

О длительности импульсов генерации лазеров на самоограниченных переходах

П.А.Бохан

Рассмотрен вопрос о максимальной длительности импульса генерации τ_{\max} лазеров на самоограниченных переходах. Показано, что она зависит как от вероятности перехода по лазерному каналу, так и от скорости распада резонансного состояния по всем другим каналам, а также от скорости возбуждения метастабильного состояния. В результате τ_{\max} оказалось значительно меньше, чем предполагалось ранее. Определены признаки перехода «самоограниченной» генерации в квазинепрерывную. Показано, что при неселективном расселении метастабильного состояния, например в капиллярных лазерах или в быстром потоке газа активной среды, получение непрерывной генерации невозможно. Рассмотрены некоторые конкретные примеры. Установлено, что в ряде работ в лазерах на парах бария ($\lambda = 1.5$ мкм) и молекулах азота ($\lambda = 337$ нм) осуществлен столкновительный режим генерации благодаря увеличению скорости релаксации метастабильного состояния при соударениях с рабочими частицами (атомами бария и молекулами азота).

Ключевые слова: лазер на самоограниченном переходе, длительность генерации, столкновительный режим генерации.

1. Введение

Несмотря на длительную историю развития лазеров на самоограниченных переходах (ЛСП), некоторые принципиальные положения, определяющие их основные характеристики, до сих пор остаются нераскрытыми. К ним, в частности, относится вопрос о максимальной длительности импульса генерации τ_{\max} . В работе [1] полагалось «очевидным», что $\tau_{\max} \leq 0.5A_{\Gamma m}^{-1}$, где $A_{\Gamma m}$ – вероятность излучения на лазерном переходе. Позднее в работе [2] было показано, что при линейном во времени нарастании мощности импульса накачки

$$\tau_{\max} = 2A_{\Gamma m}^{-1}, \quad (1)$$

а по данным [3, 4] для прямоугольного импульса накачки

$$\tau_{\max} = 1.6A_{\Gamma m}^{-1}. \quad (2)$$

Соотношения (1) и (2) получены для случая, когда единственным каналом девозбуждения верхнего (резонансного) состояния (РС) является его радиационный распад по рабочему переходу, а единственным каналом заселения нижнего (метастабильного) состояния (МС) – оптический переход из РС. Можно показать, что в этих условиях эффективность генерации η равна квантовой эффективности η_q . В действительности для ЛСП $\eta \ll \eta_q$ [4–6], а $\tau_{\max} \ll A_{\Gamma m}^{-1} = \tau_{sp}$ [2, 4–7], где τ_{sp} – спонтанное время жизни РС относительно лазерного перехода. В связи с этим критерии (1), (2) неприменимы к реальным лазерным средам.

Принципиальное значение вопрос о максимальной длительности генерации на самоограниченном переходе приобретает при исследованиях возможности ее перевода в квазинепрерывный или непрерывный столкновительный режим. Авторы [3] считают, что о столкновительном режиме генерации имеет смысл говорить только в том случае, если длительность импульса генерации τ_g превышает τ_{\max} , определяемое критерием (2):

$$\tau_g > \tau_{\max} = 1.6A_{\Gamma m}^{-1}. \quad (3)$$

Критерий (3) использовался авторами [3, 8] для анализа режимов генерации лазеров на конкретных рабочих средах – парах Ва, Еu, Еu⁺, Рb, Sn и др. Поскольку для этих лазеров в большинстве экспериментов критерий (3) не выполнен, сделан вывод о том, что перевод в столкновительный режим генерации не был осуществлен. Соотношение (2) неприменимо в случае реальных сред, поэтому критерий (3) и результаты работ [3, 8] также должны быть пересмотрены. Целью настоящей работы является выяснение причин, приводящих к отличию экспериментальных данных по τ_{\max} для ЛСП от теоретических, и вывод нового критерия, характеризующего переход самоограниченной генерации в квазинепрерывную.

2. Длительность и эффективность генерации ЛСП

Вне зависимости от способа накачки (газовый разряд или электронный пучок) по крайней мере два процесса должны быть включены в рассмотрение при использовании длинных импульсов накачки: спонтанный распад РС в основное состояние (ОС) с вероятностью A_{Γ} и заселение МС при столкновениях электронов с атомами в ОС. Для импульса накачки прямоугольной формы и при условии $n_0 \gg n_{\Gamma} \sim n_m$ скоростные уравнения для населенностей РС (n_{Γ}) и МС (n_m) записываются следующим образом:

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

Поступила в редакцию 12 мая 2010 г., после доработки – 10 ноября 2010 г.

$$\dot{n}_r = n_0 F - n_r A_\Sigma, \quad \dot{n}_m = n_r A_{r_m} + \theta n_0 F, \quad (4)$$

где n_0 – населенность ОС; F и θF – скорости заселения РС и МС (в лазере на самоограниченном переходе $\theta g_r/g_m = \theta_1 < 1$); g_r и g_m – статистические веса РС и МС соответственно; $A_\Sigma = A_{r_m} + A_r$.

Решением системы (4) при $n_r(t=0) = 0$, $n_m(t=0) = 0$ являются выражения

$$n_r = \frac{n_0 F}{A_\Sigma} [1 - \exp(-A_\Sigma t)], \quad (5)$$

$$n_m = n_0 F \frac{A_{r_m}}{A_\Sigma} \left[t - \frac{1}{A_\Sigma} + \frac{\exp(-A_\Sigma t)}{A_\Sigma} \right] + \theta n_0 F t.$$

В приближении насыщенной мощности [9] генерация в ЛСП прекращается при выравнивании скоростей накачки верхнего и нижнего рабочих уровней:

$$\dot{n}_r/g_r = \dot{n}_m/g_m. \quad (6)$$

Исходя из этого условия и соотношения (5), для τ_{\max} получаем следующее выражение:

$$\tau_{\max} = -\frac{1}{A_\Sigma} \ln \left(\frac{A_{r_m}/A_\Sigma + \theta}{A_{r_m}/A_\Sigma + g_m/g_r} \right). \quad (7)$$

Аналогичным образом можно найти выражение для эффективности генерации:

$$\eta_{\max} = f \frac{(E_r - E_m)(n_r - n_m g_r/g_m)}{(E_r n_r + E_m n_m)(1 + g_r/g_m)}, \quad (8)$$

где E_r и E_m – соответственно энергии РС и МС (относительно энергии ОС); n_r и n_m вычисляются из соотношений (5) для момента времени, определяемого выражением (7); f – доля энергии накачки, затраченной на возбуждение РС и МС. При оптической накачке в отсутствие распада РС в ОС населенность $n_m \approx 0$ и, согласно (8), $\eta_{\max} \rightarrow \eta_q$, где

$$\eta_q = \frac{E_r - E_m}{E_r} \left(1 + \frac{g_r}{g_m} \right)^{-1}$$

– квантовая эффективность ЛСП.

Важным параметром, от которого зависят τ_{\max} и η_{\max} , является вероятность A_r , входящая в выражение для скорости распада РС ($A_\Sigma = A_{r_m} + A_r$). Величина A_r определяется вероятностью A_0 спонтанного распада резонансного в основное состояние в условиях вакуума и реабсорбцией резонансного излучения [10]:

$$A_r = g A_0, \quad (9)$$

где g – фактор «извлечения» излучения из активной среды. При анализе механизма генерации ЛСП обычно полагают, что резонансное излучение «полностью пленено» [2, 4], так что $A_r \ll A_{r_m}$. В этом предположении выражение (7) переходит в соотношение

$$\tau_{\max} = -\frac{1}{A_{r_m}} \ln \left(\frac{1 + \theta}{1 + g_m/g_r} \right). \quad (10)$$

Из (10) следует, что при $A_\Sigma = A_{r_m}$, $\theta = 0$ и $g_r = g_m$ длительность

$$\tau_{\max} = 0.693 A_{r_m}^{-1}, \quad (11)$$

что существенно отличается от величины τ_{\max} , определяемой условием (2). Это обусловлено тем, что в отличие от приближения насыщенной мощности, используемого в настоящей работе, в [4] выражение (2) получено из условия выравнивания населенностей РС и МС без учета вынужденного излучения, т. е. в отсутствие генерации, что некорректно. Если выполняется приближение насыщенной мощности, генерация прекращается при выравнивании скоростей изменения населенностей РС и МС (условие (6)). Если данное приближение не выполнено, генерация прекращается раньше. Поэтому в поисковых экспериментах даже при оптической накачке и полном пленении резонансного излучения следует ориентироваться на критерий (11), а не (2).

Если МС релаксирует с заметной скоростью A_m , то в уравнение (4) для \dot{n}_m необходимо добавить слагаемое $-n_m A_m$. В этом случае τ_{\max} определяется формулой

$$\tau_{\max} = -\frac{1}{A_\Sigma - A_m} \ln \left[\left(\theta + \frac{A_{r_m}}{A_\Sigma - A_m} \right) \times \left(\frac{g_m}{g_r} + \frac{A_{r_m}}{A_\Sigma - A_m} \right)^{-1} \right]. \quad (12)$$

В смесях с электроотрицательными газами можно реализовать импульс возбуждения с линейным во времени или близким к нему нарастанием скорости накачки $F = F_0 t$. В этом случае τ_{\max} находится из решения уравнения

$$\frac{g_m}{g_r} \frac{1}{A_\Sigma} - \left(\theta + \frac{A_{r_m}}{A_\Sigma} \right) \frac{1}{A_m} - \left(\frac{g_m}{g_r} + \frac{A_{r_m}}{A_\Sigma - A_m} \right) \frac{\exp(-A_\Sigma \tau)}{A_\Sigma} + \left(\theta + \frac{A_{r_m}}{A_\Sigma - A_m} \right) \frac{\exp(-A_m \tau)}{A_m} = 0, \quad (13)$$

которое при $A_m \rightarrow 0$ переходит в уравнение

$$\frac{g_m}{g_r} \frac{1}{A_\Sigma} - \left(\frac{g_m}{g_r} + \frac{A_{r_m}}{A_\Sigma} \right) \frac{\exp(-A_\Sigma \tau)}{A_\Sigma} - \left(\theta + \frac{A_{r_m}}{A_\Sigma} \right) \tau = 0. \quad (14)$$

В экспериментах значение τ_{\max} при $A_m \rightarrow 0$ в зависимости от характера импульса накачки может находиться между величинами, определяемыми выражением (7) и из решения (14).

Как следует из (7), на τ_{\max} существенное влияние оказывают величины θ и A_Σ . Например, в наиболее эффективном из ЛСП – лазере на парах меди – в оптимальных условиях $\theta_1 = 0.5$ [11], в результате чего τ_{\max} сразу уменьшается до $0.29 A_\Sigma^{-1}$. В случае, если $A_\Sigma \approx 5 A_{r_m}$, что характерно для ионных лазеров или для ЛСП с развитой структурой МС, например для лазера на парах свинца, τ_{\max} значительно меньше и при $\theta_1 = 0.5$ равно $\sim 0.1 A_{r_m}^{-1}$. При мощной накачке из-за электронного девозбуждения РС возрастает A_Σ и длительность генерации также уменьшается [12]. Из (12), (13) также следует, что при оценке возможности перевода генерации на самоограниченном переходе в квазинепрерывный столкновительный режим необходимо принимать во внимание выполнение неравенства $A_m > A_\Sigma$, а не $A_m > A_{r_m}$. Поэтому вопрос о реальном значении A_Σ требует более предметного подхода, чем это было сделано в [2, 4].

3. Время жизни резонансных состояний в ЛСП

В ЛСП давление рабочего газа обычно составляет 10–100 Па, а буферного газа – от единиц до 100 кПа. В этих условиях доплеровские и столкновительные ширины резонансных линий сопоставимы [13]. Однако при столкновительном уширении фактор извлечения для центра лазерной трубки $g_c \propto (k_0 r)^{-1/2}$, в то время как при доплеровском уширении $g_D \propto (k_0 r)^{-1} [g(k_0 r)]^{-1/2}$, т. е. $g_c \gg g_D$ при большой величине $k_0 r$ (здесь k_0 – коэффициент поглощения в центре резонансной линии, а r – радиус рабочей трубки). Тогда согласно [10]

$$g = g_c = 1.115(\pi k_0 r)^{-1/2}, \quad (15)$$

где

$$k_0 = \frac{\lambda_0^2 n_0}{2\pi} \frac{g_r}{g_0} \frac{\Delta\nu_0}{\Delta\nu_c};$$

λ_0 – длина волны; g_0 – статистический вес ОС; $\Delta\nu_0$, $\Delta\nu_c$ – полуширины линий, определяемые естественным и столкновительным уширениями соответственно.

Для атомов с угловыми моментами $J_0 = 0$ в ОС и $J_r = 1$ в РС (Ва, Са, Не, Нг и др.) полуширина линий, определяемая столкновительным уширением при соударениях с собственными атомами, $\Delta\omega_c = 2.33[\pi e^2 / (m\omega_0)] \times f_{0r} n_0$ [13], где e и m – заряд и масса электрона; ω_0 – циклическая частота; $f_{0r} = 1.5 A_0 \lambda_0^2 (g_r/g_0)$ – сила осциллятора на резонансном переходе. Подставляя (15) в (9) и учитывая, что $\Delta\nu_0 = \Delta\omega_0 / (2\pi) = A_0 / (2\pi)$, находим

$$A_r = 0.192 A_0 \sqrt{\lambda_0 / r}. \quad (16)$$

В результате соударений с собственными атомами ударное уширение дополняется уширением за счет статического крыла. Для атомов с $J_0 = 0$ и $J_r = 1$ распределение интенсивности в статическом крыле имеет тот же вид, что и при ударном уширении, но с другим коэффициентом [13]. Это увеличивает вероятность A_r за счет статического крыла до

$$A_r = 0.238 A_0 \sqrt{\lambda_0 / r}. \quad (17)$$

Для атомов с $J_0 = 1/2$ и $J_r = 1/2, 3/2$ (Cu, Au и др.) согласно [13] имеем

$$A_r' = 0.168 A_0 \sqrt{\lambda_0 / r} \quad \text{для перехода } {}^2S_{1/2} - {}^2P_{1/2}^o, \quad (18)$$

$$A_r'' = 0.213 A_0 \sqrt{\lambda_0 / r} \quad \text{для перехода } {}^2S_{1/2} - {}^2P_{3/2}^o.$$

Как видно из соотношений (15)–(18), для ЛСП фактор извлечения g и скорость A_r выхода резонансного излучения из излучающего объема не зависят от концентрации рабочих частиц. В частности, это свойство резонансного излучения делает удобным его использование для определения скоростей релаксации МС методом резонансной флуоресценции [14].

Для многих атомов, которые являются рабочей средой ЛСП, измерены сечения резонансных соударений, приводящих к уширению линий, а также изучено влияние сверхтонкой структуры уровней на выход резонансного излучения. Установлено, что при типичных для ЛСП концентрациях атомов $10^{15} - 10^{16} \text{ см}^{-3}$ сверхтонкая струк-

тура не влияет на величину A_r даже в атомах с большим атомным весом, например в атоме Pb [15], а параметры уширения хорошо согласуются с рассчитанными по методике [13].

Резонансные линии также уширяются при соударениях с атомами буферных газов, концентрация которых обычно на два порядка больше концентрации атомов металлов. Сечения уширения буферными газами меньше сечений уширения собственными атомами, например для Sr и Pb они меньше в ~ 50 раз [16], а для Xe – в 25 раз [17] (по приближенной оценке в [13] эти сечения различаются на порядок). Следовательно, при расчетах A_r необходимо также принимать во внимание уширение за счет соударений с буферным газом. В отличие от уширения собственными атомами, в случае уширения буферным газом величина A_r зависит от давления p последнего, т. е. от условий эксперимента. При преобладании уширения атомами буферных газов $A_r \propto \sqrt{p}$, как, например, для Су-лазера атмосферного давления. В дальнейшем, для наглядности анализа, полагаем уширение для обоих видов соударений в случае ЛСП одинаковым. Поэтому все величины, рассчитанные по формулам (16)–(18), нужно увеличить в $\sqrt{2}$ раз.

4. Максимальная длительность генерации некоторых ЛСП и анализ возможности их перевода в столкновительный режим

4.1. Атом меди

Лазер на парах меди ($\lambda_1 = 511 \text{ нм}$ и $\lambda_2 = 578 \text{ нм}$) к настоящему времени исследован достаточно подробно как теоретически, так и экспериментально. В работе [18] зарегистрирована наибольшая известная автору настоящей статьи длительность импульса генерации – 140 нс при $r = 2.1 \text{ см}$. Воспользуемся данными для вероятностей радиационных переходов из [19]: $A_0(1)({}^2P_{3/2}^o - {}^2S_{1/2}) = 1.38 \times 10^8 \text{ с}^{-1}$, $A_0(2)({}^2P_{1/2}^o - {}^2S_{1/2}) = 1.36 \times 10^8 \text{ с}^{-1}$, $A_{rm}(\lambda_1 = 511 \text{ нм}) = 1.95 \times 10^6 \text{ с}^{-1}$, $A_{rm}(\lambda_2 = 578 \text{ нм}) = 1.9 \times 10^6 \text{ с}^{-1}$. Согласно (18) для резонансных линий $A_r(1) = 0.16 \times 10^6 \text{ с}^{-1}$ и $A_r(2) = 0.13 \times 10^6 \text{ с}^{-1}$. Учитывая, что $\theta_1 = 0.5$, $\theta(\lambda_1) = (g_m/g_r)\theta_1 = 0.75$, $\theta(\lambda_2) = 1$, получаем $\tau_{\max}(\lambda_1) = 175 \text{ нс}$ и $\tau_{\max}(\lambda_2) = 206 \text{ нс}$.

В большинстве случаев генерация в ЛСП начинается на фронте импульса тока на фоне падения напряжения и электронной температуры T_e . В результате генерация в Су-лазере возникает при максимальном \dot{n}_r и продолжается при постепенном уменьшении \dot{n}_r [20], что приводит к увеличению параметра θ и уменьшению длительности генерации (укорочению заднего фронта). Также с развитием импульса увеличивается скорость расселения РС электронами. С учетом этого близость экспериментальной длительности τ_{\max} к рассчитанной вполне удовлетворительна.

В ряде работ, начиная с [21], рассматривалась возможность перевода генерации на самоограниченном переходе в квазинепрерывный режим путем увеличения скорости распада МС в диффузионных процессах (капиллярные лазеры [3]) или в быстром потоке газа активной среды (см. [22] и приведенные там ссылки). В этом случае τ_{\max} должно рассчитываться по формуле (12) при подстановке в нее $A_\Sigma = A_{rm} + A_r + A_v$, где A_v – вероятность удаления атомов из зоны возбуждения, одинаковая для РС и МС, т. е. $A_m = A_v$. В результате получим

$$\tau_{\max} = -\frac{1}{A_{\text{гм}} + A_{\text{г}}} \times \ln \left[\left(\theta + \frac{A_{\text{гм}}}{A_{\text{гм}} + A_{\text{г}}} \right) \left(\frac{g_{\text{м}}}{g_{\text{г}}} + \frac{A_{\text{гм}}}{A_{\text{гм}} + A_{\text{г}}} \right)^{-1} \right]. \quad (19)$$

Из (19) следует, что с помощью капиллярных лазеров или путем организации быстрого потока получить непрерывную генерацию в ЛСП невозможно. Так, для Си-лазера ($\lambda = 511$ нм) согласно (18), (19) длительность $\tau_{\max} = 144$ нс для капилляра диаметром 1 мм, а в случае быстрого потока атомов и $A_{\text{г}} \ll A_{\text{гм}}$ она составляет 183 нс. При оптической накачке (когда $\theta = 0$) $\tau_{\max} = 470$ нс, т. е. даже в этом варианте получение непрерывной генерации в Суазере невозможно. Для реализации такого режима необходимо найти процесс, селективно увеличивающий скорость релаксации МС.

4.2. Атом бария

Анализу механизма генерации лазера на парах бария (переход $6p \ ^1P_1^o - 5d \ ^1D_2$ с $\lambda = 1.5$ мкм) уделяется повышенное внимание [3, 8, 14, 23, 24] в связи с тем, что он используется как тестовый лазер при поиске возможности реализации режима столкновительной генерации. В работах [14, 23, 24] получены импульсы генерации большой длительности, причем в [14] это связывается с достижением столкновительного режима при электронно-пучковой накачке. Авторы [3, 8] отрицают получение такого режима генерации, в частности вследствие невыполнения критерия (3).

В атоме бария для резонансной линии с $\lambda_{\text{г}} = 553.7$ нм вероятность $A_0 = 1.19 \times 10^8 \text{ с}^{-1}$, а $A_{\text{гм}} \leq 2.5 \times 10^5 \text{ с}^{-1}$ [25]. Для условий работы [14] при $r = 0.3$ см имеем $A_{\text{г}} = 5.44 \times 10^5 \text{ с}^{-1}$ и $A_{\Sigma} = 7.94 \times 10^5 \text{ с}^{-1}$. В этом случае τ_{\max} при $\theta = 0$ (например, при оптической накачке) составляет 2.32 мкс. Даже в таком идеальном варианте длительность лазерного импульса значительно меньше определяемой критерием (2) ($\tau_{\max} \leq 1.6 A_{\text{гм}}^{-1}$ мкс) и полученной в работе [14] ($\tau_{\max} = 5.8$ мкс). Величина η_{\max} (8) равна 8.6 %, что также значительно меньше $\eta_{\text{д}} = 23$ %.

В реальных условиях, как отмечалось выше, всегда $\theta > 0$. Зависимости τ_{\max} и η_{\max} от θ_1 для лазера на парах бария представлены на рис. 1. Если принять, что условия генерации для этого лазера такие же, как и для самого эффективного Си-лазера, то $\theta_1 = 0.5$ и $\theta = (g_{\text{м}}/g_{\text{г}})\theta_1 = 0.833$. В этом случае $\tau_{\max} = 0.69$ мкс, и, поскольку величина $A_{\text{гм}}$ для лазера на парах бария точно не определена, целесообразно вычислить τ_{\max} в предельном случае $A_{\text{гм}} \ll A_{\text{г}}$.

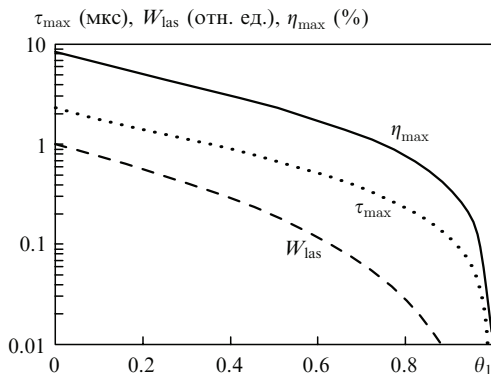


Рис. 1. Зависимости τ_{\max} , η_{\max} и энергии генерации W_{las} от отношения θ_1 скоростей накачки МС и РС для лазера на парах бария.

Согласно (7) она равна 1.28 мкс, что меньше полученной в [14] длительности $\tau_{\text{г}} = 5.8$ мкс (за счет роста скорости релаксации МС при увеличении давления p_{Ba}). В лазере на парах бария скорость ступенчатого расселения РС электронами больше скорости расселения МС [26], как и в лазере на парах меди [19]. Согласно формулам (12), (19) это не позволяет получить длинные импульсы за счет ступенчатых процессов по рассматриваемому в работах [8, 23] механизму. Следовательно, достигнутая в [14] длительность τ_{\max} обусловлена переводом генерации на самоограниченном переходе в столкновительный квазинепрерывный режим.

При газоразрядном возбуждении достижения максимальной длительности генерации следует ожидать, как и для столкновительного лазера на смеси $\text{He}-\text{Eu}^+$, в условиях незавершенного разряда [27]. Такие эксперименты были выполнены в работе [24], где получена генерация с длительностью импульса, превышающей 10^{-4} с. Однако мощность генерации лазера на парах бария была значительно меньше мощности лазера на смеси $\text{He}-\text{Eu}^+$ [27]. Низкая мощность генерации имеет свое естественное объяснение: она обусловлена малыми скоростями релаксации МС атома бария в диффузионных и столкновительных процессах [3, 14] (они на три порядка меньше, чем для ионов Eu^+).

4.3. Молекула азота

Исследованию характеристик лазера на молекулах азота с $\lambda = 337$ нм посвящено наибольшее число работ по ЛСП. Внимание к нему в настоящей работе вызвано тем, что азот является средой с хорошо изученной кинетикой. В частности, этот лазер, в принципе, может быть переведен в столкновительный режим генерации, т. к. константа скорости тушения нижнего рабочего состояния V^3P_g собственными молекулами ($k_{\text{N}_2}(\text{B}) = 5 \times 10^{-11} \text{ см}^3/\text{с}$) значительно больше константы скорости тушения верхнего состояния C^3P_u ($k_{\text{N}_2}(\text{C}) = 10^{-11} \text{ см}^3/\text{с}$) [28]. При давлении азота $p_{\text{N}_2} = 15$ Тор (вполне достижимом в N_2 -лазере) и комнатной температуре скорость релаксации состояния V^3P_g становится равной вероятности $A_{\text{гм}} = 2.44 \times 10^7 \text{ с}^{-1}$ перехода $\text{C}^3\text{P}_u - \text{V}^3\text{P}_g$ [29].

На рис. 2 представлены зависимости τ_{\max} от скорости релаксации $A_{\text{м}}$ состояния V^3P_g молекулы азота при разных режимах возбуждения азотного лазера. Поскольку N_2 -лазер менее эффективен, чем Си-лазер, то для него в

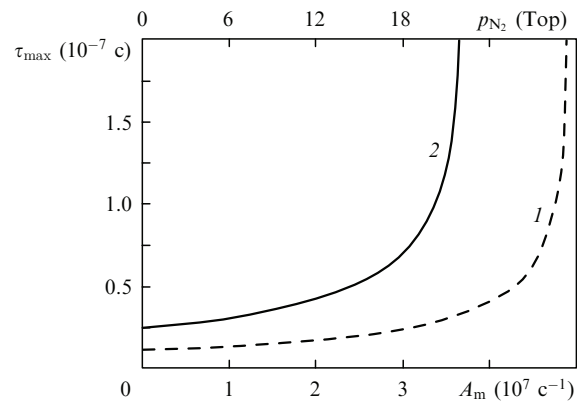


Рис. 2. Зависимости τ_{\max} от скорости релаксации $A_{\text{м}}$ состояния N_2 (V^3P_g) и от давления азота при возбуждении N_2 -лазера прямоугольными импульсами (1) и импульсами с линейно нарастающей во времени мощностью (2).

качестве верхней оценки было выбрано $\theta = 0.5$. В отсутствие релаксации состояния V^3P_g , т. е. при малых давлениях азота, $\tau_{\max} = 12$ нс при $F = \text{const}$ и 25 нс при $F = F_0 t$. В экспериментах при малых и средних мощностях накачки длительность импульса генерации обычно реализуется в этом временном диапазоне.

В мощных лазерах при повышенных давлениях азота по мере развития импульса возбуждения температура T_e уменьшается и увеличивается скорость перемешивания рабочих состояний. Это не позволяет получать длинные импульсы генерации. Однако введение электроотрицательных примесей существенно изменяет вольт-амперную характеристику разряда, что дает возможность получать длинные импульсы накачки и генерации. В работе [30] для смеси N_2-SF_6 при давлениях $p_{N_2} = 50$ Тор и $p_{SF_6} = 60$ Тор длительность импульса генерации достигала 150 нс при приблизительно постоянной во времени скорости накачки. Это более чем на порядок превышает $\tau_{\max} = 12$ нс (кривая 1 на рис.2) для самоограниченного режима генерации. В [31] получены импульсы генерации длительностью ~ 100 нс для смеси N_2-CF_4 при давлениях $p_{N_2} = 20$ Тор и $p_{CF_4} = 90$ Тор также в режиме квазипостоянной накачки. Поскольку в этом случае для чистого азота при $p_{N_2} = 20$ Тор длительность $\tau_{\max} \approx 30$ нс (кривая 1 на рис.2), то очевидно, что в девозбуждении нижнего состояния существенное участие принимают и молекулы CF_4 . Импульсы генерации длительностью до 100 нс реализуются и при мощной импульсной накачке в широкоапертурных N_2 -лазерах [32] при $p_{N_2} = 55$ Тор с небольшими добавками NF_3 и SF_6 ($p_{NF_3} = 1.5$ Тор, $p_{SF_6} = 3$ Тор). Таким образом, можно утверждать, что в [30–32] реализован квазинепрерывный столкновительный режим генерации N_2 -лазера.

5. Выводы

Исследования, выполненные в настоящей работе, показали, что использованные ранее оценки максимальной длительности генерации ЛСП, а также критерии их перехода в квазинепрерывный режим неприменимы в случае реальных рабочих сред даже при их оптической накачке. Вследствие большого столкновительного уширения резонансных линий в рабочих средах ЛСП время распада РС оказывается достаточно малым и не зависящим от концентрации рабочих частиц, что и вызывает уменьшение τ_{\max} и η_{\max} . При газоразрядном или электронно-пучковом возбуждении заселение МС электронами дополнительно (и значительно) уменьшает τ_{\max} . К этому же результату приводит увеличение скорости расщепления РС электронами по мере развития импульса накачки. При уменьшении радиуса (характерного размера) активной области уменьшается длительность генерации: $\tau_{\max} \propto \sqrt{r}$.

Ревизия величины τ_{\max} для ЛСП обуславливает необходимость пересмотра критериев их перевода в квазинепрерывный режим генерации за счет увеличения скорости релаксации МС при соударениях с частицами рабочей среды и других процессов. Показано, что квазинепрерывную генерацию можно получить только тогда, когда скорость распада МС превышает скорость девозбуждения РС по всем каналам. Это делает бесперспективным применение часто предлагаемого метода перевода генерации ЛСП в непрерывный режим с помощью неселектив-

ных процессов «очистки» МС, например путем организации быстрого потока атомов или использования узких каналов.

Первым признаком перехода в столкновительный режим может служить уже небольшое увеличение длительности импульса генерации по сравнению со «стандартной» длительностью генерации ЛСП, определяемой структурой рабочих уровней, сечениями их возбуждения и способом накачки. Использование предложенных подходов при анализе результатов опубликованных работ показало, что в лазерах на парах бария ($\lambda = 1.5$ мкм) и молекулах азота ($\lambda = 337.1$ мкм) осуществлен столкновительный режим генерации.

Автор выражает благодарность Е.В.Бельской и Д.Э.Закревскому за плодотворную дискуссию и помощь в работе.

1. Bennet W.R. *Appl. Opt.*, Suppl № 1, 3 (1965).
2. Солдатов А.Н., Соломонов В.Н. *Газоразрядные лазеры на самоограниченных переходах в парах металлов* (Новосибирск: Наука, 1985).
3. Батенин В.М., Калинин С.В., Климовский И.И. *Квантовая электроника*, **18**, 189 (1991).
4. Батенин В.М., Бучанов В.В., Казарян М.А. и др. *Лазеры на самоограниченных переходах атомов металлов* (М.: Научная книга, 1998).
5. Little C.E. *Metal Vapour Lasers* (Chichester–New-York–Weinheim–Singapore–Toronto: Wiley & Sons, 1999).
6. Тарасенко В.Н. *Энциклопедия низкотемпературной плазмы* (М.: Физматлит, 2005, т. XI-4, с. 721).
7. Петраш Г.Г. *УФН*, **105**, 645 (1971).
8. Петраш Г.Г. *Квантовая электроника*, **39**, 111 (2009).
9. Gerry E.T. *Appl. Phys. Lett.*, **7**, 6 (1965).
10. Holstein T. *Phys. Rev.*, **83**, 1159 (1951).
11. Carman R.J. *J. Appl. Phys.*, **82**, 71 (1997).
12. Елецкий А.В., Земцов Ю.К., Родин А.В. и др. *ДАН СССР*, **220**, 318 (1975).
13. Вайнштейн Л.А., Собельман Н.Н., Юков Е.А. *Возбуждение атомов и уширение спектральных линий* (М.: Наука, 1979).
14. Бохан П.А. *Квантовая электроника*, **13**, 1837 (1986).
15. Мурадов В.Г., Кудрявцев Ю.Н. *Оптика и спектроскопия*, **63**, 9 (1987).
16. Асадулина Р.И., Безгулов Н.Н., Борисов Е.Н. и др. *Оптика и спектроскопия*, **62**, 279 (1987).
17. Hadelhaar G.J.M., Klein M.H., Snijkers R.J.M., et al. *J. Appl. Phys.*, **88**, 5538 (2000).
18. Wang T.L., Yang C.Y. *J. Appl. Phys.*, **66**, 4653 (1989).
19. Carman R.J., Brown D.J.W., Piper J.A. *IEEE J. Quantum Electron.*, **30**, 1866 (1994).
20. Борович Б.Л., Юрченко Н.И. *Квантовая электроника*, **11**, 2081 (1984).
21. Asmus J.F., Moncur N.K. *Appl. Phys. Lett.*, **13**, 384 (1968).
22. Бучанов В.В., Казарян М.А., Молодых Э.И. и др. *Квантовая электроника*, **21**, 1031 (1994).
23. Батенин В.М., Калинин С.В., Климовский И.И. *Квантовая электроника*, **13**, 2228 (1986).
24. Бохан П.А. *Квантовая электроника*, **13**, 1595 (1986).
25. Dzuba V.A., Ginges Y.S.M. *Phys. Rev. A*, **73**, 032503 (2006).
26. Trajmar S., Nickel J.C., Antoni T. *Phys. Rev. A*, **34**, 5154 (1986).
27. Бохан П.А. *Письма в ЖТФ*, **10**, 210 (1984).
28. Kossyi I.A., Kostinsky A.Yu., Matveyev A.A., et al. *Plasma Sources Sci. Techn.*, **1**, 207 (1992).
29. Кузнецова Л.А., Кузьменко Н.Е., Кузяков Ю.Я. и др. *Вероятности оптических переходов двухатомных молекул* (М.: Наука, 1980).
30. Suchard S.N., Galvan L., Sutton D.G. *Appl. Phys. Lett.*, **26**, 521 (1975).
31. Coller F., Thiell G., Cottin P. *Appl. Phys. Lett.*, **32**, 739 (1978).
32. Коновалов Н.Н., Панченко А.Н., Тарасенко В.Ф. и др. *Квантовая электроника*, **37**, 623 (2007).