УДК 535.8, 621.37

Г.П. Коваленко, І.О. Шуда[1]

Вплив квадратично-нелінійного елемента і спонтанного випромінювання на параметри гігантських імпульсів твердотільних лазерів

Сумський національний аграрний університет, вул. Кірова, 160, м. Суми, 40000, Україна , тел. (0542) 28-84-09
[1]Сумський державний університет, вул. Р.-Корсакова, 2, м. Суми, 40007, Україна,
тел. (0542) 39-23-84, дом. 32-96-11, E-mail: akam@chereda.net

Розглянуто швидкісні рівняння динаміки твердотільних лазерів в режимі генерації гігантських імпульсів в безрозмірній формі, досліджено розв'язки системи диференціальних рівнянь в залежності від зміни параметрів, показано вплив нелінійного доданку на параметри гігантських імпульсів: максимальне значення інтенсивності, кінцеве значення інверсії, часу тривалості імпульсу та його потужності.

Ключові слова: енергія зв’язку, рідкісноземельні елементи, теплота адсорбції, поверхня перехідних металів.

Стаття поступила до редакції 27.08.2002; прийнята до друку 23.09.2002

Швидкісні рівняння динаміки твердотільних лазерів в режимі гігантських імпульсів мають вигляд [1]:

$$\begin{cases} \dfrac{dy}{d\tau} = Gy(x-1) - gy^2, \\ \dfrac{dx}{d\tau} = -yx, \end{cases} \qquad g > 0, \qquad (1)$$

де $y -$ безрозмірна інтенсивність потоку фотонів, $x -$ відношення щільності інверсної заселеності рівнів до її порогового значення, $G = \dfrac{T_1}{T_2} -$ відношення часу релаксації різниці заселеності рівнів до часу життя фотона в резонаторі, $\tau = \dfrac{t}{T_1}$ – безрозмірний час. При цьому припускається, що тривалість імпульсу більше часу подвійного проходження випромінювання по резонатору і добротність вмикається миттєво. Доданку gy^2 можна дати різну інтерпретацію. В ролі квадратично – нелінійного елемента можна використати напівпровідниковий кристал з двофотонним поглинанням на частоті генерації, $g -$ певний параметр, що характеризує згадане поглинання. Цей доданок можна інтерпретувати і як квадратичне навантаження, що реалізується в лазерах з внутрішньорезонаторною генерацією, коли друга гармоніка вільно виводиться з резонатора, а основне випромінювання закрите у ньому [2].

Метою дослідження є вивчення впливу нелінійного доданку на параметри гігантських імпульсів: максимальне значення інтенсивності, кінцеве значення інверсії x_k, часу тривалості імпульсу та його потужності.

1. Ділення першого рівняння на друге системи (1) приводить до лінійного диференціального рівняння

$$\frac{dy}{dx} = G\left(\frac{1}{x} - 1\right) + g\frac{y}{x}. \qquad (2)$$

Воно інтегрується при умові, що при $x = x_1$ генерація відсутня, тобто $y_0 = 0$. Тоді

$$y = G\left[F(x_1)\left(\frac{x}{x_1}\right)^g - F(x)\right], \qquad (3)$$
$$F(x) = \frac{1}{g} + \frac{x}{1-g}.$$

Величина y досягає максимуму

$$y_{max} = \frac{G}{g}\left[x_1\left(g + \frac{1-g}{x_1}\right)^{\frac{1}{1-g}} - 1\right] \qquad (4)$$

у критичній точці

$$x_c = x_1\left(g + \frac{1-g}{x_1}\right)^{\frac{1}{1-g}}, \qquad g \neq 1. \qquad (5)$$

В цих формулах $x_1 -$ максимальне значення інверсії, досягнуте перед початком генерації імпульсу. Як видно з (4) y_{max} досягає нуля коли $x_1 = 1$, що відповідає фізичному змісту, бо генерація можлива при $x_1 > 1$, що обумовлює додатність правої частини (4). Легко бачити, що y також перетворюється в нуль, коли $x_1 = 1$, тобто інтенсивність потоку дорівнює нулю в цьому випадку. Коли ж $x_1 > 1$, то процес генерації зменшує x_1 до рівня x_k, при якому інтенсивність потоку падає до нуля. Значення x_k знаходиться з залежності (3), в якій слід прийняти $y = 0$:

$$F(x_1)\left(\frac{x_k}{x_1}\right)^g - F(x_1) = 0. \qquad (6)$$

Рівняння (6) доцільно розглянути окремо для $g < 1$ і $g > 1$. Нехай $g > 1$ і допускає раціональну апроксимацію $g = \frac{n}{m} > 1$, n і m – цілі числа. Тоді (6) зводиться до такого

$$\frac{x_1}{1-g}\left(z^{\frac{n}{m}} - z\right) + \frac{1}{g}\left(z^{\frac{n}{m}} - 1\right) = 0,$$

$$z = \frac{x_k}{x_1}/$$

Заміна змінних $q = z^{\frac{1}{m}}$, $z = q^m$ перетворює останнє до вигляду

$$\frac{x_1}{g-1}\left(q^n - q^m\right) - \frac{1}{g}\left(q^n - 1\right) = 0,$$

ділення якого на $q - 1$ дає остаточне рівняння

$$\left(\frac{x_1}{g-1} - \frac{1}{g}\right)\sum_{k=n-1}^{m} q^k - \frac{1}{g}\sum_{s=m-1}^{0} q^s = 0. \qquad (7)$$

Якщо $g < 1$, то аналогічні дії приводять до подібного рівняння для знаходження x_k:

$$\frac{x_1}{1-g}\sum_{k=m-1}^{n} q^k - \frac{1}{g}\sum_{s=n-1}^{0} q^s = 0. \qquad (8)$$

Рівняння (7) і (8) мають одну зміну знаку і за ознакою Декарта мають один додатній корінь – саме той, що відповідає x_k. Далі наводиться ілюстративний приклад. Нехай в рівнянні (7) $n = 3$, $m = 1$. Тоді воно запишеться так: $y^2 + y - \frac{2}{3x_1 - 2} = 0$. Звідси

$$y = \frac{1}{2}\left(-1 + \sqrt{1 + \frac{8}{3x_1 - 2}}\right).$$

Якщо, наприклад, $x_1 = 5$, то $y = 0{,}13548$, $x_k = x_1 y = 0{,}6774$.

Тепер, нехай, в рівнянні (8) $n = 1$, $m = 3$. Тоді воно запишеться так:

$$y^2 + y - \frac{2}{x_1} = 0.$$

Звідси $y = \frac{1}{2}\left(-1 + \sqrt{1 + \frac{8}{x_1}}\right)$. Для $x_1 = 5$ $y = 0{,}4574$, $x_k = x_1 z = x_1 y^3 = 0{,}4784$.

Питома потужність гігантського імпульсу обчислюється за формулою [1] $P = Gy$. Тоді максимальне значення безрозмірної потужності можна одержати заміною y на y_{max}:

$$P_{max} = Gy_{max} = \frac{G^2}{g}\left[x_1\left(g + \frac{1-g}{x_1}\right)^{\frac{1}{1-g}} - 1\right]. \qquad (9)$$

Потужність зростає відповідно до зростання x_1 Але x_1 – величина обмежена. Тому доцільно знайти альтернативний спосіб збільшення максимальної потужності, виразивши її через добротність резонатора Q. Для цього використовуються залежності $G = T_1\frac{\omega}{Q}$, $x_1 = B\hbar N_1 Q$, де $\hbar -$ стала Планка, $B -$ коефіцієнт Ейнштейна для вимушених переходів в каналі генерації, $N_1 = x_1 N_{пор}$, де $N_{пор}$ – значення щільності інверсної заселеності при якій починається генерація випромінювання. Тоді P_{max} виразиться через добротність таким чином

$$P_{max} = \left(\frac{a}{Q}\right)^2\frac{1}{g}\left[bQ\left(g + \frac{1-g}{bQ}\right)^{\frac{1}{1-g}} - 1\right], \qquad (10)$$

$$a = T_1\omega, \qquad b = B\ \hbar N_1.$$

Стаціонарне значення Q знаходиться з рівняння

$$\nu^{\frac{g}{1-g}}(1-\nu) + \frac{2\nu}{1-g} - \frac{2g}{1-g} = 0, \qquad (11)$$

$$g \neq 1, \qquad \nu = g + \frac{1-g}{bQ}$$

і розглядається в припущенні можливої апроксимації $g = \frac{n}{m}$ (n і $m -$ цілі числа) для двох випадків: коли g менше, а потім більше одиниці. З допомогою заміни $\rho = \nu^{\frac{1}{m-n}}$ в першому випадку рівняння (11) зводиться до такого

$$\rho^m - \rho^n - \frac{2\rho^{m-n}}{1-g} + \frac{2g}{1-g} = 0. \qquad (12)$$

Для другого випадку одержується таке рівняння

$$\rho^{2n-m} - \rho^n + \frac{2g\rho^{n-m}}{g-1} - \frac{2}{g-1} = 0. \qquad (13)$$

Для ілюстрації розглядається рівняння (12) при $n = 1$, $m = 3$. Тоді воно стає таким

$$\rho^3 - 3\rho^2 - \rho + 1 = 0.$$

Це рівняння має один від'ємний корінь і два додатних, більший з яких $\rho = 3,2144$ і надає (10) максимального значення.

Для визначення наближеного значення тривалості імпульсу можна скористатись міркуваннями, наведеними в (1) і прийняти, що тривалість $\Delta t \cong \frac{U}{P_{max}}$, де $U-$ енергія імпульсу. Тоді після виконання обчислень, наведених в (1), для Δt одержується наближена формула

$$\Delta t = \frac{gT(x_1 - x_k)}{x_1\left(g + \frac{1-g}{x_1}\right)^{\frac{1}{1-g}} - 1}.$$

В таблиці 1 наведені значення y_{max}, x_k і тривалості імпульсу Δt для шести значень параметра g. Можна відмітити, що в міру росту множника g тривалість гігантського імпульсу зростає. Отже, сподівання продовжити тривалість імпульсу з допомогою нелінійно – квадратичного елемента цілком справджується. Для розрахунків взято $T = 10^{-8}$ с, $x_k = 3,5.$

2. Розглядається модель балансних рівнянь динаміки твердотільного лазера в режимі генерації гігантських імпульсів з врахуванням спонтанного випромінювання [2]

$$\begin{cases} \dfrac{dy}{d\tau} = y(x-1) + \alpha \quad ax, \\ \dfrac{dx}{d\tau} = -yx, \end{cases} \tag{14}$$

де $\alpha -$ доля спонтанного випромінювання, що попадає в генеровані моди, $a = \frac{T_a}{T_1}$, $T_a -$ час життя фотона в резонаторі, що визначається пасивними витратами. Ділення першого рівняння на друге приводить до диференціального рівняння, що інтегрується в елементарних функціях

$$\frac{dy}{dx} = -1 + \frac{1}{x} - \frac{\alpha \quad a}{y}. \tag{15}$$

Інтегрування рівняння (15) по x від x_1 до x, де $x_1 -$ досягнутий рівень щільності різниці заселеностей робочих рівнів, приводить до такого інтегрального рівняння

$$y(x) = C - x + \ln x - \alpha \quad a\int_{x_1}^{x} \frac{dx}{y(x)}, \tag{16}$$

де $C = y_0 + x_1 - \ln x_1$, $y_0 -$ початкове значення щільності потоку фотонів. Рівняння (16) інтегрується в першому наближенні в припущенні малості параметра $\alpha \; a$, що в більшості випадків справджується. Отже, рівняння (16) стає таким:

$$y(x) = C - x + \ln x + \alpha \quad a\int_{x_1}^{x} \frac{dx}{x - \ln x}. \tag{17}$$

Підінтегральна функція $\psi = \frac{1}{x - \ln x}$ проходить через початок координат, досягає максимуму рівного одиниці в точці $x = 1$ і має точку перегину при $x = 2,19.$ Для наближених обчислень цю функцію зручно апроксимувати на обмеженому інтервалі $(0;\ x_1)$ відрізками ламаної, взявши в ролі внутрішніх вузлових точок точки $x = 1$ і $x = 3.$ Кінцева точка x_1 не конкретизується, але в ілюстративних розрахунках береться $x_1 = 5.$ Отже, замість функції $\psi(x)$ береться неперервна функція $\psi_1(x)$:

$$\psi_1(x) = \begin{cases} x; & 0 \le x \le 1, \\ a_1(x-1)+1; & 1 \le x \le 3, \\ a_2(x-3)+\psi(3); & 3 \le x \le x_1, \end{cases}$$

$$\psi(3) = 0,526,$$

$$a_1 = 0,5(\psi(3)-1) = -0,237,$$

де $a_2 = \dfrac{\psi(x_1) - \psi(3)}{x_1 - 3}$, $a_2(5) = -0,1155.$ Тоді інтегрування в (17) можна виконати, що дає таку залежність

Табл.1

g	1/4	1/3	1/2	3/4	2	3
y_{max}	$4G \cdot 0,25829$	$3G \cdot 0,32674$	$2G \cdot 0,4464$	$\frac{4}{3}G \cdot 0,5934$	$\frac{G}{2} \cdot 1,04166$	$\frac{G}{4} \cdot 1,2459$
x_k	0,20759	0,20192	0,28571	0,3536	0,58333	0,6882
Δt	31,864н.с	33,645н.с	36,0н.с	39,76н.с	56н.с	67,7н.с

$$\begin{aligned}
&y(x)=C-x+\ln x+\beta\ \ f_k(x); \qquad k=1,2,3, \qquad \beta=\alpha\ \ a,\\
&f_1(x)=\frac{a_2}{2}\Big[(x-3)^2-(x_1-3)^2\Big]+\psi(3)(x-x_1); \qquad 3\le x\le x_1,\\
&f_2(x)=D_1+\frac{a_1}{2}\Big[(x-3)^2-4\Big]+x-3; \qquad 1\le x\le 3,\\
&f_3(x)=D_2+\frac{x^2-1}{2}; \qquad 0\le x\le 1,\\
&D_1=\psi(3)(3-x_1)-\frac{a_2}{2}(x_1-3)^2, \qquad D_2=D_1-2(a_1+1).
\end{aligned} \tag{18}$$

Стаціонарна точка, в якій функція $y(x)$ досягає максимуму, знаходиться з рівняння

$$(1-x)(x-\ln x)+\beta\ \ x=0.$$

Корінь цього рівняння x_c можна розглядати як неявно задану функцію параметра β. Вплив спонтанного випромінювання на величину кореня можна прослідити по знаку частинної похідної в околі стаціонарної точки, яка дорівнює одиниці, без врахування спонтанного випромінювання.

$$\frac{dx_c}{d\beta}\equiv x_{c,\beta}=\frac{-x^2}{\beta\ \ x-x(x-\ln x)-(1-x^2)}.$$

Підстановка значення $x=1$ дає для малих β величину $x_{c,\beta}=\dfrac{1}{1-\beta}>0.$ Отже, спонтанне випромінювання зміщує стаціонарну точку вправо. Прямі підрахунки підтверджують цей висновок. Так, для $\beta=0,1$ одержано $x_c=1,1105.$ Максимальне значення y можна одержати, підставивши x_c в $y(x)$ (18) з індексом $k=2$:

$$y_{max}=y(x_c)=C-x_c+\ln x_c+\beta\ \ f_2(x_c).$$

Оскільки $f_2(x_c)<0,$ то вплив випромінювання дещо зменшує пікове значення y_{max}. Так, для $x_1=5$ знайдено, що $f_2(x_c)=-2,2379.$ Тоді $y_{max}=2,16108.$ Без врахування випромінювання $(\beta=0)$ отримали $y_{max}=2.39056.$ Кінцеве значення x_k, при якому імпульс зникає, одержується шляхом прирівнювання до нуля залежності $y(x)$, що відповідає інтервалу $(0;\ \ 1)$

$$\beta\frac{x^2}{2}-x+\ln x+\beta\ \ D_2+C=0. \tag{19}$$

Тут знову корінь x_k є неявно заданою функцією параметра β. Частинна похідна від невідомого кореня по β має вигляд:

$$\frac{dx_k}{d\beta}=\frac{-x\left(D_2+\dfrac{x^2}{2}\right)}{\beta\ \ x^2-x+1}. \tag{20}$$

Якщо $x_1=5$, то $D_2=-2,847$, а рівняння (19) має корінь $x_k=0,0349.$ Тоді підстановка цих даних в (20) для $\beta=0,1$ дає додатне значення похідної. Отже, врахування випромінювання приводить до збільшення x_k. Цей висновок підтверджується прямими підрахунками: корінь рівняння (19) для $\beta=0,1$ дорівнює $0,0469$, в чому можна переконатись з рівняння

$$0,05x^2-x+\ln x+3,10586=0, \qquad (y_0=0).$$

Аналогічно попередньому знаходиться час тривалості гігантського імпульсу

$$\Delta t\cong\frac{(x_1-x_k)T}{C-x_c+\ln x_c+\beta\ \ f_2(x_c)}.$$

Зокрема, для $T=10^{-8}$с, $x_1=5,\ \ x_k=0,0469$ одержано $\Delta t=22.92$ н.с. Без врахування випромінювання для $x_1=5$ знайдено $\Delta t=0,0349$, як корінь рівняння $x-\ln x-3,39056=0.$ Таким чином, зменшення y_{max} приводить до незначного збільшення тривалості гігантського імпульсу.

3. В розділі 1, при інтегруванні рівняння (2), припускалось, що початкова інтенсивність потоку фотонів дорівнює нулю. Більш загальний підхід виходить з більш загального припущення, що початкова інтенсивність фотонів відмінна від нуля і дорівнює y_0. Врахування ненульової початкової умови приводить не лише до чисельних поправок, але може внести і певні якісні зміни в динаміку процесу. Інтегрування рівняння (2) з відміченою початковою умовою дає наступний результат

$$y(x)=G\left[F(x_1)\left(\frac{x}{x_1}\right)^g-F(x)\right]+y_0\left(\frac{x}{x_1}\right)^g.$$

Відповідно для x_c знайдено

$$x_c=x_1G^{\frac{1}{g-1}}\left[g(1-g)\left(GF(x_1)+y_0\right)x_1^{-1}\right]^{\frac{1}{1-g}}. \tag{21}$$

Аналогічно для y_{max} одержано

$$\begin{aligned}
&y_{max}=\frac{G}{g}\left[g(1-g)F(x_1)W^{\frac{g}{1-g}}-1\right],\\
&W=g(1-g)\left(F(x_1)+y_0G^{-1}\right)x_1^{-1}.
\end{aligned} \tag{22}$$

Кінцеве значення x_k одержується з першої залежності, якщо в ній прирівняти до нуля $y(x)$:

$$\left(F(x_1)+\frac{y_0}{G}\right)z^g-\frac{x_1}{1-g}z-\frac{1}{g}=0,\qquad z=\frac{x_k}{x_1}.(23)$$

Якщо можлива апроксимація $g=\frac{n}{m}$, де n і m цілі числа, то для $g>1$ рівняння (23) конкретизується до такого

$$A\mu^n+\frac{x_1}{g-1}\mu^m-\frac{1}{g}=0,\qquad \mu=z^{\frac{1}{m}},$$

$$A=\frac{1}{g}-\frac{x_1}{g-1}+\frac{y_0}{G}.\qquad (24)$$

Аналогічно, у випадку $g<1$, значення x_k знаходиться з рівняння

$$\mu^m\frac{x_1}{1-g}-\mu^n\left(F(x_1)+\frac{y_0}{G}\right)+\frac{1}{g}=0.\qquad (25)$$

Нарешті, для тривалості імпульсу одержано таку залежність

$$\Delta t=Tg(x_1-x_k)L^{-1},$$

$$L=(1-g+x_1g)W^{\frac{g}{1-g}}-1.\qquad (26)$$

Вплив врахування y_0 на параметри гігантського імпульсу можна вивчити хоча б на якісному рівні по знаку частинних похідних, обрахованих при $y_0=0$. Так,

$$\frac{\partial x_c}{\partial y_0}=\frac{x_1}{(1-g)G}\left(g+\frac{1-g}{x_1}\right)^{\frac{g}{1-g}}.$$

Звідси видно, що для $g<1$ оптимальна точка зростає, а для $g>1$ – спадає під впливом початкової інтенсивності фотонів. Кінцеве значення x_k можна розглядати як неявно задану функцію, що визначається рівнянням (23). Для частинної похідної одержано

$$\frac{\partial z}{\partial y_0}=\frac{-z^g}{GM},\qquad M=gz^{g-1}\left(\frac{1}{g}+\frac{x_1}{1-g}\right)-\frac{x_1}{1-g}.$$

Величина, що стоїть в знаменнику похідної M має додатній знак як для $g<1$ так і для $g>1$. Справді, для $g<1$ степінь $z^{g-1}>1$, а для $g>1$ останній доданок $\frac{-x_1}{1-g}>0$. Тому початкове випромінювання лише зменшує x_k, що відповідає його фізичному змісту. Нарешті, функція W, що знаходиться у знаменнику формули (26) отримує додатній приріст за рахунок y_0, що приводить до зростання знаменника. В той же час x_k, як було вказано вище, лише спадає, що приводить до зростання чисельника. Тому остаточний результат залежить від співвідношення між цими протилежними впливами. Для уточнення характеру впливу доцільно взяти похідну

$$\frac{\partial \Delta t}{\partial y_0}=Tgx_1\left[-\frac{\partial z}{\partial y_0}L+\left(g-\frac{1-g}{x_1}\right)\frac{g^2}{G}(1-z)\right]L^{-2}.$$

Оскільки всі доданки в чисельнику додатні $(z,_{y_0}<0)$ то похідна має додатній знак, що свідчить про те, що тривалість гігантського імпульсу при наявності початкової інтенсивності потоку фотонів зростає.

Результати, одержані вище, не можна застосувати для $g=1$. Цей випадок вимагає окремого розгляду. Інтегрування рівняння (2) з ненульовою початковою умовою y_0 дає таку інтегральну криву

$$y(x)=G\left[\frac{x}{x_1}F_1(x_1)-F(x)\right]+y_0\frac{x}{x_1}.$$

Максимальне значення $y_{max}=G\left[x_1\exp(\Omega-1)-1\right]$ досягається в критичній точці $x_c=x_1\exp(\Omega-1)$, $\Omega=\frac{1}{x_1}\left(1+\frac{y_0}{G}\right)$.

Кінцеве значення x_k, при якому припиняється висвічування гігантського імпульсу, знаходиться з рівняння

$$z(1-x_1\ln z)+\frac{y_0z}{G}=1,\qquad z=\frac{x_k}{x_1}.$$

Нарешті тривалість гігантського імпульсу, наближено оцінюється такою залежністю $\Delta t=\frac{T(x_1-x_k)}{x_1\exp(\Omega-1)-1}$. Характер впливу y_0 на деякі параметри імпульсу випливає із знаків наступних частинних похідних, знайдених при $y_0=0$:

$$\frac{\partial z}{\partial y_0}=\frac{-z}{G\left(1-x_1(1+\ln z)\right)}.$$

Знак похідної залишається від'ємним поки $x_1(1+\ln z)<1$, тобто коли $x_k<x_1\exp\left(\frac{1}{x_1}-1\right)$. Оскільки $x_1>1$, то ця нерівність виконується для всіх $x_k<1$. Тому врахування початкових умов веде до зменшення x_k. Далі знайдено, що $\frac{\partial y_{max}}{\partial y_0}=\exp\left(\frac{1}{x_1}-1\right)>0$. Отже, врахування y_0 приводить до збільшення y_{max}.

Таблиця 2

	x_c	x_k	Δt	y_{max}
Сп. вип.	↑	↑	↑	↓
y_0	$g<1$, $g>1$ ↑ ↓	↓	↑	↑

Доцільно співставити характер впливу на величини x_c, x_k, Δt, y_{max} двох факторів: спонтанного випромінювання (сп. вип. $0<\beta<1$) і початкової інтенсивності y_0. В таблиці 2 стрілка вверх вказує на зростання відповідної величини, стрілка вниз – на зменшення.

Цим далеко не вичерпуються висновки, які випливають з отриманих результатів. Так, таблиця 1 демонструє зростання y_{max} і кінцевої інверсії x_k при зростанні параметра g. Додаткові висновки можна зробити на основі розрахунків за одержаними, достатньо компактними, формулами.

Коваленко Г.П. *доцент кафедри вищої математики і фізики;*
Шуда И.А. *– асистент кафедри математичного аналізу та методів оптимізації.*

[1] Л.В. Тарасов. *Физика процессов в генераторах когерентного оптического излучения*. Радио и связь, Москва (1981).
[2] В.Г. Дмитриев, Л.В. Тарасов. *Прикладная нелинейная оптика*. Радио и связь, Москва (1982).

H.P. Kovalenko, I.A. Shuda[1]

Influence of Quadratic-Nonlinear Element and Spontaneous Radiation on Parameters of Giant Pulses of Solid-State Lasers

Sumy National Agrarian University, 160 Kirov Str., Sumy, 40000, Ukraine, tel. (0542) 28-84-09
[1]Sumy State University, 2,Rymskogo-Korsakova Str., Sumy, 40007, Ukraine,
tel. (0542) 39-23-84, E-mail: akam@chereda.nef

Speed equations of dynamics for solid-state lasers in the mode of generation of giant pulses in non-dimensional form is examined, solution for the system of differential equations with respect to parameters' variation is investigated, the influence of nonlinear component on the following parameters of giant pulses as: maximal value of intensity, finite quantity of inversion, time of pulse duration and pulse power is shown.