

И.В. Измайлов, М.М. Макогон*, Б.Н. Пойзнер, В.О. Раводин

Моделирование согласованного излучения лазеров в бихроматическом излучателе

Томский государственный университет,
*Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск

Поступила в редакцию 3.02.2000 г.

Для решения ряда задач спектроскопии и дистанционного зондирования атмосферы требуется использование бихроматического излучателя – импульсного лазерного источника двухчастотного излучения – с минимальным временным расстройством импульсов. В данной статье предпринимается попытка выяснить степень влияния параметров бихроматического излучателя и их флуктуаций на это расстройствование, а также наметить путь его уменьшения. Используется моделирование временного развития генерации в излучателе.

Введение

В ряде направлений лазерной спектроскопии, таких как методы дифференциального поглощения, КАРС, время задержанной и многоимпульсной интерференции и другие, необходимо использование двухимпульсного двухчастотного лазерного источника с узким спектром и частотами генерации ν_1 , ν_2 , перестраиваемыми в пределах контуров линий исследуемого вещества. Достаточная эффективность, как правило, достигается, если генерирующие импульсы во времени заметно перекрываются, тогда как для активации спин-орбитального взаимодействия в молекулах полем оптической бигармоники [1] перекрытие должно быть практически полным, чтобы обеспечить постоянное в течение импульса соотношение интенсивностей излучения на двух частотах. Все это накладывает существенно более жесткие условия на лазерный излучатель.

Для управления работой таких излучателей часто используется электрооптическая модуляция добротности с фотоэлектрической перекрестной обратной связью [2–4], что позволяет в определенной мере «привязать» генерацию импульсов друг к другу. Вместе с тем добиться полного совпадения импульсов на достаточно длинном интервале времени работы излучателя (десятки минут), как правило, не удается, импульсы «расходятся» и средний временной интервал ΔT между максимумами импульсов составляет $1/3$ – $1/4$ от их длительности.

Целью настоящей работы является разработка программы, позволяющей методом математического моделирования оценить влияние нестабильностей параметров бихроматического излучателя, обуславливающих расхождение по времени генерирующих импульсов, и определить условия, при которых такое расхождение может быть практически исключено.

Модель излучателя

Мы анализировали работу излучателя [4] (рис. 1), состоящего из двух однотипных лазеров на алюмоитриате иттрия с длинами резонаторов 850 мм, охваченных перекре-

стной положительной обратной связью. Ее назначение состоит в том, чтобы минимизировать интервал ΔT между максимумами импульсов этих лазеров. Влияние перекрестной обратной связи (ПОС) на ход процессов в лазерах обеспечивается фотоэлектрическим управлением пропускания затвора в 1-м лазере в зависимости от интенсивности излучения 2-го лазера, и наоборот. Пропускание S_i электрооптического затвора в i -м лазере как функция интенсивности q_j излучения j -го лазера, достигающей последовательно пороговых значений срабатывания схемы управления затвором i -го лазера P_{1i} , P_{2i} , изображено на рис. 2 с учетом инерционности работы управляющих схем 5 (см. рис. 1). Вследствие работы ПОС достигается ускорение развития генерации в «отстающем» лазере, и тем самым сокращается интервал времени ΔT .

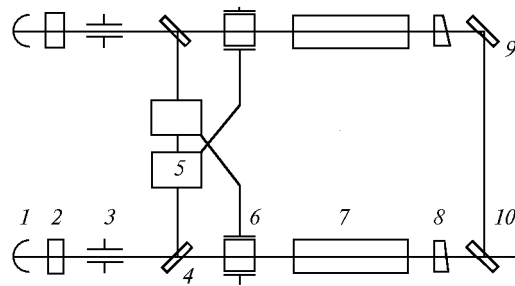


Рис. 1. Блок-схема бигармонического лазера: 1 – «глухие» сферические зеркала ($F = 1000$ мм); 2 – эталоны Фабри-Перо для перестройки длины волны; 3 – диафрагмы для выделения осевых мод (1,75 мм); 4 – поляризационные зеркала для отвода управляющего излучения; 5 – управляющие схемы; 6 – электрооптические модуляторы добротности (затворы) на основе танталата лития; 7 – активные лазерные элементы (аллюмоитат иттрия, $\lambda_0 = 1064$ нм); 8 – плоские полупрозрачные зеркала; 9, 10 – плоские зеркала для сведения двух пучков в один

В качестве исходных основных параметров (длины резонаторов и активных элементов, коэффициентов отражения зеркал и характеристик электрооптических затворов) использовались соответствующие значения для ре-

ального лазерного излучателя [4] с тем, чтобы полученные нами результаты можно было «протестировать» по эксперименту и в дальнейшем применить их для его оптимизации. Вместе с тем, очевидно, что разработанная программа имеет более широкую сферу применения для анализа других твердотельных лазерных систем.

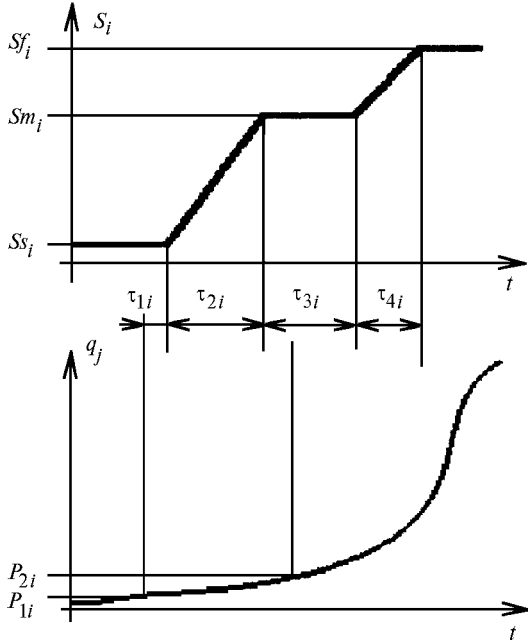


Рис. 2. Двухпороговая перекрестная обратная связь. Пропускание затвора i -го лазера $S_i(t, P_{1i}, P_{2i}, q_j)$ регулируется с помощью излучения j -го лазера интенсивностью q_j ; τ_{1i}, τ_{2i} – величины задержек момента начала открывания затвора относительно момента, когда $q_j = P_{1i}, P_{2i}$; τ_{3i}, τ_{4i} – длительности открывания затвора

Рассматривался как одноступенчатый, так и (в отличие от [4]) двухступенчатый режим переключения обратной связи, который позволяет затянуть стадию развития генерации и существенно сузить спектр излучения. Варьируемыми параметрами i -го ($i = 1$ и 2) канала системы являются мощность накачки Wp_i ; коэффициенты отражения «глухого» и полупрозрачного зеркал резонатора R_{1i}, R_{2i} (определяют его общие потери); два порога срабатывания i -й схемы управления P_{1i}, P_{2i} и три значения пропускания S_i затвора: на начальной (S_{s_i} , когда добротность его резонатора минимальна), промежуточной (S_{m_i}) и окончательной (S_{f_i}) стадиях открывания.

В качестве основы математической модели процессов в бихроматическом излучателе выбрана система балансных уравнений Статца–Де-Марса в одномодовом приближении, модернизированная для учета управления добротностями резонаторов двух лазеров, связанных положительной перекрестной обратной связью:

$$\begin{cases} \frac{dq_i}{dt} = (V_a B_i N_i - 1/\tau_c - 1/\tau_{ei})(q_i + Ran q_N), \\ \frac{dN_i}{dt} = Wp_i(N_T - N_i) - \beta B_i(q_i + Ran q_N)N_i - (N_T - N_i)/\tau. \end{cases} \quad (1)$$

Здесь $V_a = A_e l_a$; l_a – длина активного элемента лазера; $A_e = \pi w_0^2/4$ – площадь сечения активного элемента, определяемая размером перетяжки гауссова пучка w_0 ; $(i, j) = (1, 2)$ и $(2, 1)$; q_i – объемная плотность фотонов; q_N – максимальное значение объемной плотности шумовых фотонов; Ran – слу-

чайная функция, изменяющаяся в пределах от 0 до 1; $\beta = 2$ (для трехуровневой схемы активного центра) и 1 (для четырехуровневой); $B_i = h \nu_i B_{21i}$, h – постоянная Планка; B_{21i} – коэффициент Эйнштейна для вынужденных переходов в канале генерации; N_i – инверсия населенности; $\tau_{ei} = -c/(\ln\{R_{1i} R_{2i} S_i(t, P_{1i}, P_{2i}, q_j)\} l_r)$ – время жизни фотонов в резонаторе, обусловленное их потерями на зеркалах и в затворе; c – скорость света; l_r – оптическая длина резонатора лазера; $S_i(t, P_{1i}, P_{2i}, q_j)$ – пропускание затвора b на рис. 1 (см. рис. 2); τ_c – время жизни фотонов в резонаторе без учета их потерь на зеркалах и в затворе; τ – время продольной релаксации; N_T – полная концентрация активных центров. При численных расчетах коэффициент B_i вычислялся по известной в литературе формуле: $B_i = 4 \sigma_i c / (\pi w_0^2 l_r)$, где σ_i – сечение перехода на частоте рассматриваемой лазерной моды.

Моделирующая программа имеет модульную структуру [12] и содержит в своем составе две основные части: собственно расчетный участок, он же является основной программой, и набор из семи модулей, обеспечивающих сервисные функции.

Для решения системы (1) использовался метод Эйлера [5]. Центральная часть алгоритма представляет собой цикл, внутри которого выполняется пошаговое интегрирование (1) с автоматическим выбором шага. Цикл завершается либо по команде пользователя, либо при достижении заданного значения модельного времени. Особенности структуры программы позволяют осуществлять графический вывод результатов в ходе расчета, легко изменять числовые значения используемых параметров, рассчитывать как временное поведение обсуждаемой лазерной системы, так и непосредственно зависимость временного интервала ΔT между импульсами излучения от ее произвольного параметра. Язык программирования – Pascal с использованием ASM-вложений [6–8].

Результаты моделирования

Проверка работы программы, моделирующей процессы в бихроматическом излучателе, проводилась в двух ситуациях: когда связь между лазерами излучателя нет и когда лазеры взаимосвязаны. Как показало моделирование, для случая невзаимодействующих лазеров, работающих в свободной генерации, динамика процессов в каждом отдельном лазере соответствует известной в литературе [9].

В качестве тестовой ситуации режима модуляции добротности перекрестная обратная связь выключалась и каждый лазер генерировал самостоятельно, т.е. в каждом из них осуществлялась активная положительная обратная связь, аналогичная случаю с ПОС. С достижением интенсивности излучения пороговых значений P_{1i}, P_{2i} затворы открывались, что приводило к резкому росту объемной плотности фотонов, по характеру и количественным показателям типичному для режима генерации гигантских импульсов [9].

Для случая взаимосвязанных лазеров верификация программы также проводилась по анализу характерных изменений интенсивности излучения бихроматического лазера. При варьировании коэффициентов отражения зеркал лазеров и энергии импульсов накачки (как с включенной, так и выключенной ПОС) общие тенденции изменения интенсивности излучения соответствовали физическим представлениям о существе процессов в лазерах с ПОС.

Поскольку целью данной работы являлись создание и проверка работоспособности математической модели процессов в бигармоническом излучателе, то прежде всего

выяснялось: 1) влияние наличия обратных связей в бихроматическом излучателе на степень синхронизма излучения лазеров; 2) принципиальные закономерности влияния вариаций параметров излучателя при наличии ПОС на синхронизм; детальное изучение влияния тех или иных физических факторов на кинетику процессов в излучателе является предметом дальнейших исследований. Поэтому считалось $B_{211} = B_{212}$; остальные параметры брались близкими к экспериментальным [4, 9–11] либо выбирались из очевидных физических соображений. Исходя из опыта лабораторных экспериментов [2–4] в качестве варьируемых параметров мы выбрали следующие: Wp_i ; P_{1i} и P_{2i} ; R_{1i} и R_{2i} ; Ss_i , Sm_i и Sf_i с вариациями v , равными 3; 20; 1; 2% соответственно.

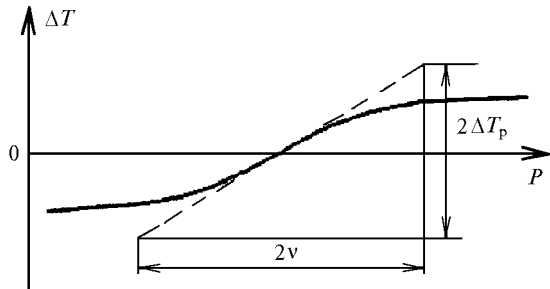


Рис. 3. Зависимость величины ΔT от значения варьируемого параметра p (например, Wp_1)

Таблица 1

Значения параметров модели, используемые при расчетах

Параметр	Размерность	Значение	Параметр	Размерность	Значение
l_a	м	0,1	$P_{11} = P_{12}$	фот·м ⁻³	$5 \cdot 10^{10}$
w_0	м	0,001	$P_{21} = P_{22}$	фот·м ⁻³	10^{15}
l_r	м	0,9	q_N	фот·м ⁻³	$8 \cdot 10^{-6}$
R_{11}	—	0,9	τ_c	с	$9 \cdot 10^{-8}$
R_{21}	—	0,3	τ	с	$2,5 \cdot 10^{-4}$
R_{12}	—	0,99	$\tau_{11} = \tau_{12} =$ $= \tau_{31} = \tau_{32}$	с	0
R_{22}	—	0,35	$\tau_{21} = \tau_{22}$	с	10^{-9}
$Sf_1 = Sf_2$	—	0,8	$\tau_{41} = \tau_{42}$	с	$2 \cdot 10^{-9}$
N_T	м ⁻³	$5 \cdot 10^{25}$	σ	м ²	$1,2 \cdot 10^{-24}$

Первая рабочая точка

Wp_1	—	$2,555 \cdot 10^{-3}$	$Ss_1 = Ss_2$	—	0,1
Wp_2	—	$2,375 \cdot 10^{-3}$	$Sm_1 = Sm_2$	—	0,4

Вторая рабочая точка

Wp_1	—	$2,615 \cdot 10^{-3}$	$Ss_1 = Ss_2$	—	0,05
Wp_2	—	$2,375 \cdot 10^{-3}$	$Sm_1 = Sm_2$	—	0,2

Третья рабочая точка

Wp_1	—	$2,615 \cdot 10^{-3}$	$Ss_1 = Ss_2$	—	0,1
Wp_2	—	$2,4325 \cdot 10^{-3}$	$Sm_1 = Sm_2$	—	0,2

Для того чтобы выяснить степень влияния варьируемых параметров бихроматического излучателя с ПОС на величину ΔT , на первой стадии моделирования определялись «рабочие точки» лазерного излучателя. «Рабочая точка» в данном контексте есть набор значений параметров, при которых интенсивности излучения двух лазеров достигают максимальных значений q_{maxi} в один и тот же момент времени (т.е. $\Delta T = 0$). Затем в рабочей точке варьировалось значение какого-либо параметра и находилось соответствующее этому изменению расхождение ΔT_p во времени импульсов излучения лазеров. Значение ΔT_p рассчитывалось путем умножения величины крутизны (зависи-

мости ΔT от соответствующего параметра, рис. 3) вблизи точки $\Delta T = 0$ на вариацию параметра v , поэтому оно является оценкой сверху. Поскольку этих рабочих точек существует бесчисленное множество, то мы в дальнейшем анализировали ситуацию вблизи трех точек с заметно отличающимися значениями параметров (см. табл. 1).

Для оценки влияния наличия обратной связи того или иного вида на величину интервала времени ΔT между пиками импульсов излучения лазеров имитировались три режима работы бихроматического излучателя: свободной генерации не связанных между собой лазеров; модуляции добротности при наличии обратной связи, но отсутствии ПОС, когда пропускание затворов в i -м канале определяется интенсивностью излучения в нем же: $\tau_{ei} = -c / (\ln \{R_{1i} R_{2i} S_i(t, P_{1i}, P_{2i}, q_i)\} l_i)$; модуляции добротности при наличии ПОС, когда $\tau_{ei} = -c / (\ln \{R_{1i} R_{2i} S_i(t, P_{1i}, P_{2i}, q_i)\} l_i)$.

Результаты моделирования, демонстрирующие эффективность действия ПОС в отношении уменьшения интервала ΔT для первой рабочей точки, приведены в табл. 2. Параметр накачки первого канала бихроматического излучателя Wp_1 варьировался в пределах от 97 до 103% от его значения в рабочей точке, а параметр накачки второго канала Wp_2 оставался фиксированным. Величины ΔT , соответствующие максимальным вариациям значения Wp_1 (от 97% до 103%), приведены во 2-м и 3-м столбцах табл. 2, а в 4-м столбце — относительная крутизна изменения ΔT в рабочей точке (нормирована к величине Wp_1).

Таблица 2

Сравнение режимов генерации

Режим	ΔT_p , нс		$d\Delta T_p$	q_{max1} , м ⁻³	q_{max2} , м ⁻³
	$Wp_1 = 97\%$	$Wp_1 = 103\%$			
Свободная генерация	478,2	-1305,65	-291,83	$8,26 \cdot 10^{15}$	$9,65 \cdot 10^{15}$
Модуляция добротности (обратная связь)	1893,7	-1719,50	-609,67	$5,43 \cdot 10^{17}$	$5,96 \cdot 10^{17}$
Модуляция добротности (ПОС)	5,10	-5,45	-2,17	$5,42 \cdot 10^{17}$	$5,89 \cdot 10^{17}$

Видно, что наличие ПОС на несколько порядков улучшает (по сравнению с остальными из рассматриваемых нами режимов) синхронность работы двух каналов излучателя. Анализ двух последних столбцов табл. 2, кроме того, говорит, во-первых, о том, что тип положительной обратной связи (перекрестная или нет) не отражается существенно на величинах q_{maxi} . Во-вторых, наличие обратных связей на несколько порядков увеличивает пиковое значение интенсивности оптического излучения, что и следовало ожидать для лазера с модулируемой добротностью резонатора. Таким образом, моделирующая программа корректно описывает поведение лазеров [2–4] с ПОС.

Табл. 3 демонстрирует вклад вариаций различных параметров бихроматического излучателя в величину интервала времени ΔT также для первой рабочей точки. В 3-м столбце приведены значения ΔT_p между пиками импульсов излучения лазеров при увеличении на $v\%$ указанного в 1-м столбце параметра (величина v указана во 2-м столбце). Итоговые оценки Σ_* получены суммированием модулей величин ΔT_p и приведены в 3-м столбце. Диапазоны изменения величин ΔT_p , когда совместно с уменьшением Wp_1 от 103 до 97% уменьшается еще один из параметров (в

пределах, указанных во 2-м столбце), приведены в 4-м столбце. Такая же информация, но при увеличении значения параметров, содержится в 5-м столбце.

Таблица 3

Совместное влияние флуктуаций различных параметров излучателя

Параметр	Вариация ν параметра, %	ΔT_p , нс	ΔT_p , нс, совместное с $Wp_1 + 3\% - 3\%$	
			+ $\nu\%$...- $\nu\%$	- $\nu\%$...+ $\nu\%$
Wp_1	3	-6,2		
Wp_2	3	5,6	$ \Delta T \leq 0,34$	7,3-7,52
Σ_w		11,8		
P_{11}	20	0,4	5,33 -5,59	4,79 -5,22
P_{12}	20	0,5	4,78 -5,08	5,29 -5,63
P_{21}	20	0,4	5,03 -5,34	5,03 -5,34
P_{22}	20	0,34	5,03 -5,34	5,04 -5,34
Σ_p		1,64		
R_{11}	1	0,69	5,19 -5,57	4,88 -4,79
R_{12}	1	0,74	4,79 -5,04	5,33 -5,71
R_{21}	1	0,62	5,19 -5,57	4,88 -5,18
R_{22}	1	0,57	4,79 -5,04	5,33 -5,71
Σ_R		2,62		
Ss_1	2	-0,72	5,03 -5,54	4,87 -4,84
Ss_2	2	0,86	4,76 -5,45	5,35 -5,37
Sm_1	2	-0,22	5,24 -5,47	4,84 -5,21
Sm_2	2	0,15	4,90 -5,14	5,16 -5,54
Sf_1	2	-0,13	5,15 -5,40	4,93 -5,28
Sf_2	2	0,16	4,98 -5,24	5,09 -5,45
Σ_s		2,24		
$\Sigma\Sigma$	-	18,3	-	-

Из табл. 3 следует вывод о существенно различном влиянии разных параметров бихроматического излучателя на величину ΔT . Наибольший вклад в десинхронизацию импульсов вносят вариации уровня накачки Wp_i . Вклад остальных параметров (по отдельности) относительно мал. Но суммарный вклад всех 14 параметров (в предположении одинакового знака вкладов) соизмерим с влиянием вариаций накачки. Заметим, что такое согласованное поведение случайных независимых вариаций параметров (если считать, что каждая из них способна принимать одно из двух значений $\pm\nu$) имеет вероятность $1/2^{14}$. Следовательно, в предположении независимости вариации параметров основной вклад в ΔT вносит накачка. Согласно данным табл. 3 величина ΔT составляет около 12 нс. Это согласуется с натурными экспериментами, в которых зарегистрированы значения ΔT , близкие к 10 нс при длительности импульсов 30-35 нс [4].

Анализ табл. 3 также показывает, что при односторонней вариации параметров накачки Wp_1 и Wp_2 десинхронизации импульсов за счет флуктуаций накачки практически не происходит. Это указывает на технически привлекательную возможность обеспечения одновременной генерации двух импульсов путем размещения активных элементов в общем квантроне, поскольку в этом случае флуктуации накачки будут сказываться на них практически в равной степени.

Итоговые оценки величин ΔT , обусловленных вариациями как накачки, так и остальных параметров излучателя, для трех рабочих точек содержит табл. 4. Видно, что, изменяя рабочую точку, можно заметным образом управлять величиной ΔT и, возможно, довести его до значения, близкого к нулю. Заметим также, что от рабочей точки зависит соотношение влияния вариаций накачки и других параметров.

Таблица 4

Расхождение импульсов в трех рабочих точках

Номер рабочей точки	ΔT_p , нс	
	Σ_w	$\Sigma\Sigma$
1	11,8	18,3
2	7,49	16,94
3	24,99	46,54

Заключение

Разработанная моделирующая программа для имитации процессов в бихроматическом излучателе достаточно хорошо описывает совместную генерацию излучения во взаимосвязанных лазерах и позволяет сделать определенные выводы. В частности, установлено, что наибольший вклад в рассогласование импульсов генерации вносит нестабильность уровня накачки, с которой в реальном эксперименте бороться наиболее сложно. Показано также, что можно управлять синхронностью работы каналов излучателя, изменяя рабочую точку. В качестве одного из вариантов минимизации величины ΔT предлагается использовать общую систему накачки активных элементов обоих каналов. Альтернативным путем нам видится обновление принципов управления электрооптическими затворами и введение дополнительной петли обратной связи.

Очередным этапом исследования планируются выяснение степени влияния неравенства частот генерации в каналах лазера (что выражается в неравенстве коэффициентов Эйнштейна B_{21i}) и изучение перспектив и возможностей оптимизации управления работой бигармонического лазера.

Авторы благодарны А.Г. Коротаеву, А.П. Коханенко, В.И. Сердюкову, Е.Н. Тельминову за полезные замечания при обсуждении содержания статьи.

1. Лопасов В.П. // Оптика атмосферы и океана. 1996. Т. 9. № 8. С. 1151-1154.
2. Воробьев Н.С., Коробкин В.В. // Труды ФИАН. 1985. Т. 155. С. 200-202.
3. Воробьев Н.С., Коноплев О.А. // Квантовая электроника. 1991. Т. 18. № 3. С. 292-294; № 5. С. 576-578.
4. Гурков К.В., Куликов Г.Э., Лопасов В.П. // Оптика атмосферы и океана. 1995. Т. 8. № 6. С. 914-916.
5. Мудров А.Е. Численные методы для ПЭВМ на языках Бейсик, Фортран и Паскаль. Томск: МП «Раско», 1991. 236 с.
6. Справочник по процедурам и функциям Borland Pascal with Objects 7.0 / Сост. И. Дериев, С. Токарь. Киев: Диалектика, 1993. 272 с.
7. Финогенов К.Г. Самоучитель по системным функциям MS-DOS. М.: Радио и связь, 1995. 382 с.
8. Лямин Л.В. Макроассемблер MASM. М.: Радио и связь, 1994. 320 с.
9. Тарасов Л.В. Физика процессов в генераторах когерентного оптического излучения. М.: Радио и связь, 1981. 440 с.
10. Звелто О. Принципы лазеров. М.: Мир, 1990. 560 с.
11. Справочник по лазерной технике: Пер. с нем. М.: Энергоатомиздат, 1991. 544 с.
12. Измайлов И.В., Раводин В.О. Программные средства для моделирования процессов в бигармоническом лазере // «Моделирование неравновесных систем - 99»: Тез. докл. Второй Всероссийский семинар 22-24 октября 1999 г. Красноярск, 1999. С. 93-94.

I.V. Izmailov, M.M. Makogon, B.N. Poizner, V.O. Ravodin. **Simulations of lasers synchronized radiation in bichromatic radiator.**

Using of bichromatic radiator (pulse laser source of two-frequency radiation) with minimal desynchronization of light pulses is required to solve a number of problems of atmosphere remote sensing. In this work an effort is made to clear up the extent to which the desynchronization of laser pulses depends on parameters of the bichromatic radiator and its fluctuations and also to direct the way leading to this problem solving. In the work we used a simulation of the generation evolution in the radiator.