

07

©1993 г.

РЕЗОНАНСЫ МОЩНОСТИ В ЛАЗЕРАХ НА КРАСИТЕЛЯХ С СИНХРОННОЙ НАКАЧКОЙ С РЕЗОНАТОРАМИ НА ОСНОВЕ ИНТЕРФЕРОМЕТРА САНЬЯКА

С.Г.Розуван, Е.А.Тихонов

Представлены результаты исследований резонансов мощности генерации в лазере на красителях с синхронной импульсной накачкой. Исследуемый лазер на основе интерферометра Саньяка дополнительно содержал линзу в резонаторе. Экспериментально и методом *ABCD*-матриц найдено и обосновано положение активной среды, обеспечивающее максимальную добротность резонатора. Показано, что ширина резонанса мощности существенно зависит от добротности резонатора и обратно пропорциональна длительности генерируемых импульсов. Полученные результаты представляют интерес для реализации субпикосекундных лазеров, работающих с импульсной синхронной накачкой.

Введение

Синхронизация аксиальных мод в лазерах заключается в установлении регулярных фазовых соотношений (сдвигов), что сопровождается генерацией излучения пико-, фемтосекундного диапазонов длительности [1,2]. В зависимости от используемого метода синхронизации теоретический анализ процессов в таких лазерах использует один из двух взаимно дополняющих языков — спектральный или временной. Практически используются несколько методов, среди которых синхронизация мод посредством периодической оптической накачки активной среды на частоте межмодовых биений занимает одно из важных мест [3].

Замкнутая теория генерации стационарных УКИ методом синхронной накачки представлена в работе [4], рекордные значения УКИ фемтосекундной длительности получены также в стационарных условиях [5].

На сегодня остается важной проблема получения УКИ фемтосекундной длительности с импульсной синхронной накачкой, т.е. проблема определения условий сокращения переходного периода в синхронизации мод [6]. Применительно к процессу пассивной синхронизации мод с накачкой наносекундной длительности этот вопрос решен в цикле работ [7].

Имея в виду очевидные преимущества пикосекундных импульсных лазеров, используемых для синхронной накачки красителей, правомочно

поставить задачу получения в этих условиях излучения фемтосекундной длительности. Одним из параметров таких лазеров, тесно связанных с длительностью генерируемых импульсов, является резонанс мощности.

Резонанс мощности регистрируется как зависимость мощности генерации от величины расстройки ($\Delta L/c$) аксиальных периодов двух лазеров — накачки и основного. Чем уже резонанс мощности, тем эффективнее процесс синхронизации, тем уже генерируемый импульс. До сих пор наиболее узкие резонансы мощности в лазерах с импульсной синхронной накачкой были получены при использовании резонатора с интерферометром Саньяка. Основное преимущество таких резонаторов — строго продольная и встречная накачка, простота реализации требований синхронности и перестройки частоты генерации [8].

Однако углубленное изучение обнаружило сильную зависимость его добротности и ширины резонансов мощности от различных параметров и режимов работы. Именно этой проблеме посвящена данная работа, конечная цель исследований — определение условий получения излучения фемтосекундной длительности.

Модификация резонатора на основе интерферометра Саньяка

Модифицированный резонатор на основе интерферометра Саньяка (МИС) для генерации УКИ методом синхронной накачки представлен на рис. 1, а. Он отличается от использованного ранее [8] установкой линзы L_2 с фокусным расстоянием $F_2 \leq F_1$ в резонатор (F_1 — фокусное расстояние линзы L_1 в пучке накачки). Линза L_2 устанавливается и центрируется в положении Z_2 на оси резонатора, так что оптическая длина отрезка $Z_2 \leq F_2$. За начало отсчета берется оптический центр интерферометра (координата Z_0). Установка линзы сопровождается существенным снижением дифракционных потерь с соответствующим снижением порога генерации. При отклонении коэффициента отражения R_d на 10% от оптимального значения 0.5 величина утечки возрастает до 0.1%. Так как накачка эффективно поглощается активной средой, то вопрос об утечке накачки в канал генерации практически не возникает. Много более важным является нарушение амплитудно-фазовых условий на

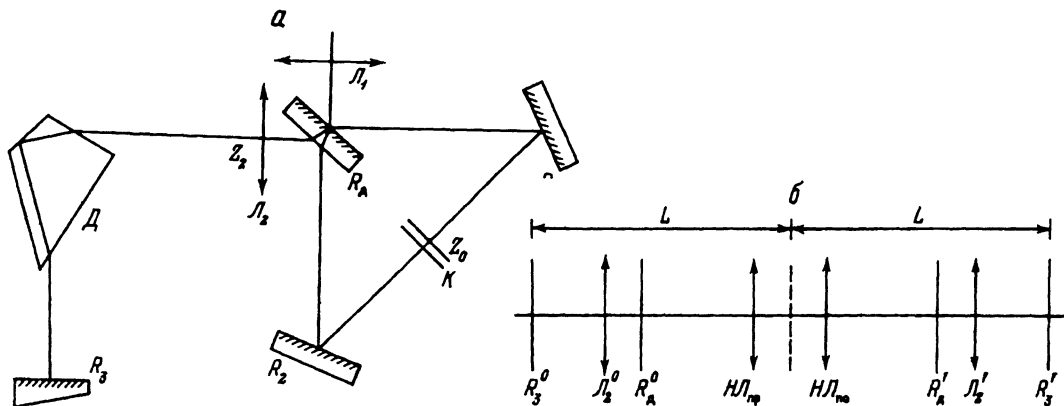


Рис. 1. Оптическая (а) и эквивалентная (б) схемы модифицированного резонатора на основе ИС.

делительном зеркале для излучения генерации, поскольку это определяет добротность резонатора. Не очень жесткие амплитудные условия сравнительно легко выполняются на практике путем напыления зеркала с $R_d = 0.5 \pm 0.05$. Фазовые условия в общем случае выполнить труднее и они являются более важными. Действительно, если активная среда не находится в оптическом центре МИС, то набег фаз для волн генерации по и против часовой стрелки может оказаться различным и интерференционное сложение волн на зеркале не дает полного погашения на выходе с соответствующим снижением добротности резонатора.

Очевидные последствия нецентрального положения активной среды в МИС состоят в том, что импульсы накачки попадают в активную среду с задержкой $2\Delta z/c$ (Δz — смещение активной среды от центра симметрии), что проявляется сначала в удлинении импульсов генерации, а когда $2\Delta z/c \geq 100$ пс — в генерации двух независимых пиков. Однако оптическая накачка сопровождается самовоздействием за счет диссипативных потерь и нагрева активной среды, а также за счет образования и релаксации населенности. Образование линзы в МИС во время процесса генерации при асимметричном положении активной среды приводит к увеличению потерь для высших поперечных мод, при $\Delta z = 0$ влияние линзы отсутствует [9].

Кроме инерционной тепловой линзы в среде с изменяемой инверсной населенностью может возникнуть индуцированный показатель преломления вследствие дисперсионных соотношений. Его знак и величина спектрально зависимы, а порядок величины равен $\Delta h \approx 2\pi \cdot \Delta\alpha \cdot \lambda$, где $\Delta\alpha$ — амплитуда насыщаемого поглотителя.

Роль подобной индуцированной рефракции изучалась в работе [10].

Таким образом, любое различие в величине фазовых набегов для волн по и против часовой стрелки будет приводить к снижению эффективности интерференционного погашения волн на выходе МИС, т.е. к росту утечки волн генерации из резонатора.

На рис. 2 представлена зависимость выходной энергии лазера при смещении (Δz) кюветы с раствором РБЖ от оптического центра МИС (энергия накачки составляла 0.1 мДж, лазер на растворе РБЖ работал

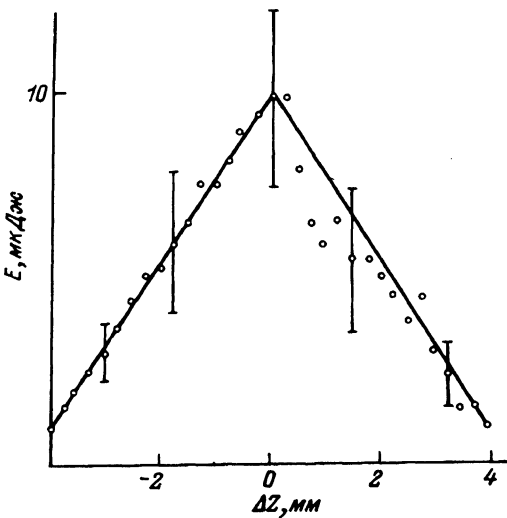


Рис. 2. Зависимость энергии генерации от смещения активной среды (усреднение по 500 измерениям).

с трехкратной перекачкой над порогом). При смещении кюветы от центрального положения в ближней зоне генерации появлялись интерференционные кольца с максимумом интенсивности в центре. При перемещении кюветы к центру диаметр колец увеличивался, и при центровке кольца полностью исчезали. Общий вид распределения в пучке генерации на основном и паразитном выходах резонатора противофазен и полностью идентичен интерференционным картинам, представленным в [9], когда в ИС вводилась обычная линза.

Поскольку инерционная тепловая линза убиралась циркулирующей жидкой активной среды, то наблюдаемый эффект мы отнесли к влиянию динамической линзы, связанной с кинетикой инверсной населенности.

Влияние дефазировки волн в ИС на добротность резонатора можно уменьшить, снизив добротность резонатора. Так, при замене делительного зеркала с $T_d = R_d = 50\%$ на $T_d = 65\%$, порог генерации возрастал с $0.4 \cdot 10^{-1}$ до 0.3 мДж. В этом случае энергия генерации практически не зависела от величины смещения кюветы от центра ИС.

Матричный анализ влияния динамической линзы на добротность МИС

Эквивалентная оптическая схема МИС представлена на рис. 1, б. Наведенная линза в кювете с раствором Р6Ж, смещенных относительно оптического центра ИС, представлена на схеме в виде двух линз ($НЛ_{по}$ и $НЛ_{пр}$), действующих соответственно на пучки, распространяющиеся по и против часовой стрелки.

Известно, что резонатор можно описать с помощью $ABCD$ -матрицы размерности 2×2 , представляющей результат перемножения матриц элементов и матриц отрезков резонатора [11]. Определим такие матрицы резонатора для названных пучков. Для упрощения анализа при дальнейшем рассмотрении линза L_2 в расчет не принимается, так как она расположена вне ИС.

Обозначим $L - \Delta z = d_1$, $L + \Delta z = d_2$, где L — длина резонатора, Δz — смещение кюветы относительно центра, f — фокусное расстояние линзы $НЛ$ (рис. 1, б). Тогда искомые матрицы можно представить в виде

$$\begin{vmatrix} A_{пр}; & B_{пр} \\ C_{пр}; & D_{пр} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} 1; & d_1 \\ 0; & 1 \end{vmatrix} \begin{vmatrix} 1; & 0 \\ -\frac{1}{f}; & 1 \end{vmatrix} \begin{vmatrix} 1; & d_2 \\ 0; & 1 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} 1 - \frac{d_1}{f}; & d_1 + d_2 - \frac{d_1 \cdot d_2}{f} \\ -\frac{1}{f}; & 1 - \frac{d_2}{f} \end{vmatrix},$$

$$\begin{vmatrix} A_{по}; & B_{по} \\ C_{по}; & D_{по} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} 1; & d_2 \\ 0; & 1 \end{vmatrix} \begin{vmatrix} 1; & 0 \\ -\frac{1}{f}; & 1 \end{vmatrix} \begin{vmatrix} 1; & d_1 \\ 0; & 1 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} 1 - \frac{d_2}{f}; & d_1 + d_2 - \frac{d_1 \cdot d_2}{f} \\ -\frac{1}{f}; & 1 - \frac{d_1}{f} \end{vmatrix}. \quad (1)$$

Параметр

$$q = \frac{1}{R} + j \frac{\lambda}{\pi \cdot \omega^2}$$

гауссова пучка после прохождения устойчивого резонатора должен остаться неизменным (R — радиус кривизны волнового фронта, ω — радиус пучка, λ — длина волны)

$$q = \frac{A \cdot q + B}{C \cdot q + D}. \quad (2)$$

Соответственно в рассматриваемом случае

$$q_{\text{по}} = \frac{A_{\text{по}} \cdot q_{\text{по}} + B_{\text{по}}}{C_{\text{по}} \cdot q_{\text{по}} + D_{\text{по}}}, \quad (3)$$

$$q_{\text{пр}} = \frac{A_{\text{пр}} \cdot q_{\text{пр}} + B_{\text{пр}}}{C_{\text{пр}} \cdot q_{\text{пр}} + D_{\text{пр}}}. \quad (4)$$

Подставляя матрицы (1) в (3), (4), получаем условие единственности пучка в рассматриваемом резонаторе ($q_{\text{по}} = q_{\text{пр}}$) (при одновременном выполнении условий устойчивости $0 \leq 1 - (L/2f) \leq 1$)

$$d_1 = d_2. \quad (5)$$

Равенство (5) реализуется, когда динамическая линза находится в оптическом центре ИС. Когда $d_1 \neq d_2$, образуются два гауссовых пучка с разными q . Рассмотрим их прохождение через резонатор в деталях, предположив, что смещение линзы невелико и образовавшиеся “по-” и “противочасовой” пучки лишь слегка отличаются от устойчивого ($d_1 = d_2$) решения вида (1)

$$U(x, y, z) = A \cdot \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{\omega^2}\right) \cdot \exp\left(-\frac{j \cdot k \cdot (x^2 + y^2)}{2 \cdot R}\right). \quad (6)$$

Пучки в этом случае можно представить в виде

$$U^{\text{по}}(x, y, z) = A \cdot \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{(\omega + \Delta\omega)^2}\right) \cdot \exp\left(-\frac{j \cdot k \cdot (x^2 + y^2)}{2 \cdot (R - \Delta R)}\right), \quad (7)$$

$$U^{\text{по}}(x, y, z) = A \cdot \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{(\omega - \Delta\omega)^2}\right) \cdot \exp\left(-\frac{j \cdot k \cdot (x^2 + y^2)}{2 \cdot (R + \Delta R)}\right). \quad (8)$$

Здесь $\Delta\omega \ll \omega$, $\Delta R \ll R$, k — волновое число,

$$\omega(z) = \sqrt{\frac{2 \cdot b}{k}} \left(1 + \frac{x^2}{b^2}\right), \quad R(z) = \frac{z^2 + b^2}{z},$$

b — конфокальный параметр. Очевидно, что пучки (7), (8) будут иметь различные конфокальные параметры $b + \Delta b$ и $b - \Delta b$, а их перетяжки будут смещены на расстояние M относительно перетяжки стационарного пучка.

Рассмотрим, как изменение параметров пучков скажется на соотношении фаз пучков при их сложении на R_d (ролью изменения амплитуд можно пренебречь). В зависимости от соотношения величин фазовых множителей в (7) и (8) видно, что фазы волн $U^{\text{по}}$ и $U^{\text{пр}}$ теперь неодинаковы в одних и тех же точках (x, y) . Запишем разность фаз между $U^{\text{по}}$ и $U^{\text{пр}}$

$$\Delta\varphi = \frac{k(x^2 + y^2)}{R^2} \left[\frac{\partial R}{\partial b} \frac{\partial b}{\partial z} + \frac{\partial R}{\partial M} \frac{\partial M}{\partial z} \right] \Bigg|_{R_d} \cdot \Delta z. \quad (9)$$

Ясно, что при $\Delta\varphi = (2n + 1)\pi$ излучение генерации выводится из резонатора. Это произойдет в точках (x, y) , удовлетворяющих уравнению

$$x^2 + y^2 = \frac{(2n + 1) \cdot \pi}{c \cdot \Delta z},$$

где

$$C = \frac{k}{R^2} \left[\frac{\partial R}{\partial b} \frac{\partial b}{\partial z} + \frac{\partial R}{\partial M} \frac{\partial M}{\partial z} \right] \Bigg|_{R_d} \quad (10)$$

(при качественном анализе (10) громоздкие выражения для C здесь не приводятся).

Выражение (10) представляет собой уравнение концентрических колец. При $n = 0$ (10) описывает размер “мягкой” диафрагмы, которая осуществляет угловую селекцию в ИС с линзой, смещенной относительно центра. Видно, что чем меньше смещение Δz кюветы относительно оптического центра ИС, тем больше диаметр “мягкой” диафрагмы, а следовательно, меньше потери в резонаторе. Выражение (10) позволяет качественно объяснить ход экспериментальной кривой на рис. 2.

Интересен вопрос о природе наведенной в активной среде динамической линзы. Несмотря на сравнительно малую длительность огибающей генерации (≈ 70 нс), нельзя полностью исключить тепловой вклад в образование линзы даже от одиночного импульса [12]. С другой стороны, нельзя не считаться с вкладом от наведенного показателя преломления, вызванным релаксацией инверсной населенности в активной среде, тем более что этот вклад следует синхронно с накачкой [10]. Оценим величину фокусного расстояния наведенной динамической линзы от инверсной населенности.

Известно, что линза с фокусным расстоянием f обеспечивает фазовый сдвиг в зависимости от расстояния до оси линзы

$$\varphi = -\frac{k}{2 \cdot f} (x^2 + y^2). \quad (11)$$

Пусть Δn — изменение показателя преломления в активной среде, представляющей собой цилиндр длиной l с радиусом r . Тогда фазовый сдвиг для луча на краю цилиндра по отношению к лучу в центре равен

$$\varphi = k \cdot \Delta n \cdot l. \quad (12)$$

Приравнивая левые части (11) и (12), получим

$$f = \frac{r^2}{2 \cdot \Delta n \cdot \Delta l}. \quad (13)$$

В лазерах на красителях рассматриваемого класса характерные величины параметров составляют $r = 10^{-4}$ м, $\Delta l = 10^{-3}$ м. Даже значения $\Delta n = \Delta\alpha \cdot \lambda = 10^{-5} - 10^{-6}$ приводят к $f = 0.5 - 5$ м ($\Delta\alpha \sim 1 \text{ см}^{-1}$ — изменение коэффициента поглощения при накачке). Таким образом, линза, связанная с изменением показателя преломления из-за образования инверсной населенности, может вносить весомый вклад в обсуждаемое явление.

Выше отмечалось, что лазер на основе модифицированного резонатора с ИС отличается от прототипа [8] существенно улучшенными энергетическими характеристиками. Введение линзы L_2 позволяет фокусировать накачку в области $\varnothing \approx 100$ мкм (при этом снижается пороговая энергия накачки благодаря значительному уменьшению дифракционных потерь аналогично тому, как это осуществлено в струйном лазере на красителе с Z-резонатором Когельника). По сравнению с базовым лазером порог возбуждения генерации снизился и для Р6Ж в резонаторе длиной $L = 1$ м составил 40 мкДж (по сравнению с 200 мкДж). При этом ячейка с красителем в исследуемом лазере, несмотря на вносимый ею астигматизм меридиональной и сагитальной плоскостей, устанавливалась под углом Брюстера. Однако введение L_2 в резонатор привело к заметному уширению резонансов мощности и поставило вопрос об эффективности синхронизации мод в таком лазере и о природе такого уширения.

Соответственно были выполнены измерения резонансов мощности, длительностей импульсов генерации и накачки. Измерение энергии лазерного излучения производилось калиброванным фотодиодом ФД-24К, связанным с АЦП в стандарте КАМАК и ЭВМ "Электроника-НЦ80". Измерение длительности импульсов генерации производилось с помощью фотохронографа "Агат-СФ" с временным разрешением 6 пс. Накачка лазера на красителе осуществлялась дугом пикосекундных импульсов с огибающей ≈ 70 нс (вторая гармоника лазера на АИГ: Nd^{3+} с пассивным модулятором добротности на основе этанольного раствора 3274-У). МИС образован делительным зеркалом R_d , 100%-ми зеркалами R_1 и R_2 , линза L_1 служит для фокусировки накачки. L_2 согласует каустики и превращает плоский резонатор в сферический, D — дисперсионная призма, R_3 — выходное зеркало. Длины резонаторов лазеров накачки и основного $L = 1$ м согласуются с помощью микрометрической подвижки на

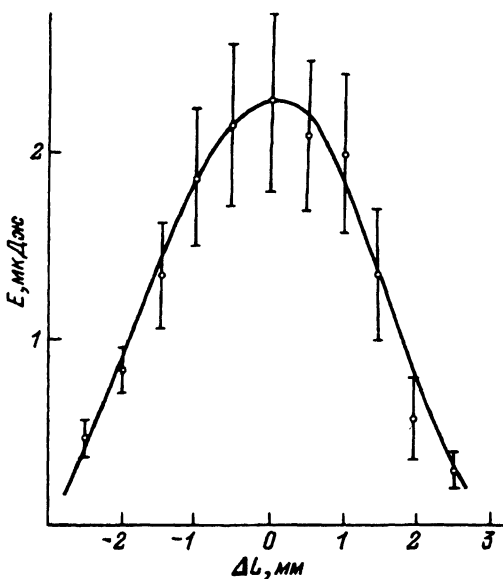


Рис. 3. Резонанс мощности лазера в базовом резонаторе с ИС (усреднение по 500 измерениям).

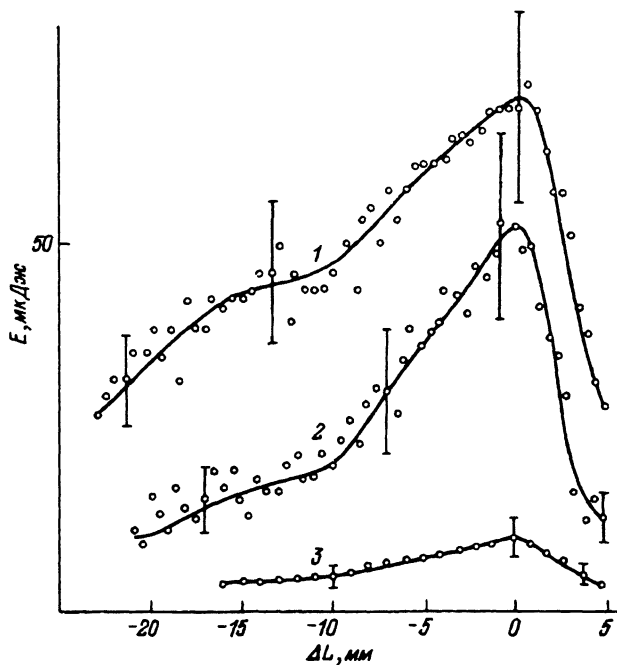


Рис. 4. Резонанс мощности лазера в модифицированном резонаторе с ИС.
 E_n , мДж: 1, 2 — 1; 3 — 0.25;
 $\Delta\lambda$, Å: 1 — 90, 2 — 6
 (усреднение по 500 измерениям).

зеркале R_3 , оптическая плотность раствора Р6Ж на длине волны накачки равна 6, энергия накачки составляла 1.0 мДж.

На рис. 3 представлен резонанс мощности лазера-прототипа (без L_2 в резонаторе). Для $\Delta L = 0$ он соответствовал пятикратному превышению пороговой накачки. Длительность импульсов генерации при этом составляла 22 пс при длительности импульсов накачки 45 пс (в центре пуга). Ширина линии генерации составляла ≈ 1 нм. Резонанс мощности на рис. 3 имеет симметричный вид с шириной ≈ 3 мм, как и в случае, описанном ранее [8].

На рис. 4 представлены резонансы мощности лазера с линзой L_2 в резонаторе при различных значениях ширины линии генерации и кратности превышения накачки относительно порогового значения. По сравнению с рис. 3 кривые имеют асимметричную форму и на порядок бóльшую ширину.

Результаты измерений позволяют сделать вывод о нечувствительности ширины резонанса мощности в этих условиях к ширине линии генерации и величине перекачки над порогом.

Сопоставление длительностей импульсов генерации для случаев базового резонатора и модифицированного резонатора с ИС показало, что уширение резонанса мощности сопровождалось снижением эффективности укорочения импульсов генерации. В отличие от данных [8] в лазере с модифицированным резонатором в максимуме резонанса мощности длительность импульсов генерации была практически равна длительности импульсов накачки. При уменьшении длины резонатора основного лазера ($\Delta L = L_{\text{осн}} - L_n < 0$) длительность импульсов увеличивалась и при $L = 3$ мм в центре пуга составляла 80 пс. Напротив, при $\Delta L > 0$ лазер генерировал пуг импульсов-копий с длительностью, приблизительно

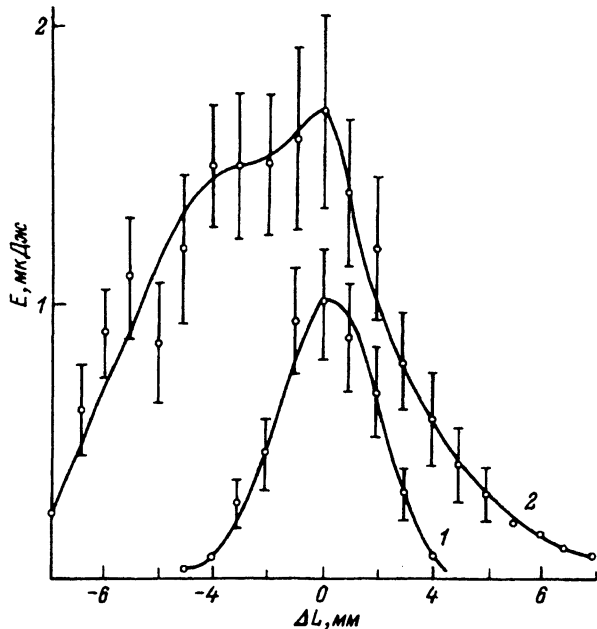


Рис. 5. Резонанс мощности лазера с модифицированным резонатором на базе ИС при внесении дополнительных потерь. 1 — 97.5% на проход, 2 — 99.75%; $E_n = 1 \text{ мДж}$, усреднение по 500 измерениям.

равной длительности импульсов накачки. Количество копий при этом возрастает с порядковым номером импульса в пуге.

На рис. 5 показаны резонансы мощности лазера с модифицированным резонатором на основе ИС при введении в резонатор неселективных потерь. Снижение добротности резонатора уменьшает полуширину резонанса мощности и его асимметрию. Сузив резонанс мощности таким образом, получили длительность УКИ 30 пс при накачке УКИ длительностью 45 пс (измерения проводились при трехкратном превышении порога).

Из представленных данных следует, что на ширину резонанса мощности и соответственно длительность генерируемых УКИ влияет добротность резонатора. Качественное понимание результата можно получить в модели регенеративного усилителя с тремя характерными временами: время жизни фотонов в резонаторе τ_c , время жизни флуоресценции τ_f и аксиальный период T . При некоторой величине τ_c каждый из импульсов генерации вызывает одну или больше “копий” импульсов генерации, отстоящих на величину T или кратную T величину от импульса накачки. Если копий генерируется много, то резонанс мощности уширится, так как генерация возникает от каждого из импульсов накачки независимо. С уменьшением τ_c (добротности) можно получить лишь один импульс генерации на один импульс накачки. Коррелированное его усиление можно получить только при синхронности прохождения с импульсами накачки через активную среду. Если добротность очень низкая, то генерация либо вообще не возникает (тривиальный случай), либо возникает лишь для малого числа импульсов, тогда ширина резонанса мощности опять возрастает. В условиях синхронной импульсной накачки с периодом T в достижении порога генерации очень важна роль начального периода возникновения генерации, когда потери на спонтанный излучательный и безызлучательный распад инверсии за период T (или кратный ему про-

межуток) преобладают. Особенно это важно для красителей с $\tau_{\Phi} \leq T$. Вероятно с этим связана наблюдаемая асимметрия резонанса мощности: с ростом $L_{\text{осн}} - L_{\text{н}} > 0$ растет длина резонатора и КПД генерации падает более быстро, чем в области $\Delta L < 0$.

Заключение

В настоящей работе проведено изучение физических особенностей генерации УКИ в лазере на красителе с модифицированным резонатором на основе интерферометра Саньяка. Полученные результаты позволили сформулировать следующие выводы

1. Модифицированный резонатор с ИС обладает (по сравнению с базовой моделью) значительно более низким порогом генерации и обеспечивает более высокий КПД генерации, при этом для полной реализации его преимуществ важно сохранить центральное положение активной среды в ИС.

2. Дефазировка встречных волн генерации в лазере с ИС возникает при смещении активной среды от оптического центра интерферометра и связана с наведенными накачкой динамическими линзами в активной среде. Дефазировка приводит к снижению добротности этого резонатора, так как при этом не происходит интерференционного полного погашения волн на выходе интерферометра. Корректный анализ дефазировки можно осуществить с помощью *ABCD*-матриц и гауссовых пучков.

3. Повышение добротности резонатора с ИС за счет строго центрального положения активной среды позволит получить синхронную генерацию с длинными пугами (≈ 1 мкс) накачки, как возможное решение проблемы нестационарности синхронизации при получении субпикосекундных УКИ. Ширина резонансов мощности обратно пропорциональна длительности генерируемых УКИ.

Список литературы

- [1] Сверхкороткие лазерные импульсы / Под ред. С.Шапиро. М.: Мир, 1981. 479 с.
- [2] Азманов С.А., Вислоух-В.А., Чиркин А.С. Оптика фемтосекундных лазерных импульсов. М.: Наука, 1988. 308 с.
- [3] Нехаенко В.А., Першин С.М., Подшивалов А.Л. // Квантовая электрон. 1986. Т. 13. № 2. С. 453-482.
- [4] Haus H.A. // IEEE J QE. 1975. Vol. QE-11. N 9. P. 736-746.
- [5] Valdmanis J.A., Fork R.L., Gordon J.P. // Opt. Lett. 1985. Vol. 10. P. 131.
- [6] Siegman A.E., Kuizenga D.I. // Opt. Electr. 1974. Vol. 6. N 1. P. 43-66.
- [7] Федоткина Н.М. Автореф. канд. дис. Киев, 1983. 20 с.
- [8] Прохоренко В.И., Тихонов Е.А., Яцкив Д.Я. // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 13. Вып. 9. С. 549-552.
- [9] Прохоренко В.И., Тихонов Е.А., Яцкив Д.Я. // ЖТФ. 1991. Т. 61. Вып. 4. С. 72-79.
- [10] Гульбинас В.В. Автореф. канд. дис. Минск, 1987. 20 с.
- [11] Хаус Х. Волны и поля в оптоэлектронике. М.: Мир, 1988. 430 с.
- [12] Бондар М.В., Пржонская О.В., Тихонов Е.А., Федоткина Н.М. // ЖТФ. 1986. Т. 56. Вып. 5. С. 878-883.

Институт физики
Киев

Поступило в Редакцию
25 марта 1992 г.
В окончательной редакции
28 июля 1992 г.