

УДК 621 378 325

ГЕНЕРАЦИЯ УКИ В РЕЖИМЕ СИЛЬНОГО ПЕРЕКРЫТИЯ СТАДИЙ НАСЫЩЕНИЯ АКТИВНОЙ СРЕДЫ И ПРОСВЕТЛЯЮЩЕГОСЯ ФИЛЬТРА

Л. С. Корниенко, Н. В. Кравцов, Ю. П. Яценко

Аналитически и путем численного моделирования рассматриваются основные особенности процесса генерации УКИ в режиме сильного перекрытия стадий насыщения активной среды и нелинейного фильтра. Показано, что в этом режиме цуг УКИ может развиваться из пичков свободной генерации. Выявлена существенная особенность режима сильного насыщения активной среды — наличие областей максимального контраста, зависящих от параметров лазера и статистических свойств излучения. Указано на возможность увеличения вероятности появления цуга УКИ с максимальным контрастом при накачках, соответствующих нижней границе гигантского импульса.

В экспериментальной работе [1] впервые было показано, что в процессе формирования УКИ в твердотельном лазере с фильтром эффективность дискриминационного выделения максимального выброса из исходной флуктуационной структуры на периоде резонатора зависит от степени перекрытия стадий насыщения среды и фильтра. При этом в режиме перекрытия стадий насыщения генерация УКИ носит двухпороговый характер — сначала образуется пичок свободной генерации и лишь при некотором превышении порога его образования из этого пичка формируется гигантский импульс.

Условия существования такого режима исследовались в работе [2]. Пороговые условия получены в работе [3]. В работе [4] того же автора подробно исследовался этот режим с точки зрения оптимизации параметров лазера и влияния на него статистики исходного излучения. Однако проведенное автором [4] рассмотрение не исчерпывает всех особенностей режима сильного насыщения активной среды и, в частности, возможности формирования УКИ с предшествующими пичками свободной генерации.

При сильном перекрытии стадий насыщения в допустимых пределах изменения накачки интенсивность флуктуационных выбросов может оказаться недостаточной для полного просветления фильтра в первом пичке. Однако, как указывалось в работах [5, 6], генерация цуга УКИ в этом случае может развиваться в последующих пичках свободной генерации за счет подчеркивания максимальных выбросов вследствие частичного просветления фильтра в предыдущих пичках свободной генерации. Для этого необходимы достаточно длинные накачки и создание таких условий, чтобы интенсивность флуктуационных выбросов на периоде, сформировавшихся к концу развития первого пичка, не спадала ниже спонтанного уровня в период между пичками. В данной работе исследуются как аналитически, так и на основе численного моделирования условия оптимальной генерации УКИ в режиме сильного перекрытия стадий насыщения.

1. АНАЛИТИЧЕСКОЕ РАССМОТРЕНИЕ

Рассмотрение процесса генерации в режиме сильного перекрытия стадий насыщения активной среды и фильтра целесообразно начать с получения условий возникновения УКИ в первом пичке.

В двухпороговом режиме существует относительно длительный этап развития генерации (от начала генерации до момента лавинообразного просветления фильтра), на котором происходит насыщение среды энергией всех импульсов на периоде и сильная дискриминация их по амплитудам за счет частичного просветления фильтра. Рассмотрение этого этапа можно провести на основе известной системы скоростных уравнений для твердотельного лазера с фильтром [7]. В качестве упрощенной модели флукуационной картины на периоде резонатора T рассматривается развитие двух выбросов $I_1(k)$, $I_2(k)$ с начальными интенсивностями $I_1(0)$, $I_2(0)$ [$I_1(0) > I_2(0)$], длительностями τ_1 , τ_2 ($\tau_1 = \tau_2 = T/N$, N — число мод) и равномерно распределенной по T фоновой интенсивности $\bar{I}(k)$ с начальным значением $\bar{I}(0) = \bar{I}_0$. При этом предполагается, что можно пренебречь вкладом от $I_1(k)$, $I_2(k)$ в насыщение среды, а также влиянием просветления фильтра на $\bar{I}(k)$. Фильтр предполагается безынерционным ($\tau_i \gg T_{1\phi}$).

В этом случае систему скоростных уравнений можно приближенно записать следующим образом:

$$\begin{aligned} dI_i(k)/dk &= [\Delta\alpha(k) + \kappa_0 I_i(k)] I_i(k), \\ d[\Delta\alpha(k)]/dk &= -g\bar{I}(k), \\ d\bar{I}(k)/dk &= \Delta\alpha(k)\bar{I}(k), \end{aligned} \quad (1)$$

где $\Delta\alpha(k) = \alpha(k) - \alpha_n$, $\alpha(k)$ — коэффициент усиления за проход, $\alpha_n = \kappa_0 + \gamma$ — пороговое значение усиления, κ_0 — начальное поглощение в фильтре, γ — линейные потери, $k = t/T$, $i = 1, 2$, $g = \alpha_n \sigma_a T / \sigma_\phi T_{1\phi}$, σ_a , T_{1a} , σ_ϕ , $T_{1\phi}$ — сечения поглощения и времена релаксации соответственно активной среды и фильтра. Значения $I_i(k)$ нормированы на интенсивность насыщения фильтра.

Второе и третье уравнения (1) представляют собой хорошо известную систему уравнений, описывающую нелинейный этап развития пичка свободной генерации. Ее решение [8] приводит к следующим выражениям для $\bar{I}(k)$ и $\Delta\alpha(k)$:

$$\bar{I}(k) = (2g)^{-1} \{B^2 - [\Delta\alpha(k)]^2\}^{1/2}; \quad (2)$$

$$\Delta\alpha(k) = B(e^{-Bk} - a)/(e^{-Bk} + a). \quad (3)$$

Здесь $B = [2g\bar{I}_n + (\Delta\alpha_n)^2]^{1/2}$, $a = (B - \Delta\alpha_n)/(B + \Delta\alpha_n)$, \bar{I}_n , $\Delta\alpha_n$ — значения $\bar{I}(k)$ и $\Delta\alpha(k)$ в конце линейного этапа пичка свободной генерации, в случае 4-уровневой среды

$$\bar{I}_n = \sigma_n T \eta / g T_{1a}, \quad \Delta\alpha_n = [2\alpha_n (T/T_{1a}) \eta \ln(\bar{I}_n/\bar{I}_0)]^{1/2}$$

($\eta = P/P_r - 1$ — превышение накачки P над пороговой накачкой пичка свободной генерации P_r).

Первое уравнение системы (1) описывает на этом нелинейном этапе развитие выбросов с учетом частичного просветления ими фильтра. Используя $\Delta\alpha(k)$ из (3) и учитывая, что $a \ll 1$, $\Delta\alpha_n \approx B$, $\bar{I}_0 \ll \bar{I}_n$, его решение можно получить в виде

$$I_i(k) = \frac{B^2 - [\Delta\alpha(k)]^2}{2\kappa_0 [g/\kappa_0 R_i - B + \Delta\alpha(k)]}, \quad (4)$$

где $R_i = I_i(0)/\bar{I}(0)$ — параметр, характеризующий в данной модели статистические свойства исходной флуктуационной картины на периоде. Используя (2), нетрудно показать, что дискриминация выбросов по амплитуде максимальна на заднем фронте огибающей пичка свободной генерации $\bar{I}(k)$, где $\Delta\alpha(k) \leq 0$ и выбросы усиливаются лишь за счет частичного просветления фильтра.

При накачках ниже порогового значения развития гигантского импульса, как следует из (4), интенсивность выбросов достигает максимума при

$$\Delta\alpha_{mi} = - (g/x_0 R_i - B) - \sqrt{(g/x_0 R_i)(g/x_0 R_i - 2B)}. \quad (5)$$

Из (5) вытекает, что $\Delta\alpha_{mi} < 0$, причем для $R_1 > R_2$ $I_{m1} > I_{m2}$ и $|\Delta\alpha_{m1}| > |\Delta\alpha_{m2}|$, т. е. к моменту достижения максимума максимальным выбросом второй по величине выброс и фон будут уже затухать.

При накачках выше пороговой накачки развития гигантского импульса интенсивность выбросов развивается по закону (4) до момента, когда начинается лавинообразное просветление фильтра. Очевидно, что наиболее оптимальным, с точки зрения получения максимального контраста, является момент просветления фильтра в области разделения максимумов, где $\Delta\alpha(k) < 0$, и все выбросы, кроме максимального, уже затухают. Условие полного просветления фильтра i -м выбросом в этой области можно получить из равенства

$$|d\alpha(k)/dk| = |\Delta\alpha(k)/dk|, \quad (6)$$

где

$$z(k) = x_0/(1 + I_i(k)).$$

Действительно, на заднем фронте пичка свободной генерации $d\alpha(k)/dk$ уменьшается от своего максимального значения (при $\Delta\alpha(k) = 0$) до нуля. Вследствие этого, для импульсов, продолжавших усиливаться за счет частичного просветления фильтра, условие (6) означает начало лавинообразного просветления фильтра, поскольку в последующие моменты времени потери будут падать быстрее, чем усиление.

Единственным исключением является область вблизи порога гигантского импульса, когда условие (6) выполняется далеко на заднем фронте, где $d\alpha(k)/dk \rightarrow 0$. В этом случае равенство (6) означает по крайней мере незатухание выброса во все последующие моменты времени. Однако, как показали расчеты, в силу резкой зависимости момента просветления от накачки ошибка в определении порога по формуле (6) не превышает 1%. Равенство (6) с учетом (4) можно привести к виду

$$B^2 + 2\Delta\sigma(k')[g/x_0 R_i - B] + [\Delta\alpha(k')]^2 + 2[g/x_0 R_i - 2B] = 0. \quad (7)$$

Здесь k' — число проходов к моменту выполнения (6). Из (7) следует, что параметр B , характеризующий максимальную инверсию и определяемый накачкой ($B \approx \Delta\alpha_n$), уменьшается с ростом отрицательных $\Delta\alpha(k')$. Подставляя в (7) максимально возможное $\Delta\alpha(k') = -\Delta\alpha_n$, можно получить пороговое условие полного просветления фильтра i -м выбросом:

$$B_i = g/2x_0 R_i. \quad (8)$$

Очевидно, что пороговое условие появления цуга УКИ совпадает с пороговым условием полного просветления фильтра максимальным выбросом $I_1(k)$. Для четырехуровневой активной среды, учитывая связь параметра B с накачкой P , его можно записать в следующем виде:

$$\eta_n = \frac{P_1}{P_r} - 1 = \left(\frac{\alpha_n T T_{1a}}{8 \ln(\bar{I}_n/\bar{I}_0)} \right) \left(\frac{\sigma_a}{\sigma_\phi T_{1\phi} x_0 R_1} \right)^2. \quad (9)$$

Отметим, что аналогичное пороговое условие получено в работе [3]. Однако в отличие от [3] это условие выведено здесь при непосредственном рассмотрении режима генерации УКИ и не содержит эмпирического параметра (X_Q в работе [3]), что является более удобным при его использовании.

При увеличении накачки над порогом гигантского импульса интенсивность всех выбросов растет и при некоторой накачке P_2 ($P_2 > P_1$) условие (8) будет выполняться также для второго по величине выброса $I_2(k)$ ($R_2 \leq R_1$). Диапазон накачек $P_1 < P < P_2$, где только один максимальный выброс может полностью просветлить фильтр, является наиболее оптимальным для получения цуга УКИ с высоким контрастом. Поскольку накачка P_1 , согласно (8), является пороговой накачкой гигантского импульса, то ширину этой области удобно охарактеризовать параметром $\tilde{\eta}_1 = P_2/P_1 - 1$, определяющим максимально допустимые для нее превышения над порогом цуга УКИ. Из (8) и (9) можно определить связь $\tilde{\eta}_1$ с другими параметрами.

Она имеет вид

$$\tilde{\eta}_1 = [\eta_n / (\eta_n + 1)] (K_1^2 - 1), \quad (10)$$

где $K_1 = I_1(0)/I_2(0)$. Как видно из (10), эта область существует при любом сколь угодно малом начальном контрасте K_1 .

Из выражения (10) непосредственно следует, что порог гигантского импульса и ширина области максимального контраста (в силу зависимости от параметров R_1 и K_1) флуктуируют в разных реализациях исходного шума. Кроме того, с точностью, определяемой этим статистическим разбросом, они растут с увеличением таких параметров, как

$S = \sigma_a / \sigma_\phi$, T . Отметим, что рост $\tilde{\eta}_1$ означает снижение требований к точности подбора и поддержания накачки, при которой реализуется максимальный контраст в цуге УКИ. Однако, как можно заметить из (10),

$\tilde{\eta}_1$ существенно увеличивается только при изменении η_n в пределах $0 < \eta_n \leq 1$. При $\eta_n > 1$ величина $\tilde{\eta}_1$ слабо зависит от параметров лазера и определяется только исходным контрастом K_1 . Это накладывает ограничение на максимальные значения параметров лазера S , T при просветлении фильтра в первом пичке свободной генерации. Тем не менее, реализация условий, при которых $\eta_n > 1$, может оказаться целесообразной при просветлении фильтра в последующих пичках свободной генерации. В таком режиме при накачках ниже порога гигантского импульса в первом пичке происходит подчеркивание максимальных выбросов за счет частичного просветления фильтра, что приводит к увеличению исходных значений контраста для второго пичка. Это, в свою очередь, облегчает просветление в нем фильтра максимальными выбросами при тех же накачках. Такое увеличение исходного контраста возможно при условии сохранения флуктуационной картины в период между пичками. Как следует из результатов работы [3], к значениям минимальной интенсивности в период между пичками \bar{I}_{\min} , превосходящим уровень спонтанного шума \bar{I}_0 , может привести увеличение периода резонатора T и уменьшение превышения накачки над порогом η . Так уже при $\eta = 0,1$, $T = 10^{-8}$ с, $\bar{I}_0 = 10^{-12}$, $\bar{I}_n = 10^{-3}$ величина $\bar{I}_{\min} \approx 50\bar{I}_0$.

По аналогии с первым пичком свободной генерации пороговая накачка просветления фильтра во втором пичке определяется выражением

$$B_{12} = g/2\alpha_0 R_{12}. \quad (11)$$

Здесь $R_{12} = I_{12}(0)/I_{02}^-$ — отношение интенсивности максимального выброса к интенсивности фона в начале нелинейного этапа второго пичка

ка. (Здесь и в дальнейшем второй индекс обозначает номер рассматриваемого пичка свободной генерации.)

При рассмотрении связи R_{12} с R_{11} для первого пичка необходимо отметить, что степень расширения импульсов и соответственно уменьшения их числа на линейном этапе зависит от соотношения длительностей импульсов в начале линейного этапа τ_1 и предельных длительностей τ_0 , определяемых шириной линии усиления [7]. Резкое уменьшение флуктуационных импульсов происходит только на линейном этапе первого пичка, поскольку здесь $\tau_1 = \tau_0$. Во втором и последующих пичках, при условии, что $\bar{I}_{\min} > \bar{I}_0$, длительности импульсов, сохранившихся после первого пичка, $\tau_i \gg \tau_0$, и изменением их числа на линейных этапах можно пренебречь. Поэтому R_{12} для второго пичка будет определяться значением $R = I_1(k)/\bar{I}(k)$, сформировавшимся в конце нелинейного этапа первого пичка. Учитывая, что в конце нелинейного этапа первого пичка $\Delta\alpha(k) = -\Delta\alpha_n \approx -B$, из (4) получим

$$R_{12} = g/x_0(g/x_0 R_{11} - 2B). \quad (12)$$

Подставляя (12) в (11), окончательно для пороговой накачки просветления фильтра в первом пичке имеем

$$B_{12} = (1/2)B_{11}. \quad (13)$$

Параметры R_{12} и $K_2 = I_{12}(0)/I_{22}(0)$ для второго пичка можно выразить через соответствующие параметры для первого пичка следующим образом:

$$R_{12} = 2R_{11}/(1 - \mu_2), \quad K_2 = [2(K_1 - 1) - \mu_2 + 1]/(1 - \mu_2). \quad (14)$$

Для упрощения записи при рассмотрении условий формирования УКИ в i -м пичке свободной генерации вместо превышения накачки над порогом $\eta_{1i} = P/P_{1i} - 1$ вводит величина $\mu_i = B/B_{1i} - 1$, характеризующая превышение максимальной инверсии над ее пороговым значением $\left(\mu_i = \left[\frac{(\eta_{ni} + 1)(\tau_i + 1) - 1}{\eta_{ni}} \right]^{1/2} - 1 \right)$. Аналогично вместо

$\tilde{\eta}_{1i} = P_{2i}/P_{1i} - 1$ будем использовать $\tilde{\mu}_i = B_{2i}/B_{1i} - 1$.

Из (12) следует, что $R_{12} > R_{11}$ и $K_2 > K_1$, кроме того, с увеличением превышения μ_2 параметры R_{12} и K_2 растут. Однако, как нетрудно показать, используя (13) и (14), такое увеличение исходного контраста во втором пичке не сопровождается расширением области максимального контраста, где фильтр просветляется только одним выбросом, эта область остается той же, что и в первом пичке. При накачках ниже пороговой, определяемой (11), фильтр будет просветляться в третьем пичке и т. д. Повторяя приведенные выше рассуждения, можно получить аналогичные соотношения при просветлении фильтра в n -м пичке свободной генерации:

$$B_{1n} = (1/n)B_{11}, \quad \tilde{\mu}_n = K_1 - 1, \\ R_{1n} = \frac{nR_{11}}{1 - (n-1)\mu_n}, \quad K_n = \frac{n(K_1 - 1) - (n-1)\mu_n + 1}{1 - (n-1)\mu_n}. \quad (15)$$

Из (15) следует, что при уменьшении накачки (параметр B) рост количества пичков сопровождается увеличением значений R_{1n} и K_n , причем для каждого данного пичка R_{1n} и K_n растут с увеличением превышения μ_n накачки над порогом. При фиксированной накачке увеличение R_{1n} в каждом последующем пичке может происходить только за счет перераспределения энергии между максимальным выбросом и фоном. Это

накладывает ограничение на применимость соотношений (15) при достаточно больших R_{1n} , поскольку они были получены в предположении, что энергией максимального выброса по сравнению с энергией фона можно пренебречь ($I_{1n}(0) \tau_1 \ll \bar{I}_{0n} T$). Полагая $I_{1l}(0) \tau_1 \approx 0,3 \bar{I}_{0l} T$, можно приближенно оценить минимальную накачку и соответствующий ей номер пичка, при которых еще справедливы условия (15) ($B_{1l} = l^{-1} B_{11}$, $l = 0,3 N/R_{11}$).

При относительно небольших превышениях накачки над пороговой энергия на периоде становится настолько малой, что максимальный выброс не сможет просветлить фильтр, даже если в r -м пичке вся энергия на периоде перейдет в этот выброс. Очевидно, что для определения нижней границы гигантского импульса необходимо найти условие просветления фильтра для r -го пичка, в котором на периоде находится только один максимальный выброс. Тогда для развития этого выброса на нелинейном этапе в r -м пичке, вместо (1), получим следующую систему уравнений:

$$\begin{aligned} dI_{1r}(k)/dk &= [\Delta\alpha(k) + x_0 I_{1r}(k)] I_{1r}(k), \\ d[\Delta\alpha(k)]/dk &= -g(\tau_1/T) I_{1r}(k). \end{aligned} \quad (16)$$

Начальными для этого этапа будут следующие значения:

$$\Delta\alpha(0) = \Delta\alpha_n, \quad I_{1r}(0) = \bar{I}_{n1} T \tau_1^{-1}$$

(здесь $\bar{I}_{n1} T$ — энергия на периоде в начале нелинейного этапа первого пичка).

Решение системы (16) имеет вид

$$\begin{aligned} I_{1r}(k) &= \frac{g\tau_1}{x_0^2 T} - \frac{\Delta\alpha(k)}{x_0} + \left[I_{1r}(0) - \frac{g\tau_1}{x_0^2 T} + \frac{\Delta\alpha_n}{x_0} \right] \times \\ &\times \exp \left\{ \frac{x_0 T}{g \tau_1} [\Delta\alpha_n - \Delta\alpha(k)] \right\}. \end{aligned} \quad (17)$$

Условие просветления фильтра (6) для случая одиночного выброса на периоде можно записать следующим образом:

$$\Delta\alpha(k') = g\tau_1/T - x_0 I_{1r}(k'). \quad (18)$$

Учитывая (17) и поступая аналогично выводу порогового условия (8), получим, что минимальное значение параметра $\Delta\alpha_n$ (обозначим его через B_{1r}), при котором возможна генерация гигантского импульса, можно определить из следующего трансцендентного уравнения ($N = T/\tau_1$):

$$B_{1r} = \frac{g}{2x_0 N} \ln \left\{ \left(\frac{g}{x_0 N} \right) (1 - x_0) \left[\frac{g}{x_0 N} - I_{1r}(0) - B_{1r} \right]^{-1} \right\}. \quad (19)$$

Из (19) вытекает следующая приближенная оценка для максимально возможного числа пичков r и соответствующей величине B_{1r} накачки P_r (длительность накачки предполагается неограниченной):

$$\begin{aligned} r &= \frac{N}{2cR_{11}}, \quad \eta_{nr} = \frac{P_r}{P_r} - 1 = \left(\frac{\alpha_n T T_{1a} c}{2 \ln(\bar{I}_n/\bar{I}_0)} \right) \left(\frac{\sigma_a}{\sigma_\phi T_{1\phi} x_0 N} \right)^2, \\ [1 - e^{-2x_0}(1 - x_0)] &< c < [1 - e^{-2}(1 - x_0)]. \end{aligned} \quad (20)$$

Если порог генерации в каждом конкретном пичке зависит от параметра R_{11} и, вследствие этого, является флуктуирующей величиной, то

нижняя граница гигантского импульса, определяемая (20), от R_{11} не зависит. Вблизи пороговой накачки P_r при изменении R_{11} меняется только число пичков r .

Независимость порога гигантского импульса от исходной статистической картины на периоде в режиме сильного перекрытия стадий существенно увеличивает вероятность получения высокого контраста в цуге УКИ. Однако при большом числе синхронизируемых мод N и малом R_{11} для достижения порога, определяемого (20), может потребоваться весьма большая длительность накачки. Так, при $N = 100$, $R_{11} = 2,3$, $13 < r < 20$, $\tau_{ii} \approx 3$ мс.

Существенную помощь в увеличении контраста и, соответственно, уменьшении необходимого для развития гигантского импульса числа пичков вблизи порога (20) может оказать эффект самосинхронизации мод, возникающий (в лазере без фильтра) при больших длинах резонатора [9, 10]. Однако учет влияния этого эффекта на развитие цуга УКИ требует дополнительного рассмотрения.

Отметим, что генерация УКИ вблизи порога (20) совпадает с режимом автостабилизации УКИ, впервые рассмотренным на основе численного счета в работе [5].

2. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Для изучения зависимости характеристик УКИ от различных параметров лазера в режиме сильного перекрытия стадий насыщения активной среды и фильтра использовалась следующая система разностных уравнений:

$$\begin{aligned} I_{j, k+1} &= I_{j, k} \exp(\alpha_{j-1, k} - \alpha_0 / (1 + I_{j, k}) - \gamma), \\ \tau_{j, k+1} &= \tau_{j, k} \exp \left[- \frac{\alpha_0 I_{j, k}}{(1 + I_{j, k})(2 + I_{j, k})} \right], \\ \alpha_{j, k} &= P(\alpha_n / T_{1a}) \tau_{j, k} \sqrt{\pi} + \alpha_{j-1, k} \times \\ &\times \exp \left[- \tau_{j, k} \sqrt{\pi} \left(\frac{1}{T_{1a}} - I_{j, k} \frac{\sigma_a}{\sigma_\phi T_{1\phi}} \right) \right], \\ I_{j, 1} &= I_j(k_n), \quad \tau_{j, 1} = \tau_j(k_n), \quad \alpha_{01} = \alpha(k_n), \quad \alpha_{0, k+1} = \alpha_{N, k}. \end{aligned} \quad (21)$$

Здесь $j = 1, 2, \dots, N$, где N — число импульсов на периоде резонатора, $I_j(k_n)$, $\tau_j(k_n)$, $\alpha(k_n)$ — значения соответственно интенсивности, длительности и усиления в конце линейного этапа.

С помощью системы (21) изучался процесс генерации цуга УКИ при развитии его как в первом, так и последующих пичках свободной генерации. В качестве исходной флуктуационной картины на периоде была выбрана последовательность N гауссовых неперекрывающихся импульсов, интенсивности которых распределены по наиболее вероятному закону [11, 12]

$$I_{j, 1} = \bar{I}(k_n) \ln(N/j) \left(\bar{I}(k_n) = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N I_{j, 1} \right),$$

а их длительности предполагались одинаковыми: $\tau_j(k_n) = T/N\sqrt{\pi}$. Влияние статистики исследовалось, как и в работе [12], путем изменения K_1 — отношения начальной интенсивности двух максимальных выбросов в исходной флуктуационной картине. Отметим, что в работе [4] приведена улучшенная статистическая модель исходного шума на

периоде, однако расхождение ее с моделью [11, 12], особенно в наиболее интересном случае малых K_1 , невелико и для целей данной работы не существенно.

Программа счета была составлена таким образом, чтобы для каждого фиксированного значения параметров с точностью $\sim 1\%$ находилась пороговая накачка гигантского импульса в i -м пичке и накачка, ограничивающая область заданного высокого контраста (10^4) для этого пичка.

На рис. 1 показана зависимость пороговой накачки гигантского импульса от периода резонатора T при развитии УКИ в первом, втором и третьем пичках (кривые соответственно 1, 2, 3). Кривая 4 ограничивает сверху область накачек, где интенсивность импульсов в период

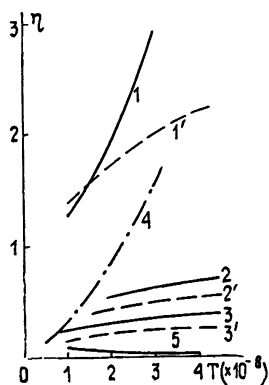


Рис. 1.

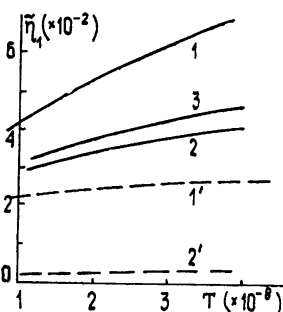


Рис. 2.

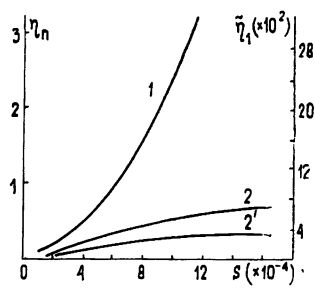


Рис. 3.

Рис. 1. Зависимость превышения пороговой накачки гигантского импульса над порогом свободной генерации при развитии цуга в первом (1, 1'), втором (2, 2') и третьем (3, 3') пичках. Кривая 4 ограничивает сверху область накачек, где излучение в период между пичками не опускается ниже спонтанного уровня ($\bar{I}_0 = 10^{-12}$). Кривая 5 — нижняя граница гигантского импульса. $S = 7 \times 10^{-4}$, $T_{1a} = 2 \times 10^{-4}$ с, $T_{1\phi} = 4 \times 10^{-11}$ с, $\alpha_0 = 9,3$, $\gamma = 0,1$.

Рис. 2. Зависимость области фиксированного контраста при генерации цуга УКИ в первом, втором и третьем пичках (область между осью абсцисс и кривыми 1, 2, 3 соответственно). Пунктирная кривая 1' ограничивает сверху оптимальную область максимального контраста при $K_1 = 1,018$ ($W_1 = 0,95$), кривая 2' — при $K_1 = 1,0018$ ($W_2 = 0,99$).

Рис. 3. Зависимость η_n — превышения пороговой накачки гигантского импульса над порогом свободной генерации (кривая 1) и области максимального контраста η_1 (область между кривой 2' и осью абсцисс) от отношения сечений S . Кривая 2, полученная численно, ограничивает сверху область фиксированного контраста $K > 10^4$ ($T = 5 \times 10^{-9}$ с)

между пичками выше спонтанного уровня. Кривая 5 дает нижнюю границу гигантского импульса, рассчитанную для одного импульса на периоде. Кривые 1', 2', 3', 5', построенные с помощью приведенных выше аналитических формул, качественно согласуются со счетом. Некоторое количественное расхождение связано с учетом при численном счете частичного просветления фильтра всеми импульсами на периоде, в то время как при аналитическом рассмотрении влиянием средней фоновой интенсивности на фильтр пренебрегалось.

На рис. 2 представлены области высокого контраста ($K \geq 10^4$) в цуге УКИ при тех же параметрах, что и на рис. 1. Здесь же штриховыми линиями показаны области максимального контраста, рассчитанные по формулам (15). Кривые 1', 2' получены для реализаций исходного контраста с вероятностью $W_1 = 0,95$ ($K_1 = 1,018$), $W_2 = 0,99$ ($K_1 = 1,0018$).

Из рис. 1, 2 видно, что для параметров, соответствующих гранатовому лазеру ($S = 7 \times 10^{-4}$) $\eta_n \sim 1$ уже при $T = 10^{-8}$ с, и при дальнейшем увеличении T области высокого контраста практически не расширяются. Расширение этих областей при $\eta_n < 1$ хорошо заметно на рис. 3, где снята зависимость их в первом пичке от отношения сечений S при малых T ($T = 5 \times 10^{-9}$ с). Зависимость от K_1 показывает резкое сужение областей высокого контраста при $K_1 \rightarrow 1$ и соответственно увеличении их вероятности.

Рост контраста и уменьшение длительности УКИ с увеличением S при $\eta_{11} \approx 0,01$, показанные на рис. 4, непосредственно связаны с расширением области высокого контраста при увеличении S .

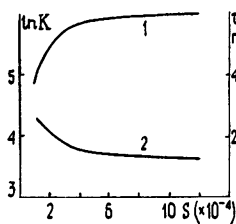


Рис. 4.

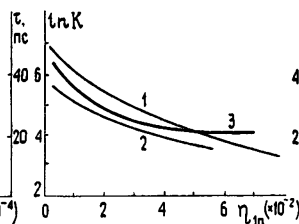


Рис. 5.

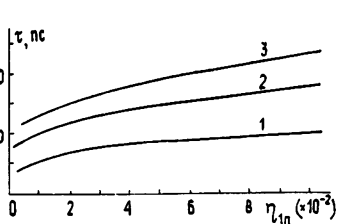


Рис. 6.

Рис. 4. Зависимость контраста (1) и длительности УКИ (2) в максимуме гигантского импульса от отношений сечений S ($T = 5 \times 10^{-9}$ с).

Рис. 5. Зависимость контраста УКИ в максимуме гигантского импульса от $\eta_{1п}$ — превышения накачки над порогом гигантского импульса в первых трех пичках (кривые 1, 2, 3 соответственно).

Рис. 6. Зависимость длительности УКИ в максимуме гигантского импульса от $\eta_{1п}$ для первых трех пичков.

На рис. 5, 6 проведено сравнение контраста и длительности УКИ при их развитии в пичках свободной генерации в зависимости от превышения накачки над пороговым значением для каждого пичка. Как следует из рис. 5, при генерации УКИ во втором и, особенно, в третьем пичках спад контраста с ростом превышения накачки над пороговой существенно замедляется по сравнению с первым пичком. Этот факт, связанный, как отмечалось ранее, с увеличением исходного контраста с ростом превышения над порогом в пичках, следующих за первым, приводит к расширению в них областей генерации УКИ с относительно высоким значением контраста ($K > 10^3$), несмотря на то, что область максимального контраста, определяемая выражением (15), при этом не изменяется. Как видно из рис. 6, такое увеличение исходного контраста во втором и третьем пичках, в случае развития в них цуга УКИ, приводит, вследствие уменьшения длительности нелинейного этапа взаимодействия с фильтром, к большим длительностям УКИ по сравнению с первым пичком.

В заключение можно отметить, что проведенный в данной работе анализ позволил рассмотреть основные особенности процесса генерации УКИ в режиме сильного перекрытия стадий насыщения активной среды и фильтра. При этом можно выделить следующие основные результаты.

1) Порог генерации гигантского импульса в каждом конкретном пичке растет с ростом таких параметров, как отношение сечений S и период резонатора T . Для каждого конкретного набора параметров он уменьшается с ростом номера пичка.

2) Существенной особенностью режима сильного насыщения активной среды является наличие областей максимального контраста, зависящих от параметров лазера и статистических свойств излучения.

3) Возможно существенное увеличение вероятности появления пуга УКИ с максимальным контрастом при генерации его вблизи нижней границы гигантского импульса.

4) Область высокого контраста и длительность УКИ увеличивается с ростом номера пичка.

Авторы считают своим долгом выразить признательность Е. Г. Ларрионцеву и В. Н. Серкину за внимание к настоящей работе и плодотворные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

- 1 Захаров С. Д., Крюков Н. Г., Матвеев Ю. А. и др. — Квантовая электроника, 1973, № 5(17), с. 52
- 2 Ларрионцев Е. Г., Серкин В. Н. — Письма в ЖТФ, 1978, 4, № 11, с. 650
- 3 New G. H. C. — IEEE J. Quant. Electron., 1978, 14, p. 642.
- 4 Нью Дж. Х. С. — ТИИЭР, 1979, 67, № 3, с. 51.
- 5 Милинкевич А. В., Савва В. А., Самсон А. М. — Журн прикл спектр, 1976, 25, вып 4, с. 618.
- 6 Кравцов Н. В., Яценко Ю. П. — ЖТФ, 1977, 11, с. 2433.
- 7 Летохов В. С. — ЖЭТФ, 1968, 65, с. 1077.
- 8 Беспалов В. И., Гапонов А. В. — Изв. вузов — Радиофизика, 1965, 8, № 1, с. 70.
- 9 Linford G. J., Hill L. W. — Appl. Opt., 1974, 6, p. 1387.
- 10 Исаев С. К., Корнненко Л. С., Кравцов Н. В. и др. — Изв АН СССР, 1979, 43, № 2, с. 246
- 11 Кузнецова Т. И. — ЖЭТФ, 1969, 57, с. 1673.
- 12 Glenn W. H. G. — IEEE J. Quant Electron., 1975, 11, p. 766.

Научно-исследовательский институт
ядерной физики
Московского университета

Поступила в редакцию
25 марта 1980 г.

GENERATION OF ULTRA SHORT PULSES (USP) IN THE REGIME OF A STRONG OVERLAPPING OF AN ACTIVE MEDIUM SATURATION STAGES AND BLEACHING FILTER

L. S. Kornienko, N. V. Kravtsov, Yu. P. Yatsenko

Basic peculiarities of the generation process of USP in the regime of a strong overlapping of saturation stages of an active medium and nonlinear filter are considered analytically and by numerical modelling. It is shown that in this regime a tandem of USP may develop from peaks of a free generation. An essential peculiarity is found out for the regime of strong saturation of an active medium — the presence of regions of maximum contrast, depending on laser parameters and statistical properties of the radiation. An increased probability of USP tandem occurrence with the maximum contrast when pumping the corresponding low boundary of a gain pulse is shown.
