_r + g_{ms}}{g_r} N_{ph0}. \quad (4)$$

В эксперименте часто источником информации для вычисления N_{ms} является измерение коэффициента поглощения k_0^- на рабочем переходе. Можно показать, что

$$\frac{\Delta W}{W} = \frac{k_0^-}{k_{max}^+}, \quad (5)$$

где k_{max}^+ – коэффициент усиления в максимуме инверсии. Для Cu-лазера k_{max}^+ можно достаточно точно вычислить, исходя из измерений энергосъема w_{las} . Поскольку

$$w_{las} = N_{ph}hv = \frac{N_r^m - (g_r/g_{ms})N_{ms}^m}{1 + g_r/g_{ms}} hv, \quad (6)$$

а сечение поглощения (усиления) для обеих линий гене-

рации в широком диапазоне условий слабо зависит от температуры [17], то

$$\frac{\Delta W}{W} = \frac{k_0^-}{7.6 \times 10^{-2} w_{\text{las}}} \quad \text{для зеленой линии,} \quad (7)$$

$$\frac{\Delta W}{W} = \frac{k_0^-}{5.6 \times 10^{-2} w_{\text{las}}} \quad \text{для желтой линии,} \quad (8)$$

где $h\nu$ – энергия кванта; w_{las} – удельная энергия излучения в мкДж/см³.

Если ослабление и исчезновение генерации при сближении импульсов накачки подчиняются условиям вывода формул (3)–(8), то со всей очевидностью следует, что указанное ослабление вызвано предимпульсной концентрацией МС. Если же эти соотношения не выполняются, но генерация тем не менее ослабляется, т.е. $\Delta W/W > k_0^-/k_{\text{max}}^+$, то очевидно, что ослабление генерации вызвано другими процессами, не связанными с $N_{\text{ms}0}$. В этом случае отношение

$$\frac{k_0^-}{k_{\text{max}}^+} \left(\frac{\Delta W}{W} \right)_{\text{real}}^{-1} = \left(\frac{g_r}{g_r + g_{\text{ms}}} \frac{N_{\text{ms}0}}{N_{\text{ph}0}} \right) \left(\frac{\Delta W}{W} \right)_{\text{real}}^{-1} = \delta \quad (9)$$

определяет вклад $N_{\text{ms}0}$ в реальное ослабление генерации $(\Delta W/W)_{\text{real}}$.

Доля β участия процессов, не связанных с $N_{\text{ms}0}$, может быть оценена из соотношения

$$\beta = 1 - \frac{k_0^-/k_{\text{max}}^+}{(\Delta W/W)_{\text{real}}}; \quad (10)$$

в пороговых условиях $\beta = 1 - k_0^-/k_{\text{max}}^+$. Полученная таким образом величина β определяет нижний предел доли процессов, ослабляющих (помимо $N_{\text{ms}0}$) выходную энергию. Это обусловлено тем, что в реальном лазере на самоограниченном переходе рост удельной энергии излучения не всегда пропорционален k_{max}^+ , а может быть и выше, т.к. N_r^m и k_{max}^+ уменьшаются из-за сверхизлучения, в том числе и в неаксиальных лучах [45].

В режиме генерации или режиме МОРА (master oscillator – power amplifier) вредное влияние сверхизлучения уменьшается или даже может быть сведено к нулю, что и вызывает более быстрый рост W по сравнению с k_{max}^+ . Другими словами, оценка по формулам (5), (7), (8) дает верхнюю границу степени влияния предимпульсной концентрации МС на лазерные характеристики. Формула (3) является точной, но концентрация N_{ms} не относится к числу первично измеряемых параметров лазера. Для вычисления N_{ms} необходима определенная априорная информация (например, вероятность перехода, контур линии поглощения и др.).

Принимая во внимание формулы (3), (9), оценим роль $N_{\text{ms}0}$ в исчезновении генерации для условий табл.1. По характеру зависимости средней мощности генерации P_{las} или энергии импульса от периода следования импульсов T (рис.3, данные работ [7, 10, 11]), заключаем, что $N_{\text{ph}0} \sim 1.7 N_{\text{ph}}^m$, где N_{ph}^m – число фотонов, излучаемых в условиях, когда P_{las} максимально. С учетом этого вычисленные значения относительной доли δ участия $N_{\text{ms}0}$ в исчезновении генерации приведены в табл.1. Видно, что только в [19], [26] пороговые условия в основном определяются влиянием N_{ms} . Однако эти работы – как раз тот случай, когда авторы наиболее радикально отошли от опти-

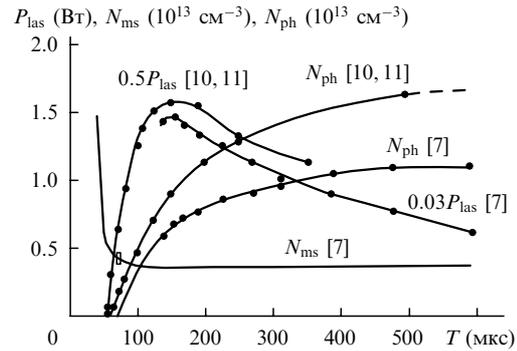


Рис.3. Зависимости средней мощности генерации, удельного числа излучаемых фотонов и населенности уровня $\text{Cu}(4s^2 2D_{5/2})$, полученные в работах [7, 10, 11], от периода следования импульсов (T – время задержки возникновения генерации).

мальных условий. Для всех остальных случаев табл.1, так же как и для [7] (рис.3), ослабление и исчезновение генерации происходит задолго до того, чем это следует из соотношений (5)–(9). Для них $\delta < 0.15$, поэтому основной причиной, ограничивающей оптимальную частоту следования импульсов и максимальную мощность генерации, является, как и в [2, 16], рост N_{e0} при увеличении F . Этот рост ведет, в частности, к относительному увеличению скорости возбуждения МС на фронте импульса тока. В качестве примера в табл.2 представлены экспериментальные данные из [28] для скоростей возбуждения РС и МС в начале импульса генерации при $F = 2.8$ и 12.5 кГц для условий работы [2].

Расчет влияния N_{e0} , основанный на моделях [3, 4], с учетом скоростей возбуждения рабочих уровней из [32], девозбуждения МС из [16] и рекомбинации плазмы в смеси Cu-Ne при повышенных давлениях Ne из [14] приводит к зависимостям относительной энергии генерации W/W_0 от межимпульсного интервала (рис.4, кривая 1). Соответственно кривой 2 показана зависимость P_{las} от $1/T$ при учете влияния N_{e0} , кривой 3 – при учете влияния только $N_{\text{ms}0}$ в соответствии с зависимостью 1 из рис.1 и кривой 4 – при учете совместного влияния N_{e0} и $N_{\text{ms}0}$. Зависимость 5 отражает линейный рост P_{las} с увеличением $1/T$. Результаты детального исследования влияния N_{e0} на генерационные характеристики трубки «Кристалл LT-40Cu» будут даны в последующей публикации.

Рост давления неона [14], введение водорода [2] и электроотрицательных примесей [13] уменьшает N_{e0} и повышает сопротивление газоразрядной трубки, что улучшает ее согласование с генератором накачки. Это облегчает разогрев электронов на фронте импульса тока, и тем самым преодолеваются ограничения, связанные с N_{e0} . Поскольку в этом случае уменьшаются колебания тока после импульса накачки, то это уменьшает и влияние $N_{\text{ms}0}$.

Табл.2. Перераспределение скоростей возбуждения верхних $(dN/dt)_r$ и нижних $(dN/dt)_{\text{ms}}$ рабочих уровней при изменении частоты следования импульсов F [28].

F (кГц)	$(dN/dt)\Delta t$ (10^{12} см^{-3})	Δt_r (нс)	$(dN/dt)_r$ ($10^{20} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$)	Δt_{ms} (нс)	$(dN/dt)_{\text{ms}}$ ($10^{20} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$)
2.8	4.0	3.4	11.8	7.2	5.6
12.5	4.0	4.5	8.9	6.5	6.2

Примечание: Δt – время, в течение которого N_r, N_{ms} изменяются на $4 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$.

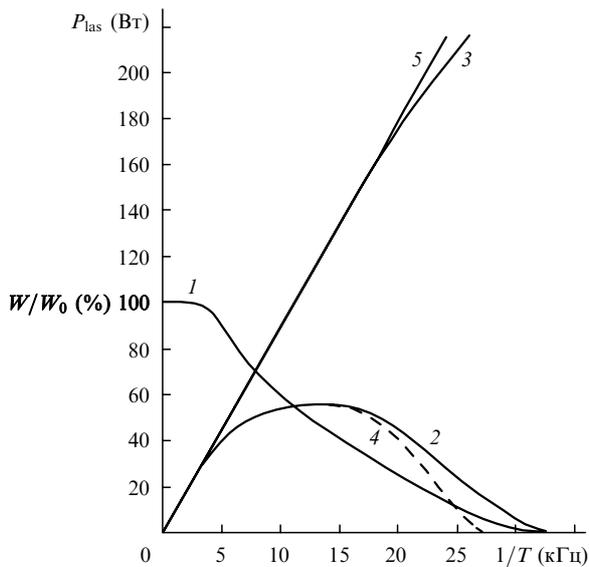


Рис.4. Расчетная зависимость энергии (1) и мощности генерации (2) от межимпульсного интервала при учете влияния только N_{e0} , при учете влияния только N_{ms0} (3) и при их совместном влиянии (4); 5 – линейный рост P_{las} с частотой следования импульсов.

Сравним полученные в настоящей работе данные по распаду N_{ms} в лазерах высокого давления (рис.1) с данными при низком давлении неона (табл.1, рис.2). Видно, что при эффективности, близкой к случаю работы [2] из табл.1, удельный энерговыход значительно выше, что приводит к более чем четырехкратному повышению энергоэффективности. Сравнение оптимальных рабочих температур в [2] и лазерных трубок «Кристалл LT-40Cu» [15] показывает, что примерно в такой же степени возрастает и рабочая концентрация атомов меди. С учетом этого на рис.2 приведена нормированная на энерговыход $w_{las} = 3.2$ мкДж/см³ населенность Cu ($^2D_{5/2}$) в послесвечении трубки «Кристалл LT-40Cu» (данные настоящей работы). Видно, что кривая населенности МС в послесвечении располагается ниже кривой населенности МС из работы [9] ($\eta = 1.07\%$), но выше кривой из работы [2] ($\eta = 1.6\%$). Это подтверждает сделанный ранее вывод об увеличении N_{ms} в послесвечении при снижении эффективности генерации. Тем не менее в исследованном случае из рис.1 видно, что при используемой частоте импульсов и близких к оптимальным условиям генерации ($P_{las} = 55$ Вт) предимпульсная населенность МС не оказывает измеримого влияния на параметры генерации Cu-лазера.

Идентичность характера распада N_{ms} для кривых $I' - 3'$ (см. рис.1) и идентичность импульсов тока говорят о том, что N_{ms} в послесвечении определяется уровнем T_e в послесвечении, при котором происходит ее замораживание. Последнее в свою очередь зависит от степени согласования генератора накачки с лазерной трубкой. Из рис.1 видно, что хотя согласование не совсем идеально, тем не менее N_{ms0} не определяет параметры генерации трубок «Кристалл LT-40Cu». Это было видно также на осциллограммах.

Таким образом, можно надеяться, что дальнейшая оптимизация условий возбуждения, нейтрализующих влияние N_{e0} , а именно повышение давления неона с соответствующим увеличением рабочего напряжения и снижение длительности переднего фронта импульса напряжения и тока, позволит значительно увеличить как

среднюю мощность генерации лазерных трубок типа «Кристалл LT-40Cu», так и их эффективность.

Полученные выше результаты представляются нам достаточно надежными, т.к. опираются на базовые принципы лазеров и первично измеряемые параметры генерации. Тем не менее в связи с обострившейся в последнее время дискуссией о механизмах ограничения частоты следования импульсов F (см., напр., [46–52]) уместно на основе контролируемого эксперимента и независимого компьютерного расчета проверить применимость формул (3), (4) и (9), (10). В работе [40], где при малой концентрации N_{e0} определены пороговые условия генерации Rb-лазера (переход $7s^3P_1^0 - 6p^2^1D_2$, $\lambda = 722.9$ нм) при $w_{las} = 10^{-6}$ Дж/см³ ($N_{ph0} = 3.64 \times 10^{12}$ см⁻³), пороговая плотность метастабильных состояний $N_{ms}^{th} = 0.9 \times 10^{13}$ см⁻³, т.е. $N_{ms}^{th} = 2.47N_{ph0}$, тогда как, согласно формуле (4), $N_{ms}^{th} = 2.67N_{ph0}$. Следовательно, точность определения N_{ms}^{th} составляет 8%. Приемлемое совпадение (в пределах 15–20%) наблюдается для ослабления генерации при промежуточных значениях $\Delta W/W$ и для Ва-лазера ($\lambda = 1.5$ мкм) [41]. Компьютерный расчет пучкового Cu-лазера при $N_{e0} = 0$ в [17, 18] дает точное совпадение $\Delta W/W$ и N_{ms}^{th} с рассчитанным по соотношению (3).

Таким образом, методика определения влияния N_{ms0} , развитая в данной работе, с хорошей точностью подтверждена экспериментально и компьютерными расчетами. Следовательно, налицо совпадение с выводами работ [49–52] о слабом влиянии N_{ms0} на достигнутые частотно-энергетические характеристики Cu-лазера.

6. Выводы

Итак, исследования, проведенные в настоящей работе, показали следующее.

1. Максимальная населенность метастабильных состояний и их релаксация в послесвечении в лазере на парах меди сильнее всего зависят от степени согласования генератора накачки с лазерной трубкой и соответственно от эффективности лазера. Это приводит к дифференциации механизмов ограничения частотно-энергетических характеристик лазера. При обеспечиваемой хорошим согласованием высокой эффективности лазера основной причиной, препятствующей росту выходной мощности при увеличении частоты следования, является высокая предимпульсная концентрация электронов. При неудовлетворительном согласовании и низкой эффективности в отдельных случаях основной причиной ограничения может быть высокая предимпульсная концентрация метастабильных состояний.

2. Добавки водорода в активную смесь и повышение давления неона улучшают степень согласования, что является одной из причин снижения населенности метастабильных состояний N_{ms} в послесвечении. В этих случаях вклад N_{ms} в ослабление генерации не превышает 10% даже при погонных мощностях генерации 50–100 Вт/м. При улучшении параметров импульса питания, в первую очередь путем сокращения переднего фронта импульса напряжения и уменьшения его длительности, можно значительно увеличить это значение.

1. Walter W.T., Solimene N., Piltch M., et al. *IEEE J. Quantum Electron.*, 2, 474 (1966).
2. Бохан П.А., Силантьев В.И., Соломонов В.И. *Квантовая электроника*, 7, 1264 (1980).
3. Мальцев А.Н. *Автореферат канд. дис.* (Томск, ТГУ, 1983).

4. Борович Б.Л., Юрченко Н.И. *Квантовая электроника*, **11**, 2081 (1984).
5. Tiejun X., Zhixin Y., Yongjiang W., et al. *Acta Opt. Sin.*, **5**, 1104 (1985).
6. Борович Б.Л., Молодых Э.И., Рязанская Л.А. и др. *Квантовая электроника*, **17**, 1265 (1990).
7. Kushner M.J., Warner B.E. *J. Appl. Phys.*, **54**, 2970 (1983).
8. Walter W.T., Solimene N., Kull G.M. *Proc. Intern. Conf. Laser' 80* (STS Press: MacLin, VA, 1981, p. 148).
9. Tabuta Y., Hara K., Uegurii S. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **1628**, 32 (1992).
10. Бохан П.А., Силантьев В.И., Соломонов В.И. *Авт. свид.*, № 810032 (1979).
11. Bokhan P.A., Molodykh E.I. In: *Pulsed metal vapour lasers* (Dortrecht, Kluwer Acad. Publ., 1996, v. 5, p. 137).
12. Carman R.J., Withford M. J., Brown D.J.W., et al. *Opt. Commun.*, **157**, 99 (1998).
13. Brown D. J.W., Withford M. J., Piper J.A. *IEEE J. Quantum Electron.*, **37**, 518 (2001).
14. Борович Б.Л., Налегач Е.П., Рыбин В.М. и др. *Квантовая электроника*, **11**, 1247 (1984).
15. Лябин Н.А. *Оптика атмосферы и океана*, **13**, 258 (2000).
16. Бохан П.А. *Квантовая электроника*, **13**, 1837 (1986).
17. Батенин В.М., Бучанов В.В., Казарян М.А., Климовский И.И., Молодых Э.И. *Лазеры на самоограниченных переходах на парах металлов* (М.: Научная книга, 1998).
18. Arlantsev S.V., Vorovich B.L., Buchanov V.V., et al. *J. of Russian Laser Research*, **16**, 99 (1995).
19. Исаев А.А., Михельсоо В.Т., Петраш Г.Г. и др. *Квантовая электроника*, **15**, 2510 (1988).
20. Бохан П.А., Герасимов В.А. *Квантовая электроника*, **6**, 451 (1979).
21. Бохан П.А., Закревский Дм.Э. *ЖТФ*, **67**, 54 (1997).
22. Бохан П.А., Закревский Дм.Э., Кочубей С.А. и др. *Квантовая электроника*, **31**, 132 (2001).
23. Vuchkov N.K., Astadjov D.N., Sabotinov N.V. *IEEE J. Quantum Electron.*, **30**, 750 (1994).
24. Blau P.B. *J. Appl. Phys.*, **77**, 2273 (1995).
25. Webb C.E., Hogan G.P. In: *Pulsed metal vapour lasers* (Dortrecht, Kluwer Acad. Publ., 1996, v. 5, p. 29).
26. Brown D.J.W., Kunne Meyer R., McIntosh A.I. *IEEE J. Quantum Electron.*, **26**, 1609 (1990).
27. Hayashi K., Noda E., Iseki Y., et al. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **1628**, 44 (1992).
28. Бохан П.А. *Докт. дисс.* (Томск, ТГУ, 1988, с. 418).
29. Елецкий А.В., Земцов Ю.К., Родин А.В. и др. *ДАН СССР*, **220**, 318 (1975).
30. Елаев В.Ф., Солдатов А.Н., Суханова Г.Б. *ТВТ*, **16**, 1090 (1980).
31. Бурлаков В.Д., Горбунова Т.М., Солдатов А.Н. *Изв. вузов. Сер. Физика*. Деп. № 2856-84, 1 (1984).
32. Carman R.J., Brown D.J.W., Piper I.A. *IEEE J. Quantum Electron.*, **30**, 1876 (1994).
33. Smilanski I. In: *Pulsed metal vapour lasers* (Dortrecht, Kluwer Acad. Publ., 1996, v. 5, p. 87).
34. Carman R.J. In: *Pulsed metal vapour lasers* (Dortrecht, Kluwer Acad. Publ., 1996, v. 5, p. 203).
35. Leonard D.A. *IEEE J. Quantum Electron.*, **3**, 380 (1967).
36. Батенин В.М., Климовский Н.И., Лесной М.А. и др. *Квантовая электроника*, **7**, 988 (1980).
37. Елаев В.Ф., Солдатов А.Н., Суханова Г.Б. *ТВТ*, **19**, 426 (1981).
38. Дьячков Л.Г., Кобзев Г.А. *ЖТФ*, **48**, 2343 (1980).
39. Батенин В.М., Бурмакин, В.А., Вохмин П.А. и др. *Квантовая электроника*, **4**, 1572 (1977).
40. Бохан П.А. *Квантовая электроника*, **12**, 945 (1985).
41. Бохан П.А. *Квантовая электроника*, **13**, 1595 (1986).
42. Казаков В.В., Маркова С.В., Петраш Г.Г. *Квантовая электроника*, **10**, 787 (1983).
43. Исаев А.А., Казаков В.В., Лесной М.А. и др. *Квантовая электроника*, **13**, 2302 (1986).
44. Белостоцкий Б.Р., Любавский Ю.В., Овчинников В.М. *Основы лазерной техники* (М.: Сов. радио, 1972).
45. Бучанов В.В., Молодых Э.И., Юрченко Н.И. *Квантовая электроника*, **10**, 1553 (1983).
46. Петраш Г.Г. *Препринт ФИАН № 28* (М., 1999).
47. Petrash G.G. *Laser Phys.*, **10**, 994 (2000).
48. Петраш Г.Г. *Квантовая электроника*, **31**, 407 (2001).
49. Яковленко С.И. *Квантовая электроника*, **30**, 501 (2000).
50. Yakovlenko S.I. *Laser Phys.*, **10**, 1009 (2000).
51. Boichenko A.M., Evtushenko G.S., Yakovlenko S.I., et al. *Laser Phys.*, **11**, 580 (2001).
52. Бойченко А.М., Яковленко С.И. *Квантовая электроника*, **32**, 172 (2002).