

УДК 621.373 535

КИНЕТИКА ГЕНЕРАЦИИ ТВЕРДОТЕЛЬНОГО КОЛЬЦЕВОГО ЛАЗЕРА С ВОЗВРАТНЫМ ЗЕРКАЛОМ

В. И. Кравченко, Е. Г. Левченко, Ю. Н. Пархоменко

Проведено численное исследование влияния коэффициентов связи на кинетику кольцевого рубинового лазера с возвратным зеркалом. Показано, что имеется критическое значение связи, обусловленной обратным рассеянием, ниже которого, несмотря на устойчивость, квазинепрерывный режим не реализуется. Исследован один из возможных алгоритмов модуляции связи, позволяющий осуществить квазинепрерывную однонаправленную генерацию.

1. Важной практической задачей квантовой электроники является создание лазеров бегущей волны, работающих в квазинепрерывном режиме, в которых за счет устранения пространственной неоднородности инверсной населенности достигается сужение спектра генерации вплоть до одночастотной и увеличивается спектральная яркость излучения. Такой режим чаще всего осуществляется в кольцевых резонаторах с возвратным зеркалом (рис. 1) [1]. Тем не менее, в твердотельных лазерах однонаправленная генерация обычно имеет пиковый характер, а коэффициент подавления обратной волны существенно меньше предельно возможного, что требует проведения дополнительных исследований.

Теоретические закономерности генерации кольцевых твердотельных лазеров изучались в целом ряде работ [2-6], где исследованы стационарные решения и их устойчивость при различных соотношениях коэффициентов связи встречных волн. Но несмотря на это не выяснены еще до конца особенности режимов лазера с возвратным зеркалом, которые весьма разнообразны. Мы покажем, в частности, что устойчивость стационарного решения в некоторых случаях еще не гарантирует его реализацию. Вопросы же активного воздействия на режим работы кольцевого лазера и нахождения условий, при которых модуляция параметров резонатора может привести к подавлению незатухающих пульсаций, в литературе не освещались.

Целью работы является выяснение особенностей кинетики свободной и возможности осуществления однонаправленной непрерывной генерации на примере рубинового лазера в одночастотном режиме.

2. Так как изменения поля в таком лазере происходят за время, существенно большее времени прохождения волны через резонатор, то можно ограничиться моделью с фиксированной структурой поля в ак-

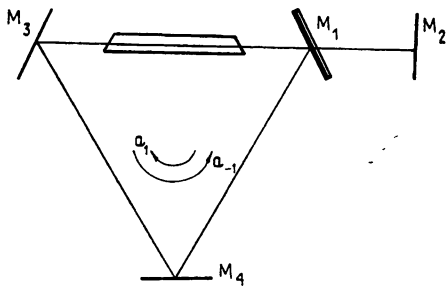


Рис. 1.

тивной среде или ее более точной модификацией [9]. Система уравнений для этого случая приведена в [2]:

$$\dot{a}_1 = (1/2) G [(n_0 - 1) a_1 + (n_2 + \rho_1) a_{-1}]; \quad (1a)$$

$$\dot{a}_{-1} = (1/2) G [(n_0 - 1) a_{-1} + (n_2^* + \rho_{-1}) a_1]; \quad (1b)$$

$$\dot{n}_0 = \alpha - n_0 (1 + |a_1|^2 + |a_{-1}|^2) - 2 \operatorname{Re} (n_2 a_1^* a_{-1}); \quad (1b)$$

$$\dot{n}_2 = -n_2 (1 + |a_1|^2 + |a_{-1}|^2) - n_0 a_1 a_{-1}^*. \quad (1r)$$

Здесь использованы нормированные безразмерные переменные a_1 , a_{-1} , n_0 , n_2 — комплексные амплитуды встречных волн и двух первых пространственных гармоник инверсной населенности. Время τ отсчитывается в единицах времени релаксации инверсной населенности, G^{-1} — отношение времени затухания поля в резонаторе к времени релаксации инверсной населенности, α характеризует степень превышения уровня накачки над пороговым. Для рубина при двукратном превышении порогового уровня $G \cong 10^5$, $\alpha \cong 30$ [8].

Коэффициенты ρ определяют постоянные связи, имеющиеся в лазере: ρ_{-1} — коэффициент связи через возвратное зеркало, ρ_1 — коэффициент связи, обусловленный обратным отражением в направлении подавленной волны a_1 , причем $|\rho_{-1}| \gg |\rho_1|$. Суммарная связь B в этом направлении равна сумме постоянной связи ρ_1 и динамической n_2 , появляющейся при рассеянии волны на пространственной решетке инверсной населенности:

$$B = n_2 + \rho_1.$$

Система (1) применяется обычно при малых потерях резонатора и малых коэффициентах связи ($|\rho| \ll 1$). В рассматриваемой ситуации $\rho_{-1} \leq 2$ (100% отражающее зеркало M_2 и 50% пропускающее зеркало M_1 , потери резонатора определяются в основном зеркалом M_1). Используя уравнения (1), мы руководствуемся следующим: 1) решения, полученные нами численно для точной системы уравнений, которая требует больших затрат машинного времени в области, где решение возможно, находятся в хорошем согласии с решениями системы (1); 2) в линейном лазере с большими потерями (например, 50%) уравнения, полученные этим же методом, дают разумные результаты.

В настоящей работе мы ограничимся случаем различия фаз коэффициентов связей ρ_1 , ρ_{-1} , π ($\delta = \rho_1 \rho_{-1} / |\rho_1 \rho_{-1}| = \pm 1$). Приведем некоторые простые аналитические результаты, необходимые для понимания дальнейшего изложения.

Из пороговых условий, которые легко получить стандартным методом [5, 8], следует, что при $\delta = 1$ возможны два типа колебаний: синфазные ($a_1 = a_{-1} \sqrt{\rho_1 / \rho_{-1}}$), имеющие порог возбуждения $n_0 = 1 - \sqrt{\rho_1 \rho_{-1}}$, и противофазные ($a_1 = -a_{-1} \sqrt{|\rho_1 / \rho_{-1}|}$), имеющие порог возбуждения $n_0 = 1 + \sqrt{|\rho_1 \rho_{-1}|}$. Возбуждаться будут первые, так как порог их меньше. При $\delta = -1$ возбуждаются несинфазные автомодуляционные колебания со сдвигом фаз $\pi/2$ ($a_1 = a_{-1} \sqrt{|\rho_1| / |\rho_{-1}|} \exp(\pm i\pi/2)$), имеющие порог возбуждения $n_0 = 1^*$. При используемом нами подходе некоторые тонкие вопросы, связанные с определением порога и соотношений между коэффициентами подавления в различных участках резонатора, исследованные в [9], выпадают, но это не влияет на суть рассматриваемых вопросов.

* Приведенные соотношения между амплитудами встречных волн справедливы, естественно, на линейном этапе развития генерации.

При условии $\rho_1 \ll 1$ легко найти стационарное решение системы (1) в разложении по малому параметру ρ_1 . Выражения почти аналогичны полученным в [2, 4]. Приведем два важных параметра:

1) коэффициент подавления

$$\eta_0 = a_{-1}^0/a_1^0 = (\alpha - 1)/\alpha\rho_1; \quad (2)$$

2) суммарная связь в направлении слабой волны

$$B_0 = n_2^0 + \rho_1 = \rho_{-1}\rho_1^2\alpha^2/(\alpha - 1)^2. \quad (3)$$

Как видно, динамическая связь n_2 стремится компенсировать ρ_1 , отличие n_2 от $-\rho_1$ очень мало ($\sim \rho_1^2$) и это принципиально, так как значение B_0 близко к точке $B = 0$, при переходе через которую изменяется характер колебаний ($B > 0$ — колебания синфазные, $B < 0$ — автомодуляционные). Как будет видно из дальнейшего, именно это приводит к недостижимости при некоторых значениях связи ρ_1 стационарного режима, хотя он является устойчивым.

3. Мы численно исследовали кинетику генерации рубинового лазера в зависимости от величины и знака остаточной связи ρ_1 при фиксированных значениях ρ_{-1} . На рис. 2 и 3 приведены результаты для $\rho_{-1} = 2$. При $\rho_1 = 10^{-2}$ (рис. 2) имеют место синфазные затухающие колебания встречных волн, а при $\rho_1 = 10^{-3}$ (рис. 3) — незатухающие пиковые колебания, промодулированные несинфазно в каждом пичке (автомодуляция). Аналогичные зависимости от ρ_1 наблюдаются соответственно при $\rho_1 \geq 10^{-2}$ и $\rho_1 \leq 10^{-3}$. В промежуточной области колебания могут иметь нерегулярный характер (синфазные сменяются несинфазными автомодуляционными и наоборот). Амплитуды полей в начальный момент во всех случаях определялись величиной люминесцентного шума.

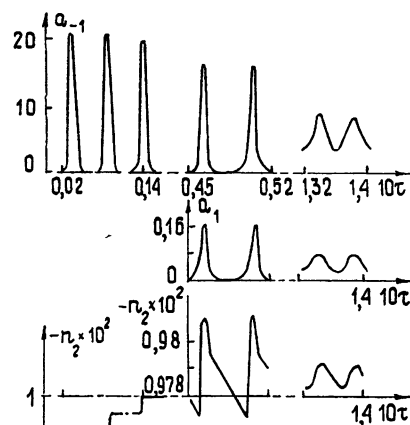


Рис. 2.

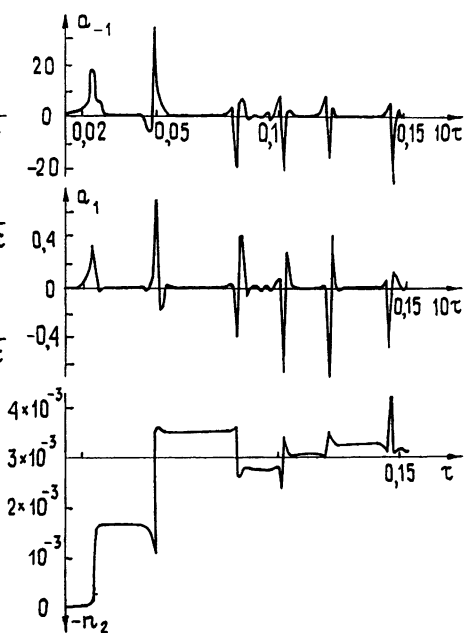


Рис. 3.

Чтобы понять причину изменения характера генерации при изменении ρ_1 , обсудим некоторые закономерности, следующие из численного анализа.

В течение первого пичка наводится пространственная решетка инверсной населенности, изменяющая суммарную связь B в направлении слабой волны a_1 . При $\delta = 1$ первый пичок является синфазным и n_2 отрицательно. Тип колебаний в последующих пичках зависит от знака суммарной связи B , устанавливающейся в конце предыдущего пичка, которая сама изменяется в процессе генерации пичка. Из (1г) видно, что изменение n_2 определяется, во-первых, релаксацией колебаний и, во-вторых, взаимной фазировкой поля встречных волн и их различием по амплитуде. Релаксация приводит к уменьшению $|n_2|$. За счет фазировки поля при $B > 0$ в случае синфазных колебаний в пичке n_2 уменьшается, стремясь изменить знак B , в случае противофазных — увеличивается. При $B < 0$, когда колебания несинфазные, в течение пичка имеются участки с одинаковыми знаками амплитуд полей a_1, a_{-1} , на которых n_2 уменьшается, и участки с различными знаками a_1, a_{-1} , на которых n_2 увеличивается. Знак и величина результирующего изменения n_2 за время пичка зависят от преобладания участков одного или другого типа и могут изменяться от пичка к пичку, т. е. направление изменения заранее не определено, как в случае синфазных колебаний.

Для реализации затухающих колебаний необходимы компенсация этих двух причин изменения n_2 и локализация колебаний в окрестности

$$B_0 - \rho_1 < n_2 < 0. \quad (4)$$

Но, как показывает численный анализ, это невозможно при $\rho_1 \leq 10^{-3}$ и имеет место при $\rho_1 \geq 10^{-2}$, хотя стационарное решение устойчиво в обоих случаях. Это различие режимов определяется величиной пространственной модуляции инверсной населенности (n_2), наводимой в течение первого пичка. Если в конце первого пичка наводится $|n_2|$ существенно больше ρ_1 ($B < 0$ и одновременно $|B| \sim \rho_1$), то колебания в пичках автомодуляционные, n_2 медленно диффундирует от пичка к пичку и не возвращается в область (4). Такая ситуация имеет место при $\rho_1 = 10^{-3}$ (рис. 3).

Если же в конце первого пичка $|n_2| < \rho_1$, то и следующий пичок будет синфазным. При $\rho_1 = 10^{-2}$ величина $|n_2| \sim \rho_1$ достигается в течение первых трех пичков, после чего колебания локализуются в области (4), очень медленно сходясь к стационарному решению. В промежуточной области $|B| \ll \rho_1$ и нерегулярный характер генерации связан с колебаниями $|n_2|$ в окрестности ρ_1 . При $\delta = -1$ ($\rho_1 < 0$) для любых значений ρ_1 реализуется автомодуляционный режим.

Из (2) следует, что коэффициент подавления в стационарном режиме не зависит от ρ_{-1} , но от него зависит критическая связь, при которой возможен переход в режим затухающих пульсаций. Установка дополнительного усилителя в области вблизи возвратного зеркала [10] существенно увеличивает ρ_{-1} и, следовательно, B_0 , не изменяя η_0 , что смещает критическую область достижения режима затухающих пульсаций в сторону более малых ρ_1 .

4. Из рассмотренного выше следует, что для реализации большего подавления нужно уменьшать ρ_1 (см. (2)), но в этом случае стационарный режим практически недостижим, колебания имеют пичковый, часто нерегулярный характер, с небольшим подавлением (если оценить подавление по максимальным отклонениям $|a_1|$ и $|a_{-1}|$ в пичке, то оно не превышает 20—50). Затухающие колебания реализуются при возрастании ρ_1 , что увеличивает амплитуду слабой волны и уменьшает коэффициент подавления η_0 . Как уже отмечалось ранее, релаксация колебаний довольно медленная, т. е. мы имеем довольно противоречивые условия.

Стационарный режим (или режим, близкий к стационарному) достигался бы при малых ρ_1 , если бы темп уменьшения n_2 под действием пика с синфазными колебаниями ($B > 0$) и темп увеличения n_2 в области $B < 0$ были одинаковыми. Такому условию удовлетворяют синфазные и противофазные колебания, режим попеременной смены которых можно получить переключением знака связи ρ_{-1} после первого изменения знака поля a_1 , что будет соответствовать переходу от $\delta_{эфф} = -1$ к $\delta_{эфф} = 1$. При первом переключении реализуются противофазные колебания, а при повторном — синфазные. Именно этим объясняется эффективность алгоритма переключения связи, предложенного в [7]. Технически осуществить такое переключение можно ячейкой Поккельса, изменяющей оптический путь до возвратного зеркала на $\pi/2$.

На рис. 4 показано численное моделирование указанного алгоритма. После локализации колебаний n_2 в окрестности (4), когда знак поля перестает изменяться, алгоритм выключается и, как показывает численный анализ, колебания в дальнейшем затухают, не выходя из окрестности (4), что доказывает устойчивость стационарного режима при $\rho_1 = 10^{-3}$, который естественным образом не реализуется. Режим, близкий к стационарному, достигается значительно быстрее, чем при релаксации естественным путем (см. рис. 2). Анализ показал, что при небольшом изменении разности фаз коэффициентов связей ρ около нулевого значения режим остается устойчивым. Допустимая задержка переключения связи приблизительно определяется временем до последующего изменения знака одного из полей.

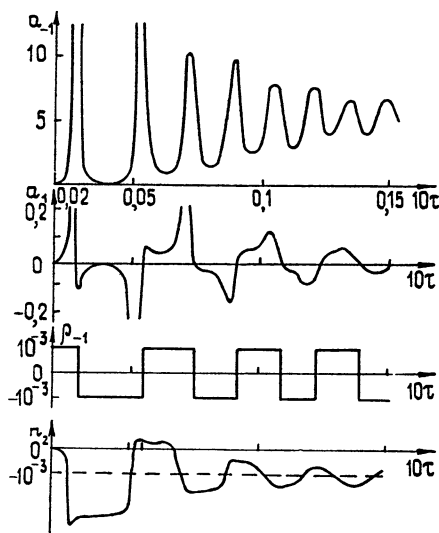


Рис. 4.

5. Кратко резюмируя, еще раз отметим, что при коэффициенте связи через обратное рассеяние (ρ_1) меньше некоторой критической величины фазовые траектории в начале движения попадают в «запрещенную область», из которой могут не вернуться в окрестность (4), что приводит к невозможности реализации стационарного режима, несмотря на его устойчивость по Ляпунову. Этим, по-видимому, можно объяснить экспериментальные результаты (см., например, [11]), в которых квазинепрерывный режим достигался при увеличении ρ_1 .

Для локализации колебаний n_2 в окрестности (4) и, следовательно, достижения непрерывной генерации с предельным коэффициентом подавления (2) при малых ρ_1 эффективной является модуляция связи ρ_{-1} с переключением на противоположную после изменения знака поля a_1 .

ЛИТЕРАТУРА

1. Hercher M., Young M., Stouyer C — J. Appl. Phys., 1965, 36, № 10, p. 3351.
2. Переведенцева Г. В., Хандохин Г. А., Ханнин Я. И. — Квантовая электроника, 1980, 7, № 1, с. 128.
3. Клочан Е. Л., Корниенко Л. С., Кравцов Н. В., Ларионцев Е. Г., Шелаев А. Н. — Радиотехника и электроника, 1974, 19, № 10, с. 2096.
4. Клочан Е. Л., Корниенко Л. С., Кравцов Н. В., Ларионцев Е. Г., Шелаев А. Н. — ДАН СССР, 1974, 215, № 2, с. 313.

5. Клочан Е. Л., Корниенко Л. С., Кравцов Н. В., Ларионцев Е. Г., Шелаев А. Н.—ЖЭТФ, 1973, 65, № 4 (10), с. 1344.
6. Епифанова И. П., Ларионцев Е. Г.—ЖЭТФ, 1968, 55, № 4(10), с. 1523.
7. Кравченко В. И., Левченко Е. Г., Тарабров В. В., Чайка В. Е.—Тезисы докладов I Всесоюзной конференции «Оптика лазеров».—Л., 1976, с. 103.
8. Ханин Я. И. Динамика квантовых генераторов. Квантовая радиофизика.—М.: Сов. радио, 1975, т. 2.
9. Миловский Н. Д., Попова Л. Л.—В сб.: Квантовая электроника.—Киев: Наукова думка, 1981, вып. 20, с. 12.
10. Кравченко В. И., Миловский Н. Д., Попова Л. Л.—В сб.: Квантовая электроника.—Киев: Наукова думка, 1981, вып. 20, с. 3.
11. Мак А. А., Устюгов В. И., Фромзель В. А., Халеев М. М.—ЖТФ, 1974, 44, вып. 4, с. 868.

Институт физики АН УССР

Поступила в редакцию
7 сентября 1982 г.

KINETICS OF OSCILLATION OF SOLID STATE RING LASER WITH THE ADDITIONAL MIRROR IN THE FEEDBACK CHAIN

V. I. Kravchenko, E. G. Levchenko, Yu N. Parchomenko

The effect of the coupling coefficients on kinetics of the ring ruby laser with the additional mirror in the feedback chain is studied numerically. It is shown, that there exists a critical value of the coupling, caused by backscattering, below which the quasi-continuous operation does not take place in spite of its stability. One of the possible algorithms of the coupling modulation allowing to realize quasi-continuous unidirectional oscillation is discussed.

И Н Ф О Р М А Ц И Я

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, т. 59, вып. 4, 1982 г.

Аннотации статей, представляющих интерес для читателей «Радиофизики»

Котельников В. А., Александров Ю. Н., Андреев Р. А., Вышлов А. С., Дубровин В. М., Гришмановский В. А., Зайцев А. Л., Каевицер В. И., Крымов А. А., Петров Г. М., Ржига О. Н., Хасянов А. Ф., Шаховской А. М. Результаты радиолокационных наблюдений Венеры на волне 39 см в 1980 г.

В период с 15 февраля по 15 апреля 1980 г с помощью новой полноповоротной параболической антенны диаметром 70 м выполнены радиолокационные наблюдения Венеры в интервале дальностей от 161 до 94 млн км. Проведены измерения расстояния до планеты, скорости ее движения, а также профиля высот поверхности в интервале долгот 70°—230°, широта подлокаторной точки при этом изменялась от 1° до 3,7° ю. ш. Отклонение измеренного расстояния от прогноза, вычисленного на основе новой численной теории движения планет, не превышает 6 км при среднеквадратичном значении ошибок измерений 0,3—1,5 км. В исследованной части поверхности Венеры наблюдаются две горные области, разделенные протяженной холмистой равниной. Первая из горных областей достигает высоты 4,5 км вблизи долготы 90°, вторая—2,5 км на долоте 195°. Протяженность этих областей составляет примерно 4 тыс. км и 2,5 тыс. км соответственно.

(Продолжение см. с. 965)