

УДК 621.378.325

## ГЕНЕРАЦИЯ УЛЬТРАКОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ В ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ СРЕДАХ С БОЛЬШИМ КОЭФФИЦИЕНТОМ УСИЛЕНИЯ

*О. П. Варнавский, А. М. Леонтович, А. М. Можаровский,  
Н. В. Сидорук*

Проведено аналитическое и численное исследование процесса самосинхронизации мод (ССМ) в твердотельных лазерах с большим коэффициентом усиления, условий «второго порога» ССМ, ее качества и надежности в зависимости от параметров активной среды и поглотителя.

Несмотря на большое количество экспериментальных [1–5] и теоретических [6–9] работ, посвященных генерации ультракоротких импульсов (УКИ) в твердотельных лазерах с самосинхронизацией мод (ССМ), некоторые аспекты этого явления до конца не выяснены. Обычно считается, что оптимальная с точки зрения высокой воспроизводимости параметров лазера с ССМ динамика генерации несовместима с получением УКИ большой энергии. В первую очередь это связывают с нерезонансными нелинейными явлениями (самофокусировка [10], самомодуляция фазы [11–13]). Для высокой воспроизводимости и контраста цуга УКИ в литературе, относящейся в первую очередь к лазерам на неодимовом стекле [1, 3, 10], часто рекомендуется применять поглотители с большим начальным пропусканием ( $T_0 \simeq 70 \div 80\%$ ), что неблагоприятно в энергетическом отношении. С другой стороны, в некоторых работах указывается, что в активных средах с большим сечением рабочего перехода при определенных условиях возможна генерация УКИ с высокой воспроизводимостью при применении плотных нелинейных поглотителей [14–16]. При этом происходит эффективный съем энергии, запасаемой в активной среде, за малое число проходов мощного УКИ по резонатору, что существенно ограничивает накапливающиеся при многократном прохождении резонатора нелинейные искажения импульса [12, 17].

Малое число проходов в лазерах с плотным поглотителем обусловлено тем, что время извлечения запасенной энергии из активной среды, равное времени переднего фронта соответствующего гигантского импульса, имеет порядок величины  $1/(c\sigma_F n_F)$  ( $\sigma_F$  — эффективное сечение поглощения,  $n_F$  — концентрация молекул поглотителя). Когда это время сравнимо с временем обхода резонатора, значительная часть энергии концентрируется в одном максимальном УКИ. Это означает, что плотность потока близка или даже превышает плотность потока насыщения и дает возможность получать мощные УКИ на установках со сравнительно малым объемом активной среды.

Нами исследовался процесс генерации УКИ в твердотельных лазерах с большими сечениями индуцированного излучения активных атомов (Nd: ИАГ,  $\sigma_A \simeq 10^{-18} \text{ см}^2$ , рубин при 100 К,  $\sigma_A \simeq 2 \cdot 10^{19} \text{ см}^2$ ) аналитически и с помощью численного моделирования на ЭВМ. Предварительные результаты были изложены в [17, 18].

**1. Теоретическое описание процесса генерации УКИ с ССМ.** Процесс генерации лазера с ССМ хорошо описывается с помощью флуктуационной модели [6, 8]. Излучение развивается из спонтанного шума,

Усиливаемого активной средой. На нелинейном этапе процесса флуктуационные выбросы шума дискриминируются по амплитуде и сокращаются по длительности. Наиболее эффективно это происходит, если насыщение усиления активной среды в точности компенсируется просветлением фильтра [9, 19]. Такое же условие, но с усреднением по картине выбросов, справедливо и для формирования гигантского импульса. Таким образом, с точки зрения пороговых условий, режим ССМ отличается от получения гигантского импульса лишь необходимостью учета превышения амплитуды выбросов над средним уровнем.

Образование гигантского импульса в лазерах с НФ теоретически рассматривалось в ряде работ [20-23]. Из формул, приводимых в [20], легко получить, что в лазере с насыщающимся поглотителем существует предельный цикл, если скорость накачки  $\rho$  (вероятность возбуждения активного атома) превышает величину

$$\rho_{II} = \frac{1}{\tau_A} \left[ \frac{b - 1 + n_{II}/n_A(1 - \beta)}{n_{II}/n_A(1 - \beta)} \right], \quad (1)$$

где  $n_A$  — эффективная концентрация активных частиц,  $n_{II}$  — пороговая инверсия населенности  $\beta = b\Phi_{св}\sigma_A/(c\sigma_F n_F)$ ,  $\Phi_{св} = 1/(\sigma_F \tau_F)$  — плотность потока фотонов просветления поглотителя,  $\tau_F$  — время релаксации молекул НФ,  $b=2$  для трехуровневых и  $b=1$  для четырехуровневых сред. Формула для порога свободной генерации  $\rho_{II}$  получится из (1), если положить в ней  $\beta=0$ .

Если насыщение поглощения происходит квазистационарно плотностью потока фотонов (аналогично [9]), уравнения (в нормированной форме) для плотности потока фотонов  $m$  и инверсной населенности активных атомов  $n$  имеют вид

$$\frac{dm}{d\tau} = Gm \left( n - 1 - \frac{p}{1 + \gamma m} \right); \quad (2a)$$

$$\frac{dn}{d\tau} = q - n(m + 1), \quad (2b)$$

где  $\tau = t(\rho + 1/\tau_A)$  — нормированное время,  $\Phi$  — плотность потока фотонов в активной среде,  $m = b\sigma_A\Phi/(\rho + 1/\tau_A)$ ,  $n = n_1/n_R$ ,  $n_1$  — инверсная населенность активных атомов,  $p = \alpha\sigma_F n_F/(\sigma_A n_R)$ ,  $n_R$  — пороговая инверсия населенности с учетом потерь только на выход излучения из резонатора,  $\gamma = \alpha(\rho + 1/\tau_A)/(b\Phi_{св}\sigma_A)$ ,  $G = c\sigma_A n_R/(\rho + 1/\tau_A)$ ,  $q = n_A \times (\rho - (b-1)/\tau_A)/(n_R(\rho + 1/\tau_A))$ ,  $\alpha$  — телескопическое отношение (отношение геометрических сечений световых пучков в активном элементе и в поглотителе).

Линеаризуем систему около стационарной точки. Корни характеристического уравнения системы  $\lambda$  выражаются формулой

$$\lambda = \frac{1}{2} \left[ -\frac{q}{1+p} + G\gamma p \left( \frac{q}{1+p} - 1 \right) \pm \sqrt{\left( \frac{q - G\gamma p(q-p-1)}{1+p} \right)^2 - 4G(q-p-1)} \right]. \quad (3)$$

Когда  $\text{Im } \lambda \neq 0$ , а  $\text{Re } \lambda$  меняет знак, переходя в область положительных значений, т. е. выполняется эквивалентное (1) соотношение

$$q'_{II} = \frac{1+p}{1 - 1/G\gamma p}, \quad (4)$$

в системе мягко возникает предельный цикл, связанный с линеаризованной системой [21].

Другая ситуация возникает, если  $\text{Im } \lambda = 0$ , т. е. подкоренное выражение в (3) положительно. Ее анализ облегчается благодаря тому, что обычно  $G\gamma\rho \gg 1$ . В этом случае положительность подкоренного выражения обеспечивается неравенством

$$q > q_{II} = 1 + \rho + \frac{4(1 + \rho)^2}{G\gamma^2 \rho^2}. \quad (5)$$

В реальных условиях  $q_{II}$  больше значения, определяемого формулой (5). Это означает положительность одного из двух действительных характеристических корней  $\lambda$  и возникновение предельного цикла конечного диаметра, которому и соответствует генерация гигантских импульсов.

Выражение, аналогичное (5), было получено в [9], исходя из соображений, что падение усиления из-за насыщения активной среды должно компенсироваться увеличением просветления фильтра:

$$q > q_{II}^* = 1 + \rho + \frac{X_Q^2 (1 + \rho)^2}{G\gamma^2 \rho^4}, \quad (6)$$

где величина  $X_Q = 0,11$  [9] \*. Это означает, что превышение накачки  $\rho$  над первым порогом,  $\tilde{\rho} = \rho - \rho_{II}$ , должно быть больше величины

$$\tilde{\rho}_{II} = \frac{\sigma_A^3}{c n_A} \left( \frac{X_Q b \Phi_{св} n_{II}}{\sigma_F n_F \alpha} \right)^2. \quad (7)$$

При вычислении порога ССМ нужно еще учитывать превышение отдельных выбросов над средним уровнем интенсивности. Поэтому правую часть (7) надо разделить на  $\mu^2$ , где  $\mu$  — отношение интенсивности максимального выброса к среднему потоку в начале нелинейной стадии.

Таким образом, получено выражение для «второго порога» генерации гигантского импульса и УКИ. Наличие второго порога было теоретически предсказано в [23] и экспериментально обнаружено в работах [2, 4].

Следуя [9], для рассмотрения процесса ССМ вводится параметр  $X$ , представляющий отношение просветления поглотителя и насыщения активной среды:

$$X = \frac{\rho\gamma}{1+\rho} \sqrt{G(q-\rho-1)} = \frac{\sigma_F n_F \mu}{b n_{II} \Phi_{св}} \sqrt{\frac{\tilde{n}_A \tilde{\rho} c}{\sigma_A}}, \quad (8)$$

где  $\tilde{n}_A = n_A - n_{II}$ .

При  $X < X_Q$  насыщение усиления активной среды наступает при уровнях интенсивности, недостаточных для просветления поглотителя, и гигантский импульс не возникает. Если  $X \gg X_Q$ , то роль насыщения усиления активной среды невелика и дискриминация флуктуационных выбросов определяется нелинейностью НФ. Легко показать, что в реальных лазерах на ИАГ — Nd и рубине это происходит при таких больших значениях скорости накачки ( $\rho \simeq 10^4 \div 10^5 \text{ с}^{-1}$ ), которые практически недостижимы [17]. В действительности обычно  $X$  лишь немного превышает  $X_Q$  ( $X \approx 1$ ).

**2. Воспроизводимость параметров излучения твердотельного лазера с ССМ.** Воспроизводимость генерации одиночного УКИ на периоде резонатора определяется величиной  $X$ , нестабильность которой зависит от нестабильности накачки, и флуктуационным характером выбросов интенсивности излучения (величина  $\mu$  в (8)).

\* В нашей работе мы переобозначили величину  $X_Q$ . Она получается делением  $X_Q$  из [9] на  $\sqrt{2 \ln \Phi / \Phi_{\text{спонт}}}$ .

Разброс  $\Delta X_n$ , обусловленный разбросом мощности накачки  $\Delta\rho$  от вспышки к вспышке, равен

$$\frac{\Delta X_n}{X} = \frac{1}{2} \frac{\tilde{\Delta\rho}}{\tilde{\rho}_n} = \frac{1}{2} \frac{\tilde{\Delta\rho}}{\tilde{\rho}} \frac{1}{\rho_n} \frac{1}{\tau_A} \left( b-1 + \frac{\sigma_F n_F + \sigma_A n_R}{\sigma_A \tilde{n}_A} \right). \quad (9)$$

Подставляя (7) в (9), получим соответственно для трехуровневой (10) и четырехуровневой (11) сред

$$\frac{\Delta X_n}{X} = \frac{1}{8} \frac{\tilde{\Delta\rho}}{\tilde{\rho}_n} \frac{1}{\tau_A} \frac{c(\alpha\mu\sigma_F\tau_F)^2 n_A}{X_Q^2 \left(1 + \frac{\sigma_A n_R}{\sigma_F n_F}\right)^2 \sigma_A}; \quad (10)$$

$$\frac{\Delta X_n}{X} = \frac{1}{2} \frac{\tilde{\Delta\rho}}{\tilde{\rho}_n} \frac{1}{\tau_A} \frac{c(\alpha\mu\sigma_F\tau_F)^2 \sigma_F n_F}{X_Q^2 \left(1 + \frac{\sigma_A n_R}{\sigma_F n_F}\right)^2 \sigma_A^2}. \quad (11)$$

Из формул видно, что для четырехуровневой среды (11) воспроизводимость параметров гигантского импульса в большей степени зависит от  $\sigma_A$  и  $n_F$ , чем для трехуровневой. Скорость накачки  $\rho$  связана с энергией  $E$ , запасенной на конденсаторах, питающих лампы накачки. Численный расчет этой зависимости, а также связь  $\Delta X_n/X$  и  $\Delta E/E_I$ , где  $E_I$  — пороговая энергия свободной генерации, приведен в нашей работе [17].

Рассмотрим теперь разброс  $\Delta X_F$ , обусловленный флуктуациями интенсивности выбросов излучения  $\Delta\mu$ . Величина  $\mu_{\max}$  для максимального выброса на периоде может меняться от вспышки к вспышке. Для надежной генерации УКИ необходимо, чтобы соответствующий разброс  $\Delta X_{\max}$  из-за флуктуаций  $\Delta\mu_{\max}$  не превосходил бы величину  $X_{\max} - X_Q$ . С другой стороны, в одном периоде может быть два (или больше) флуктуационных выброса, и с соответствующим параметром  $\Delta\mu$  связана воспроизводимость полной ССМ. Для воспроизводимости необходимо, чтобы  $X_{\max}$  было больше  $X_Q$  и выброс усиливался бы, а для следующего по величине выброса,  $\mu_{\max-1}$ ,  $X_{\max-1}$  было бы меньше  $X_Q$  и соответствующий выброс ослаблялся бы.

Видно, что требование надежной генерации УКИ ( $X_{\max} \gg X_Q$ ) в известной мере противоречит условию высокой воспроизводимости полной ССМ ( $X_{\max-1} < X_Q$ ). На практике обычно выбирают разумный компромисс ( $X_{\max} \approx X_Q$ ).

Возможность достаточно точной реализации указанного компромисса в каждой вспышке определяется техническими нестабильностями  $\Delta X_n$ , и на практике нередко именно они не позволяют добиться предельной высокой воспроизводимости, ограниченной только статистическими свойствами  $\mu$ .

Из формул (10) и (11) видно, что при заданной нестабильности  $\Delta\rho/\rho_n$  (или  $\Delta E/E_I$ , см. [17]) величина  $\Delta X_n/X$  может быть уменьшена путем такого выбора параметров лазера, при которых коэффициент при  $\Delta X_n/X$  мал. Это означает, что выгодно выбирать активные среды с большим  $\sigma_A$  и что увеличение начальной плотности нелинейного поглотителя, наоборот, увеличивает разброс  $\Delta X_n/X$ . В средах с относительно малым  $\sigma_A$  (Nd — стекло) увеличение  $\Delta X_n/X$  с увеличением  $n_F$  оказывается решающим, несмотря на возрастание дискриминирующей способности самого нелинейного поглотителя, и применение более плотных нелинейных поглотителей ведет к ухудшению воспроизводимости [7, 9].

В твердотельных лазерах с относительно большим  $\sigma_A$  (ИАГ—Nd, рубин при 100 К) воспроизводимость полной ССМ будет высокой даже при использовании плотных нелинейных поглотителей, поскольку, в соответствии с (10) и (11), величина  $\Delta X_n/X$  будет оставаться малой да-

же при больших  $n_F$  (соответствующих начальному пропусканию  $T_0$  в несколько процентов). Качественно это объясняется тем, что в этих активных средах энергия насыщения невелика и эффективное подавление слабых флуктуационных выбросов за счет насыщения усиления активной среды обеспечивается задолго до того, как интенсивные выбросы просветляют нелинейный поглотитель. Кроме того, в указанных активных средах ширина линии усиления мала (несколько  $\text{см}^{-1}$ ), что также увеличивает воспроизводимость полной ССМ [9].

Таким образом, высокая воспроизводимость ССМ может быть обеспечена при использовании поглотителей с малым начальным пропусканием. При этом выбор  $\sigma_F$ ,  $\tau_F$  (тип красителя), телескопического отношения  $\alpha$  должен производиться таким образом, чтобы сделать отношение  $\Delta X_R/X$  как можно меньше (см. (10), (11)).

**3. Оптимизация энергетических характеристик твердотельных лазеров с ССМ.** Как указано выше, в средах с большим коэффициентом усиления нелинейные эффекты самовоздействия можно не учитывать, так что огибающая цуга УКИ и его энергетические характеристики определяются только динамикой гигантского импульса. Поскольку на просветление НФ теряется относительно мало энергии, оно происходит очень быстро, и при расчете гигантского импульса и энергетических параметров УКИ пользуются теорией мгновенного включения добротности [24–27]. Из этой теории можно сделать вывод (см. [17]), что самый короткий цуг получится при  $x = n_R/n_{\pi} = 0,3328$ . Здесь  $n_{\pi}$  и  $n_R$  определяются по формулам

$$n_{\pi} = \frac{1}{2\sigma_A l_A} \ln(T_0^2 R)^{-1}, \quad n_R = \frac{1}{2\sigma_A l_A} \ln R^{-1}, \quad (12)$$

где  $r_0$  — начальное пропускание НФ,  $R$  — коэффициент отражения выходного зеркала, другое зеркало — глухое. Отсюда получим наиболее выгодное соотношение между  $T_0$  и  $R$ :

$$R = T_0^{2x/(1-x)} = T_0^{0,9975} \simeq T_0. \quad (13)$$

В расчетах не принималось во внимание, что достижению высоких значений инверсии при малом начальном пропускании поглотителя может препятствовать явление свертлюминесценции, приводя к ограничению накопленной энергии и уменьшению эффективного времени жизни  $T_{\text{эфф}}$  на верхнем уровне [28, 15, 29]. Расчет этих эффектов проведен в работах [29, 17].

**4. Численный расчет формирования УКИ.** В численном расчете формирования УКИ мы использовали балансовое приближение. Оно имеет смысл, когда изменения величин происходят не очень быстро, т. е. когда характерные времена этих изменений велики по сравнению с временем фазовой релаксации среды [30]. В нашей модели поток излучения, обходящий резонатор в прямом и обратном направлениях, изменяется со временем и взаимодействует с активным элементом и поглотителем, расположенными в разных местах резонатора. Уравнения лазера записываются в виде

$$\frac{dn_1}{dt} = n_A(\rho - (b-1)/\tau_A) - n_1(\rho + 1/\tau_A) - b\Phi_A\sigma_A n_1; \quad (14a)$$

$$\frac{dn_2}{dt} = -n_2/\tau_F + \alpha\Phi_A\sigma_F(n_F - n_2); \quad (146)$$

$$\frac{d\Phi_A}{dt} = c\Phi_A(\sigma_A n_1 - \alpha\sigma_F n_2 - \sigma_A n_R). \quad (14b)$$

Здесь  $n_2$  — населенность верхнего уровня в среде поглотителя,  $\Phi_A$  —

сумма плотностей потоков фотонов в противоположных направлениях (на  $1 \text{ см}^2$ ) в активном элементе,  $n_A$  и  $n_F$  — истинные концентрации активных атомов и молекул поглотителя. Активный и поглощающий элементы имели большие коэффициенты усиления или поглощения, что создавало трудности при численном решении уравнений (14) на ЭВМ. Для преодоления их использовалась схема расчета, описанная в [17]. Она отличалась от употреблявшихся схем в [9], непригодных для расчета лазера с большими коэффициентами усиления. Выбор начальных условий также описан в [17].

Нами было проведено около тысячи численных экспериментов на ЭВМ при разных параметрах активной среды, НФ и начальных дан-

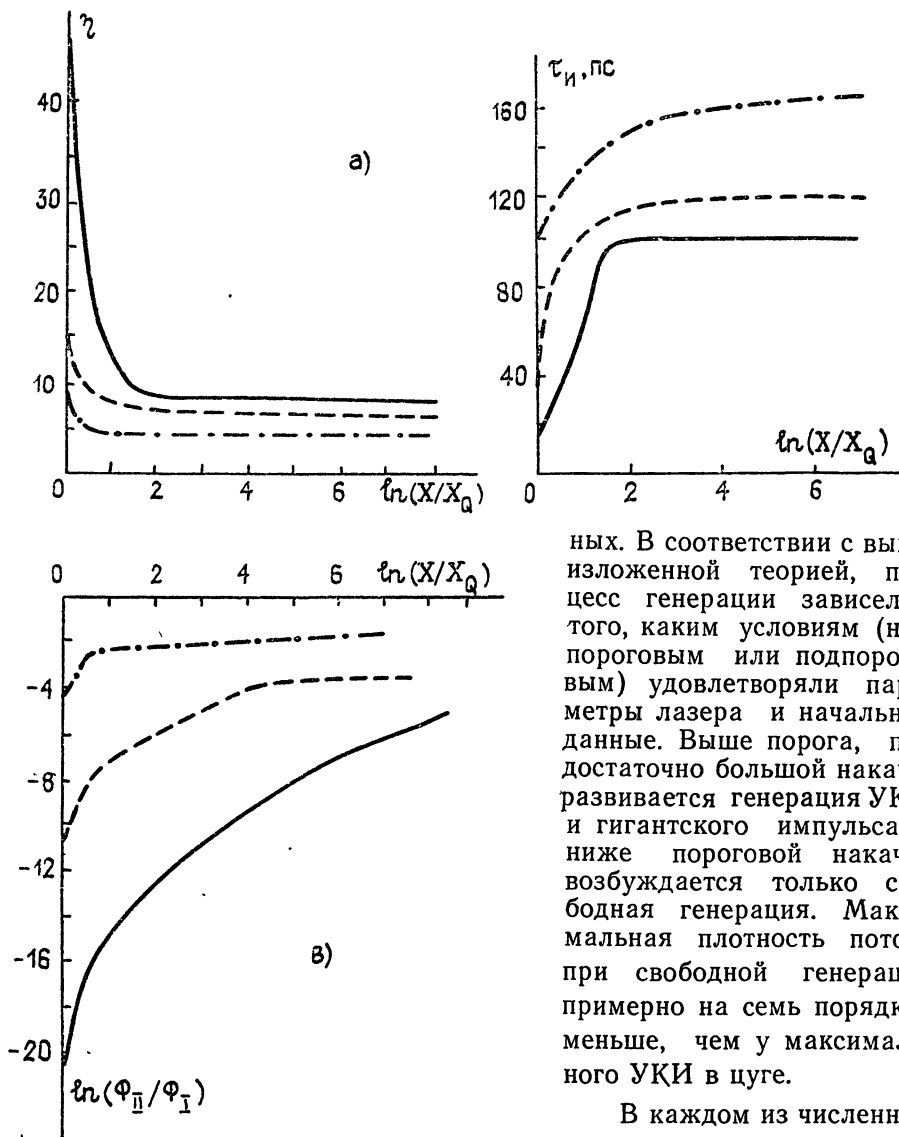


Рис. 1. Зависимость эффективности ССМ  $\eta$  (а), длительности импульса  $\tau_n$  (б) и дискриминации выбросов  $\Phi_{II}/\Phi_I$  (в) от превышения второго порога ( $X/X_Q$ ) и начального пропускания  $T_0$ . Сплошная линия соответствует  $T_0=30\%$ , пунктирная —  $T_0=50\%$ , штрихпунктирная —  $T_0=70\%$ .

ных. В соответствии с выше-

изложенной теорией, процесс генерации зависел от того, каким условиям (надпороговым или подпороговым) удовлетворяли параметры лазера и начальные данные. Выше порога, при достаточно большой накачке развивается генерация УКИ и гигантского импульса, а ниже пороговой накачки возбуждается только свободная генерация. Максимальная плотность потока при свободной генерации примерно на семь порядков меньше, чем у максимального УКИ в пуге.

В каждом из численных экспериментов вычислялась величина  $X$  по формуле (8). Пороговые значения  $X$ ,  $X_Q$ , определенные на основании многих серий численных экспериментов, оказа-

$$X_Q = X_0 T_0 \quad (15)$$

где  $X_0$  — константа, значение которой составило  $X_0 \approx 0,11$ . Таким образом, при значениях  $T_0$ , близких к единице, величина  $X$  оказалась близкой к вычисленной в [9] (см. разд. 1). Как показали расчеты, наиболее интересные характеристики развития УКИ — эффективность (качество) ССМ и длительность импульсов — зависят, в основном, от начального пропуска НФ, а при данном  $T_0$  — от превышения над порогом. Эффективность ССМ описывалась величиной  $\eta = T_l \int_0^{T_l} I^2 dt / (\int_0^{T_l} I dt)^2$ ,

которая характеризует число синхронизованных мод. На рис. 1 представлены зависимости  $\eta$ ,  $\Phi_{II}/\Phi_I$  (величина, описывающая дискриминацию выбросов интенсивности,  $\Phi_I$  — плотность потока максимального выброса на проходе резонатора,  $\Phi_{II}$  — плотность потока второго по ве-

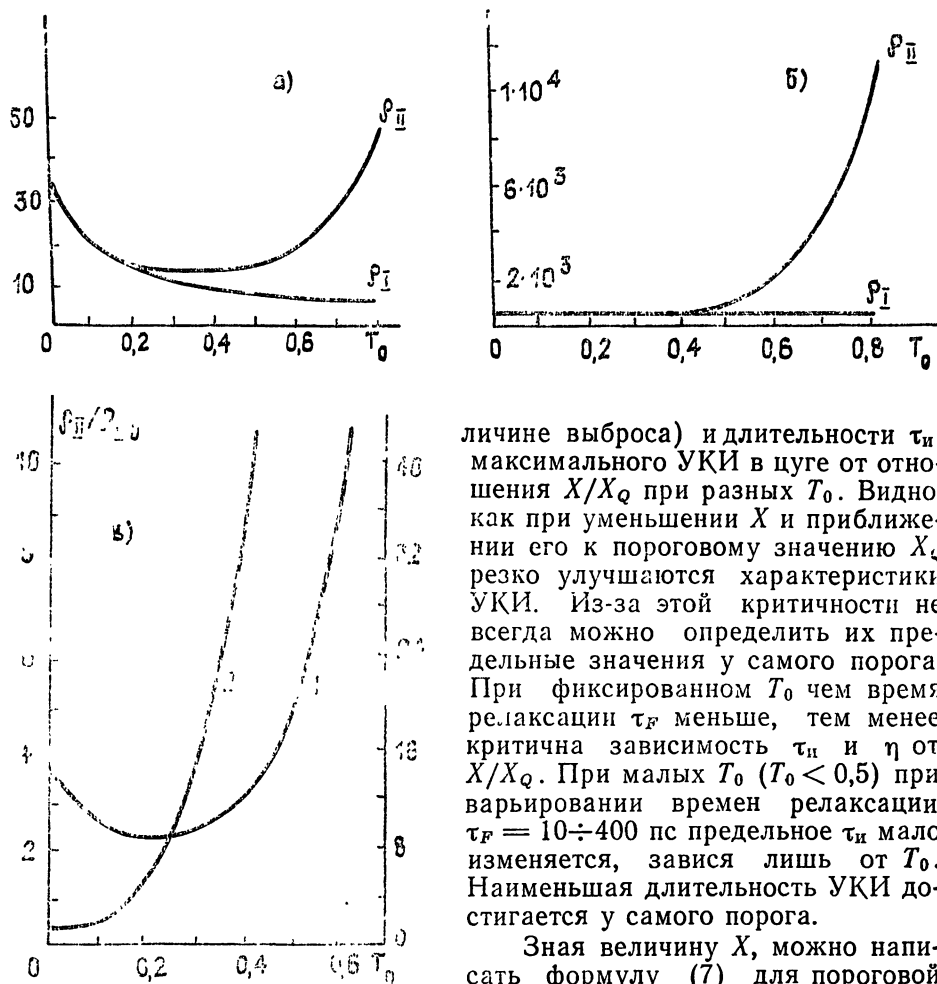


Рис. 2 Зависимость пороговой скорости накачки для свободной генерации  $\rho_{II}$  и ССМ  $\rho_{II}$  от  $T_0$ :

а) для лазера на ИАГ — Nd при комнатной температуре,  $R=4\%$ ; б) для лазера на рубине при 100 К,  $R=4\%$ ; в) зависимость соотношения  $\rho_{II}/\rho_{I0}$  от  $T_0$  ( $\rho_{I0}$  — пороговая скорость накачки для свободной генерации без поглотителя): 1 — для лазера на ИАГ — Nd при комнатной температуре ( $R=4\%$ , левая шкала), 2 — для лазера на рубине при 100 К ( $R=4\%$ , правая шкала).

ных лазерных систем показана на

рис. 2а, б. Там же для сравнения (величине выброса) и длительности  $\tau_{II}$  максимального УКИ в цуге от отношения  $X/X_0$  при разных  $T_0$ . Видно, как при уменьшении  $X$  и приближении его к пороговому значению  $X_0$  резко улучшаются характеристики УКИ. Из-за этой критичности не всегда можно определить их предельные значения у самого порога. При фиксированном  $T_0$  чем время релаксации  $\tau_F$  меньше, тем менее критична зависимость  $\tau_{II}$  и  $\eta$  от  $X/X_0$ . При малых  $T_0$  ( $T_0 < 0,5$ ) при варьировании времен релаксации  $\tau_F = 10 \div 400$  пс предельное  $\tau_{II}$  мало изменяется, завися лишь от  $T_0$ . Наименьшая длительность УКИ достигается у самого порога.

Зная величину  $X$ , можно написать формулу (7) для пороговой скорости накачки генерации УКИ в более конкретном виде:

$$\tilde{\rho}_{II} = \frac{1}{\tau_A \tilde{n}_A} \left[ (b-1)n_{l1} + n_n + (b_0 X T_0)^2 \times \right. \\ \left. \times \left( 1 + \frac{\ln R^{-1}}{2 \ln T_0^{-1}} \right)^2 \frac{\sigma_A \tau_A}{c} \Phi_{cb}^2 \right]. \quad (16)$$

Зависимость  $\rho_{II}$  от начального пропуска для нескольких типич-

представлен график зависимости от  $T_0$  пороговой накачки свободной генерации  $\rho_{II} = [(b-1)n_A + n_{II}]/(\tau_A n_A)$ . На рис. 2в приводятся графики отношения  $\rho_{II}/\rho_{II0}$  в зависимости от  $T_0$ . Из них хорошо видно, что в то время, как первый порог с уменьшением  $T_0$  всегда растет, второй порог уменьшается (в области значений  $T_0 > 0,3$ ).

Процесс развития УКИ из начального шума, состоящего из нескольких выбросов, легко прослеживался по вычисленным реализациям. Примеры изменений со временем некоторых характеристик светового поля за один проход резонатора представлены на рис. 3. Эти графики

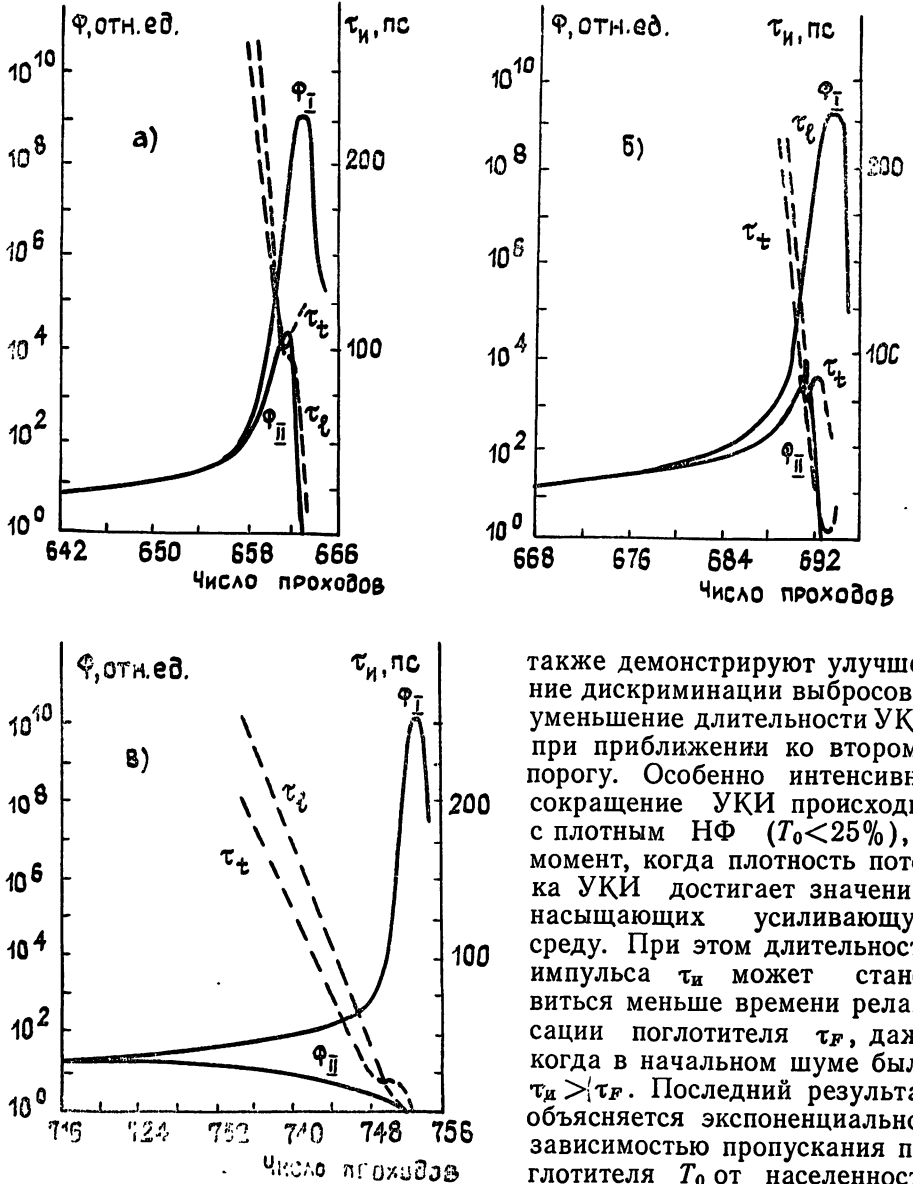


Рис. 3. Зависимость плотности потока фотонов для максимального  $\Phi_{II}$  и второго по величине  $\Phi_{II}$  выбросов, а также длительности переднего  $\tau_t$  и заднего  $\tau_z$  фронтов максимального импульса от числа проходов для лазера на рубине при 100 К: а)  $-\rho/\rho_{II}=2,5$ ; б)  $-\rho/\rho_{II}=1,5$ ; в)  $-\rho/\rho_{II}=1,16$ .

также демонстрируют улучшение дискриминации выбросов и уменьшение длительности УКИ при приближении ко второму порог. Особенно интенсивно сокращение УКИ происходит с плотным НФ ( $T_0 < 25\%$ ), в момент, когда плотность потока УКИ достигает значений, насыщающих усиливающую среду. При этом длительность импульса  $\tau_{II}$  может становиться меньше времени релаксации поглотителя  $\tau_F$ , даже когда в начальном шуме было  $\tau_{II} > \tau_F$ . Последний результат объясняется экспоненциальной зависимостью пропускания поглотителя  $T_0$  от населенности

возбужденных молекул  $n_F - n_3$ . Просветленное состояние, вызванное интенсивным выбросом, затемняется быстрее, чем релаксирует населенность возбужденных молекул  $n_2$ . Просветление поглотителя, происходящее на переднем фронте импульса, увеличивает его крутиз-



ну и сокращает длительность (см. рис. 3). Из-за этого явления максимумы импульсов по мере развития генерации немного передвигаются назад и длительность переднего фронта  $\tau_f$  уменьшается быстрее, чем заднего  $\tau_r$ . Обострение переднего фронта и сдвиг максимума обычно наблюдаются вплоть до последних 2—5 проходов резонатора, когда начинает проявляться насыщение активной среды. Тогда перемещение вершины либо прекращается (при  $T_0 = 2 \div 10\%$ ), либо происходит в обратном направлении. При этом эффективно сокращается задний фронт импульса, при определенных условиях он может стать короче переднего фронта (рис. 3). Аналитически этот вопрос был рассмотрен в [31].

Интересно отметить, что эффекты насыщения усиления активной среды проявляются задолго до того момента, когда поглотитель полностью просветляется, а инверсия населенности падает ниже порогового значения. Поскольку на этом этапе поглотитель просветляется незначительно и коэффициент усиления активной среды постепенно уменьшается со временем, то тем самым подготавливается последующая резкая дискриминация выбросов, близких по величине. Эти явления особенно существенны при малых начальных пропусканиях фильтра,  $T_0 < 50\%$ , но даже и при больших величинах,  $T_0 > 50\%$ , они заметны. На рис. 4 показан пример влияния этих эффектов в процессе развития генерации на отношение двух близких выбросов шума. Здесь в начальном шуме имеются два почти одинаковых выброса  $\Phi_{II}/\Phi_I \geq 0,9$ . Насыщение усиления выделяет из них более ранний, хотя в начале генерации он был вторым по величине.

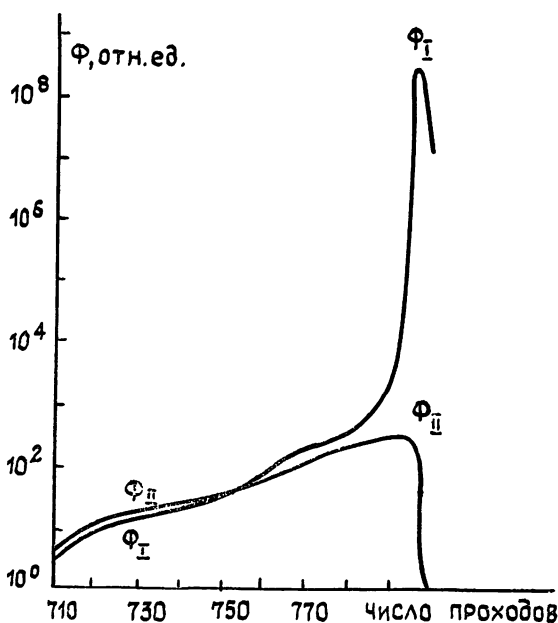


Рис. 4. Выделение из начального шума более раннего выброса.

Дискриминация более раннего выброса из двух возникает, если расстояние между ними больше времени релаксации поглотителя  $\tau_F$ . Если же расстояние между выбросами меньше  $\tau_F$ , то выделяется, наоборот, более поздний импульс, так как для него сохраняется просветленное состояние фильтра, созданное более ранним импульсом. При  $T_0 < 50\%$  даже при больших превышениях второго порога дискриминация выбросов получается хорошей, т. е. значения  $\Phi_{II}/\Phi_I$  остаются достаточно малыми ( $< 10^{-2}$ , рис. 1). Данный результат также объясняется эффектами насыщения, поскольку они подготавливают дискриминацию выбросов еще задолго до завершения формирования УКИ. Таким образом, здесь нашли объяснение известные из экспериментов факты [16],

что генерация УКИ в рубине при низкой температуре и в ИАГ—Nd происходит достаточно надежно.

Проведенные расчеты показывают, что описываемые лазерные системы при  $T_0=2-3\%$  способны давать цуг, состоящий из нескольких импульсов. Это значит, что в одиночном УКИ можно концентрировать значительную часть энергии генерации. Полученные результаты находятся в хорошем соответствии с экспериментом, это видно из рис. 5. Временные характеристики огибающих цугов, полученные путем численного расчета, в частности симметрия передних и задних фронтов, хорошо согласуются с аналитическими зависимостями, изложенными в разд. 3.

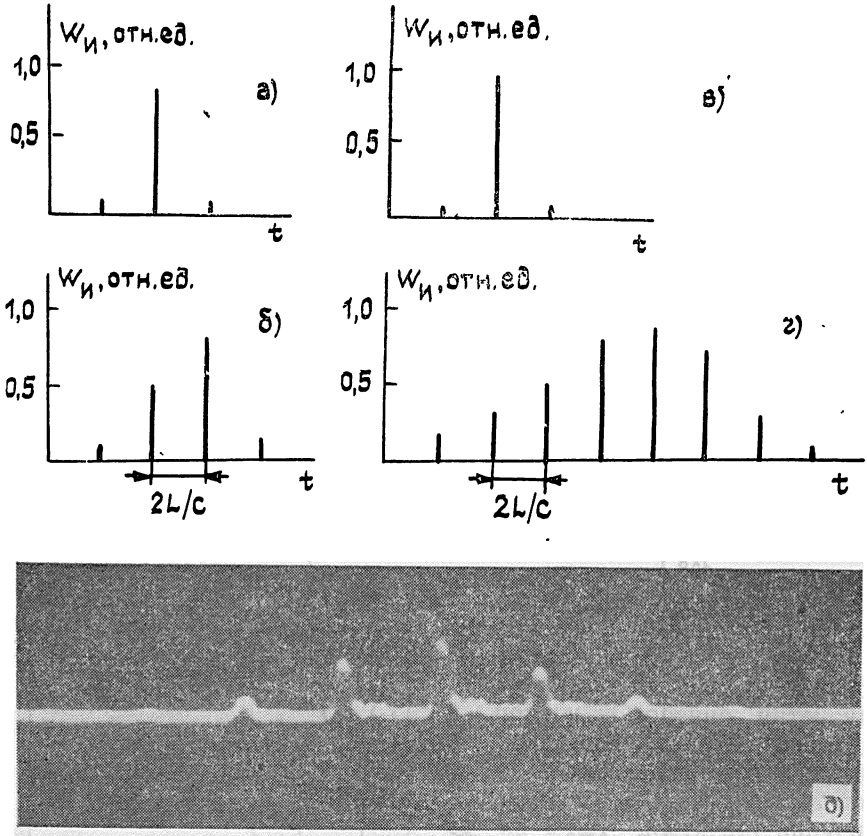


Рис. 5. Примеры цугов УКИ.

а) Лазер на ИАГ—Nd при 100 К,  $R=4\%$ ,  $T_0=3\%$ ; б) лазер на ИАГ—Nd при комнатной температуре,  $R=4\%$ ,  $T_0=25\%$ ; в) лазер на рубине при 100 К,  $R=4\%$ ,  $T_0=2\%$ ; г) лазер на рубине при 100 К,  $R=4\%$ ,  $T_0=30\%$ ; д) лазер на ИАГ—Nd при комнатной температуре,  $R=4\%$ ,  $T_0=25\%$  (результаты эксперимента).

Таким образом, проведенное исследование процесса самосинхронизации мод обосновывает возможность достижения надежной ССМ в твердотельных лазерах с плотными нелинейными поглотителями. Основные результаты и выводы данной статьи были экспериментально подтверждены в наших работах [16, 18] и в самое последнее время независимо в [32].

Авторы выражают благодарность А. Н. Киркину за помощь в работе.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Брэдли Д. В. кн.: Сверхкороткие световые импульсы. / Под ред. С. Шапиро.— М.: Мир, 1981. С. 35.

2. Захаров С. Д., Крюков П. Г., Матвеец Ю. А. и др. // Квантовая электроника. 1973 № 5 (17). С. 52.
3. Басов Н. Г., Бутслов М. М., Крюков П. Г. и др. // ЖЭТФ. 1973. Т 65. С 907.
4. Caruso A., Cratton R., Sera W. // IEEE J. Quant. Electron. 1973. V. QE-9. P 1039.
5. Willbrant R., Weber H. // IEEE J. Quant. Electron. 1975. V. QE-11. P. 186.
6. Летохов В. С. // ЖЭТФ. 1968. Т 55. С. 1077
7. Зельдович Б. Я., Кузнецова Т. И. // УФН 1972. Т. 106. С. 47.
8. Fleck J A // J Appl. Phys 1968. V. 39. P 3318
9. New G. H. C // Proc IEEE. 1979. V. 67. P 380
10. Fckart R. C // IEEE J. Quant. Electron. 1974. V. QE-10 P. 48
11. Коробкин В. В., Малютин А. А., Прохоров А. М // Письма в ЖЭТФ. 1970 Т 12. С. 216
12. Zinth W., Lauberger A., Kaiser W. // Opt. Commun 1977. V. 22. P. 161.
13. Richardson M C // IEEE J. Quant. Electron. 1973. V. QE-9. P. 768
14. Киркин А. М., Леонтович А. М., Можаровский А. М // Квантовая электроника 1978 Т 5 С 2640
15. Варнаровский О П Ларионов А. В., Леонтович А. М. // Квантовая электроника 1979 Т 6 С 2452
16. Varnavskiy O P Kirkin A N et al // Opt. Commun. 1983 V. 45 P. 342
17. Варнаровский О. П., Леонтович А. М., Можаровский А. М., Сидорук Н. В. Препринт ФИАН № 110 М. 1986
18. Варнаровский О П Киркин А. Н., Леонтович А. М. и др // Изв. АН СССР Сер физ 1984 Т. 48 С. 1359.
19. Ларионов Е. Г., Серкин В. Н. // Изв. вузов. Радиофизика. 1979. Т. 22 № 4 С. 425.
20. Беспалов В. И., Якубович Е. И. // Изв. вузов. Радиофизика. 1965. Т 8 № 5 С. 909
21. Белецов Э М, Морозов В. Н., Ораевский А. Н. // Труды ФИАН. 1970 С 237
22. Рощин Н В // Изв. вузов Радиофизика. 1973 Т 16. № 7 С 1006.
23. Erickson L E Szabo A. // J. Appl Phys 1966. V. 37 P 4953
24. Прохоров А М // Радиотехника и электроника 1963 Т. 8. С 1073
25. Waagner W G Leporel R A // J. Appl. Phys. 1963. V. 34 P. 2040
26. Wang C S // Proc. IEEE. 1963. V. 51 P 1767
27. Вейлстеке А. Оптические квантовые генераторы — М.: Мир, 1966. С. 89
28. Киркин А. Н., Леонтович А. М., Можаровский А. М. // Письма в ЖЭТФ 1979 Т 5. С. 740.
29. Леонтович А. М., Можаровский А. М. // Труды ФИАН. 1977. Т 98. С 3
30. Tang C I // J Appl Phys. 1963. V 34 P 2935
31. Крюков П. Г., Летохов В. С. // УФН 1969 Т 99 С. 169
32. Demingst R J, Kubeck V // Opt Commun. 1986. V. 60. P. 175.

Физический институт им П. Н. Лебедева  
АН СССР

Поступила в редакцию  
18 мая 1987 г.

## ULTRASHORT PULSE GENERATION IN SOLID-STATE LASERS WITH HIGH GAIN COEFFICIENTS

*O. P. Varnavskij, A. M. Leontovich, A. M. Mozharovskij, N. V. Sidoruk*

Analytical and numerical investigation of self-mode-locking process in solid-state lasers with high gain coefficients is carried out. A «second threshold» condition and self-mode-locking degree and reproducibility are analyzed depending on active medium and absorber parameters.